



UNIVERSITÉ  
PARIS-SUD 11

CSNSM

*N° d'ordre : 7732*

THÈSE  
présentée pour obtenir le grade de  
DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI, ORSAY

par  
Cyril BACHELET

**Mesure de masse de noyaux à halo et refroidissement de  
faisceaux avec l'expérience MISTRAL**

Soutenue le **8 décembre 2004** devant le jury composé de MM.

Marek LEWITOWICZ	Président
Gerda NEYENS	Rapporteur
Cristina VOLPE	Rapporteur
Yorick BLUMENFELD	
Wolfram KORTEN	
Nigel ORR	
David LUNNEY	Directeur de thèse



## Remerciements

*La possibilité de pouvoir finir la rédaction de ma thèse sans adresser aucun remerciements aurait pu être un défi en soi. Mais le fait que je n'ai pas été capable de pouvoir terminer ma thèse sans l'aide de personne, m'oblige à montrer ma gratitude, envers tous ceux qui m'ont accompagnés avec des remerciements sincères.*

*La première personne que je remercie est bien sûr Dave, qui a su me donner une grande liberté pendant ces trois ans, mais en se rendant toujours disponible quand j'en avais besoin. De plus, son sens de l'humour et sa bonne humeur ont permis de toujours faire rimer travail avec plaisir. Pour lui montrer ma gratitude j'espère bien, quand le temps le permettra, pouvoir le mettre minable sur un 9 ou un 18 trous.*

*Un grand merci à mes deux rapporteurs au féminin, Gerda Neyens et Cristina Volpe, pour avoir eu la gentillesse d'utiliser une partie de leur temps pour éplucher mon "tapuscrit", afin d'y débusquer la moindre erreur. En y réfléchissant bien, cela a dû prendre beaucoup de temps. Je remercie également Marek Lewitowicz pour avoir assuré la présidence du jury, Wolfram Korten pour avoir accepté d'en faire partie, Yorick Blumenfeld pour avoir assuré son rôle de sauveur D.R. d'Orsay à la dernière minute et Nigel Orr pour avoir accepté de faire partie du jury en tant qu'invité.*

*Ensuite mes pensées vont vers l'équipe Masse Atomique. Tout d'abord Catherine Thibault, parce que premièrement c'est "la chef" et plus sérieusement pour le lot de connaissances qu'elle m'a apporté, pour les missions de préparation de manip' où elle m'a laissé une entière liberté d'utilisation de MISTRAL, pour sa ténacité pendant les runs de mesures (cf. Annexe A) et enfin pour sa conversation toujours agréable. Jean-François Kepinski pour son travail technique, pour m'avoir dispensé des "cours" sur les technologies utiles à l'expérience et pour son sens critique ainsi que son ironie. Michel de Saint Simon pour le travail qu'il a apporté à MISTRAL. Georges Audi, grâce à qui le cahier de manip' m'a été plus facilement lisible. Carole Gaulard qui m'a accompagné lors de ma découverte du CERN. Geneviève Le Scornet, notre correspondante de luxe au CERN, pour tout les services rendus sur place. Et Michael Sewtz pour son apport de rigueur et d'efficacité.*

*Il m'est important de remercier les deux directeurs du CSNSM que j'ai connu. Hubert Doubre et Hubert Flocard pour m'avoir accueilli dans le laboratoire.*

*Maintenant que le thème du laboratoire est abordé, je me dois de faire un tour du côté de l'administration en pensant à Elisabeth, Annie, Claudine, Michèle et Michèle.*

*Ensuite je m'arrête au niveau de ceux qui ont permis à mon séjour dans le laboratoire d'avoir été super-agréable et pour qui il me tient énormément à cœur de les associer dans mes remerciements. Donc, un grand merci à Claire, Sophie, Jean Roucas, Caroline, Serge,*

*François, Dominique, Aurélien, Pascal, Alex et Claire.*

*Maintenant, il me reste plus qu'à remercier la bonne clientèle, et à faire dans le gros œuvre comme on dit par chez moi. Alors un grand "Chapeau l'Artiste" pour Caline, Luc, Tony, Mòssieur Jan, Le Bureau, Hélène, Sylvain, Cathoche, Gypaos et Nicozzz. Sans ces personnes, je serais sûrement déjà parti en Sibérie pour construire une cabane et tuer des ours à mains nues.*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduisons la masse</b>	<b>3</b>
<b>2 <sup>11</sup>Li et noyaux à halo</b>	<b>9</b>
2.1 Le halo dans l'histoire . . . . .	9
2.2 Un halo, trois corps et des modèles . . . . .	10
<b>3 La mesure de masse</b>	<b>15</b>
3.1 La production des noyaux exotiques . . . . .	15
3.1.1 Fragmentation en vol . . . . .	15
3.1.2 La technique ISOL . . . . .	15
3.2 Les différentes techniques de mesure de masse . . . . .	16
3.2.1 Mesure "indirecte" . . . . .	16
3.2.1.1 Réaction . . . . .	16
3.2.1.2 Décroissance . . . . .	17
3.2.2 Mesure "directe" . . . . .	17
3.2.2.1 Pièges de Penning . . . . .	17
3.2.2.2 Mesures par temps de vol . . . . .	17
3.2.3 Comparaison des différentes techniques . . . . .	19
<b>4 Principe de fonctionnement de MISTRAL</b>	<b>21</b>
4.1 Fréquence cyclotron . . . . .	21
4.2 Principe de la mesure de la fréquence cyclotron avec MISTRAL . . . . .	22
4.3 Pouvoir de résolution et précision de la mesure . . . . .	24
4.4 Fente de définition de phase . . . . .	25
4.5 Saut de masse ou de tension . . . . .	26
<b>5 Dispositif expérimental</b>	<b>29</b>
5.1 ISOLDE . . . . .	29
5.1.1 La cible . . . . .	29
5.1.2 La ligne de transport . . . . .	32
5.2 Le spectromètre de masse MISTRAL . . . . .	33
5.2.1 Source MISTRAL . . . . .	33
5.2.2 Optique de faisceau . . . . .	36
5.2.3 L'aimant . . . . .	36
5.2.4 La radio-fréquence . . . . .	37

## TABLE DES MATIÈRES

5.2.4.1	Le modulateur . . . . .	37
5.2.4.2	La ligne de transmission radio-fréquence . . . . .	38
5.2.5	La détection . . . . .	42
<b>6</b>	<b>Analyse</b>	<b>43</b>
6.1	Principe de l'analyse . . . . .	43
6.2	Acquisition des données . . . . .	44
6.3	Calibration de l'appareil . . . . .	46
6.3.1	MDRE . . . . .	46
6.3.2	Choix des calibrants . . . . .	47
6.3.3	Calibration locale . . . . .	48
6.3.4	Calibration globale . . . . .	49
6.4	Une nouvelle masse pour le $^{11}\text{Li}$ . . . . .	50
6.5	Mesure de la masse du $^{11}\text{Be}$ . . . . .	51
6.5.1	Acquisition et analyse . . . . .	51
6.5.2	Ajout de la correction . . . . .	51
<b>7</b>	<b>Quel impact ?</b>	<b>55</b>
7.1	Evaluation des Masses Atomiques . . . . .	55
7.1.1	Cas du $^{11}\text{Be}$ . . . . .	56
7.1.2	Cas du $^{11}\text{Li}$ . . . . .	56
7.2	Que dit la théorie ? . . . . .	57
7.2.1	Les formules de masses . . . . .	57
7.2.2	Les modèles à trois-corps . . . . .	58
7.2.2.1	Calcul du $S_{2n}$ . . . . .	58
7.2.2.2	Calcul de la distance neutron-neutron . . . . .	59
7.2.2.3	Incidence sur l'état des neutrons de valence . . . . .	60
<b>8</b>	<b>Refroidissement de faisceaux</b>	<b>63</b>
8.1	Notion d'émittance . . . . .	63
8.2	Acceptance de MISTRAL . . . . .	65
8.3	Le refroidissement de faisceau . . . . .	66
8.3.1	La température du faisceau . . . . .	66
8.3.2	Les techniques de refroidissement . . . . .	66
8.3.2.1	Le refroidissement stochastique . . . . .	67
8.3.2.2	Le refroidissement résistif . . . . .	67
8.3.2.3	Le refroidissement par électrons . . . . .	67
8.3.2.4	Le refroidissement par laser . . . . .	67
8.3.2.5	Le refroidissement par gaz tampon . . . . .	67
8.4	Le piégeage d'ions . . . . .	68
8.4.1	Différents pièges . . . . .	68
8.4.1.1	Les pièges électriques . . . . .	68
8.4.1.2	Les pièges électromagnétiques . . . . .	68
8.5	COLETTE (COoLing for EmiTtance Elimination) . . . . .	68
8.5.1	Le piège de Paul à deux dimensions . . . . .	69
8.5.2	Interaction ion-gaz . . . . .	73
8.5.2.1	Approche microscopique . . . . .	74

## TABLE DES MATIÈRES

8.5.2.2	Approche macroscopique . . . . .	75
8.5.2.3	Comparaison microscopique/macroscopique . . . . .	76
8.6	Le refroidissement de faisceaux par gaz tampon à travers le monde . . . . .	78
<b>9</b>	<b>COLETTE en simulation et en inox</b>	<b>79</b>
9.1	Cahier des charges de COLETTE . . . . .	79
9.2	Simulations . . . . .	80
9.2.1	L'injection . . . . .	80
9.2.2	L'extraction . . . . .	82
9.3	Dispositif expérimental . . . . .	82
9.3.1	Le quadropôle à radio-fréquence . . . . .	82
9.3.2	Dispositif électrique . . . . .	85
9.3.3	Le pompage différentiel . . . . .	86
9.3.4	L'émittance-mètre . . . . .	88
9.3.5	COLETTE et SIDONIE . . . . .	89
9.4	Tests de la partie décélétratrice de COLETTE . . . . .	91
9.5	Et après... . . . .	93
	<b>Conclusion</b>	<b>93</b>
<b>A</b>	<b>La mesure du <math>^{11}\text{Li}</math> de 2002</b>	<b>97</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>99</b>

# Introduction

Depuis le début de la physique nucléaire, les gains de précision sur les observables du noyau ont permis d'avoir une meilleure compréhension des interactions qui sont en jeu. La masse est une observable importante, elle a permis de mettre en évidence l'énergie de liaison du noyau. La masse a également permis de confirmer les nombres magiques, par des gains de liaison pour certains nombres de protons ou de neutrons, qui ont été assimilés à des fermetures de couche, ainsi que d'autres effets comme celui de la parité au sein des noyaux. Le besoin de la théorie est ensuite passé dans la demande de mesures sur des noyaux en dehors de la stabilité, c'est-à-dire des noyaux introuvables dans la nature tellement leur durée de vie est courte.

La création de noyaux de plus en plus éloignés de la stabilité, a montré des noyaux aux propriétés particulières, que l'on appelle noyaux exotiques. Un "exotisme" remarquable a été observé avec le  $^{11}\text{Li}$ , un noyau préalablement prédit par la théorie comme non-lié. Il est le premier noyau à halo de neutrons à avoir été découvert ; sa demi-vie est 8,75 ms. Il est composé d'un cœur de  $^9\text{Li}$  et de deux neutrons avec une large extension spatiale. La taille du halo lui confère un rayon comparable à celui d'un noyau de plomb, qui a pourtant presque vingt fois plus de nucléons. Il est beaucoup étudié, à cause de sa structure à trois corps :  $^9\text{Li}$ -neutron-neutron, où aucun des sous-systèmes à deux corps n'est lié. Ce noyau, qui se trouve à la limite de la non-existence, est un très bon moyen d'affiner la compréhension des interactions d'un très petit nombre de nucléons, où la notion de champ moyen trouve difficilement sa place.

Plus un noyau est exotique, plus sa durée de vie est courte. Pour mesurer de tels noyaux, la mesure de masse a dû se doter d'instruments rapides. Le spectromètre de masse MISTRAL fait partie de ces instruments. C'est un spectromètre à transmission qui mesure la fréquence cyclotron d'un ion dans un champ magnétique. Ce principe de mesure fait qu'il peut mesurer des noyaux radioactifs avec des demi-vies pouvant descendre en dessous de la milliseconde avec une précision de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-7}$  si le taux de production est suffisant. Afin d'atteindre ses performances maximales, MISTRAL est en constante amélioration. La dernière en date concerne l'installation du nouveau système de transmission radio-fréquence, dont le but était d'augmenter la résolution des mesures. Pour bénéficier de noyaux éloignés de la stabilité, il est situé à ISOLDE, au CERN. ISOLDE pouvant fournir un faisceau de 1000  $^{11}\text{Li}$ /s, MISTRAL a entrepris de mesurer sa masse avec la meilleure précision possible.

La première partie de ma thèse est consacrée au spectromètre MISTRAL et à l'installation de son nouveau système de radio-fréquence, ainsi qu'au  $^{11}\text{Li}$ , sa mesure de masse



et l'impact sur sa modélisation.

En parallèle, MISTRAL se trouve limité par sa sensibilité pour pouvoir continuer un programme de mesure pertinent. Le  $^{11}\text{Li}$ , avec son taux de production, se trouve à la limite de sensibilité du spectromètre. Or elle est insuffisante pour la mesure de noyaux à halo tels que  $^{14}\text{Be}$ , qui est cent fois moins produit avec un taux d'environ 10 ions/s.

Cette faible sensibilité est due à la petite acceptance du spectromètre comparée à l'émission du faisceau d'ISOLDE, qui occasionne une perte de faisceau d'un facteur  $10^4$ . Le meilleur moyen de gagner de la sensibilité est de réduire cette émission, une chose pas aussi facile qu'elle n'y paraît, car elle est contrainte par le théorème de Liouville, qui dit que l'émission est invariante lorsqu'elle est soumise à des forces conservatives. Un moyen de réduire l'émission est de faire interagir le faisceau avec un gaz pour le thermaliser, ce qui va mettre en jeu des forces non-conservatives. Et en même temps on confine les ions du faisceau sur l'axe optique avec un piège de Paul à deux dimensions pour contrecarrer la diffusion des ions due aux interactions avec le gaz. Ce système est plus communément appelé un "refroidisseur de faisceau".

La seconde partie de ma thèse décrit le développement d'un tel système destiné à diminuer l'émission, adapté au faisceau de 60 keV d'ISOLDE, pour MISTRAL.

# Chapitre 1

## Introduisons la masse

Depuis le début de la conquête de la carte des noyaux atomiques (voir figure 1.1), la masse représente une caractéristique fondamentale des noyaux. Rien qu'en restant dans la vallée de la stabilité, Aston [1] trouva une bien étrange particularité. Lorsqu'il définit l'unité de masse atomique par  $M_{16\text{O}}/16 = 1 \text{ u}$ , il attendait des masses entières pour chaque noyau. Or il mesura une valeur supérieure à 1 pour  $^1\text{H}$ . L'explication de cette différence désigna comme coupable l'énergie de liaison entre les nucléons. Entre temps, il a été observé par une mesure systématique de la masse d'une grande partie des isotopes existants dans la nature, que cette différence divisée par le nombre de nucléons était à peu près constante sur la majeure partie des mesures effectuées. La quasi-constance de l'énergie de liaison par nombre de nucléons montra qu'ils interagissent seulement avec leurs plus proches voisins, comme c'est le cas pour les molécules d'une goutte d'eau. Si la densité est constante, le volume est proportionnel à la quantité de matière et donc le rayon du noyau peut s'écrire :  $r = r_0 A^{1/3}$ , avec  $A$  le nombre de nucléon et  $r_0$  un paramètre empirique. En s'appuyant sur ce modèle, Weiszäcker formula une loi semi-empirique qui prédit l'énergie de liaison d'un noyau en fonction de son nombre de protons et de neutrons [2].

$$B = b_v * A - b_s * A^{2/3} - \frac{3 Z^2 e^2}{5 R_c} - \frac{1}{2} b_{sym} \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta \quad (1.1)$$

$b_v$  est un paramètre correspondant au fait que dans le volume du noyau l'énergie qui lie chacun des nucléons est constante.  $b_s$  est le terme de surface, qui prend en compte les nucléons proches de la surface qui ont moins de voisins. Le troisième terme est celui de la répulsion coulombienne entre les protons. Avec le raffinement des mesures,  $b_{sym}$  fut rajouté. C'est le terme de symétrie proton-neutron. Il prend en compte le fait que l'interaction proton-neutron est plus forte que les interactions proton-proton et neutron-neutron. Et ensuite le terme  $\delta$ , appelé terme d'appariement, qui prend en compte le gain d'énergie du noyau lorsque les protons ou les neutrons sont en nombre pair.

L'énergie de liaison nucléaire va être définie par  $B(N, Z) = Z * m_p + N * m_n - M(N, Z)$  avec  $M(N, Z)$  la masse du noyau,  $m_p$  la masse du proton et  $m_n$  la masse du neutron.

Il est à noter que l'on doit faire une différence entre la masse atomique et la masse nucléaire. Pour des raisons techniques, la masse mesurée est celle d'un ion, plus souvent ionisé une fois. Pour avoir la masse atomique, il faut rajouter la masse d'un électron (511 keV) et enlever son énergie de liaison ( $\sim 10\text{eV}$ , souvent négligée). La masse présente

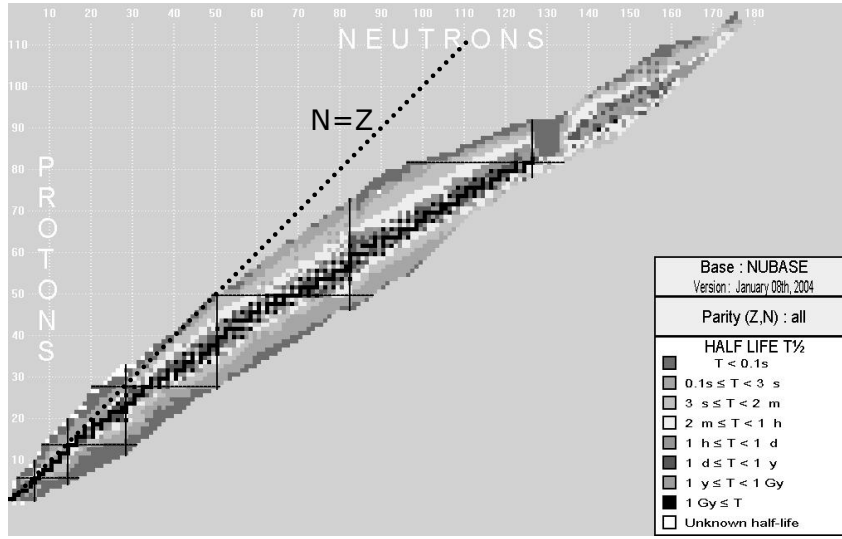


FIG. 1.1: Carte des noyaux, avec en abscisse le nombre de neutrons et en ordonnée le nombre de protons [4]. La vallée de la stabilité est représentée par les noyaux en noir.

dans la table des masses [3], est celle des atomes. La masse nucléaire est donnée par :  $M_V = M_{at} - Zm_e + B_{el}(Z)$ , avec  $M_V$  la masse nucléaire,  $M_{at}$  la masse atomique,  $m_e$  la masse de l'électron et  $B_{el}(Z)$  l'énergie de liaison totale du cortège électronique.

Avec toujours plus de précision sur la mesure de masse, sont apparus de légers, mais notables, gains d'énergie pour certains nombres de protons et de neutrons dans le noyau. Ces nombres, qui avaient déjà été observés avec l'abondance des éléments, ont pris le nom de "magiques" (2, 8, 20, 28, 50, 82), et une analogie avec le cortège électronique de l'atome a été faite. Les nucléons ont des états d'énergie discrétisés répartis en couches et sous-couches. Cette analogie paraissait pourtant difficile au départ car il n'y a pas dans le noyau de potentiel central attractif.

Pour se rendre compte des gains d'énergie qu'ont les noyaux magiques par rapport aux autres, l'énergie de séparation de nucléons du noyau est une grandeur très utile. L'énergie de séparation de deux neutrons ou protons est plus appropriée car elle permet de s'affranchir des irrégularités apportées par l'appariement des nucléons (comparaison figures 1.4 et 1.5). On définit  $S_n$  et  $S_{2n}$  l'énergie de séparation d'un et deux neutrons,  $S_p$  et  $S_{2p}$  celle d'un et deux protons :

$$\begin{aligned} S_n &= B(Z, N) - B(Z, N - 1) & S_{2n} &= B(Z, N) - B(Z, N - 2) \\ S_p &= B(Z, N) - B(Z - 1, N) & S_{2p} &= B(Z, N) - B(Z - 2, N) \end{aligned} \quad (1.2)$$

La courbe des  $S_{2n}$  autour de  $N = 50$  est un bon exemple (figure 1.2). La valeur diminue au fur et à mesure que l'on ajoute des neutrons dans le noyau. En effet, quand on augmente le nombre de neutrons, les neutrons en excédent ont moins la possibilité d'interagir avec les protons car ils sont plus éloignés. Sur cette figure, à  $N = 50$  la pente s'accroît, c'est le signe d'une fermeture de couche. En effet, les premiers neutrons ajoutés après la fermeture

de couche sont beaucoup moins liés, comme c'est le cas du dernier électron des alcalins. On peut aussi remarquer sur la figure 1.2 une structure autour de  $N = 60$  pour le Zr et l'Y, qui correspond à une déformation très forte de ces noyaux.

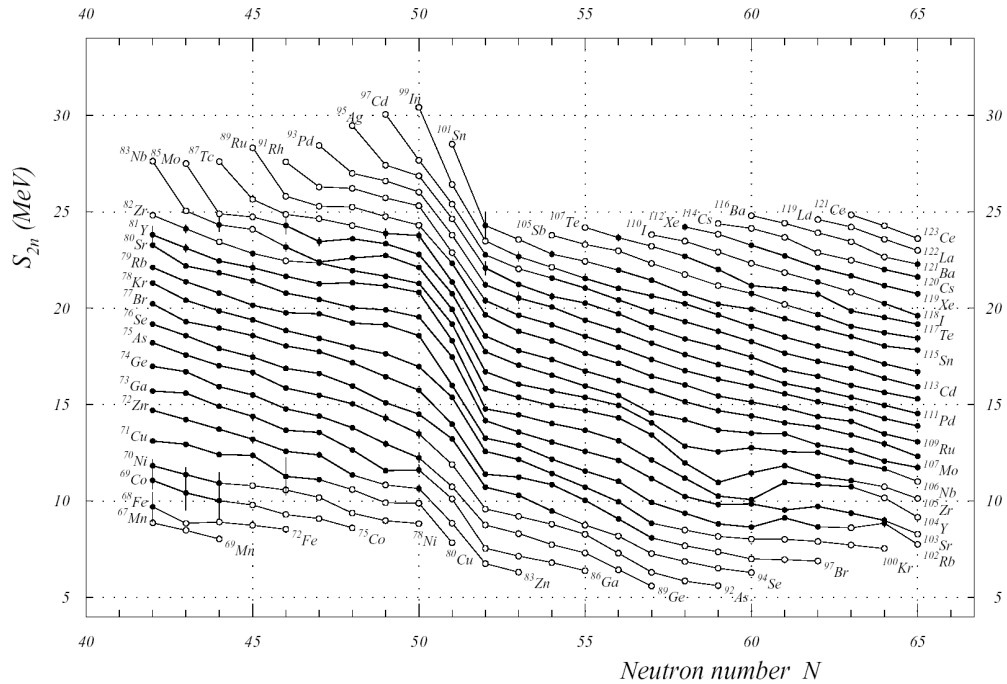


FIG. 1.2: Énergie de séparation de deux neutrons autour de  $N = 50$  [3].

Lorsque l'énergie de séparation de deux neutrons est inférieure ou égale à zéro, les noyaux sont "gorgés" de neutrons. Ils ne sont pas liés. Cette limite de liaison des nucléons est appelée "drip-line". Elle existe du côté des noyaux riches en neutrons, nommée "neutron drip-line" et du côté des noyaux déficients en neutrons que l'on appelle "proton drip-line".

La "neutron drip-line" a été atteinte, pour l'instant seulement au niveau des noyaux légers,  $Z < 8$ . Dans cette région beaucoup de choses intéressantes sont apparues. On trouve des noyaux non-liés avant d'atteindre la "drip-line" (figure 1.3). Les effets de gains de stabilité dus à la parité des neutrons sont mis en évidence par le fait que ce sont uniquement des noyaux dont le nombre de neutrons est pair, comme on peut le voir avec le graphique représentant le  $S_n$  en figure 1.4.

Sur les courbes de séparation d'énergie de deux neutrons dans cette région (figure 1.5) les effets de structure sont moins bien marqués que dans l'exemple précédent. La fermeture de couche à  $N = 8$ , prévue théoriquement, n'est pas visible avec la masse. On peut expliquer ce manque de clarté dans l'observation de structure du noyau, par le petit nombre de nucléons. La proximité de la "drip-line" implique une chute rapide de l'énergie de liaison. À cela on peut ajouter la concurrence des effets, tels que les fermetures de couches, le demi-remplissage de couches ou l'égalité  $N = Z$  (également appelé effet Wigner [5]),

			<sup>9</sup> C 127 ms	<sup>10</sup> C 19 ms	<sup>11</sup> C 20 mn	<sup>12</sup> C	<sup>13</sup> C	<sup>14</sup> C 5.7 ka	<sup>15</sup> C 3 s	<sup>16</sup> C 747 ms	<sup>17</sup> C 193 ms	<sup>18</sup> C 92 ms	<sup>19</sup> C 46 ms	
			<sup>8</sup> B 770 ms		<sup>10</sup> B	<sup>11</sup> B	<sup>12</sup> B 20 ms	<sup>13</sup> B 17 ms	<sup>14</sup> B 13 ms	<sup>15</sup> B 10 ms		<sup>17</sup> B 5 ms		<sup>19</sup> B 4 ms
			<sup>7</sup> Be 53 j		<sup>9</sup> Be	<sup>10</sup> Be 1.5 Ma	<sup>11</sup> Be 14 s	<sup>12</sup> Be 21 ms		<sup>14</sup> Be 4 ms				
			<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>8</sup> Li 838 ms		<sup>9</sup> Li 178 ms		<sup>11</sup> Li 8.8 ms					
	<sup>3</sup> He	<sup>4</sup> He			<sup>6</sup> He 807 ms		<sup>8</sup> He 119 ms							
<sup>1</sup> H	<sup>2</sup> H	<sup>3</sup> H 12 a												
	n 614 s													

FIG. 1.3: Noyaux liés pour  $Z \leq 6$ . Les noyaux stables sont représentés en gris, et la matérialisation de la "drip-line" en trait gras.

due à leur juxtaposition.

Cette région ouvre de nouvelles perspectives pour la modélisation. Un phénomène inattendu a été vu avec la découverte du  $^{11}\text{Li}$ . Non seulement son existence n'était pas prédite, mais son  $S_{2n}$  est très faible et son rayon est très grand. Le qualificatif de noyau à halo a vu le jour, et sera décrit dans le chapitre suivant. Au niveau des noyaux à petit nombre de nucléons, les modèles en champ moyen utilisés généralement n'ont pas connu de succès. Ce sont les modèles basés sur l'interaction de plusieurs corps qui sont utilisés pour leur modélisation. Ils sont indispensables pour les noyaux à halo, et s'attaquent également aux noyaux stables légers via les "clusters" de noyaux  $\alpha$ , par exemple le  $^{12}\text{C}$  qui peut être vu comme une interaction de  $3\alpha$ .

Pour cela, mesurer avec plus de précision la masse des noyaux proches de, ou sur, la "drip-line" permet de mieux comprendre la liaison entre plusieurs corps et ainsi de modéliser les noyaux à petit nombre de nucléons.

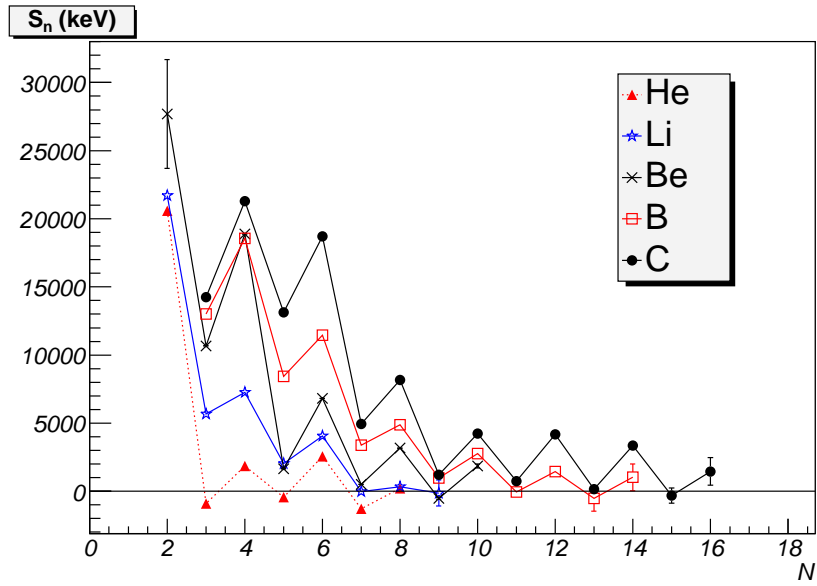


FIG. 1.4: Énergie de séparation d'un neutron autour de  $N = 8$  [3].

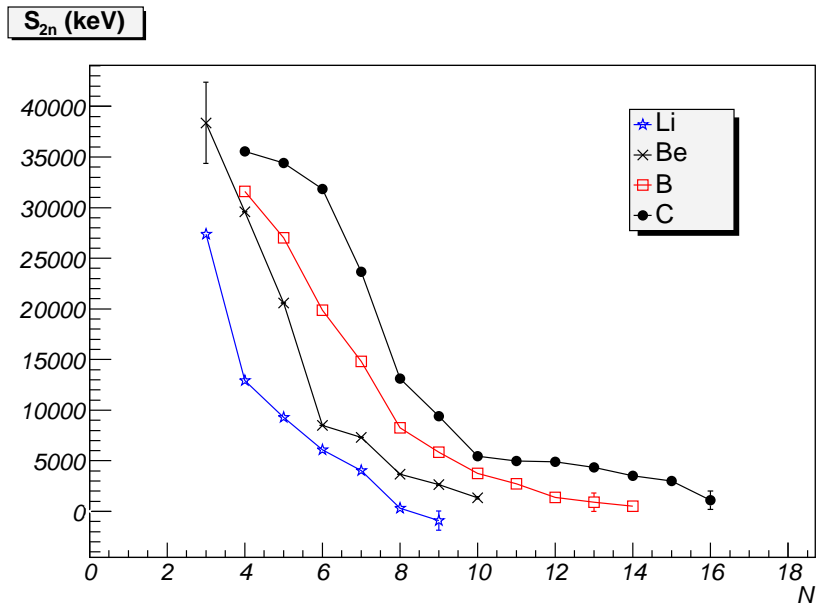


FIG. 1.5: Énergie de séparation de deux neutrons autour de  $N = 8$  [3].



# Chapitre 2

## $^{11}\text{Li}$ et noyaux à halo

### 2.1 Le halo dans l'histoire

La première fois que l'on a vu le  $^{11}\text{Li}$  fut en 1966, lorsque Poskanzer *et al.* [6] l'ont identifié parmi les produits de fragmentation éjectés lors du bombardement d'une cible d'uranium par des protons de 5 GeV.

Pendant l'expérience, ils identifièrent également pour la première fois le  $^{14}\text{B}$  et le  $^{15}\text{B}$ , tous deux prévus par la théorie, mais la surprise arriva du  $^{11}\text{Li}$  qui était qualifié d'instable par la théorie [7]. Cette découverte apporta également la certitude que le  $^{10}\text{Li}$  était non-lié. La mesure de sa demi-vie a été faite par Klapisch *et al.* en 1969 avec  $8,5 \pm 1$  ms [8]. La deuxième caractéristique du  $^{11}\text{Li}$  fut mise en évidence par Thibault *et al.* [9] en 1975, par la mesure de sa masse. Elle est apparue très faible, et son énergie de séparation de deux neutrons donna  $170 \pm 80$  keV, soit la plus petite valeur jamais vue pour un noyau lié.

La plus surprenante des mesures vint en 1985 par Tanihata *et al.* [10] et sa mesure de section efficace d'interaction du  $^{11}\text{Li}$  sur une cible de carbone, dont découle une valeur de  $3,27 \pm 0,24$  fm pour son rayon carré moyen de matière. Cette valeur sort complètement de l'ordre de grandeur des rayons de noyaux légers mesurés jusqu'ici. En effet les noyaux stables suivent le modèle de la goutte liquide, qui permet d'obtenir une première approximation du rayon de matière (voir figure 2.1). Ce comportement peut alors être interprété de deux manières : soit le  $^{11}\text{Li}$  est déformé (de forme ellipsoïdale) ou bien il possède une distribution plus large de matière. C'est la mesure du moment quadrupolaire [11] du  $^{11}\text{Li}$  et de sa valeur proche de celle du  $^9\text{Li}$  qui enleva tous les doutes : il est composé d'un cœur de  $^9\text{Li}$  et d'un halo de 2 neutrons qui lui sont faiblement liés.

De cette structure particulière est né le qualificatif de Borroméen au sujet du  $^{11}\text{Li}$ . En effet, les armoiries de la famille de Borromeo sont composés de 3 anneaux imbriqués de telle façon que si on en enlève un, les deux autres ne sont plus liés. De même, chacun des sous-systèmes à deux corps du  $^{11}\text{Li}$ , le dineutron et le  $^{10}\text{Li}$ , ne sont aucunement liés. Le  $^{11}\text{Li}$  fera donc appel aux modèles à 3 corps.

Comme on peut le constater sur la figure 2.1, d'autres noyaux sortent du schéma de la goutte liquide par la valeur de leur rayon d'interaction. Le  $^{14}\text{Be}$  ainsi que le  $^{17}\text{B}$  sont également des noyaux à halo à 2 neutrons, on peut distinguer le  $^{11}\text{Be}$  qui est halo à 1 neutron et compte tenu de la particularité du  $^4\text{He}$ , on a le  $^6\text{He}$  comme halo à 2 neutrons et le  $^8\text{He}$  qui est halo à 4 neutrons. Sur la figure 2.2 est représentée la carte des noyaux légers, sur laquelle sont indiqués les noyaux à halo de 1, 2 et 4 neutrons. Des noyaux à



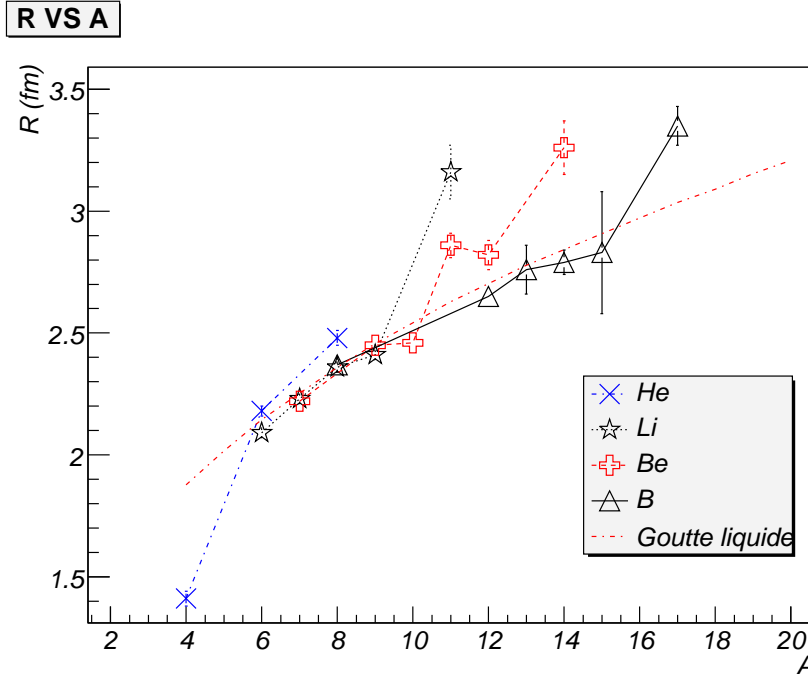


FIG. 2.1: Rayon d'interaction mesuré en fonction de  $A$ , pour les isotopes d'hélium, lithium, beryllium et bore, avec en comparaison l'approximation  $R = 1,18 * A^{1/3}$ .

halo de protons existent également, mais ils sont moins nombreux et ont une durée de vie très courte du fait de la répulsion coulombienne.

## 2.2 Un halo, trois corps et des modèles

C'est P.G. Hansen and B. Jonson [51] qui ont, pour la première fois, développé un modèle simple qui montre la relation entre l'énergie de séparation de deux neutrons et le rayon de matière moyen des noyaux à halo. Sur la figure 2.3, on voit que les valeurs expérimentales sont éloignées des valeurs calculées pour des noyaux à halo de deux neutrons tels que le  $^6\text{He}$  et le  $^{14}\text{Be}$ . Ceci vient du fait que le modèle est seulement basé sur l'interaction entre un cœur et un dineutron, c'est à dire un modèle à deux corps.

Tous les noyaux à halo à deux neutrons ont un nombre de neutrons  $N$  pair alors que l'isotope  $N - 1$  est non lié, ce qui semblait montrer que l'appariement neutron-neutron joue un rôle primordial et que le  $^{11}\text{Li}$  pouvait être modélisé comme un système à deux corps. Mais la non-existence du dineutron en tant que système lié posa un problème sur la façon de représenter le noyau à halo à deux neutrons (figure 2.4). Pour cela, une expérience d'interferométrie de neutrons a été faite au GANIL par Marqués *et al.* [12], et a montré que la distance entre les deux neutrons est de l'ordre de 6 fm, ce qui montre que les neutrons ne sont pas liés entre eux, et que la nature de l'interaction qui forme le halo est un effet de corrélation à trois corps.

Alors que la plupart des modèles de la physique nucléaire font appel au champ moyen du noyau, les noyaux à halo de deux neutrons sortent complètement de ce cadre. L'ap-

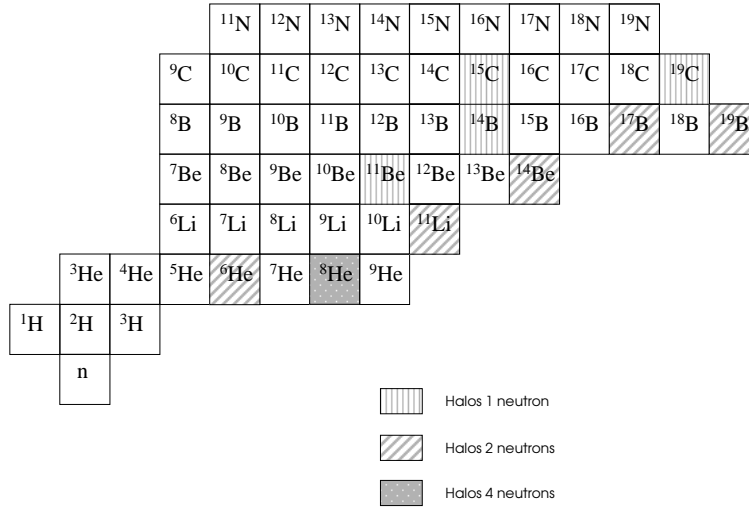


FIG. 2.2: Carte des noyaux légers. Sont représentés les noyaux à halo de 1, 2 et 4 neutrons, et en lettres grises les noyaux non liés. On peut remarquer un point commun à tous les halos à 2 et 4 neutrons : ils ont un nombre de neutrons pair et l'isotope avec un neutron de moins n'est pas lié.

proximation du champ moyen est basée sur le fait que les nucléons du noyau peuvent être considérés comme indépendants les uns des autres, i.e. sans interaction, et plongés dans un puits de potentiel moyen. Ici ce n'est pas le cas, les neutrons ne sont pas plongés dans le noyau, mais dans le halo dont la densité de nucléons est trop diluée. On aura alors des interactions neutron-cœur et neutron-neutron qui ne peuvent pas être assimilées à un champ moyen.

La plupart des modèles utilisent les équations de Fadeev (1961), car elles sont adaptées à la description de l'interaction de trois particules à grande distance (distance plus grande que pour celle de l'interaction nucléaire forte). C'est en utilisant ces équations qu'Efimov [13] (1970) montra le côté borroméen des systèmes à trois corps qui ont une grande extension spatiale (les états d'Efimov). Il a prévu la possibilité d'une résonance du sous système  $n$ - ${}^9\text{Li}$  dans le contexte d'une interaction à trois corps, alors que l'interaction à deux corps est un état virtuel proche de zéro dont la nature influe directement sur le moment cinétique des neutrons de valence du  ${}^{11}\text{Li}$ . Au sujet du moment cinétique, c'est Fedorov en 1993 [14] qui montra que les neutrons du halo ont un moment cinétique petit. Ils se trouvent dans un état  $s$  ou  $p$ , ou dans une combinaison des deux fonctions d'onde, car d'après le principe d'Heisenberg, les neutrons du halo disposant d'une large extension spatiale, leur moment cinétique ne peut être que petit.

Dernièrement, un modèle basé sur les équations de Fadeev et sur des interactions à

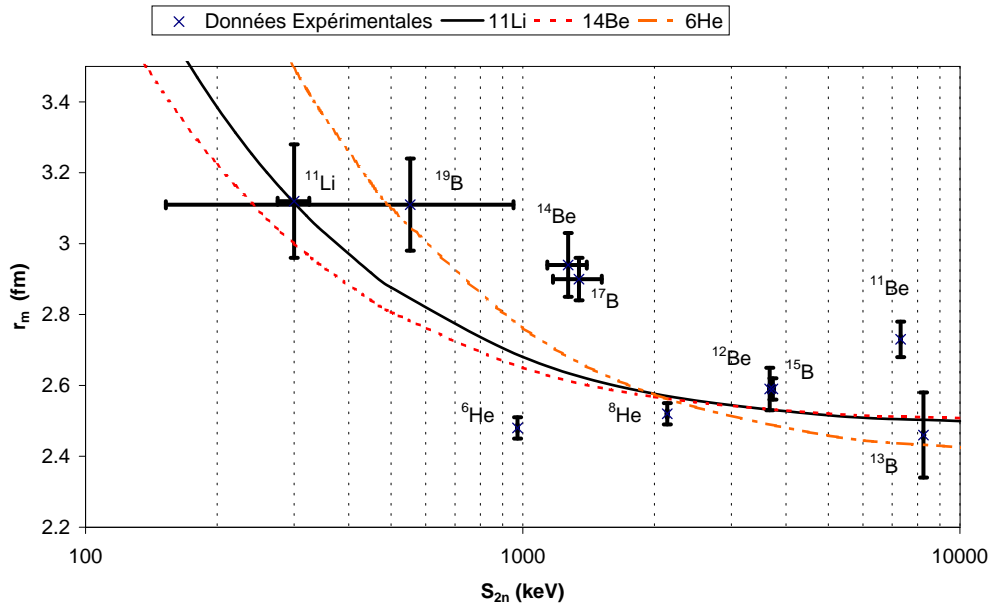


FIG. 2.3: Représentation du rayon de matière r.m.s. en fonction de l'énergie de séparation de deux neutrons. Les points sont les valeurs expérimentales et les lignes représentent les calculs de Hansen et Jonson pour le  $^{11}\text{Li}$ , le  $^6\text{He}$  et le  $^{14}\text{Be}$ .

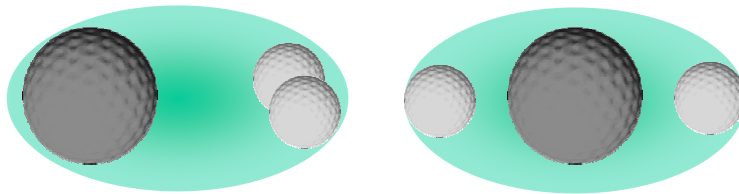


FIG. 2.4: Comment représenter la position des deux neutrons ?

portée nulle [15] a reproduit la distance neutron-neutron du  $^{11}\text{Li}$  avec comme paramètre d'entrée le  $S_{2n}$ , pour différentes valeurs supposées d'énergie de l'état virtuel du  $^{10}\text{Li}$ .

Une alternative aux équations de Fadeev a été proposée dans la "Nuclear Field Theory", qui inclut la polarisation du cœur ainsi que le couplage interaction-vibration des particules [16].

Beaucoup de modèles utilisent les coordonnées de Jacobi, appelées également harmoniques hypersphériques, où la fonction d'onde est factorisable par une partie hyperradiale et un hypermoment [17]. Cette méthode a l'avantage de nous donner une bonne mesure de l'extension spatiale du système à trois corps avec une seule variable.

Depuis cinq ans, on voit arriver des modèles microscopiques, ou *ab initio*, pour théoriser les noyaux avec peu de nucléons. Ces modèles sont principalement basés sur l'interaction nucléon-nucléon. Ils calculent les énergies de liaison, la structure et les réactions comme une simple conséquence de l'interaction individuelle de chaque nucléon. Un des plus prometteurs est la "Green's function Monte Carlo" (GFMC) [18], qui a la particularité d'inclure un terme d'interaction de 3 nucléons par échange de pions. Mais la complexité du modèle fait que la limite semble se trouver en  $A = 10$ . Il a tout de même servi à la modélisation de noyaux à halo tels que le  $^6\text{He}$  et le  $^8\text{He}$ .



# Chapitre 3

## La mesure de masse

Pour ajuster les paramètres des modèles aux mesures de masses des noyaux stables, il fallait regarder du côté des noyaux radioactifs autres que ceux à durée de vie longue existant dans la nature. Pour cela, il a fallu développer des techniques afin de produire ces noyaux ainsi que des méthodes assez rapides pour mesurer leur masse.

### 3.1 La production des noyaux exotiques

#### 3.1.1 Fragmentation en vol

Le principe de base de la création de noyaux exotiques est la réaction nucléaire à haute énergie. La fragmentation en vol utilise la cassure de noyaux lourds sur une cible mince. L'avantage de cette technique est que les noyaux produits ont quasiment la même énergie que le faisceau primaire et sont dirigés dans le même sens (voir figure 3.1 en haut). La variété des noyaux produits est indépendante de la cible, mais par ce procédé, les propriétés optiques du faisceau créé sont assez mauvaises, ce qui ne facilite pas les mesures.

#### 3.1.2 La technique ISOL

La technique ISOL (Isotope Separator On Line) utilise des réactions nucléaires d'un faisceau primaire d'ions légers sur une cible épaisse (voir figure 3.1 en bas). Les noyaux produits sont alors extraits par chauffage de la cible, puis ionisés par différentes techniques selon l'élément (ionisation de surface, plasma, laser). La nature et la quantité des produits de réactions extraits, va dépendre du matériau et de la géométrie de la cible. Le défaut de cette technique de production est la lenteur de diffusion des noyaux dans la cible, ce qui limite l'étude des isotopes de courte durée de vie et de faible taux de production. Par contre elle a l'avantage de créer un faisceau secondaire de petite émittance et de basse énergie, deux qualités très utiles pour les mesures faites avec les pièges à ions par exemple.

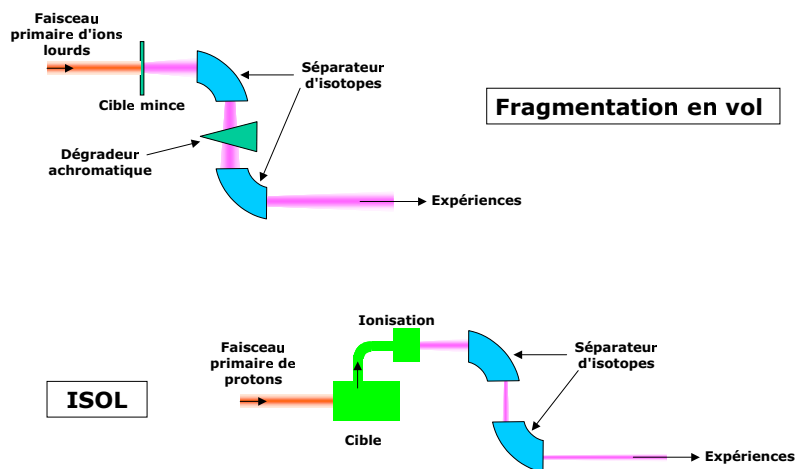


FIG. 3.1: Les deux méthodes de production de noyaux exotiques. En haut la fragmentation en vol, et en bas la technique ISOL [19].

## 3.2 Les différentes techniques de mesure de masse

Pendant longtemps le principe de la spectrométrie de masse était basé sur la mesure de la tension d'accélération du faisceau pour que les ions, plongés dans un champ magnétique, aient un rayon de courbure constant. Cette méthode permit de mesurer la masse d'un grand nombre de noyaux stables et radioactifs, mais les progrès de la théorie ont fait que la précision atteinte devenait insuffisante. Plusieurs techniques pour mesurer la masse des noyaux exotiques ont été développées avec leurs avantages et leurs inconvénients. Mais le fait de mesurer la masse d'un noyau avec plusieurs techniques permet d'être plus sûr de la valeur proposée dans son évaluation [20]. On peut distinguer deux types de mesures de masses. Celles qui proviennent d'études sur la spectroscopie des noyaux ou de bilan de réactions (mesures "indirectes"), et les expériences spécialement dédiées à la mesure de masse (mesures "directes").

### 3.2.1 Mesure "indirecte"

#### 3.2.1.1 Réaction

La mesure de masse par réaction est basée sur la loi de conservation de l'énergie totale d'une réaction nucléaire,  $A(a,b)B$ . Cette méthode utilise l'égalité entre la somme des énergies cinétiques, d'excitation et la masse entre l'état initial et final. L'avantage est la précision que l'on peut obtenir avec cette méthode. De plus elle permet la mesure de noyaux non liés, mais elle nécessite une bonne connaissance de tous les autres paramètres, comme la masse et l'énergie du projectile et des produits de réactions, ainsi que la section efficace de la réaction. La masse du  $^{11}\text{Li}$  a été mesurée deux fois par réaction, Kobayashi

*et al.* en 1991 [21] par réaction  $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$ , et Young *et al.* en 1993 [22] par réaction  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{Li})^{14}\text{O}$ .

### 3.2.1.2 Décroissance

Cette mesure de masse découle de la spectroscopie de décroissance des noyaux. En connaissant l'énergie des produits de décroissance ainsi que la masse des noyaux fils, on peut remonter à la masse du noyau initial. La technique est très bien adaptée aux noyaux à courte durée de vie, mais elle demande une très bonne connaissance des schémas de décroissance des noyaux considérés.

## 3.2.2 Mesure "directe"

### 3.2.2.1 Pièges de Penning

La plus performante des techniques de mesure de masses repose sur les pièges de Penning qui sont de plus en plus utilisés à travers le monde. Le but est de confiner les ions avec un champ magnétique pour les contenir dans le sens radial, et un champ quadrupolaire électrique pour les confiner dans le sens axial. La trajectoire des ions résulte de la composition de trois mouvements, le mouvement cyclotron  $\omega_+$ , le mouvement magnétron  $\omega_-$  et le mouvement axial  $\omega_z$ . Les deux premiers mouvements ont la faculté d'être couplés pour donner la fréquence cyclotron :  $\omega_c = \omega_+ + \omega_-$  (voir figure 3.2). Rappelons que la fréquence cyclotron et la masse sont reliées par la relation  $\omega_c = \frac{qB}{m}$ , où  $B$  est le champ magnétique,  $q$  la charge de la particule et  $m$  sa masse. Par l'application d'un potentiel à radio-fréquence, on peut transformer le mouvement magnétron en mouvement cyclotron. Lorsque la fréquence du potentiel est égale à la fréquence cyclotron, l'ion va alors avoir un maximum d'énergie cinétique transverse. Si on fait un balayage en fréquence, la mesure du temps de vol, entre le moment où l'on relâche l'ion et un détecteur, va montrer un minimum lorsque l'on applique une fréquence égale à la fréquence cyclotron, ce qui va permettre de déterminer la masse de l'ion.

À l'heure actuelle, cette méthode est, de loin, celle qui donne la meilleure précision sur la masse, mais la précision va dépendre du temps passé par l'ion dans le piège. Ceci fait qu'elle devient moins compétitive sur des noyaux de durée de vie inférieure à 100 ms.

L'expérience ISOLTRAP [23], à ISOLDE au CERN, a montré que la limite de durée de vie pouvait être repoussée, avec le  $^{74}\text{Rb}$  qui a une durée de vie de 65 ms et dont la masse a été mesurée avec une précision relative de  $6.10^{-8}$  [24].

D'autres pièges ont été développés, ou sont en développement : CPTMS, "Canadian Penning Trap Mass Spectrometer" situé à Argonne, JYFLTrap de Jyväskylä, SMILETrap à Stockholm et SHIPTrap à Darmstad.

### 3.2.2.2 Mesures par temps de vol

Cette technique repose sur la mesure du temps nécessaire aux ions pour parcourir une certaine distance. Le plus connu des dispositifs utilisant cette technique est SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie). Situé au GANIL, il a mesuré une quarantaine de masses depuis sa création, et est très approprié pour la mesure de noyaux très loin de la stabilité, avec une durée de vie très courte, grâce à son temps de mesure qui est de l'ordre de la



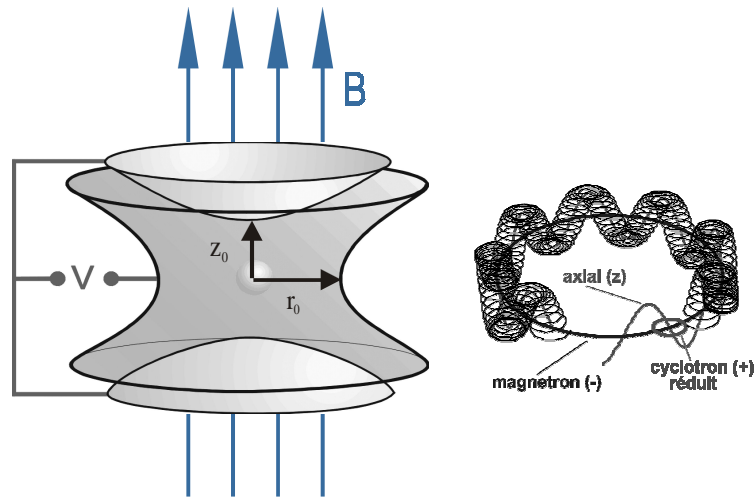


FIG. 3.2: Principe du piège de Penning et trajectoire décrite par les ions piégés.

micro-seconde et aussi à sa sensibilité qui est inégalée par les autres techniques. Cette rapidité de mesure constitue aussi son point faible, car la résolution en temps va dépendre du temps de vol total, ce qui donne une précision en masse de l'ordre de quelques  $10^{-5}$ . Une variante de SPEG a été utilisée à GANIL, avec CSS2. L'idée de départ est d'utiliser un cyclotron pour rallonger le parcours des ions et donc le temps de vol, ce qui permet d'accroître la précision jusqu'à  $10^{-6}$ . CSS2 a mesuré une dizaine de noyaux, dont en particulier  $^{100}\text{Sn}$ , connu pour sa double magicité, 50 protons et 50 neutrons [25].

Une mesure de masse par temps de vol amélioré, a été développée à GSI avec les ESR (Experimental Storage Ring). La méthode consiste à mesurer plusieurs fois le temps de vol des ions dans un anneau de stockage.

L'ESR a deux modes de fonctionnement. La première technique, ESR-SMS (Schottky Mass Spectrometry), où la dispersion en vitesse est réduite par un refroidisseur à électrons. Une sonde à effet Schottky détecte le passage des ions, ce qui va permettre de mesurer la fréquence de révolution des noyaux. La précision atteinte est de l'ordre de quelques  $10^{-7}$ , mais le refroidissement nécessite une dizaine de secondes, ce qui limite les mesures à des noyaux de durées de vie de cet ordre. Avec la deuxième technique, l'ESR-IMS (Isochronous Mass Spectrometry), les anneaux sont réglés de telle sorte que les trajectoires soient isochrones. La fréquence de révolution est alors indépendante de la vitesse de l'ion. Le refroidisseur à électrons est donc inutile, et un système de détection par transmission est utilisé au lieu de la sonde à effet Schottky. La précision obtenue est moins bonne, environ  $10^{-6}$ , mais la durée de vie des isotopes mesurés peut aller jusqu'à la micro-seconde [26]. Avec ces deux méthodes, les ESR ont mesuré près de 350 noyaux en moins de 10 ans.

### 3.2.3 Comparaison des différentes techniques

On a vu plus haut les différentes techniques de mesures de masse utilisées. Elles ont chacune des points forts et des points faibles, qui concernent essentiellement la précision atteinte et la durée de vie minimum des noyaux que l'on peut mesurer (figure 3.3). Ou bien même pour les pièges de Penning dont la précision est inversement proportionnelle au temps de piégeage, la précision va dépendre de la durée de vie du noyau. Et enfin, la possibilité de mesurer des noyaux va directement dépendre de la technique utilisée pour les produire. Toutes ces techniques ont donc pour intérêt d'être complémentaires entre elles.

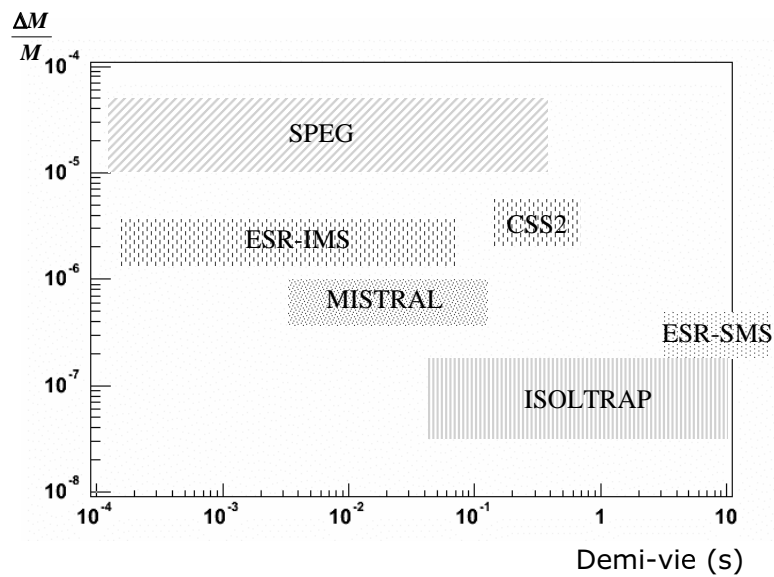


FIG. 3.3: *Domaine d'activité de chaque expérience de mesures de masses, avec en abscisse la demi-vie des noyaux et en ordonnées la précision atteinte.*

Comme on peut le voir sur la figure 3.3, MISTRAL va permettre de faire des mesures dans un domaine laissé vacant par les autres expériences, celui des noyaux qui ont une demi-vie entre 1 et 100 ms avec une précision entre  $5 \cdot 10^{-7}$  et  $10^{-6}$ .



# Chapitre 4

## Principe de fonctionnement de MISTRAL

On va maintenant s'intéresser au fonctionnement du spectromètre qui nous concerne, MISTRAL. MISTRAL (Mass measurement at ISOLDE with a Transmission Radiofrequency spectrometer on Line) tire son principe, comme le piège de Penning, de la mesure de la fréquence cyclotron d'un ion dans un champ magnétique, mais cette fois sans le piéger. Le terme de fréquence cyclotron a été utilisé plusieurs fois dans les pages précédentes sans avoir été défini. Il serait bon tout d'abord de l'introduire.

### 4.1 Fréquence cyclotron

La force de Lorentz est une propriété qui est couramment utilisée dans les accélérateurs. Elle décrit la force à laquelle est soumise une particule chargée dans un champ magnétique. Elle s'exprime sous la forme :

$$\vec{F}_L = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (4.1)$$

où  $q$  est la charge de la particule,  $\vec{v}$  sa vitesse et  $\vec{B}$  le champ magnétique auquel elle est soumise. La trajectoire est un arc de cercle dont le rayon de courbure est donné par l'égalité entre la force de Lorentz et la force centrifuge,  $F_{Centrifuge} = \frac{mv^2}{r}$  avec  $m$  la masse de la particule,  $r$  le rayon de courbure et  $v$  la composante de la vitesse perpendiculaire à  $\vec{B}$ , qui donne :

$$qB = \frac{mv}{r} \quad (4.2)$$

On a  $\frac{v}{r}$  qui est égal à la vitesse angulaire  $\omega$  :

$$\omega = \frac{qB}{m} \quad (4.3)$$

Avec  $\omega = 2\pi f$ , on appellera fréquence cyclotron :

$$f_C = \frac{qB}{2\pi m} \quad (4.4)$$

On peut remarquer dès maintenant la commodité de cette grandeur, car elle est reliée à très peu de variables, et surtout elle ne dépend pas de l'énergie des particules.

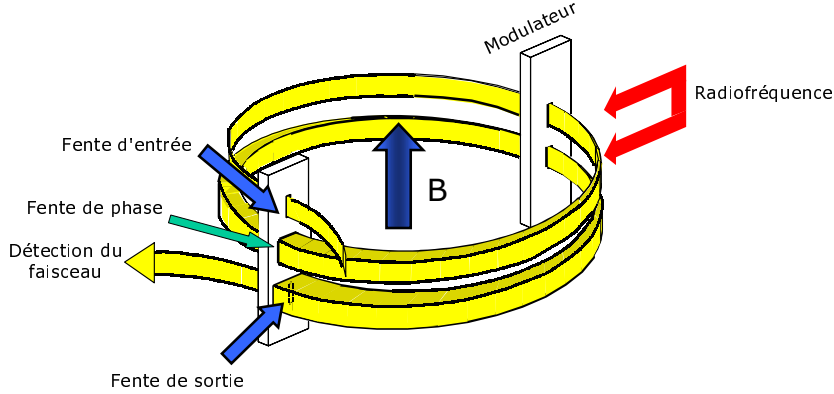


FIG. 4.1: Représentation schématique du faisceau à l'intérieur de l'aimant, avec la modulation-démodulation pour la mesure de la fréquence cyclotron.

## 4.2 Principe de la mesure de la fréquence cyclotron avec MISTRAL

MISTRAL mesure donc la masse des noyaux en mesurant leur fréquence cyclotron dans un champ magnétique. On utilise ce principe, car la mesure de fréquence, ou de temps, peut se faire avec une meilleure précision que les autres grandeurs physiques telles que la tension et le champ magnétique. Pour cela, il utilise le principe développé par Smith en 1960 [27], par modulation radio-fréquence et par transmission.

La méthode est de donner une trajectoire hélicoïdale au faisceau, sur laquelle le faisceau va faire deux tours complets (figure 4.1). Au premier et au troisième demi-tour, les ions passent dans un modulateur à radio-fréquence. Ce modulateur applique un champ électrique, sinusoïdal dans le temps, parallèle à la tangente de la trajectoire des ions. Ce champ électrique module l'énergie cinétique du faisceau et son rayon de courbure. Les ions ne pourront ressortir du spectromètre qu'à la seule condition que lors du deuxième passage dans le modulateur, la modulation soit opposée à la première.

Pour comprendre la condition qui va nous permettre de mesurer la fréquence cyclotron, regardons ce qui se passe au niveau énergétique. On appelle  $E_0$  l'énergie des ions avant leur injection dans l'aimant. Au premier passage dans le modulateur, l'énergie sera de  $E_0 + E_m \sin(2\pi f_{RF}t)$ , avec  $E_m$  l'énergie maximale reçue. Au deuxième passage, lorsque le faisceau arrive à la fente de sortie, l'énergie finale est égale à :

$$E_f = E_0 + E_m \sin(2\pi f_{RF}t) + E_m \sin(2\pi f_{RF}(t + t_C)) \quad (4.5)$$

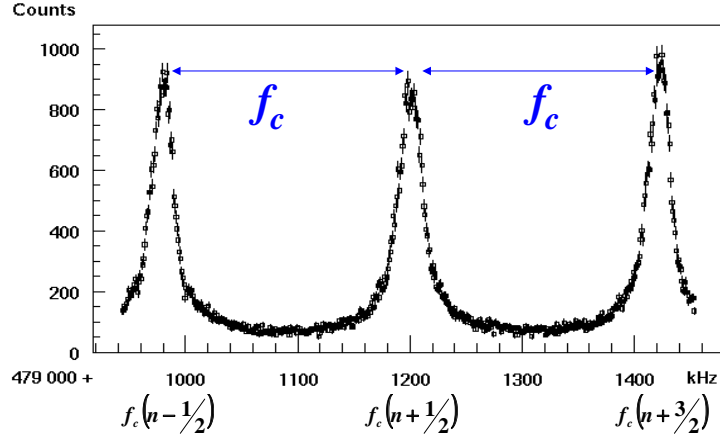


FIG. 4.2: Trois pics de transmission espacés de  $f_c$ .

$t_C$  étant le temps mis par le noyau considéré pour faire un tour, où  $t_C = \frac{1}{f_C}$ . Si on définit un terme de déphasage entre la fréquence cyclotron et la radio-fréquence au deuxième passage :

$$\phi = 2\pi f_{RF} t_C \quad (4.6)$$

On a :

$$E_f = E_0 + E_m \sin(2\pi f_{RF} t) + E_m \sin(2\pi f_{RF} t + \phi) \quad (4.7)$$

que l'on peut réécrire sous la forme :

$$E_f = E_0 + 2E_m \sin\left(2\pi f_{RF} t + \frac{\phi}{2}\right) \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (4.8)$$

Cette énergie finale peut être transposée en diamètre final de la trajectoire :

$$D_f = D_0 + 2D_m \sin\left(2\pi f_{RF} t + \frac{\phi}{2}\right) \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (4.9)$$

où  $D_0$  est le diamètre initial de la trajectoire, et  $D_m$  l'amplitude de modulation donnée par  $D_m = D_0 \frac{E_m}{2E_0}$ . D'après l'équation 4.9, la première des conditions pour que le faisceau sorte du spectromètre (i.e.  $D_f = D_0$ ), est réalisée quel que soit  $t$  si on a  $\cos\left(\frac{\phi}{2}\right) = 0$ , donc  $\phi = \pi + 2n\pi$ . Quand on utilise l'égalité avec l'équation 4.6, on a  $2\pi \frac{f_{RF}}{f_C} = \pi + 2n\pi$ . La condition pour la fréquence appliquée sur le modulateur est donc :

$$f_{RF} = \left(n + \frac{1}{2}\right) f_C \quad (4.10)$$

Pour chaque  $n$  entier, que l'on appelle harmonique, on a un pic de transmission comme on peut le voir sur la figure 4.2.

### 4.3 Pouvoir de résolution et précision de la mesure

À partir de l'équation 4.10, on peut déterminer la résolution théorique du spectromètre [28]. Elle est définie par la relation :

$$\mathfrak{R} = \frac{f_{RF}}{\Delta f_{RF}} \quad (4.11)$$

où  $\Delta f_{RF}$  est la largeur à mi-hauteur du pic de transmission.

En faisant un développement limité au premier ordre de l'équation 4.9, on a la variation finale du diamètre de la trajectoire qui devient :

$$\Delta D \simeq 2\pi D_m \cos(2\pi f_{RF}^r t) \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\Delta f_{RF}}{f_{RF}^r} \quad (4.12)$$

avec  $f_{RF}^r$  la fréquence centrale du pic,  $\Delta f_{RF} = f_{RF} - f_{RF}^r$  et, étant dans des conditions de résonance,  $\phi = (n + 1/2)\pi$ .

On prend la variation finale de la trajectoire avec  $\cos(2\pi f_{RF}^r t) = 1$ . Pour que le faisceau soit détecté il faut qu'elle soit inférieure ou égale à la largeur de la fente de sortie  $w$ .

$$w \simeq 2\pi D_m \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\Delta f_{RF}}{f_{RF}^r} \quad (4.13)$$

Soit :

$$\frac{f_{RF}^r}{\Delta f_{RF}} \simeq 2\pi \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{D_m}{w} \simeq \mathfrak{R} \quad (4.14)$$

Typiquement, l'amplitude de modulation peut varier entre 1 et 5 mm, la fente de sortie a une largeur de 0,4 mm et  $n$  est de l'ordre de 1000. La résolution peut être entre 15 000 et 75 000, et même jusqu'à 100 000 dans certaines conditions expliquées dans la section 4.4.

Cependant connaître la résolution ne nous permet pas de connaître directement la précision de la mesure effectuée, la statistique va aussi influencer sur la précision finale. Lors de l'analyse la précision est déterminée par la méthode des moindres carrés utilisée lors de l'ajustement numérique, mais on peut l'estimer en utilisant les propriétés de la distribution triangulaire.

Soit la définition de la précision sur la mesure de masse :

$$\frac{\delta M}{M} = \frac{\delta f_{RF}}{f_{RF}} = \frac{\delta f_{RF}}{\Delta f_{RF}} \frac{\Delta f_{RF}}{f_{RF}} \quad (4.15)$$

$\Delta f_{RF}$  étant la largeur a mi-hauteur du pic et  $\delta f_{RF}$ , la précision absolue de la mesure. On a :

$$\frac{\delta M}{M} = \frac{\delta f_{RF}}{\Delta f_{RF} \mathfrak{R}} \quad (4.16)$$

avec

$$\delta f_{RF} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (4.17)$$

$\sigma$  étant la variance de la distribution et  $N$  le nombre d'ions permettant la construction du pic.

Dans le cas de la distribution triangulaire,

$$\sigma = \frac{\Delta f_{RF}}{\sqrt{6}} \quad (4.18)$$

On obtient donc :

$$\frac{\delta M}{M} = \frac{1}{\sqrt{6N}\mathfrak{R}} \quad (4.19)$$

Dans cette équation, on voit bien la dépendance de la précision avec la résolution et aussi en fonction de  $\sqrt{N}$ . La précision sur la masse va dépendre du taux de production de l'isotope mesuré.

En reprenant la résolution théorique obtenue précédemment et une statistique d'environ 200 coups dans le pic, valeur typique pour le  $^{11}\text{Li}$ , on obtient une précision d'environ  $4,5 \cdot 10^{-7}$ . Bien entendu, il s'agit d'une précision théorique. Dans les conditions expérimentales, il faut rajouter des erreurs dues à l'inhomogénéité du champ magnétique ainsi que des erreurs systématiques. Mais cela sera décrit dans la partie analyse.

## 4.4 Fente de définition de phase

On a vu par l'équation 4.9, que l'on avait une détection du faisceau pour le cas où  $\cos\left(\frac{\phi}{2}\right) = 0$ , mais il reste toutes les solutions dépendantes du temps pour lesquelles on a :

$$\sin\left(2\pi f_{RF}t + \frac{\phi}{2}\right) = 0 \quad (4.20)$$

Pour bien se rendre compte du phénomène, on utilise le diagramme de Fresnel (voir figure 4.3).

Sur le diagramme de gauche on voit la condition de résonance avec la largeur de la phase  $\phi$  acceptée, qui va correspondre à la largeur de pic. Sur le diagramme de droite, on a une autre condition sur la fréquence RF pour que le faisceau revienne sur la trajectoire nominale. Et on peut remarquer que cette condition est d'autant moins contraignante que l'amplitude de la première modulation est grande (figure 4.4 gauche).

L'idée est de supprimer la majeure partie de ces cas en mettant une fente à taille réglable un demi-tour après la première modulation et ainsi couper les phases qui correspondent aux plus grandes modulations. Ainsi les phases indésirables qui permettent au faisceau de ressortir du spectromètre ne peuvent pas être confondues dans le pic de résonance.

Le fait que cette fente soit réglable, va jouer sur la capacité de "nettoyage" des phases indésirables autour de la fréquence de résonance et va en même temps augmenter la résolution des pics obtenus. Mais coupant les grandes modulations qui sont également des résonances elle va réduire la statistique des mesures. Un compromis doit donc être trouvé afin d'avoir la meilleure précision possible.



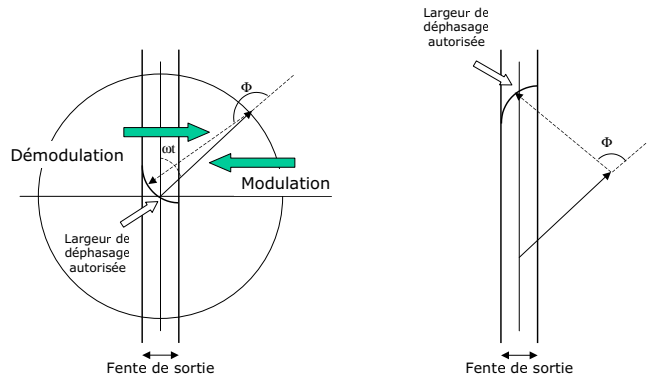


FIG. 4.3: Diagrammes de Fresnel. À gauche, cas de résonance à la largeur de la fente de sortie près. À droite, la variation du diamètre de la trajectoire est nulle, à la largeur de la fente près, avec un  $f_{RF}$  autre que résonnant.

## 4.5 Saut de masse ou de tension

On a vu dans la partie 4.1.1 comment on relie la fréquence cyclotron d'un ion dans un champ magnétique avec sa masse. On a vu que la précision sur la mesure de la fréquence cyclotron laissait espérer atteindre une précision de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-7}$  sur la masse. Mais la fréquence cyclotron fait aussi intervenir la valeur du champ magnétique  $B$ , que l'on ne peut mesurer à mieux que  $10^{-5}$ .

On contourne cette difficulté en mesurant la fréquence cyclotron d'un ion de référence dont la masse est très précisément connue. On a donc la relation suivante :

$$B = \frac{2\pi m_{ref} f_c^{ref}}{q} \quad (4.21)$$

On effectue l'égalité avec la même formule appliquée à l'isotope à mesurer, ce qui nous donne :

$$m_x f_c^x = m_{ref} f_c^{ref} \quad (4.22)$$

Ainsi le terme concernant le champ magnétique disparaît.

Afin d'éviter des erreurs dues aux dérives du champ magnétique, les fréquences cyclotron des deux masses sont mesurées alternativement. Dans la pratique, comme on doit travailler à champ magnétique constant et que les deux masses doivent avoir des trajectoires avec le même rayon de courbure, l'énergie du faisceau de masse de référence est ajustée pour répondre à l'égalité :

$$m_{ref} E_{ref} = m_x E_x \quad (4.23)$$

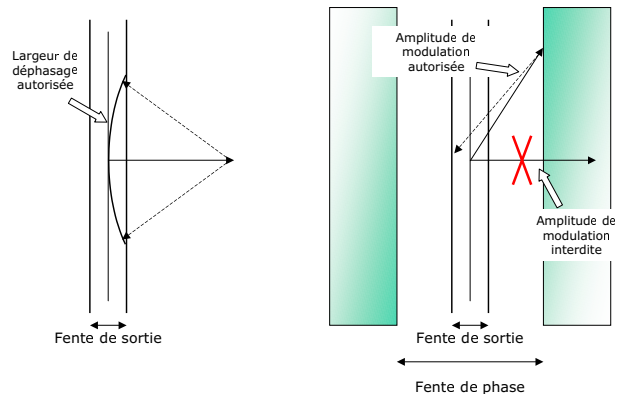


FIG. 4.4: À gauche, possibilités maximales d'éléments indésirables détectés après le spectromètre pour le cas d'une grande modulation. À droite, l'ajout de la fente de phase élimine une grande partie des événements ne correspondant pas à une résonance.

Cela signifie que toutes les tensions de guidage et de focalisation des ions relatives à la trajectoire commune aux deux sortes d'ions, devront être modifiées quand on alterne entre les deux masses.

Cette masse de référence est fournie par une source d'ions interne à MISTRAL et choisie de façon à ce que sa masse soit très proche de la masse à mesurer.



# Chapitre 5

## Dispositif expérimental

Le but de MISTRAL est de mesurer la masse de noyaux très éloignés de la stabilité, c'est-à-dire avec une très courte durée de vie. Ces noyaux sont donc par définition introuvables dans le milieu naturel. Il faut donc que le spectromètre soit auprès d'une installation capable de créer de tels noyaux avec une des techniques introduites au Chapitre 3. MISTRAL se trouve dans le hall ISOLDE, une installation qui utilise la méthode "Isotope Separator On-Line", au sein du CERN (Organisation Européenne de Recherche Nucléaire, voir figure 5.1).

### 5.1 ISOLDE

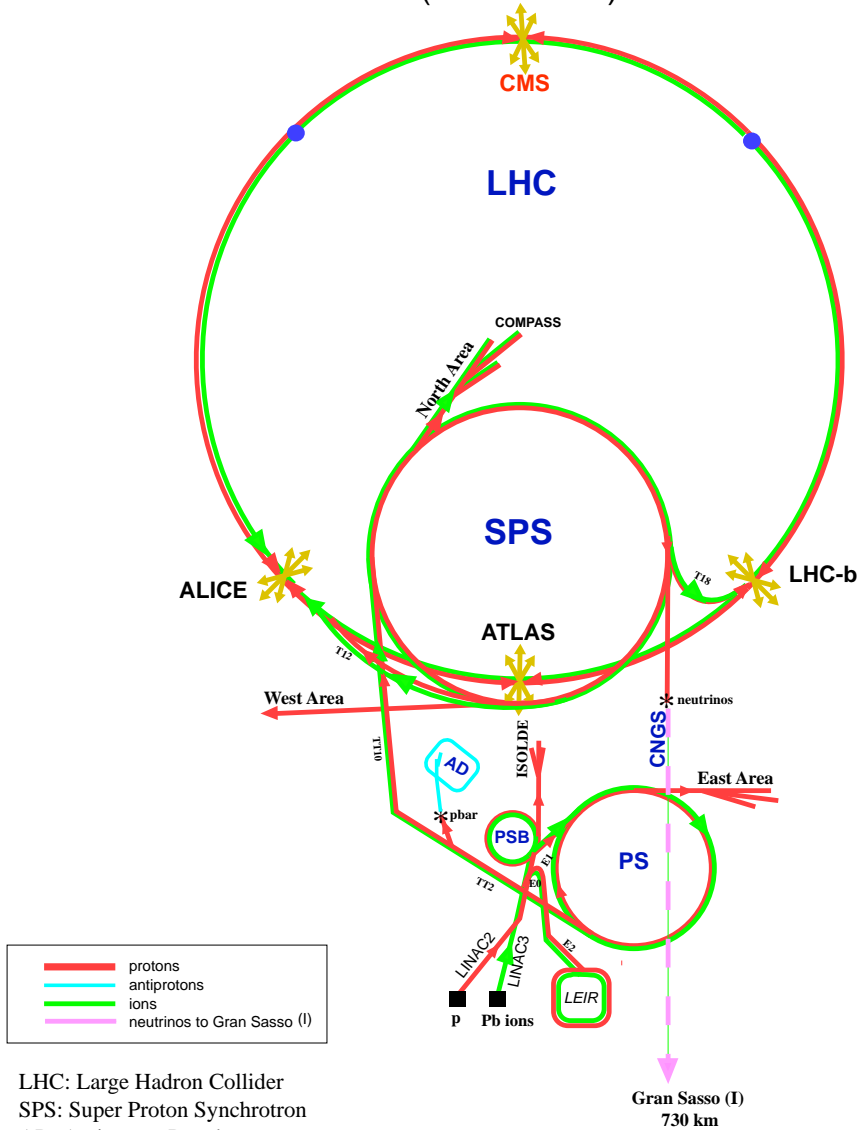
ISOLDE [29] est une installation de création et de séparation d'isotopes, placée après le synchrotron PS-booster depuis 1992. Capable de fournir des protons avec une énergie de 1 GeV, le PS-booster est la première étape pour l'accélération des particules pour le LHC. Se situant après le LINAC2 qui produit des protons de 50 MeV, le PS-booster est composé d'une pile de quatre synchrotrons dont le courant moyen des faisceaux est de  $2,4 \mu\text{A}$ . Le faisceau de protons est pulsé avec une répétition de 1,2 s. Il alimente les différents halls d'expérimentation selon la demande. C'est en utilisant le bombardement de ces protons sur des cibles bien choisies, que les noyaux exotiques désirés sont créés au niveau de la source d'ISOLDE.

Une soixantaine d'éléments sont disponibles avec une bonne séparation chimique et une grande intensité. La séparation en masse est effectuée par une des deux machines, le GPS (General Purpose Separator), avec un pouvoir de résolution de 2 400, ou le HRS (High Resolution Separator), avec une résolution de 5 000. La plupart des expériences utilisent un faisceau de 60 keV. Depuis quelques années le hall s'est doté d'un post-accelérateur permettant d'obtenir aussi des faisceaux de 2 MeV par nucléon. Le plan général du hall se trouve en figure 5.2.

#### 5.1.1 La cible

Le faisceau de protons qui bombarde la cible, est envoyé par séries de 12 impulsions avec une période de 14,4 s que l'on appelle super-cycle. Les douze impulsions du super-cycle sont distribuées toutes les 1,2 s entre les différents halls d'expérimentation selon les besoins. ISOLDE dispose généralement de 5 à 7 de ces impulsions. Il ne suffit pas

# CERN Accelerators (not to scale)



LHC: Large Hadron Collider  
 SPS: Super Proton Synchrotron  
 AD: Antiproton Decelerator  
 ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice  
 PSB: Proton Synchrotron Booster  
 PS: Proton Synchrotron  
 LINAC: LINear ACcelerator  
 LEIR: Low Energy Ion Ring  
 CNGS: Cern Neutrinos to Gran Sasso

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96  
 Revised and adapted by Antonella Del Rosso, ETT Div.,  
 in collaboration with B. Desforges, SL Div., and  
 D. Manglunki, PS Div. CERN, 23.05.01

FIG. 5.1: Toutes les installations du CERN, qui fournissent les différents halls d'expériences.

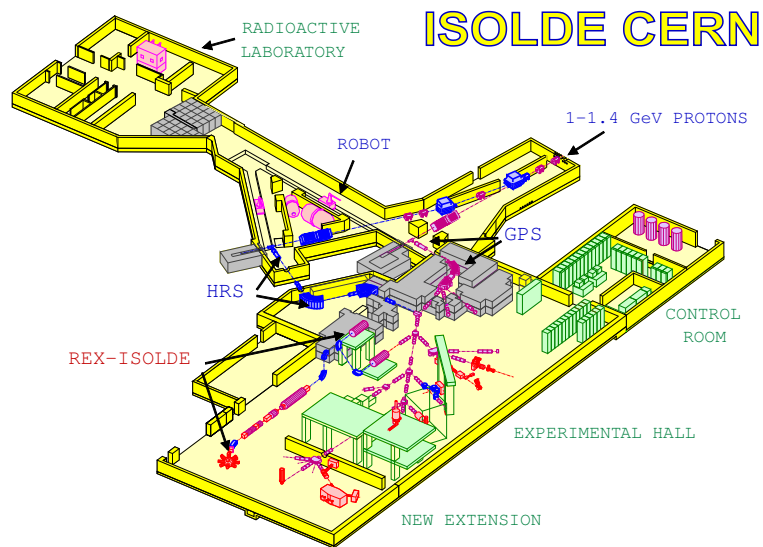


FIG. 5.2: Implantation des diverses expériences dans le hall ISOLDE.

seulement de créer les isotopes par le bombardement de protons, mais il faut également les extraire de la cible. Contrairement à la technique de production "en vol", la cible est épaisse et les noyaux prennent le temps imposé par leur chimie pour diffuser vers l'extérieur. Ils sont ensuite ionisés puis accélérés dans la ligne de faisceau. Pour avoir un grand taux d'extraction pour des isotopes à très courte durée de vie, il faut réduire le temps de diffusion. Pour cela, on remplace la cible épaisse par une succession de cibles fines espacées de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  que l'on chauffe à 2000-2500 K. La géométrie et la nature des cibles minces vont dépendre de l'élément que l'on cherche à extraire. Dans notre cas, on a des disques de 100  $\mu\text{m}$  de tantale [30]. La courbe d'extraction de  $^{11}\text{Li}$  en fonction du temps est présentée en figure 5.3.

Les noyaux produits par le faisceau de protons vont alors être ionisés et se diffuser dans la ligne. Dans notre cas, le lithium est ionisé par ionisation de surface. Le lithium est un élément alcalin, ce qui fait que son dernier électron est très faiblement lié. Le chauffage étend la distribution de Fermi-Dirac jusqu'à ce que l'énergie de l'électron puisse être supérieure au travail de sortie. La loi de Saha-Langmuir, permet de calculer le taux d'ionisation d'un élément en fonction de la température appliquée. Il est proportionnel à  $\exp\left(-\frac{W-\phi}{kT}\right)$ , où  $W$  est le potentiel d'ionisation de l'élément,  $\phi$  le travail de sortie de la surface,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température. Le tungstène ou le tantale sont de bons matériaux pour l'ionisation des alcalins, et ils ont une température de fusion très élevée. Le lithium n'est pas le seul élément que nous désirions avoir. Pour pouvoir régler l'optique du faisceau jusqu'à MISTRAL sur un noyau  $A = 11$ , nous désirions du béryllium, mais cet élément n'est pas disponible par ionisation de surface. Il faut donc utiliser un autre mode. Il était possible d'utiliser une source à plasma, mais ce mode fournit trop de contaminants car il n'est pas sélectif. L'ionisation par laser est plus favorable par sa très haute sélectivité des éléments. Le système est composé de trois lasers à colorants, dont on peut choisir la longueur d'onde, pompés par un laser à vapeur de cuivre, d'une puissance optique de 20 W.

Afin de pouvoir utiliser la cible-source pendant toute la durée de l'expérience, dans

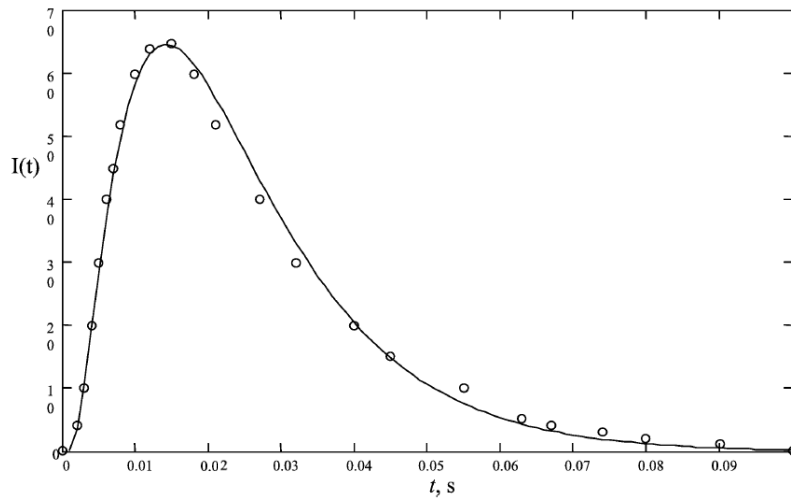


FIG. 5.3: Courbe de relâchement du  $^{11}\text{Li}$  de la cible utilisée. Les cercles représentent les données mesurées et la ligne continue la courbe d'ajustement correspondante [31].

notre cas 5 jours, les paramètres doivent être gérés avec beaucoup de prudence. Un chauffage trop fort de la source ou une intensité de protons trop élevée sur la cible casseraient l'ensemble qui ne pourrait être remplacé pour le temps restant. Une fois l'expérience terminée, la cible, en partie détériorée, est déplacée par un robot après une journée de refroidissement et stockée comme déchet radioactif.

### 5.1.2 La ligne de transport

L'ensemble cible-source décrit plus haut est utilisé par le HRS ou le GPS. Lors de la mesure de 2002 (voir annexe A), nous disposions du HRS, et pour celle de 2003, du GPS. Une fois la sélection de l'isotope faite, on a des séries de triplets de quadrupôles, de plaques de déflexion et des aiguilleurs pour amener le faisceau jusqu'à MISTRAL. Tous les outils d'optique de faisceau sont électrostatiques, ce qui permet en principe d'avoir la trajectoire du faisceau indépendante de la masse des ions transportés. En pratique la multiplication des champs magnétiques au voisinage du trajet fait qu'il existe des champs magnétiques résiduels entraînant certaines déviations lorsque l'on passe d'une masse à une autre. Pour pouvoir régler la trajectoire dans de bonnes conditions, nous avons à notre disposition plusieurs profileurs et cages de Faraday tout au long du trajet.

La distance séparant la source ISOLDE de MISTRAL, est d'environ une cinquantaine de mètres, ce qui représente pour un faisceau de 60 keV un temps de vol de  $50 \mu\text{s}$  pour un ion de masse 11 u.

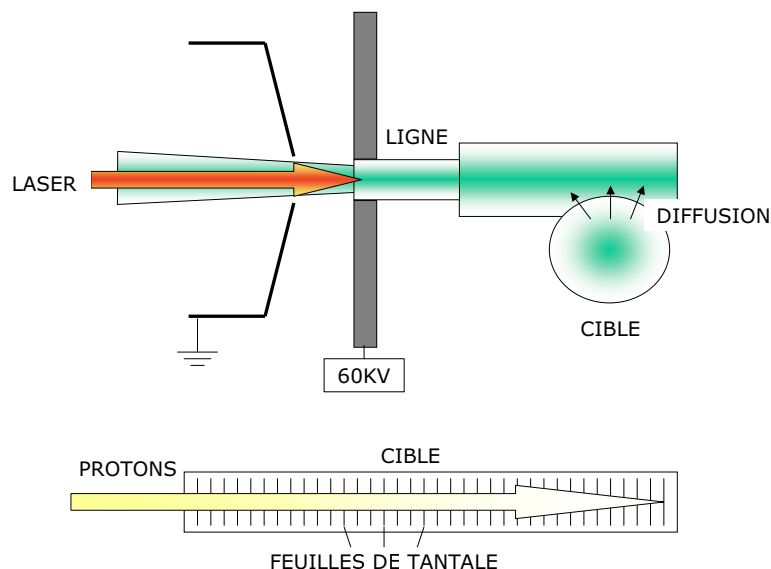


FIG. 5.4: Schéma de l'ensemble cible-source à ionisation par laser.

## 5.2 Le spectromètre de masse MISTRAL

MISTRAL, est un spectromètre basé sur le modèle développé par Smith, décrit plus haut. Son élément principal est son électro-aimant mais également sa source d'ions et toute l'optique qui permet de régler le faisceau sur la trajectoire très contrainte exigée par le spectromètre pour effectuer des mesures de masses de haute précision. La figure 5.5 représente tous les éléments qui composent MISTRAL.

### 5.2.1 Source MISTRAL

Une des caractéristiques principales de MISTRAL est de mesurer le champ magnétique à l'intérieur de l'aimant en utilisant la fréquence cyclotron d'une masse de référence. Pour prendre en compte des effets de dérive du champ magnétique, les deux mesures doivent se faire alternativement et de façon très rapide. Cette masse de référence ne peut donc pas provenir d'ISOLDE, car le temps de stabilisation des séparateurs est trop long et il faudrait faire varier toutes les tensions d'ISOLDE et des lignes de transport, ce qui n'est pas prévu. Pour cela nous disposons de notre propre source, capable de fournir une énergie de faisceau de 100 keV, elle est très polyvalente dans son mode de fonctionnement.

Le champ ressenti par les ions doit être identique pour la masse de référence et la masse à mesurer. Il faut donc, soit avoir un champ magnétique parfaitement homogène, ce qui n'est malheureusement pas le cas, soit avoir des trajectoires identiques, ce qui est très difficile à réaliser. Si la masse de référence a une toute petite différence relative avec la masse à mesurer (en particulier si c'est un isobare), les trajectoires seront plus proches. D'un point de vue pratique cela permet aussi des sauts de tension plus faibles, donc plus faciles à gérer. Pour cela on doit pouvoir disposer de beaucoup d'éléments pouvant servir de référence.



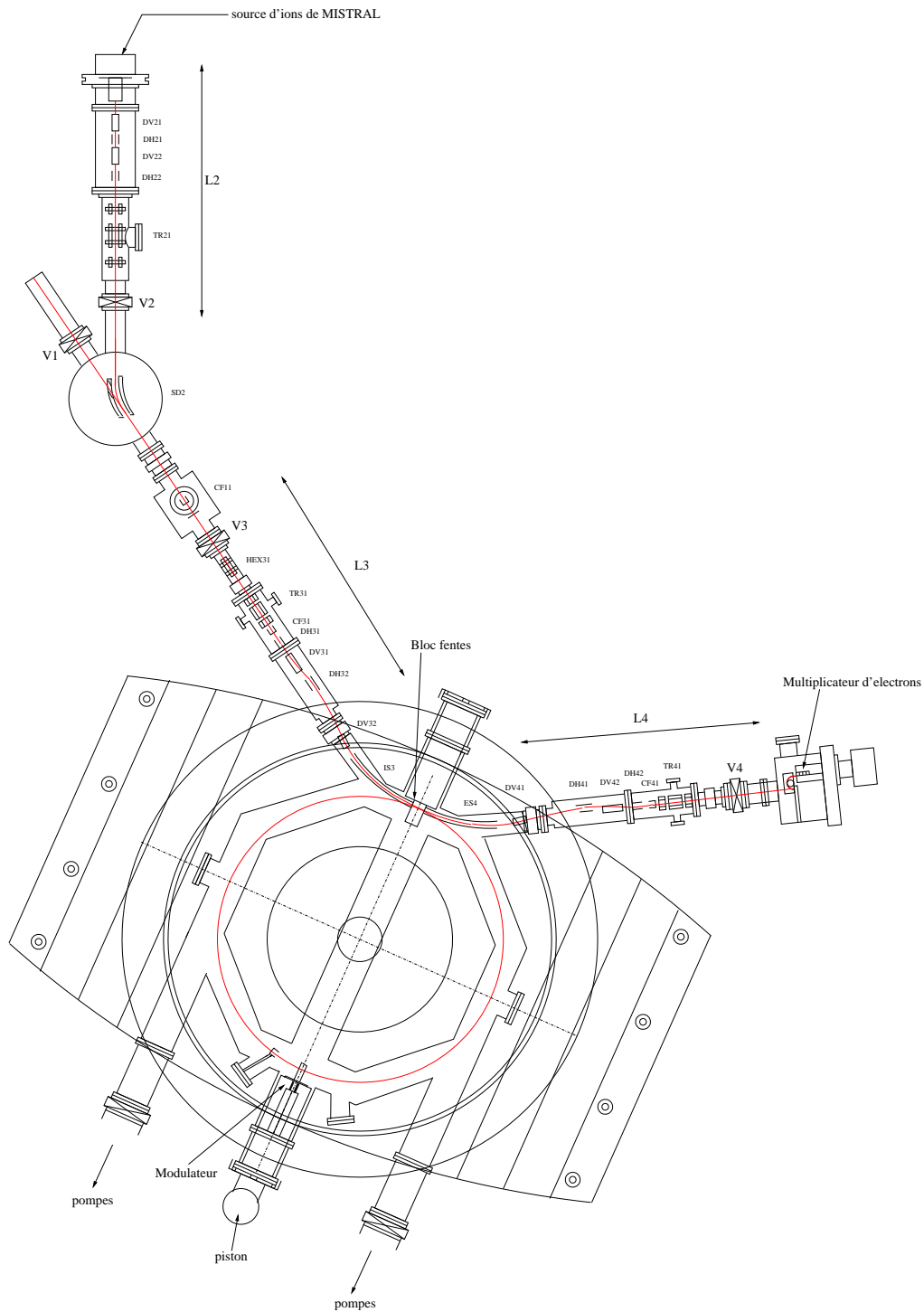


FIG. 5.5: MISTRAL, sa source d'ions et son optique d'optimisation.

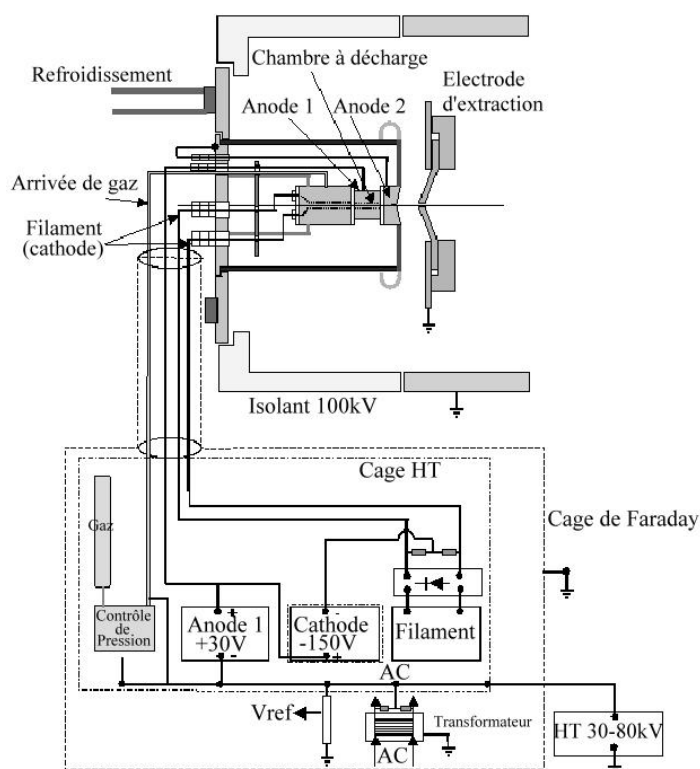


FIG. 5.6: Schéma de la source d'ions de MISTRAL avec les différentes alimentations pour maximiser l'intensité du faisceau selon le mode de fonctionnement de la source.

Tous les éléments ne s'ionisent pas de la même façon. La source doit donc avoir plusieurs modes d'ionisation. La première possibilité est l'ionisation de surface. Dans la source on dispose d'une cathode (figure 5.6), que l'on chauffe, ce qui va ioniser les alcalins comme le sodium, le potassium et le rubidium. Mais leur masses (23, 39 et 85) sont très éloignés de 11. Même le lithium naturel est peu favorable, car les masses 6 et 7 représentent des sauts de masse de presque 50%. Un deuxième mode est disponible en utilisant un plasma. En injectant un gaz dans la chambre à décharge, le gaz est ionisé par un courant d'électrons provenant de la cathode. Le gaz que l'on utilise définit le type d'éléments que l'on va obtenir à la sortie de la source. Si un élément n'est pas disponible en gaz, on peut également utiliser un four dans lequel on met le composé chimique de notre choix qui s'évapore lorsqu'il est chauffé. Et enfin, on peut utiliser un mode par bombardement électronique. Son principe est d'appliquer une décharge, venant de la cathode, sur un composé solide. C'est cette dernière méthode que l'on a utilisée pour la mesure du  $^{11}\text{Li}$ . Un échantillon de nitrure de bore a été placé dans la chambre à décharge, afin de bénéficier d'un faisceau de  $^{11}\text{B}$  et de  $^{10}\text{B}$ . Les intensités obtenues étaient de 10 000  $^{11}\text{B/s}$  et 3 000  $^{10}\text{B/s}$  en bout de ligne MISTRAL, correspondant à une intensité d'une centaine de pA en sortie de source, tout éléments réunis<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Entre la sortie de la source et l'aimant on ne dispose d'aucun moyen de séparer les éléments présents dans le faisceau composé essentiellement d'alcalins comme le sodium et le potassium.

## 5.2.2 Optique de faisceau

Pour bien ajuster la trajectoire du faisceau afin qu'il rentre dans l'aimant et qu'il en sorte, une série d'éléments électrostatiques est disposée sur le trajet. La ligne de faisceau de MISTRAL est divisée en quatre parties.

La première correspond à la partie de faisceau ISOLDE, avec une cage de Faraday ainsi qu'un "scanner", que l'on active avec le contrôle-commande d'ISOLDE.

La deuxième partie correspond à l'optique en sortie de source. Composée d'un triplet de quadrupôles, deux défecteurs horizontaux et deux verticaux, elle permet de placer le faisceau en sortie de source sur la trajectoire nominale. En effet, selon le mode de fonctionnement de la source, l'ionisation ne se fait pas toujours au même endroit. Un rattrapage est donc nécessaire.

La troisième, commune aux deux faisceaux, sert à l'injection du faisceau dans le spectromètre. Avec un triplet de quadrupôles, deux défecteurs horizontaux, deux verticaux et un injecteur. C'est la partie la plus délicate du réglage du faisceau, car on doit lui donner une trajectoire hélicoïdale à travers les quatre fentes de 0,4 mm (les fentes d'entrée de sortie, et les deux du modulateur). Leur disposition permet de prendre en compte le champ de fuite de l'aimant. L'injecteur va définir l'acceptance<sup>2</sup> du spectromètre.

Et enfin la quatrième, qui est la symétrique de la troisième, amène le faisceau jusqu'à la détection. C'est la partie la moins critique dans l'ajustement.

On peut remarquer l'aiguilleur SD2, qui est le trait d'union entre le faisceau d'ISOLDE et celui de MISTRAL pour les injecter alternativement sur la troisième partie. Il s'agit d'un défecteur horizontal courbé et troué, qui est alimenté lorsque l'on mesure la référence et à la masse quand on mesure les ions venant d'ISOLDE.

Les deux faisceaux doivent passer dans le même champ magnétique avec le même rayon de courbure mais avec une masse différente. On joue donc sur l'énergie du faisceau MISTRAL pour qu'il ait la même trajectoire que celui d'ISOLDE. Mais en même temps, les réglages effectués pour l'un ne sont pas adaptés pour l'autre. Pour cela, on effectue des sauts de tension des électrodes de l'optique, proportionnels à l'énergie des faisceaux. Pour simplifier les choses et pour minimiser les coûts, on n'utilise que trois alimentations à haute-tension pour tous les défecteurs et quadrupôles. Différents ponts de résistances couplés avec des potentiomètres permettent d'ajuster le faisceau au cas par cas.

## 5.2.3 L'aimant

L'aimant est la partie principale de MISTRAL. Il a un entrefer de 140 mm, et un diamètre de 1000 mm. Le champ magnétique peut aller de 0,15 T jusqu'à 0,8 T, avec un courant maximal de 450 A. Le succès d'une mesure de masse avec MISTRAL va dépendre de la stabilité du champ magnétique. Lors de précédentes mesures de masse [32, 33], il a été observé que le champ a une dérive de quelques  $10^{-5}$  sur une quinzaine d'heures. Cette dérive n'est pas gênante pour les mesures, car l'alternance entre le faisceau de MISTRAL et celui d'ISOLDE est de l'ordre de la minute. Par contre sur le temps d'une mesure, la stabilité du champ correspond à  $5 \cdot 10^{-8}$ . On a observé également que le champ est sensible

---

<sup>2</sup>L'acceptance est l'émittance maximale qui peut être acceptée par l'instrument (voir sections 8.1 et 8.2).

à la position du pont roulant d'ISOLDE, mais cela ne pose pas de problèmes s'il n'est pas actionné pendant la mesure.

## 5.2.4 La radio-fréquence

### 5.2.4.1 Le modulateur

Le système est basé sur la mesure de la fréquence cyclotron d'un ion dans un champ magnétique par modulation de l'énergie du faisceau. Le modulateur qui en est responsable est composé de trois plaques de cuivre séparées par des isolants (figure 5.7).

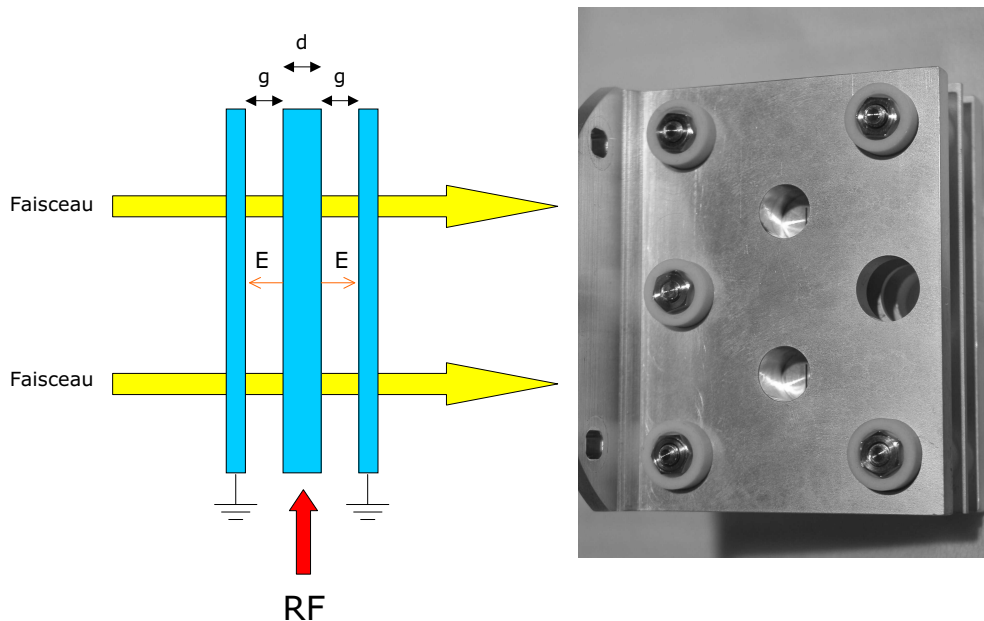


FIG. 5.7: Schéma du modulateur et sa photo.

Son principe de fonctionnement est d'appliquer un potentiel sinusoïdal sur la plaque du milieu avec les deux plaques avant et après à la masse, avec deux fentes de 5 mm de hauteur et 0,4 mm de largeur. Les ions vont alors ressentir un champ électrique lors de leur passage dans les deux zones de vide, ou "gaps", autour de la plaque chargée. Comme on peut le voir sur la figure 5.7, il y a deux distances caractéristiques du modulateur. Le "gap", noté  $g$ , est l'endroit où s'effectue la modulation, dont la longueur ne doit pas être trop petite pour éviter les décharges, ni trop grande pour qu'il n'y ait qu'une petite variation de la phase de la radio-fréquence pendant sa traversée. L'espace de glissement ou "drift", noté  $d$ , dont la longueur est calculée de façon à ce que l'ion ne reçoive pas au deuxième "gap" la modulation opposée à celle reçue dans le premier, ce qui serait le cas si  $d = 0$ . Cela va dépendre de la vitesse de l'ion et donc de sa masse. Ce qui signifie qu'avec un modulateur unique on ne peut pas mesurer les noyaux de la masse 1 à 250 sur

la même fréquence. On parle alors d'efficacité de modulation. Pour avoir une modulation maximale lors du deuxième passage, il faut que dans le deuxième gap la radio-fréquence soit déphasée de  $\pi$ .

Un code de simulation développé par Michel de Saint Simon permet d'estimer l'amplitude de modulation en fonction de la fréquence appliquée, de la masse des ions considérés ainsi que de la géométrie du modulateur.

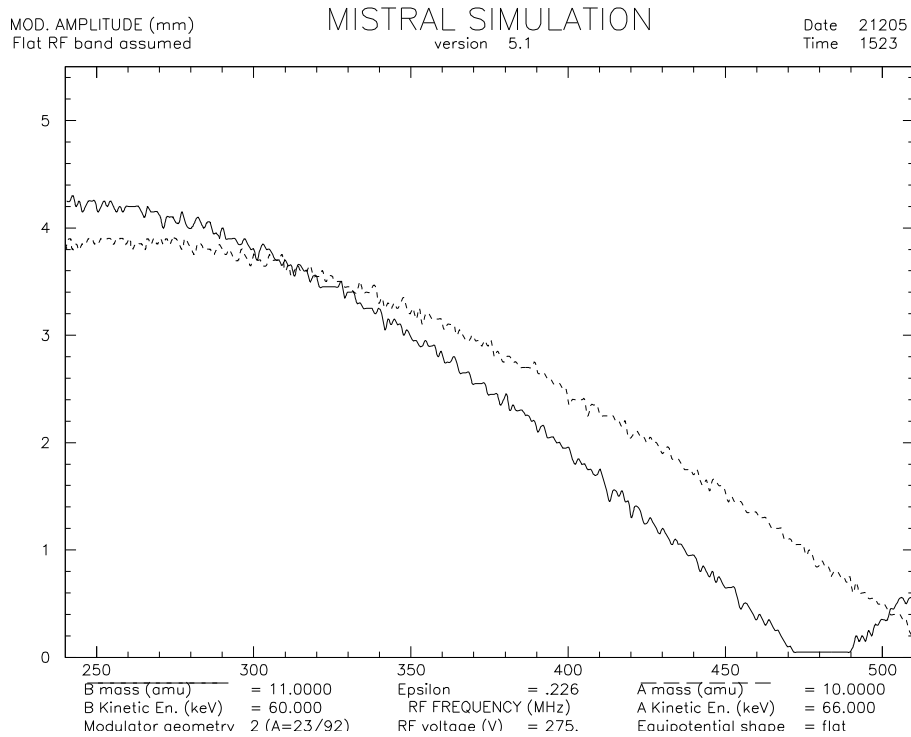


FIG. 5.8: Simulation de l'amplitude de modulation en fonction de la fréquence pour les masses 10 et 11.

Sur la figure 5.8, on a une simulation pour une géométrie de modulateur  $g = 0,5$  mm et  $d = 1,63$  mm. On voit que pour avoir une grande modulation, donc une grande résolution pour les masses 10 et 11, il faut effectuer les mesures avec une fréquence d'environ 300 MHz.

#### 5.2.4.2 La ligne de transmission radio-fréquence

Dans la section qui suit, je vais décrire la ligne de transmission qui va injecter la radio-fréquence sur le modulateur. La radio-fréquence générée par un synthétiseur est amplifiée jusqu'à une puissance de 1000 W. La ligne de transmission qui fait le lien entre l'amplificateur et le modulateur, doit répondre à des spécifications particulières pour que l'énergie de l'onde soit transmise au modulateur.

Premièrement, elle doit permettre d'adapter l'impédance d'entrée à celle de sortie. Celle du modulateur est bien supérieure aux  $50 \Omega$  de l'amplificateur. La ligne de transmission est dotée de quatre transformateurs quart d'onde,  $\lambda/4$  avec une impédance caractéristique allant de  $50$  à  $250 \Omega$ . Si l'on n'utilise pas ce type de transformateur, la

réflexion sur le modulateur va être quasiment totale et toute la puissance va être renvoyée sur l'amplificateur.

Deuxièmement, il faut pouvoir faire cette adaptation sur une large bande de fréquence. En effet l'impédance du modulateur n'est adaptée que pour transmettre une seule fréquence à la fois. Pour aller chercher le maximum d'amplitude de modulation pour une masse donnée, un court-circuit réglable permet d'adapter la ligne de transmission pour toute la gamme de fréquences choisie. Pour régler la longueur du court-circuit on utilise le diagramme de Smith, qui mesure la puissance réfléchie en fonction du déphasage (figure 5.9).

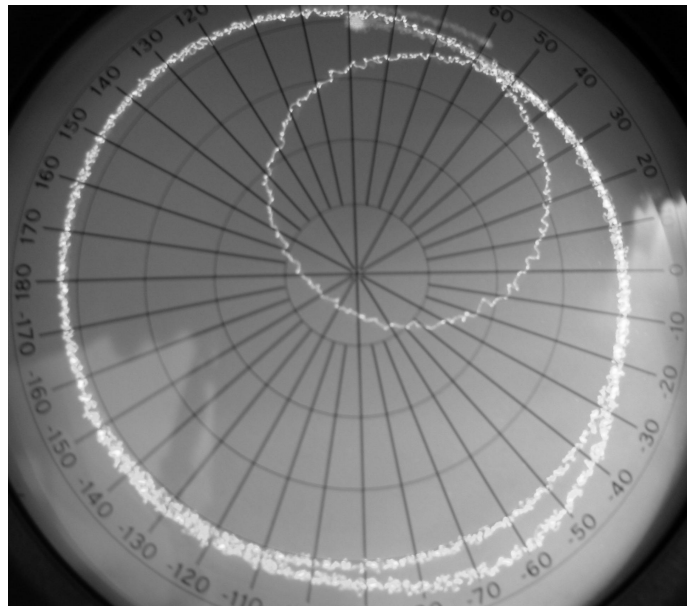


FIG. 5.9: Pour une position donnée du court-circuit, le diagramme de Smith mesure le taux de réflexion en faisant varier la fréquence. L'onde réfléchie est d'autant plus faible que l'on est proche du centre du diagramme.

Malgré toutes ces précautions, il existe toujours une onde réfléchie. Un circulateur placé entre l'amplificateur et le modulateur va la diriger vers une charge dissipative.

À l'origine, MISTRAL possédait une ligne de transmission comme celle que l'on voit sur la figure 5.10. Mais lorsque l'on regarde la courbe de transmission de puissance au modulateur en fonction de la fréquence (figure 5.11, en haut), on voit qu'il y a un trou en fréquence dans l'intervalle d'utilisation du spectromètre. Pour cela, j'ai participé à l'installation d'un nouveau système développé par Michel de Saint Simon, avant la mesure du  $^{11}\text{Li}$  de 2003 (voir figure 5.10). Si l'on regarde la transmission de puissance en fonction de la fréquence, on voit que la bande d'utilisation est moins large mais elle est quasiment constante dans l'intervalle 300-430 MHz (figure 5.11, en bas).

En convoluant la figure 5.8 avec la figure 5.11 du bas et en utilisant l'équation 4.14, on peut connaître les maxima de résolution en fonction de la fréquence (figure 5.12). Cette courbe nous dit donc quelle fréquence utiliser pour avoir le maximum de résolution.

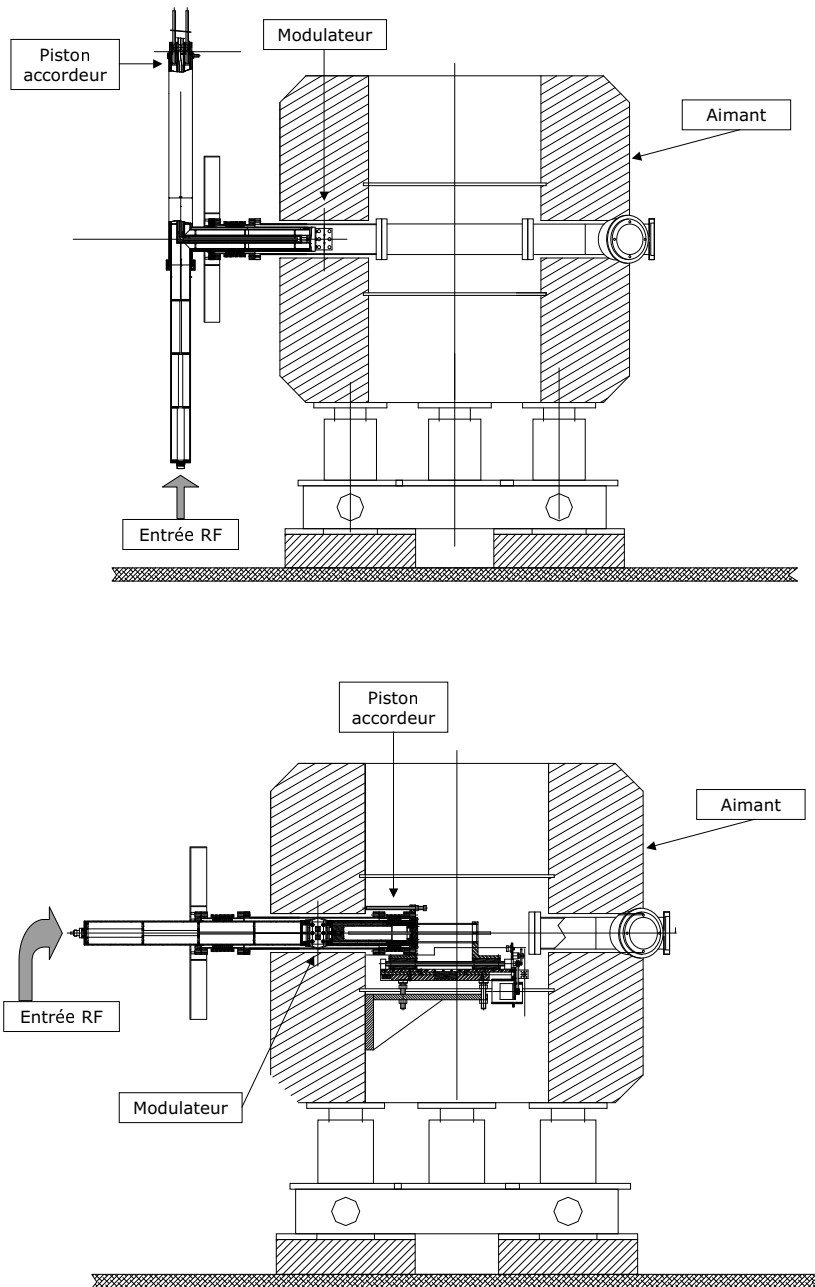


FIG. 5.10: Mécanique de l'ancienne (en haut) et de la nouvelle ligne de transmission radio-fréquence (en bas).

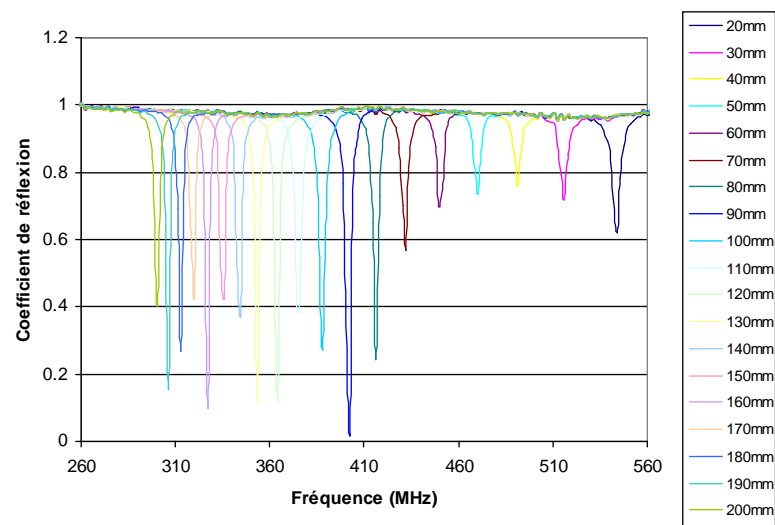
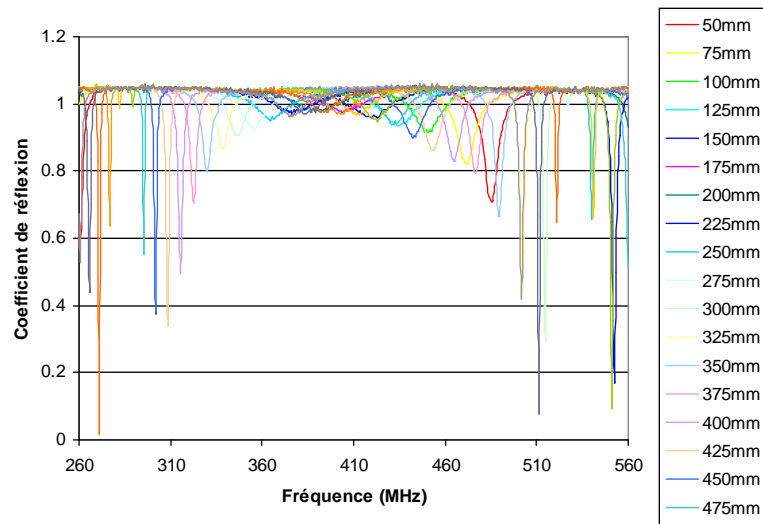


FIG. 5.11: Taux de réflexion en fonction de la fréquence pour l'ancien (en haut) et le nouveau (en bas) système de transmission de la radio-fréquence pour différentes positions du piston accordeur. À chaque position du piston (indiquée à droite) correspond une valeur de fréquence ayant un minimum de coefficient de réflexion.



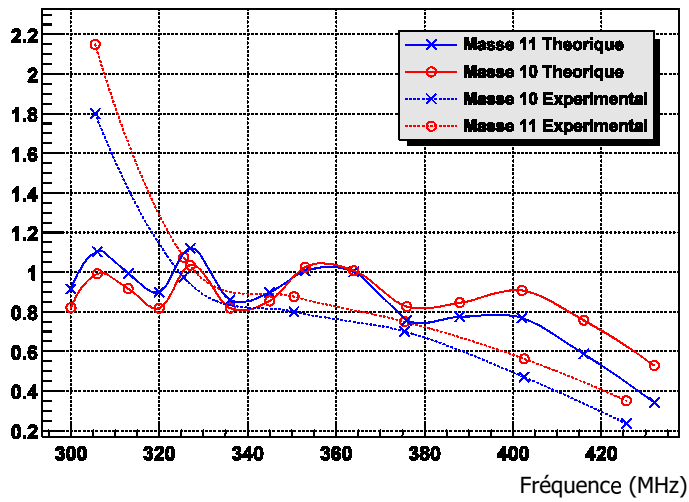


FIG. 5.12: Résolution normalisée en fonction de la fréquence, pour les masses 10 et 11. Entre 300 et 330 MHz la courbe expérimentale ne suit pas la théorique, car l'amplitude de modulation est telle que la fente de phase, grande ouverte, coupe le faisceau.

## 5.2.5 La détection

Les ions sont comptés au moyen d'un multiplicateur d'électrons, qui a un rendement supérieur à 95%.

# Chapitre 6

## Analyse

### 6.1 Principe de l'analyse

Le haut du pic de transmission obtenu en balayant la fréquence RF est triangulaire [28]. De ce pic, les paramètres que l'on veut déterminer sont sa fréquence centrale et sa largeur. Pour cela un programme d'analyse a été développé par C.Thibault [34], dans lequel un ajustement triangulaire est effectué.

L'ajustement triangulaire est défini par une fonction :

$$\begin{cases} T(f) = 0 & \text{si } f \notin \mathcal{A} \\ T(f) = \text{YM} - \frac{\text{YM}}{\text{DM}} |f - \text{CM}| & \text{si } f \in \mathcal{A} \end{cases} \quad (6.1)$$

Avec  $\mathcal{A} = \{x\}$  quel que soit  $x \in [\text{CM} - \text{DM}, \text{CM} + \text{DM}]$ . YM étant la hauteur du pic, DM, sa largeur à mi-hauteur et CM la position de la fréquence centrale (voir figure 6.1).

Dans le programme d'analyse, il existe plusieurs paramètres sur lesquels on peut jouer afin que l'ajustement soit le meilleur.

La Coupure basse, ou "Low Cut", permet de définir à partir de quelle hauteur sur le pic on commence à prendre en compte les points pour l'ajustement triangulaire. Elle est généralement entre 10 et 20% de la hauteur, selon la résolution.

La fluctuation en Y permet de prendre en compte l'incertitude sur le comptage des ions qui pourrait provenir de la fluctuation de l'intensité des sources d'ions, généralement entre 5 et 10%.

Avec ces différents paramètres, on ajuste les triangles sur les pics au cas par cas. Cela va dépendre de la résolution des mesures. Pour déterminer les meilleurs paramètres, on étudie les valeurs de  $\chi^2$  qui est défini par la fonction :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(N_i - T(f_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (6.2)$$

$N_i$  est le nombre de coups au canal  $i$ ,  $f_i$  sa fréquence et  $\sigma_i$  l'erreur associée à  $N_i$ . Ainsi on change les paramètres sur une série de mesures jusqu'à que le  $\chi^2$  divisé par le nombre de degrés de liberté soit proche 1. Ou alors, si on n'arrive pas remplir cette condition, on rejette les pics. Ceci peut se produire dans les cas où la puissance transmise sur le modulateur varie, ce qui a pour effet de faire chuter la résolution, ou bien si une perte d'intensité au niveau du faisceau d'ISOLDE ou de MISTRAL se produit.

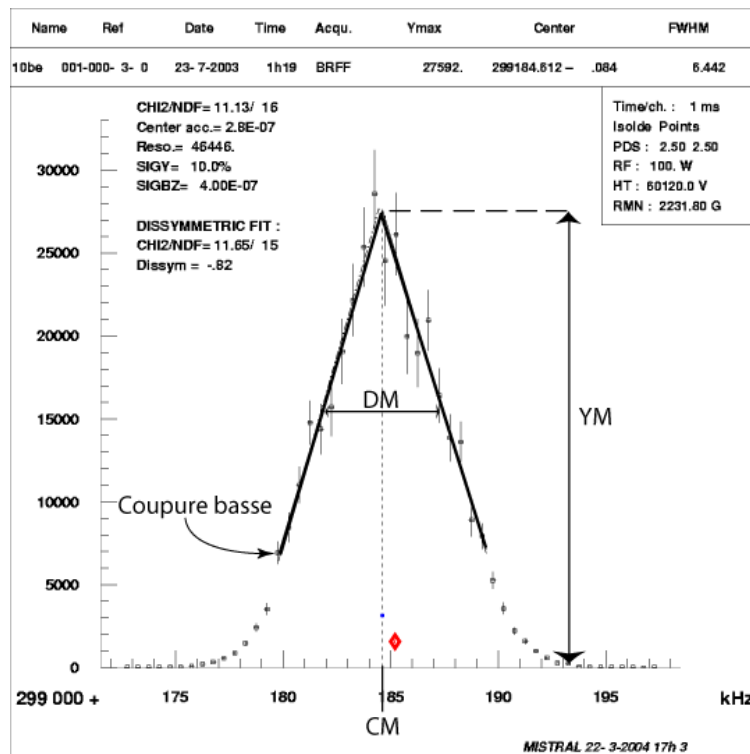


FIG. 6.1: Un pic de transmission et l'ajustement triangulaire qui lui correspond.

## 6.2 Acquisition des données

Le mode d'acquisition des données avec le spectromètre MISTRAL va dépendre des noyaux que l'on mesure. Le pas de fréquence et le nombre de fréquences explorées sont choisis de manière à bien encadrer le pic. Pour la masse de référence, le spectre de transmission est enregistré en choisissant un temps par fréquence permettant d'obtenir une statistique suffisante en un seul passage. On peut choisir entre un mode linéaire ou aléatoire pour le balayage de fréquence. Dans le mode aléatoire, l'ordre des fréquences est tiré au sort dans l'intervalle choisi alors que pour le mode linéaire les fréquences sont appliquées dans l'ordre croissant. Le mode aléatoire est surtout utile pour s'affranchir des différents phénomènes périodiques (impulsions de protons, 50 Hz et dérives) qui pourraient influencer la mesure.

Pendant l'expérience, du fait de sa demi-vie de 8,75 ms, le  $^{11}\text{Li}$  n'est extrait de la cible que pendant les quelques dizaines de millisecondes suivant une impulsion de protons venant du PSB. Le module d'acquisition de MISTRAL possède le mode "point par point". Ce mode permet d'explorer une fréquence différente, i.e. un point de fréquence à chaque impulsion de protons. De plus, la mesure peut être fractionnée en fonction du temps. Le déclenchement vient d'un signal prévenant de l'arrivée imminente des protons sur la cible. Pour le cas du  $^{11}\text{Li}$  on a choisi de découper la mesure en 500 fois 1 ms pour chaque fréquence. Ainsi grâce à cela on peut reconstituer le spectre en temps en sommant tous les cycles de mesures pendant un "run". Le choix de 1 ms par canal a été motivé

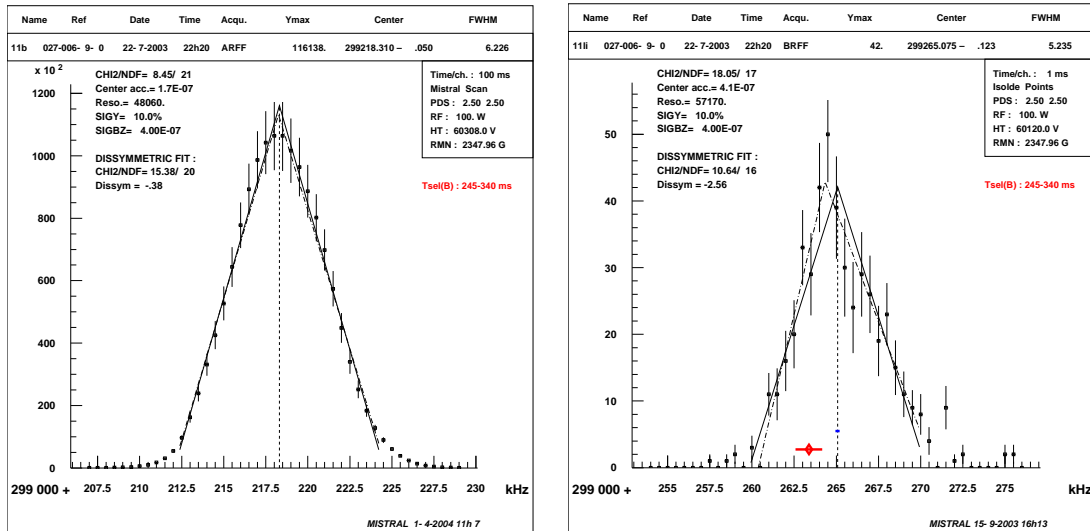


FIG. 6.2: Spectres en fréquence de  $^{11}\text{B}$  (gauche) et  $^{11}\text{Li}$  (droite).

par la demi-vie du  $^{11}\text{Li}$  qui est de 8,75 ms et ainsi avoir une bonne résolution pour observer sa décroissance radioactive. Ensuite pour chaque impulsion de protons la fréquence est changée aléatoirement pour reconstituer un spectre de transmission et déterminer la fréquence cyclotron de l'isotope. Le pic de transmission en fonction de la fréquence peut être reconstruit en choisissant une tranche de temps qui va permettre d'avoir le meilleur rapport signal/bruit. Il est très important de mesurer le bruit de fond avant l'arrivée de l'impulsion de protons, et de vérifier que les taux de comptage de  $^{11}\text{Li}$  en fonction du temps correspondent bien à sa demi-vie.

Sur la figure 6.2, on a un exemple d'un pic de résonance après 100 cycles de mesures (environ 5 heures d'acquisition) une fois analysé. L'ajustement triangulaire du pic de transmission nous permet de déterminer la fréquence centrale et la résolution de la mesure. Ici la résolution est de 57000 pour le  $^{11}\text{Li}$ . Elle a été du même ordre de grandeur pendant toute la durée de l'expérience.

La figure 6.3 représente le spectre en temps de l'acquisition, qui a été ajusté avec une fonction  $C_0 + C_1 * e^{(-t/\tau)}$ ,  $C_0$  représentant le bruit de fond de la mesure,  $C_1$  le maximum de taux de comptage et  $\tau$  la vie moyenne. Le temps  $\tau$  calculé étant  $13,64 \pm 1,73$  ms, la demi-vie est donc de  $9,5 \pm 1,2$  ms<sup>1</sup>, une valeur tout a fait compatible avec celle admise. Le spectre en temps nous permet de définir la fenêtre en temps optimale pour reconstruire le spectre en fréquence. Ici, dans notre figure de décroissance, on a sélectionné seulement les points entre 245 et 340 ms, et donc enlevé une bonne partie des points aberrants.

<sup>1</sup>La demi-vie ( $T_{1/2}$ ), est le temps pour lequel ne reste plus que la moitié du nombre de noyaux initial.  

$$\frac{T_{1/2}}{\tau} = \ln 2$$

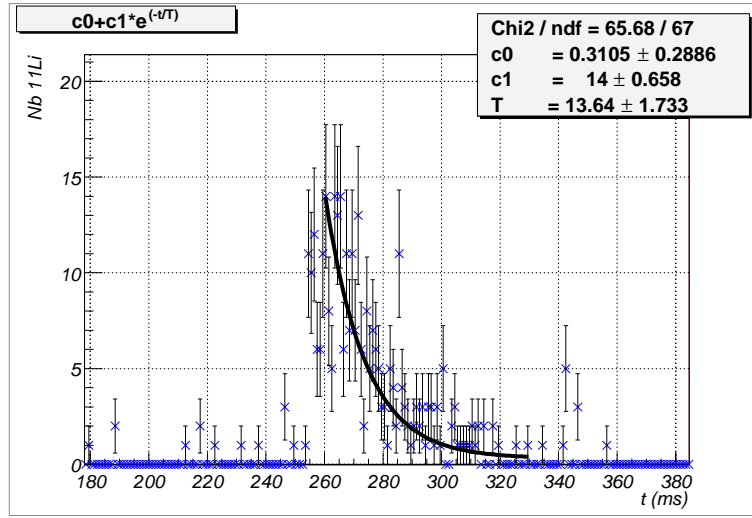


FIG. 6.3: Spectre en temps du  $^{11}\text{Li}$ .

## 6.3 Calibration de l'appareil

### 6.3.1 MDRE

Bien que MISTRAL soit un instrument de précision, un écart entre la masse mesurée et la masse réelle est observé.

Une grandeur a été spécifiquement définie pour la calibration de MISTRAL. Si les trajectoires des deux faisceaux ne sont pas exactement les mêmes et que le champ magnétique n'est pas parfaitement homogène, cela va entraîner une différence de champ magnétique vu. On appelle A le noyau de référence et B le noyau à mesurer. On a :

$$\omega_A = \frac{qB_A}{m_A} \quad \text{et} \quad \omega_B = \frac{qB_B}{m_B} \quad (6.3)$$

en supposant que les champs vus ne sont pas les mêmes. Ce qui nous donne l'égalité suivante :

$$\frac{\omega_A m_A}{B_A} = \frac{\omega_B m_B}{B_B} \quad (6.4)$$

En posant :  $B_B = B_A + \delta B$  on a :  $\frac{\omega_A m_A}{B_A} = \frac{\omega_B m_B}{B_A + \delta B}$

Ce qui donne :

$$\frac{\omega_A m_A}{\omega_B} + \frac{\delta B}{B_A} \frac{\omega_A m_A}{\omega_B} = m_B \quad (6.5)$$

La différence relative de champ magnétique vu va donc induire :

$$\frac{\delta B}{B} = \frac{m_B - \frac{\omega_A m_A}{\omega_B}}{\frac{\omega_A m_A}{\omega_B}} \quad (6.6)$$

Le terme  $\frac{\omega_A m_A}{\omega_B}$  est égal à la masse que l'on aurait dû mesurer si le champ magnétique vu par A et B était le même. Pour les calibrants, c'est la masse tabulée dans l'évaluation des

masses atomiques. Par contre  $m_B$  est la masse réellement mesurée. On va donc faire notre calibration avec la grandeur induite par la différence de trajectoire :

$$\frac{m_{mesuree} - m_{tabulee}}{m_{tabulee}} = \text{MDRE} \quad (6.7)$$

MDRE signifiant "Mass Difference Respect with Evaluation".

Le gradient radial étant à peu près constant, la différence relative de champ magnétique vue va être proportionnelle à la différence relative du rayon de la trajectoire, qui va être induite par l'optique électrostatique servant à l'injection du faisceau. On peut a priori espérer que cette différence de trajectoire va être proportionnelle à la différence d'énergie relative entre les deux faisceaux.

Cette proportionnalité nous permet donc de déterminer une loi de calibration linéaire en mesurant des noyaux dont la masse est connue avec une très bonne précision pour appliquer une correction sur la mesure de la masse du noyau qui nous intéresse. Pour résumer, on va obtenir une correction  $\Delta$  de la forme :

$$\Delta = P_1 * \left(\frac{\Delta V}{\bar{V}}\right) + P_0 \quad (6.8)$$

Avec  $\Delta V = V_{ISOLDE} - V_{MISTRAL}$  et  $\bar{V} = \frac{V_{ISOLDE} + V_{MISTRAL}}{2}$ , et  $P_0$  et  $P_1$  les paramètres de la droite, auxquels on associe une erreur  $\sigma_{P_0}$  et  $\sigma_{P_1}$ , qui vont nous permettre de calculer l'incertitude sur la correction  $\sigma\Delta$  avec la relation :

$$\sigma\Delta = \sqrt{\left(\frac{\Delta V}{\bar{V}}\right)^2 * \sigma_{P_1}^2 + \sigma_{P_0}^2 + 2 * \frac{\Delta V}{\bar{V}} \sigma_{P_0} \sigma_{P_1}} \quad (6.9)$$

Ensuite on n'a plus qu'à appliquer la correction à notre mesure :

$$\text{MDRE}_{corrigée} = \text{MDRE}_{mesurée} - \Delta \quad (6.10)$$

et pour l'erreur :

$$\sigma\text{MDRE}_{corrigée} = \sqrt{\sigma\text{MDRE}_{mesurée}^2 + \sigma\Delta^2} \quad (6.11)$$

Tout ce qui est dit précédemment, part de l'hypothèse que la valeur de l'ensemble des calibrants soit en accord avec une droite. En réalité on observe une dispersion représentée par la valeur de son  $\chi^2$ . Plus il est proche de 1, meilleure est la confiance statistique. Pour cela on rajoute quadratiquement une erreur, que l'on appellera systématique, à l'erreur sur la valeur mesurée. Cette erreur systématique représente le manque de reproductibilité des mesures, ainsi que l'incapacité des utilisateurs à régler l'optique d'entrée de MISTRAL de façon à ce que les trajectoires des deux faisceaux soient confondues. Pour la précédente campagne de mesures, l'erreur systématique était de l'ordre de  $4$  ou  $5 \cdot 10^{-7}$ .

### 6.3.2 Choix des calibrants

Pour prendre en compte cet écart, on mesure régulièrement des ions dont la masse est très bien connue pour établir la loi de calibration de l'appareil pour l'expérience en cours.

Pour cela, la source de MISTRAL est dotée de  $^{10}\text{B}$  et de  $^{11}\text{B}$  et pour la source ISOLDE, du  $^{10}\text{Be}$  et du  $^9\text{Be}$  grâce à l'ionisation laser, ainsi que du  $^9\text{Li}$  par ionisation de surface.

Cela va nous permettre d'utiliser plusieurs combinaisons pour des sauts de masse de 0, 1 et 2. Par contre,  $^{11}\text{Li}$  n'a été mesuré qu'avec un saut de masse 0, en prenant toujours  $^{11}\text{B}$  comme référence. La figure 6.4 représente les différentes mesures effectuées pendant l'expérience. En abscisse est représentée la chronologie, en heure, des mesures, et en ordonnée on a le MDRE. La valeur de chaque point est répertoriée dans le tableau 6.1.

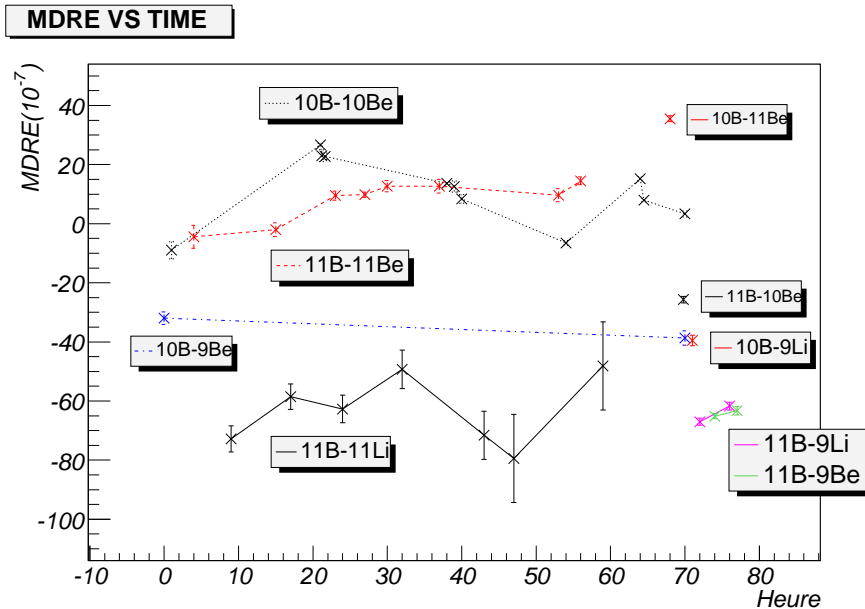


FIG. 6.4: Chronologie des différentes mesures pendant le run.

On peut remarquer que la valeur trouvée pour une même mesure varie au cours du temps, mais elle varie dans le même sens au même moment pour différents couples de noyaux. De ce constat, vient la possibilité d'imaginer deux façons différentes d'effectuer notre calibration. La première consiste à prendre chaque valeur de  $^{11}\text{Li}$  et de lui appliquer une correction localement, c'est-à-dire de prendre les calibrants les plus proches de la mesure et de faire un ajustement linéaire ou une moyenne, lorsque qu'il n'y en a qu'un seul. Ou bien, on peut prendre toutes les mesures servant à la calibration, sans tenir compte du moment où elles ont été effectuées, et d'en faire un ajustement linéaire qui va nous donner une correction unique à appliquer à chaque valeur de  $^{11}\text{Li}$ .

### 6.3.3 Calibration locale

Pour la première méthode, dite locale, on peut voir sur la figure 6.5, les six séries de calibration correspondant à chaque mesure de  $^{11}\text{Li}$ . Il y en a six au lieu de sept, car les mesures 5 et 6 de  $^{11}\text{Li}$  sont consécutives donc on peut en faire la moyenne. La première série est constituée d'un saut isobarique,  $^{10}\text{B}$ - $^{10}\text{Be}$  et d'un saut de masse 1,  $^{10}\text{B}$ - $^{9}\text{Be}$  on applique donc la correction avec une loi linéaire. Pour les séries 2, 3, 4 et 5, on a seulement un saut isobarique  $^{10}\text{B}$ - $^{10}\text{Be}$  ceci implique que l'on ne dispose que de points qui ont la même abscisse. On ne peut donc pas déterminer une loi linéaire, et on fera une correction en faisant la moyenne de tout les points. Enfin pour la dernière série, on a des sauts de masses de 0, 1 et 2 ( $^{11}\text{B}$ - $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{B}$ - $^{9}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{B}$ - $^{9}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ - $^{9}\text{Li}$  et  $^{10}\text{B}$ - $^{10}\text{Be}$ ), qui impliquent une

Série	Noyaux	Heure	Calib.	MDRE ( $10^{-7}$ )	Série	Noyaux	Heure	Calib.	MDRE ( $10^{-7}$ )
1	$^{10}\text{B}-^9\text{Be}$	0	X	$-32 \pm 2,1$	5	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Li}$	43		$-71,6 \pm 8,1$
1	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	1	X	$-9 \pm 2,9$	6	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Li}$	47		$-79,4 \pm 14,9$
	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Be}$	4		$-4,4 \pm 3,9$		$^{11}\text{B}-^{11}\text{Be}$	53		$9,6 \pm 2,2$
1	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Li}$	9		$-72,8 \pm 4,4$	5,6	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	54	X	$-6,5 \pm 0,8$
	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Be}$	15		$-2 \pm 3,3$		$^{11}\text{B}-^{11}\text{Be}$	56		$14,5 \pm 1,3$
2	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Li}$	17		$-58,5 \pm 4,3$	7	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Li}$	59		$-48,1 \pm 14,9$
2,3	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	21	X	$26,7 \pm 0,5$	7	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	64	X	$15,2 \pm 0,7$
2,3	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	21,2	X	$22 \pm 2$	7	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	64,5	X	$8 \pm 0,6$
2,3	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	21	X	$22,8 \pm 1,1$	7	$^{10}\text{B}-^{11}\text{Be}$	68		$35,5 \pm 1$
	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Be}$	23		$9,5 \pm 1,5$	7	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	69,5	X	$3 \pm 1$
3	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Li}$	24		$-62,7 \pm 4,7$	7	$^{11}\text{B}-^{10}\text{Be}$	69,8	X	$-25,7 \pm 1,1$
	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Be}$	27		$9,8 \pm 0,9$	7	$^{10}\text{B}-^9\text{Li}$	71	X	$-39,5 \pm 1,8$
	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Be}$	30		$12,7 \pm 1,9$	7	$^{11}\text{B}-^9\text{Li}$	72	X	$-67 \pm 1,3$
4	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Li}$	32		$-49,3 \pm 6,5$	7	$^{11}\text{B}-^9\text{Be}$	74	X	$-65,1 \pm 0,9$
	$^{11}\text{B}-^{11}\text{Be}$	37		$12,7 \pm 2,3$	7	$^{11}\text{B}-^9\text{Li}$	76	X	$-61,7 \pm 1,4$
4,5,6	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	38	X	$13,6 \pm 0,6$	7	$^{11}\text{B}-^9\text{Be}$	77	X	$-63,3 \pm 1,4$
4,5,6	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	39	X	$12,6 \pm 1,3$					
4,5,6	$^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$	40	X	$8,4 \pm 1,5$					

TAB. 6.1: Résultat de chaque mesure effectuée pendant le run.

correction en loi linéaire. Afin que le  $\chi^2$  soit proche de 1, ou inférieur, sur toutes les séries, on ajoute quadratiquement sur chacune des mesures une erreur de  $9 \cdot 10^{-7}$  (voir tableau 6.2 et figure 6.5). Cette valeur représentera notre erreur systématique. En appliquant les corrections, on obtient six valeurs de masse pour  $^{11}\text{Li}$ ; six valeurs en bon accord que l'on moyenne pour obtenir le MDRE final de  $-74,0 \pm 5,2 \cdot 10^{-7}$ , avec  $\chi^2 = 1,0$  (figure 6.7).

Série	Correction ( $10^{-7}$ )	Méthode de calibration	Valeur $^{11}\text{Li}$ avant correction ( $10^{-7}$ )
Série 1	$-8,3 \pm 9$	Loi linéaire ( $^{10}\text{B}-^9\text{Be}$ , $^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$ )	$-72,8 \pm 4,4$
Série 2	$23,9 \pm 5,3$	Moyenne ( $^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$ )	$-58,5 \pm 4,3$
Série 3	$23,9 \pm 5,3$	Moyenne ( $^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$ )	$-62,7 \pm 4,7$
Série 4	$11,6 \pm 5,2$	Moyenne ( $^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$ )	$-49,3 \pm 6,5$
Série 5,6	$7 \pm 4,5$	Moyenne ( $^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$ )	$-71,6 \pm 8,1$ , $-79,4 \pm 14,9$
Série 7	$5 \pm 4,2$	Loi linéaire ( $^{10}\text{B}-^9\text{Be}$ , $^{10}\text{B}-^9\text{Li}$ , $^{10}\text{B}-^{10}\text{Be}$ , $^{11}\text{B}-^9\text{Be}$ , $^{11}\text{B}-^9\text{Li}$ )	$-48,1 \pm 14,9$

TAB. 6.2: Correction à apporter à chaque valeur de  $^{11}\text{Li}$  pour la méthode "locale".

### 6.3.4 Calibration globale

Maintenant, on regarde la seconde méthode. Toutes les mesures effectuées pendant l'expérience (tableau 6.1) sont rassemblées dans le même graphique (figure 6.6).

Pour que le  $\chi^2$  soit proche de 1, on rajoute à chaque point une erreur systématique de  $9 \cdot 10^{-7}$ . La même que pour la méthode "locale". La correction ainsi trouvée est retranchée au sept mesures de  $^{11}\text{Li}$ . La valeur finale de MDRE est  $-74,2 \pm 4,6 \cdot 10^{-7}$ , avec  $\chi^2 = 0,8$  (figure 6.7). Il faut remarquer que l'on a utilisé indifféremment du  $^9\text{Li}$  et du  $^9\text{Be}$  ou  $^{10}\text{Be}$  comme calibrants, sans différence notable dans les résultats.



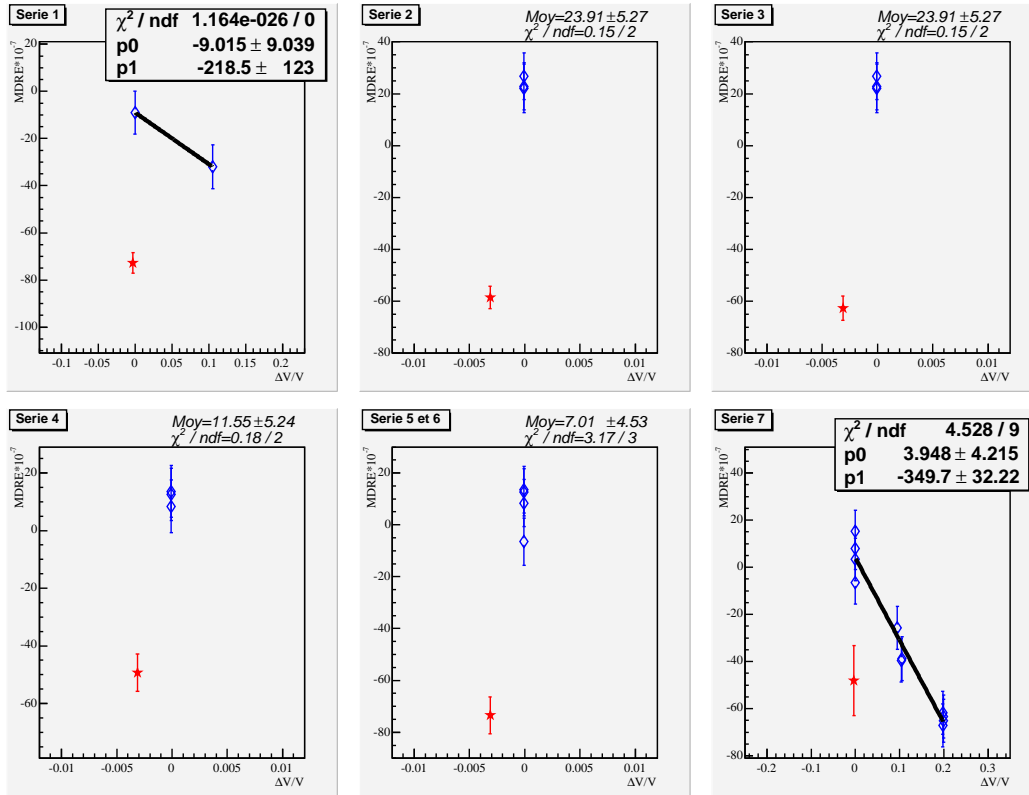


FIG. 6.5: Les six séries de calibrations pour chaque mesure de  $^{11}\text{Li}$ . Avec en losanges vides les calibrants, et les étoiles pleines la mesure de  $^{11}\text{Li}$  correspondante.

## 6.4 Une nouvelle masse pour le $^{11}\text{Li}$

On a vu précédemment que l'on peut choisir entre deux méthodes de calibration, et on remarque que le résultat obtenu est, à peu de chose près, le même, ce qui nous conforte dans l'idée que notre mesure est cohérente, dans la limite où on choisit bien l'erreur systématique à ajouter. Sur le point de l'erreur systématique, il est dit plus haut qu'elle était de 4 ou  $5 \cdot 10^{-7}$  dans les précédentes campagnes de mesures, alors qu'ici elle est de  $9 \cdot 10^{-7}$ . On peut se l'expliquer du fait que nos mesures se situent dans une région de faibles masses, donc une trajectoire des ions plus facilement perturbable par des champs de fuite externes le long de la ligne de faisceau ISOLDE. Ainsi qu'une gamme de champs magnétiques très faibles utilisée pour la mesure, une gamme où les inhomogénéités sont plus importantes que pour les mesures précédentes, qui concernaient des noyaux au moins trois fois plus lourds ( $^{29-33}\text{Mg}$ ,  $^{74}\text{Rb}$ ).

Il faut donc maintenant faire le choix entre les deux méthodes de calibration, afin d'en tirer la masse du  $^{11}\text{Li}$ . Notre choix se portera sur la méthode globale. On fait ce choix car dans la méthode "locale", qui consiste à corriger chaque mesure de  $^{11}\text{Li}$  avec les mesures de calibration les plus proches, on a été obligé d'utiliser le même point dans plusieurs séries de calibrations et donc de lui accorder plus de poids qu'il n'en a réellement. On accepte donc la valeur  $-74,2 \pm 4,6 \cdot 10^{-7}$  comme MDRE. En multipliant le MDRE par la masse tabulée, on obtient la différence de masse,  $\Delta m$ , en unités conventionnelles. On a :

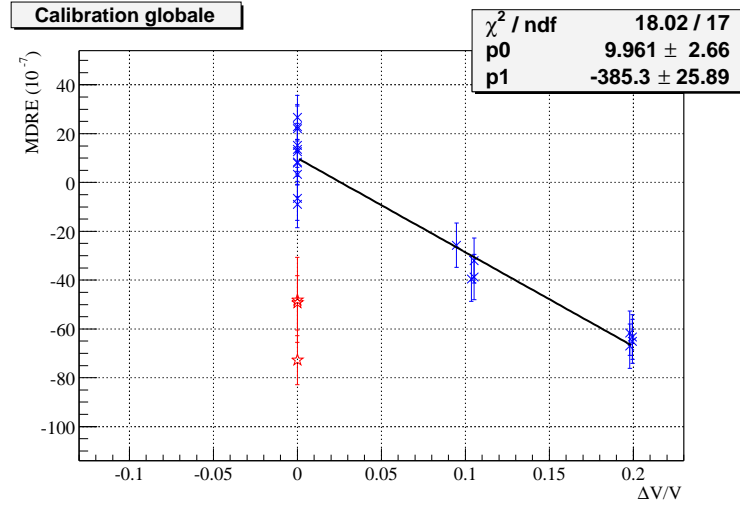


FIG. 6.6: Loi de calibration en méthode "globale". Les croix représentent les calibrants, et les étoiles vides les MDRE du  $^{11}\text{Li}$  mesurées. La correction à apporter pour le  $^{11}\text{Li}$  est de  $11,2 \pm 7 \cdot 10^{-7}$ .

$$\Delta m = m_{\text{mesuré}} - m_{\text{AME95}} = -80,8 \pm 5,0 \mu\text{u} = -75,0 \pm 4,7 \text{keV} \quad (6.12)$$

De ce résultat, on peut voir que la masse mesurée est très différente de celle évaluée à partir des précédentes mesures. La valeur disponible dans AME95 avait une précision de 27 keV. On a une différence de presque  $3\sigma$ . Cette différence va donc avoir une influence sur les modèles qui prennent la masse comme paramètre d'entrée, des cas que l'on verra dans le chapitre suivant.

## 6.5 Mesure de la masse du $^{11}\text{Be}$

### 6.5.1 Acquisition et analyse

Initialement le  $^{11}\text{Be}$  a été utilisé pour optimiser la trajectoire, mais une nouvelle mesure du  $^{11}\text{Be}$  est apparue possible. En effet, comme le  $^{11}\text{Be}$  n'est pas connu avec une grande précision, 6 keV, il était délicat de l'utiliser dans la calibration. Mais il nous était possible d'égaliser la précision.

Un spectre de transmission du  $^{11}\text{Be}$  est représenté sur la figure 6.8, qui est le résultat d'une vingtaine de minutes d'acquisition. Une représentation en temps était impossible à faire pendant l'acquisition car la demi-vie du  $^{11}\text{Be}$  (13,8 s) et son temps de diffusion sont trop longs comparés à la période du cycle de réception des protons sur la cible (maximum 3 s).

### 6.5.2 Ajout de la correction

Huit sauts de masses  $^{11}\text{B} - ^{11}\text{Be}$  et un  $^{10}\text{B} - ^{11}\text{Be}$  ont été effectués (tableau 6.1), sur lesquels on va appliquer la même loi de calibration que pour le  $^{11}\text{Li}$  (figure 6.6) pour

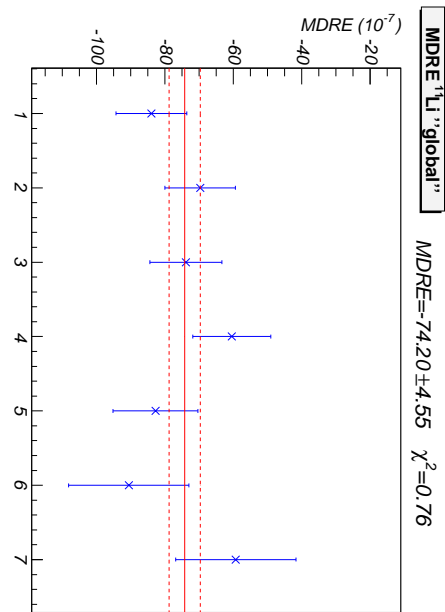
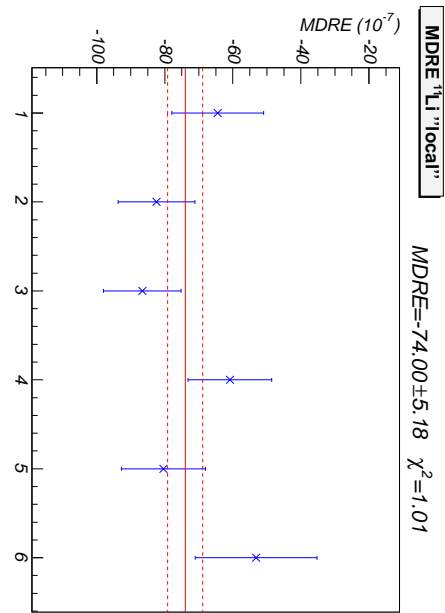


FIG. 6.7: Moyenne des différentes mesures de  $^{11}\text{Li}$  corrigées, en méthode locale, en haut, et en méthode globale, en bas.

obtenir la figure 6.9.

Le MDRE obtenu est de  $-3,4 \pm 3,2 \cdot 10^{-7}$  avec  $\chi^2 = 0,6$  ; soit une moyenne tout à fait compatible avec les mesures. Ce qui nous donne :

$$\Delta m = m_{\text{mesuré}} - m_{\text{AME95}} = -3,7 \pm 3,6 \mu\text{u} = -3,5 \pm 3,4 \text{keV} \quad (6.13)$$

L'excellent accord avec la table AME95 qui propose une précision analogue confirme la validité de notre méthode de calibration. Cette précision est de 6 keV, notre mesure réduit donc la barre d'erreur de presque un facteur 2, et sera prépondérante dans une nouvelle évaluation.

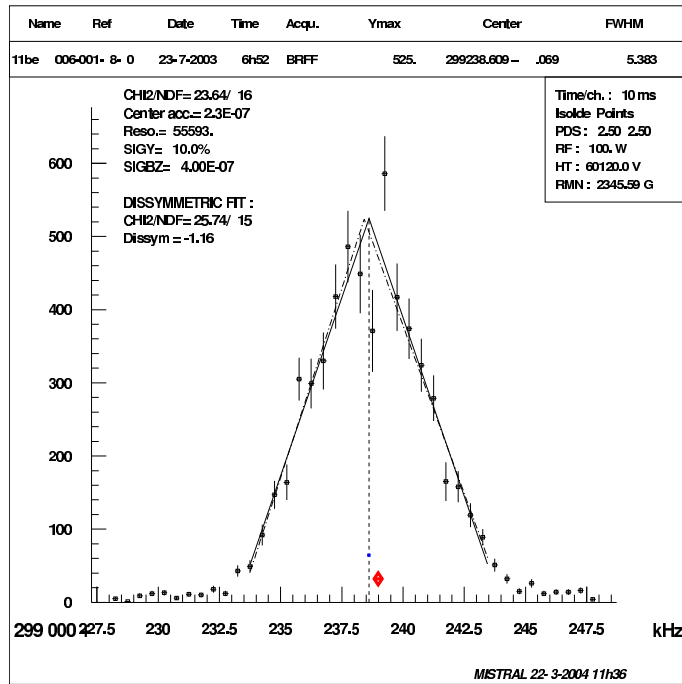


FIG. 6.8: Spectre de transmission en fréquence de  $^{11}\text{Be}$ .

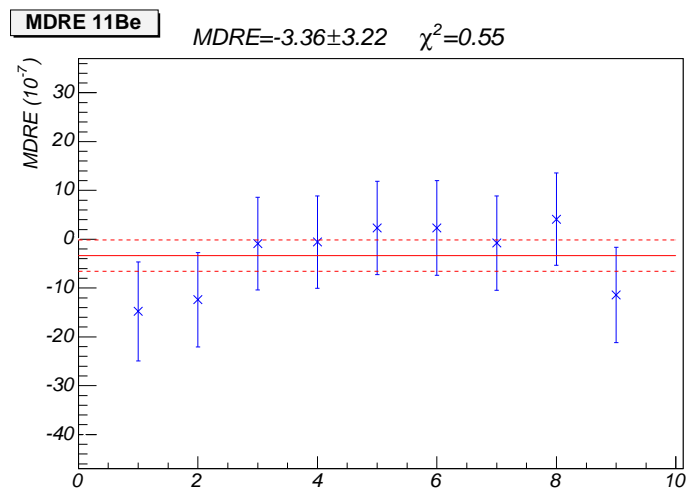


FIG. 6.9: Moyenne des différentes mesures corrigées du MDRE de  $^{11}\text{Be}$ .

# Chapitre 7

## Quel impact ?

On a vu dans le chapitre précédent, que d'après la mesure du  $^{11}\text{Li}$  effectuée, ce noyau est 75 keV plus lié. Comparé à l'énergie de liaison totale du noyau, ce changement paraît infime. Mais quand on le compare à son énergie de séparation de deux neutrons, la variation représente 20%. En premier lieu, ce changement doit être appliqué sur l'évaluation des masses atomiques. Deuxièmement, cette nouvelle valeur peut être comparée aux prédictions théoriques. Et enfin, elle doit être prise en compte pour les calculs qui utilisent l'énergie de liaison comme paramètre d'entrée pour prédire ou reproduire d'autres caractéristiques du  $^{11}\text{Li}$  ou du  $^{10}\text{Li}$ .

### 7.1 Evaluation des Masses Atomiques

On a vu précédemment qu'avec la masse, on peut connaître l'énergie de liaison des noyaux, qui est elle-même une quantité fondamentale pour la compréhension des diverses caractéristiques des noyaux. Afin de faciliter la tâche dans la recherche de ce paramètre, l'Evaluation des Masses Atomiques se propose de référencer toutes les masses existantes dans la carte des nucléides. La table est faite en utilisant les différentes mesures de masse connectant les masses entre elles. En effet, que l'on utilise une méthode de mesure directe ou indirecte, la mesure n'est pas absolue mais se fait en comparaison avec d'autres noyaux. Toute nouvelle mesure va donc entraîner des changements sur les noyaux qui ont un lien induit par les précédentes mesures. Les mesures par réaction vont permettre un lien avec tous les autres noyaux concernés dans la réaction, et pour les méthodes directes comme MISTRAL, le lien est avec le  $^{12}\text{C}$ . L'évaluation va permettre de déterminer l'ordre de grandeur de l'influence d'une nouvelle mesure sur les noyaux qui y sont connectés par les mesures précédentes [35] et de vérifier leur cohérence. Ainsi, l'amélioration de la précision de la masse d'un noyau peut améliorer la précision de plusieurs autres indirectement. Une méthode des moindres carrés est alors appliquée pour déterminer les valeurs des masses "recommandées" qui sont celles qui sont les plus compatibles avec l'ensemble des mesures dont on dispose au moment de la publication de la table. Les mesures du  $^{11}\text{Li}$  et du  $^{11}\text{Be}$  de MISTRAL doivent donc être prises en compte dans l'évaluation des masses.

### 7.1.1 Cas du $^{11}\text{Be}$

La première mesure de masse du  $^{11}\text{Be}$  date de 1962 par D.J. Pullen *et al.* [36], en utilisant la réaction  $^9\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$ . La valeur obtenue était déjà très précise et donne un excès de masse de  $20175 \pm 15$  keV. Une deuxième mesure par réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  par D.R. Gooseman et R.W. Kavanagh [37] a amélioré la précision d'un facteur deux tout en confirmant la valeur, avec un excès de masse de  $20174 \pm 7$  keV (figure 7.1). Le  $^{11}\text{Be}$  possède donc deux liaisons, avec le  $^{10}\text{Be}$  et le  $^9\text{Be}$ .

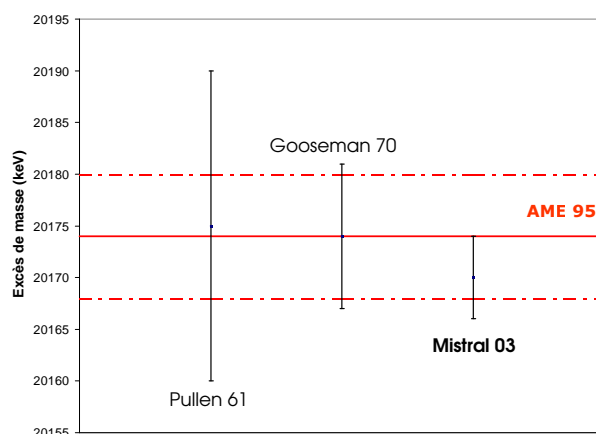


FIG. 7.1: Résumé des différentes mesures de l'excès de masse du  $^{11}\text{Be}$ , comparées à l'évaluation de 95.

La valeur mesurée par MISTRAL03 est complètement en accord avec les deux précédentes,  $20170,6 \pm 3,4$  keV. Cette mesure enlève la mesure de Pullen de l'évaluation et rompt du même coup la liaison avec le  $^9\text{Be}$ . Toutes les mesures dont la barre d'erreur représente plus de 3 fois celle de la valeur la plus précise ne sont pas prises en compte dans l'évaluation. En effet, elles n'auraient qu'un poids statistique très faible dans l'évaluation. Le nouvel excès de masse évalué est maintenant égal à  $20171,3 \pm 3$  keV, soit un changement de  $-2,7$  keV. Cette variation est trop petite pour avoir la moindre influence significative sur la masse du  $^{10}\text{Be}$  dont la masse est beaucoup plus précise.

### 7.1.2 Cas du $^{11}\text{Li}$

La première mesure de masse du  $^{11}\text{Li}$  a été faite par Thibault *et al.* [9] en 1975 qui donna  $S_{2n} = 170 \pm 80$  keV par spectrométrie. La deuxième a été effectuée en 1988 par Wouters *et al.* [38] par temps de vol à TOFI, pour un résultat de  $S_{2n} = 320 \pm 120$  keV. Une troisième mesure faite par Kobayashi *et al.* [21] par réaction  $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$  présenta la valeur de  $S_{2n} = 340 \pm 50$  keV. Et enfin, la dernière mesure date de 1993 par Young *et al.* [22], avec la réaction  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{Li})^{14}\text{O}$ , qui avança la valeur de  $295 \pm 35$  keV pour l'énergie de séparation de deux neutrons. La masse présente dans l'AME95 n'utilise que les deux dernières valeurs (voir figure 7.2). Le  $^{11}\text{Li}$  n'a qu'une seule liaison, elle est avec le  $^{11}\text{B}$ .

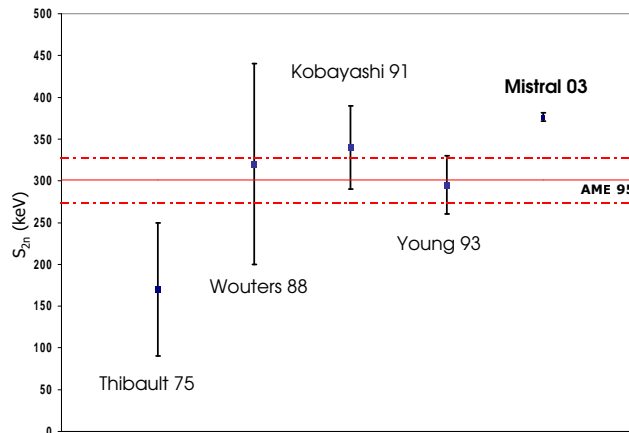


FIG. 7.2: Résumé des différentes mesures de la masse du  $^{11}\text{Li}$  représentées par leur  $S_{2n}$ , comparées à l'évaluation de 95.

On peut voir sur la figure 7.2 que la nouvelle valeur est en très bon accord avec celles de Wouters et Kobayashi, et que Thibault et Young dévient de  $2\sigma$ , ce qui ne représente pas un désaccord profond. L'ajout de la mesure de MISTRAL03 avec sa précision de 4,7 keV va dominer toutes les autres mesures et les enlever de l'évaluation, selon le même principe abordé plus haut. Cette mesure n'a aucune influence sur les noyaux autour. La valeur du  $S_{2n}$  du  $^{11}\text{Li}$  que l'on retrouvera dans l'évaluation sera de  $376,7 \pm 4,7$  keV.

## 7.2 Que dit la théorie ?

### 7.2.1 Les formules de masses

La découverte des propriétés particulières des noyaux à halo, a montré l'incapacité des modèles usuels à les décrire. En effet, la modélisation des noyaux à très petit nombre de nucléons est difficile, si bien que les formules utilisant Hartree-Fock en champ moyen ne décrivent pas les noyaux ayant  $N, Z < 8$ . Et les formules de masse qui ont tenté de reproduire les caractéristiques du  $^{11}\text{Li}$ , montrent des écarts sur  $S_{2n}$  pouvant aller jusqu'à plusieurs MeV. On peut prendre comme exemple extrême Navratil et Barrett [39] basé sur un modèle en couche tenant compte d'effets à plusieurs-corps, où la différence est de plus de 2 MeV. D'autre part, on trouve les modèles "macroscopique-microscopique" où les formules sont basées sur la goutte liquide plus l'énergie d'appariement et les fermetures de couches, et dont les calculs prévoient un  $^{11}\text{Li}$  non-lié [40, 41]. Le modèle semi-microscopique de Duflo et Zuker [42], qui n'a que sept paramètres et fournit une bonne reproduction générale, donne une valeur à 1 MeV, comme le modèle en champ moyen relativiste de Meng et Ring [43].



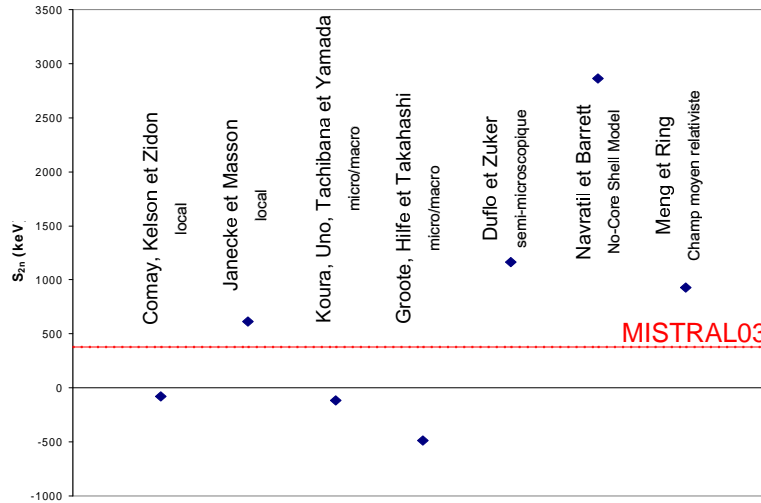


FIG. 7.3: Énergie de séparation de deux neutrons calculée par les formules de masses [39–45].

## 7.2.2 Les modèles à trois-corps

La description du  $^{11}\text{Li}$  s'est plutôt tournée du côté des modèles à trois corps pour tenir compte de son cœur de  $^9\text{Li}$  et de ses deux neutrons de valence. Ceci implique une prise en compte de l'interaction entre un des deux neutrons de valence et les neutrons du  $^9\text{Li}$ , ainsi que la corrélation entre ces deux mêmes neutrons. Cette dernière est primordiale pour expliquer la liaison du  $^{11}\text{Li}$  malgré la non-existence du  $^{10}\text{Li}$ . Ces deux noyaux sont intimement liés, la description de l'un ne se fera pas sans l'autre et inversement.

### 7.2.2.1 Calcul du $S_{2n}$

La plupart des modèles à trois corps reposent sur les équations de Fadeev, en incluant ou en négligeant divers paramètres tels que les interactions de contact entre les neutrons de valence, le recul du cœur, un potentiel superficiel neutron-cœur ou une interaction neutron-cœur augmentée. Les calculs venant de ces modèles donnent un  $S_{2n}$ , à l'état fondamental, autour de 300 keV.

La "Nuclear Field Theory" [16] a donné le résultat qui se rapproche le plus de la valeur que l'on a mesurée. Ce modèle est basé sur un potentiel de Wood-Saxon standard et un couplage des particules par vibration. L'échange de vibrations sert de colle qui va être ajoutée au potentiel d'interaction entre le cœur et les neutrons et à la force entre les neutrons. L'importance du couplage des particules par vibrations dans la région des noyaux légers a déjà été montrée dans la modélisation de noyaux à halo à un neutron [46, 47]. Ce modèle est le seul à prendre en compte la polarisation du cœur. La valeur de  $S_{2n}$  obtenue avec ce modèle est égale à 360 keV avec une barre d'erreur de l'ordre de 10%, et un rayon moyen :  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 3,75$  fm. Cette distance est un peu supérieure à la valeur mesurée, mais c'est le seul modèle où l'augmentation de l'énergie de liaison ne

s'accompagne pas d'une réduction du rayon du noyau. Le modèle a servi pour le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{12}\text{Be}$ . Le  $S_n$  du  $^{11}\text{Be}$  et le  $S_{2n}$  du  $^{12}\text{Be}$  ont été reproduits avec une différence de moins de 5% par rapport aux valeurs expérimentales [48].

Cette valeur d'énergie de séparation de deux neutrons dans l'état fondamental du noyau a été reproduite également par un modèle développé par Vinh Mau et Pacheco [49]. Ce calcul est capable de donner le rayon ainsi que l'énergie de liaison du noyau en fonction de l'énergie des deux neutrons de valence (voir tableau 7.1) plongés dans le champ créé par le cœur de  $^9\text{Li}$  à l'état fondamental. L'énergie des neutrons utilisée, vient des énergies de résonance mesurées du  $^{10}\text{Li}$  dans des états  $s$  ou  $p$ . Le modèle part du principe que le  $^{11}\text{Li}$  est comme le  $^{10}\text{Li}$  avec un neutron en plus, ce qui va induire la liaison du noyau par l'interaction neutron-neutron.

$E_s$ (keV)	123	123	190	190	560	560
$E_p$ (keV)	485	596	485	596	485	168
$S_{2n}$ (keV)	375	260	270	125	20	800
$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	3,25	3,46	3,15	3,4	2,79	2,68
$(2s)^2$ (%)	48	65	36	56,4	1,5	0,4
$(2p)^2$ (%)	27,6	14	35	19	58,5	77,4

TAB. 7.1: Énergie de séparation de deux neutrons calculée du  $^{11}\text{Li}$  en fonction de l'énergie de l'état  $s$  et  $p$  des neutrons, avec le pourcentage d'occupation des deux états par les neutrons de valence [49].

En prenant le couple de valeurs  $E_s = 123$  keV et  $E_p = 485$  keV, la valeur obtenue est 375 keV pour le  $S_{2n}$ , ainsi que  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 3,25$  fm. La valeur du rayon est très proche de celle mesurée par Tanihata *et al.* ( $3,12 \pm 0,16$  fm) [10] et l'énergie de séparation quasiment la même que celle que l'on a mesurée. Cette étude permet de pouvoir préciser l'énergie de la résonance pour l'état fondamental et le premier état excité du  $^{10}\text{Li}$  encore mal connus. Elle serait d'environ 50 keV pour le premier et de 500 keV pour le second [50]. Dans ce modèle, l'interaction d'appariement a été ajustée par rapport à l'état fondamental du  $^{14}\text{C}$ , qui possède 8 neutrons, de manière à reproduire les propriétés de son premier état excité ainsi que l'état fondamental et le premier état excité du  $^{12}\text{Be}$ , qui possède 8 neutrons également. Les propriétés calculées de ces deux noyaux se révèlent être très proches des valeurs expérimentales.

### 7.2.2.2 Calcul de la distance neutron-neutron

On a vu précédemment que la plus grande particularité du  $^{11}\text{Li}$  était son large rayon, et qu'il sort du cadre de l'approximation de la goutte liquide qui prévoit le rayon des noyaux proportionnel à  $A^{1/3}$ . La seconde étape a été le calcul du rayon du noyau avec un modèle à deux-corps, dans lequel on considère le  $^{11}\text{Li}$  comme un cœur de  $^9\text{Li}$  et un dineutron. Hansen et Jonson [51] ont avancé un modèle simple de ce type où la fonction d'onde du  $^{11}\text{Li}$  décroît exponentiellement avec une longueur caractéristique  $\rho$  inversement proportionnelle à la racine de l'énergie de liaison<sup>1</sup>. Comme le dineutron n'est pas lié, il

<sup>1</sup> $\rho = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu B}}$  où  $\mu$  est la masse réduite et  $B$  l'énergie de liaison.

fallait considérer l'interaction neutron-neutron pour les calculs de modèle à trois corps, et dans ce cas de l'interaction neutron-neutron il est intéressant de savoir sur quelle distance elle s'effectue.

Le modèle développé par M.T. Yamashita, L. Tomio et T. Frederico [15], utilise l'énergie de séparation de deux neutrons du  $^{11}\text{Li}$  et l'énergie de l'état virtuel du  $^{10}\text{Li}$  comme contrainte, pour calculer la distance neutron-neutron du  $^{11}\text{Li}$ . Il est basé sur l'équation de Fadeev avec une interaction à portée nulle. L'utilisation de l'interaction à portée nulle est justifiée par le fait que les constituants du halo ont une grande probabilité de se trouver au delà du rayon d'interaction du noyau.

La figure 7.4 illustre le calcul présent dans la publication citée plus haut, et le calcul fait lors de communication privée avec la nouvelle valeur de l'énergie de séparation de deux neutrons et le compare à la valeur mesurée [12]. La nouvelle valeur apporte une diminution de la distance, et surtout une concordance pour 50 keV d'énergie de résonance du  $^{10}\text{Li}$ , une valeur plus probable que 800 keV d'après les dernières mesures [52]. On peut noter que les mêmes calculs ont été faits pour  $^6\text{He}$  et  $^{14}\text{Be}$ , deux autres noyaux à halo de deux neutrons, pour lesquels la distance neutron-neutron est très bien reproduite.

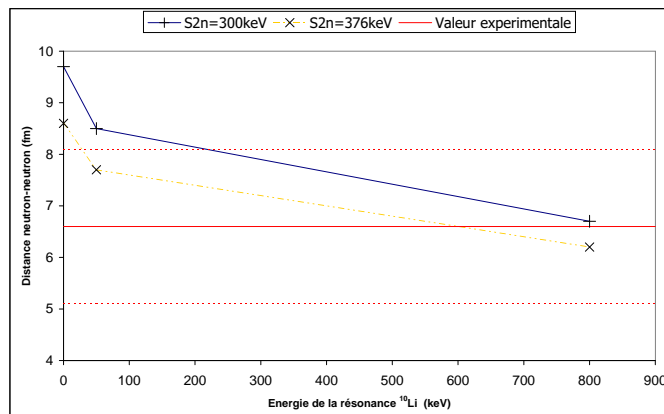


FIG. 7.4: Calcul de la distance neutron-neutron du  $^{11}\text{Li}$  en fonction de l'énergie de l'état virtuel du  $^{10}\text{Li}$  pour l'ancien  $S_{2n}$ , en continu, et le nouveau, en pointillé. La valeur expérimentale est également représentée avec sa barre d'erreur.

### 7.2.2.3 Incidence sur l'état des neutrons de valence

L'occupation des états d'énergie par les deux neutrons du halo est intéressant à regarder et reste toujours d'actualité. Les 6 neutrons du  $^9\text{Li}$  vont occuper les états  $1s$  et  $1p_{3/2}$ . Les 2 neutrons supplémentaires du  $^{11}\text{Li}$  devraient occuper l'état  $1p_{1/2}$ , comme on peut le voir sur la figure 7.5. Mais si l'on se réfère au cas de l'inversion de parité du  $^{11}\text{Be}$ , où le dernier neutron qui devait se trouver sur la couche  $1p_{1/2}$  se retrouve à osciller entre l'état  $2s_{1/2}$  et  $1d_{5/2}$ <sup>2</sup> [53], il est possible que les deux neutrons de valence soient sur une autre

<sup>2</sup>Le  $J^\pi$  de l'état fondamental était attendu en  $\frac{1}{2}^-$  et a été mesuré en  $\frac{1}{2}^+$

orbitale. Le premier indice vient du fait qu'il y a également une inversion de la parité du  $^{10}\text{Li}$  vers une couche  $s$  ou  $d$  [54] et la certitude s'appuie sur la mesure de la distribution de moments lors de la fragmentation du  $^{11}\text{Li}$  sur une cible en carbone [55]. L'expérience a montré que l'état des deux neutrons de valence est une composition d'un état  $(2s_{1/2})^2$  et  $(1p_{1/2})^2$  avec un pourcentage de  $45 \pm 10\%$  pour le premier.

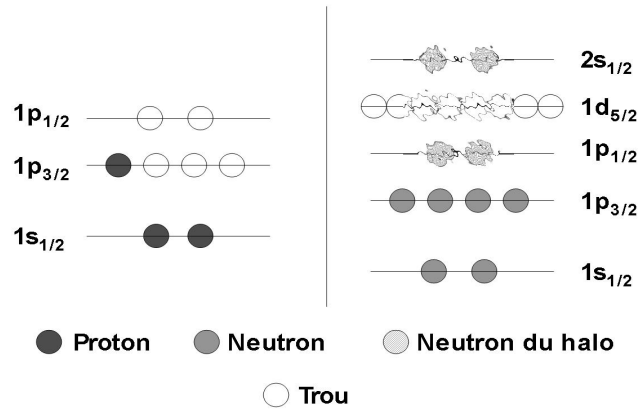


FIG. 7.5: Population des états du  $^{11}\text{Li}$  et la question des deux neutrons du halo. Sont-ils en  $(1p_{1/2})^2$ , en  $(2s_{1/2})^2$  ou bien dans une combinaison des deux ?

Les modèles de halo cités plus haut, Broglia *et al.*, Vinh Mau et Pacheco [49], donnent également des résultats concernant la proportion  $(2s_{1/2})^2$  et  $(1p_{1/2})^2$ . La "Nuclear Field Theory" [16], avance le chiffre de 35% pour l'état  $(2s_{1/2})^2$  et 65% pour  $(1p_{1/2})^2$ . Un résultat tout à fait compatible avec la barre d'erreur de la valeur expérimentale. Pour Vinh Mau et Pacheco, le résultat avancé est 48% pour  $(2s_{1/2})^2$  et 27.6% pour  $(1p_{1/2})^2$  (voir le tableau 7.1). Un résultat également compatible avec l'expérience, mais on peut remarquer que la somme ne fait pas 100%. Le reste se trouve dans d'autres états comme le  $1d_{5/2}$  sur lequel la question s'ouvre actuellement par le rapport des mesures de moment quadrupolaire  $Q(^{11}\text{Li})/Q(^9\text{Li})$  par G. Neyens *et al.*.

Actuellement, Ian Thompson et Jim Al-Khalili font aussi des calculs de l'état des deux neutrons de valence avec la nouvelle valeur de  $S_{2n}$ .



# Chapitre 8

## Refroidissement de faisceaux

La capacité de mesure de MISTRAL dépend du taux de production des noyaux. Sa transmission étant faible, quelques  $10^{-4}$ , il faut 1000 noyaux par seconde en sortie de source pour espérer pouvoir avoir une précision entre  $5 \cdot 10^{-7}$  et  $10^{-6}$ . Afin d'étendre le domaine de mesure de MISTRAL aux noyaux très faiblement produits, une amélioration de la sensibilité du spectromètre est nécessaire. Cette faible transmission est due à son acceptation qui est très faible comparée à l'émittance d'ISOLDE. La construction d'un système de refroidissement de faisceau, qui va réduire son émittance, est en développement. Cette réduction de l'émittance va permettre la mesure de noyaux légers très éloignés de la stabilité comme le  $^{14}\text{Be}$ , un noyau à halo de 2 neutrons.

Dans le chapitre qui suit, je vais revenir sur la notion d'émittance et d'acceptance, ainsi que sur les techniques de refroidissement utilisées pour notre prototype.

### 8.1 Notion d'émittance

Les particules chargées sont manipulées avec des champs électriques et magnétiques pour les divers besoins expérimentaux. On peut calculer leurs trajectoires avec la relation fondamentale de la dynamique, mais lorsqu'il faut prendre en compte la trajectoire de dizaines de milliers de particules, une prise en compte globale en tant que faisceau et non en tant que particules est nécessaire. L'émittance est une grandeur développée spécialement pour cela [56].

On caractérise une particule par sa position dans l'espace ( $x, y$  et  $z$ ) ainsi que par sa quantité de mouvement ( $p_x, p_y$  et  $p_z$ ). Elle prend donc une position dans un espace à six dimensions que l'on appelle espace des phases. L'émittance est définie par l'hypervolume du domaine occupé par les points représentant toutes les particules dans cet espace à six dimensions :

$$\varepsilon = \int_V dx dp_x dy dp_y dz dp_z \quad (8.1)$$

Cette représentation va nous permettre de connaître l'évolution du faisceau en fonction du temps d'une manière globale.

Pour avoir une façon plus simple de représenter l'émittance, on peut dire que le mouvement d'une particule dans un degré de liberté est indépendant des deux autres. On sépare

donc les degrés de liberté tels que :

$$\varepsilon_u = \int du dp_u \quad \forall u = x, y, z \quad (8.2)$$

On représente les émittances pour chaque degré de liberté par des plans en deux dimensions. On peut regrouper l'ensemble des points dans une surface, que l'on assimile à une ellipse. L'ellipse est pratique car lors de transformations, elle reste une ellipse. C'est son excentricité qui change.

Le théorème de Liouville exprime une propriété particulière de l'émittance, qui dit que la densité des particules dans l'espace des phases est constante quand elles sont soumises à des forces conservatives, c'est-à-dire qui dérivent d'un potentiel. L'émittance se comporte comme un fluide incompressible. L'ellipse peut se déformer mais son aire dans l'espace des phases à deux dimensions reste la même. Les champs électriques et magnétiques font partie des forces conservatives, ce qui veut dire que l'optique utilisée dans les transports de faisceaux ne change pas l'émittance. Les forces non-conservatives auxquelles les faisceaux peuvent être soumis sont, par exemple, la charge d'espace du faisceau et des collisions entre les particules. Ce sont deux cas présents dans les faisceaux de grandes intensités et qui ont tendance à augmenter l'émittance.

Il est possible également de représenter le faisceau dans l'espace des "traces". Dans le cas des petites divergences, on pose  $x' = \frac{p_x}{p_z}$  et  $y' = \frac{p_y}{p_z}$ . On a donc des émittances dans un repère  $(x, x')$ ,  $(y, y')$ . Dans notre formalisme,  $x$  et  $y$  représentent le plan transverse et  $z$  la direction de propagation du faisceau.

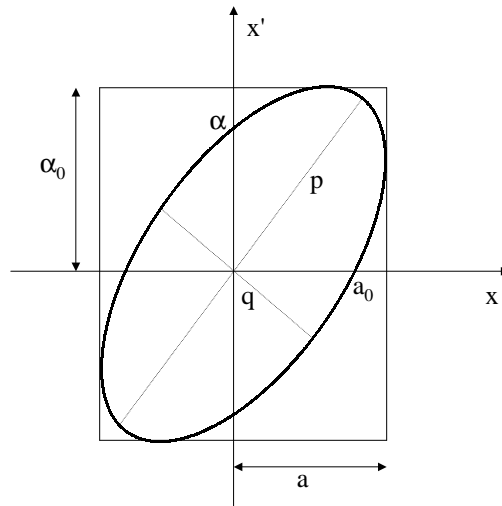


FIG. 8.1: Définition de l'émittance.

L'émittance est définie par l'aire de l'ellipse divisée par  $\pi$ . Sur la figure 8.1, on a l'émittance :  $\varepsilon = pq = a\alpha$ . Son unité est le  $\pi$ .m.rad, mais le  $\pi$ .mm.mrad est plus couramment utilisé.

Le fait de diviser  $p_x$  et  $p_y$  par  $p_z$  implique que l'émittance transverse va dépendre de la vitesse longitudinale des ions et donc de l'énergie. Pour un même faisceau, son émittance est inversement proportionnelle à la racine carrée de son énergie.

Comme on peut le voir sur la figure 8.2, la forme de l'ellipse nous donne des renseignements sur l'évolution du faisceau. Elle permet de connaître si le faisceau est convergent, divergent ou focalisé.

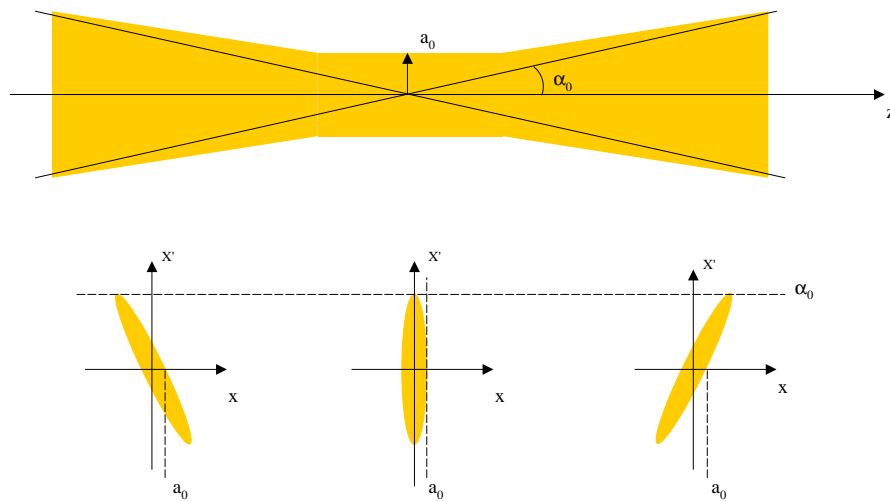


FIG. 8.2: Différentes formes d'émittances et leur évolution pour un faisceau convergent, focalisé et divergent.

Dans la réalité, l'émittance n'est pas délimitée précisément comme une ellipse. Une sorte de halo de particules entoure le faisceau, et dans ces conditions l'émittance peut s'étendre à l'infini. La mesure de l'émittance du faisceau se limite à une fraction du nombre total d'ions. Dans les différentes observations, il a été remarqué que 90% de l'intensité du faisceau se trouve dans 50% du domaine de l'espace des traces dans lequel on compte une particule. Dans un souci d'homogénéité des mesures, on définit comme émittance mesurée, l'ellipse qui englobe 90% de l'intensité du faisceau.

## 8.2 Acceptance de MISTRAL

Pour avoir une mesure de masse de précision avec MISTRAL, nous utilisons un ion de référence qui se doit d'avoir exactement la même trajectoire dans l'aimant que l'ion à mesurer. Il faut imposer des restrictions telles que si les deux faisceaux entrent et sortent



de l'aimant, leurs trajectoires seront les mêmes. Pour cela, on dispose à l'entrée et à la sortie de l'aimant une fente de 0,4 mm de largeur et 5 mm de hauteur.

Verticalement, la divergence maximale acceptée correspond à la tangente inverse de la taille de la fente, 5 mm, divisée par la longueur parcourue dans l'aimant, 6283 mm. C'est à dire que l'acceptance est un rectangle de longueur  $\pm 2,5$  mm et  $\pm 0,8$  mrad, soit une acceptance de  $2 \pi$ .mm.mrad.

Horizontalement, l'acceptance spatiale est définie par la taille de la fente d'entrée, 0,4 mm. Pour la dimension angulaire, ce n'est pas la trajectoire dans l'aimant qui va la définir, car le champ magnétique focalise le faisceau tout les demi-tours. C'est l'injecteur IS3 (voir figure 5.5) qui la définit. Cet injecteur est composé de deux électrodes plates courbées, espacées de 15 mm et longues de 400 mm placées juste devant la fente d'entrée. La divergence angulaire maximale acceptée est de  $\pm 10$  mrad, soit une acceptance d'environ  $2 \pi$ .mm.mrad.

Cette acceptance est à comparer avec l'émittance du faisceau d'ISOLDE. Elle varie selon le mode d'ionisation, mais elle se situe généralement autour de  $35 \pi$ .mm.mrad dans les deux directions transverses. La transmission est de 6% dans chaque direction donc de l'ordre de 0,4% en tout.

## 8.3 Le refroidissement de faisceau

### 8.3.1 La température du faisceau

Pour parler de refroidissement de faisceau, il faut parler de température. Si on se place dans le référentiel du faisceau, l'ensemble des particules peut être considéré comme un système statistique classique. La densité dans l'espace des phases est égale à la loi de Boltzmann :

$$f(E) = A e^{-\frac{E}{kT}} \quad (8.3)$$

Cette distribution peut être appliquée à la vitesse des ions dans une direction. Cette distribution devient la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$f(v_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} \quad (8.4)$$

Par association, la réduction de l'extension spatiale et de la vitesse d'une collection d'ions peut être mise en relation avec un abaissement de sa température, donc un refroidissement.

### 8.3.2 Les techniques de refroidissement

Quand on veut faire des mesures sur des noyaux très exotiques avec des instruments à faible acceptance, le théorème de Liouville représente une limite. Le fait de diminuer l'émittance du faisceau, peut représenter un gain énorme sur les mesures. La solution se trouve dans l'application de forces non-conservatives pour abaisser la température des

ions. Le terme de refroidissement de faisceaux est apparu. Il existe plusieurs techniques de refroidissement de faisceaux, qui ont différents domaines d'application.

### **8.3.2.1 Le refroidissement stochastique**

C'est une méthode utilisée dans les anneaux de stockage. Son principe repose sur la détermination de la position d'un ion, puis à envoyer un signal de correction adéquat. Elle n'est applicable que dans les anneaux. Le refroidissement s'effectue en répétant la correction un grand nombre de fois. Elle a été réalisée en 1983 au CERN pour augmenter le nombre d'antiprotons injectés dans l'anneau de collisions et donc augmenter le taux de collisions protons-antiprotons, ce qui a permis la découverte des particules  $W$  et  $Z$  [57].

### **8.3.2.2 Le refroidissement résistif**

Le principe est d'utiliser des circuits externes résistifs derrière des électrodes du piège, afin de dissiper la chaleur des ions. Le refroidissement obtenu peut aller jusqu'à 4,2 K si l'on place un réservoir d'hélium liquide derrière le circuit dissipatif. Le défaut de la technique est que le temps de refroidissement est proportionnel à la masse de l'ion. Il convient très bien aux électrons et au protons, mais pour des ions plus lourds le temps de refroidissement dépasse la seconde.

### **8.3.2.3 Le refroidissement par électrons**

Cette technique consiste à superposer le faisceau d'ions avec un faisceau d'électrons. Les électrons ramènent les ions à leur vitesse par interaction coulombienne. Cette superposition permet de créer une force de rappel des ions vers l'axe de propagation du faisceau. Il peut fonctionner aussi bien dans un anneau de stockage à des énergies relativistes, que dans des pièges de Penning.

### **8.3.2.4 Le refroidissement par laser**

Cette technique consiste à faire absorber aux ions des photons émis sur l'axe de propagation. L'ion va alors ré-émettre un photon dans une direction aléatoire. La vitesse de l'ion va diminuer en moyenne via son recul lors de l'émission du photon. Applicable sur des atomes neutres, elle a permis de réaliser le condensat de Bose-Einstein en atteignant des températures inférieures au milli-Kelvin [58].

### **8.3.2.5 Le refroidissement par gaz tampon**

C'est la technique qui nous concerne. On utilise l'échange d'énergie entre les ions du faisceau et les atomes d'un gaz à température ambiante. Comme les ions ont une température bien plus importante que le gaz, l'échange ne se fait que dans le sens qui nous intéresse. Comme dans certaines des techniques décrites ci-dessus, l'emploi d'un piège est indispensable pour maintenir le faisceau sur l'axe de la trajectoire.

## 8.4 Le piégeage d'ions

### 8.4.1 Différents pièges

Les pièges à ions sont divisés en deux catégories, les électriques et les électro-magnétiques.

#### 8.4.1.1 Les pièges électriques

Le premier piège électrique est celui créé par Kingdon. Il est composé d'une électrode cylindrique avec un fil métallique sur son axe, entre lesquels on applique une tension. L'ion est attiré par le fil et si sa vitesse initiale n'est pas nulle, il va avoir une trajectoire approximativement hélicoïdale autour de l'axe. La mise en oeuvre est très simple, car il nécessite simplement un potentiel électrostatique, mais la trajectoire n'est pas contrôlable.

Le piège de Paul est un moyen très simple pour confiner des ions. La réalisation mécanique peut prendre différentes formes, mais le principe est de créer un potentiel électrique hyperbolique dans le plan radial et deux "chapeaux" dans le sens longitudinal entre lesquels va être appliqué un potentiel radio-fréquence. La phase du potentiel sur l'électrode radiale est opposée à celle sur les électrodes longitudinales. De conception très simple, il permet l'implantation de différents appareils de mesure, comme le piège de Paul transparent réalisé au LPC de Caen, utilisé pour l'observation de la décroissance  $\beta$  de  ${}^6\text{He}$ . La version à deux dimensions du piège de Paul va nous servir au refroidissement de faisceau car il ne stoppe pas le faisceau dans la direction longitudinale tout en le confinant dans le plan transverse. Le mouvement d'un ion dans un piège de Paul et ses conditions de stabilité, ont permis de l'utiliser en tant que spectromètre de masse non-magnétique.

#### 8.4.1.2 Les pièges électromagnétiques

Le premier piège magnétique est la bouteille magnétique. Les particules ont une trajectoire circulaire autour des lignes de champ, qui se resserrent de chaque côté de la bouteille. Un effet de miroir magnétique se produit à ces endroits. La direction de la particule va alors s'inverser. Comme pour le piège de Kingdon, la trajectoire de la particule n'est pas contrôlable.

Le piège de Penning est le piège le plus abouti en terme de contrôle de trajectoire. Initialement développé pour la mesure de vide avec la jauge du même nom, c'est Dehmet qui l'adapte au piégeage de particules chargées. Mécaniquement, il est semblable au piège de Paul en trois dimensions, mais un champ magnétique axial a été ajouté, et il n'y a donc pas d'utilisation de radio-fréquence (figure 3.2). Utilisé également pour la mesure de masse, le piège de Penning a été décrit en section 3.2.2.1.

## 8.5 COLETTE (COoLing for EmiTtance Elimination)

Pour le cas MISTRAL, il faut un moyen de refroidissement rapide et compact. Le système que nous avons choisi repose sur le refroidissement par gaz tampon associé au confinement du faisceau par un piège de Paul à deux dimensions.

### 8.5.1 Le piège de Paul à deux dimensions

Pour contrecarrer l'effet de diffusion du gaz on utilise un piège de Paul à deux dimensions. Initialement il a été utilisé en tant que spectromètre de masse non magnétique. Concrètement, il est composé d'un quadrupôle sur lequel on applique un potentiel radio-fréquence (RFQ). Dans ce qui suit, je vais présenter la dynamique d'un ion dans un piège de Paul à deux dimensions [59].

La forme du potentiel généré par un champ quadrupolaire en deux dimensions est donnée par la relation :

$$\phi = \frac{\phi_0}{2r_0^2}(\alpha x^2 + \beta y^2) \quad (8.5)$$

$\pm\phi_0/2$  étant le potentiel sur la surface des électrodes, et  $r_0$  le rayon caractéristique du piège.

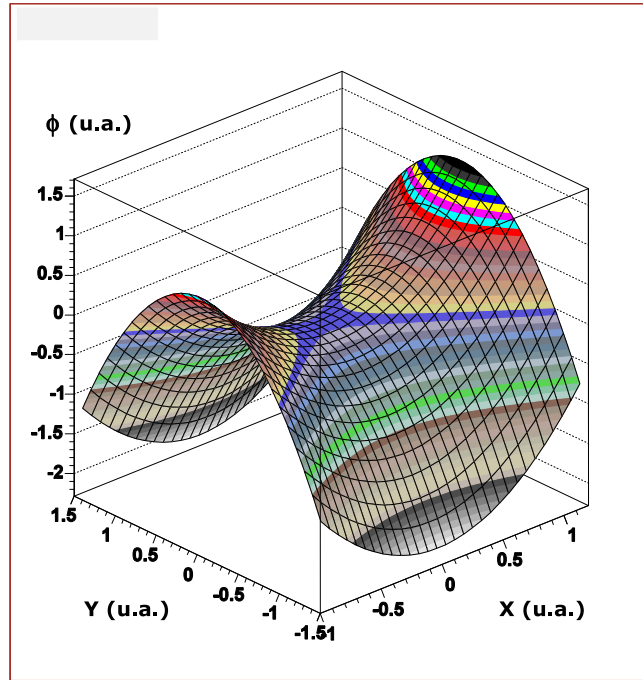


FIG. 8.3: Potentiel créé par un quadrupôle.

On détermine les constantes  $\alpha$  et  $\beta$  en résolvant l'équation de Poisson en l'absence de charges :

$$\nabla^2 \phi = \frac{\phi_0}{2r_0^2}(2\alpha + 2\beta) = 0 \quad (8.6)$$

En excluant la solution  $\phi_0 = 0$ , on a  $\alpha = -\beta = 1$ , soit :

$$\phi = \frac{\phi_0}{2r_0^2}(x^2 - y^2) \quad (8.7)$$

Quand on regarde l'équation 8.7 et le graphique 8.3, on voit qu'une particule chargée n'est pas piégée dans les deux directions, x et y. Pour cela, on va poser  $\phi_0(t) = V_c +$

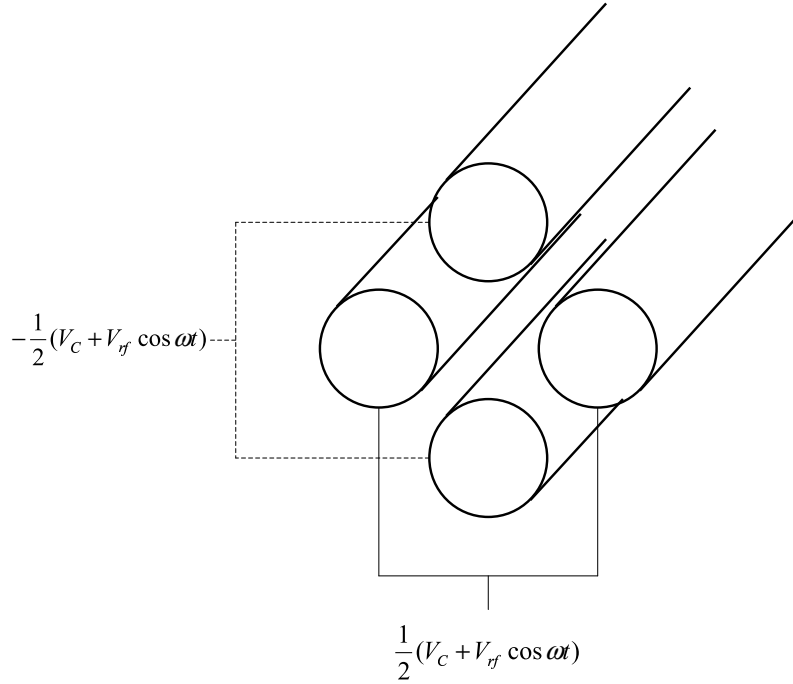


FIG. 8.4: Alimentation du quadrupôle.

$V_{rf} \cos(\omega_{rf}t)$ , qui techniquement se traduit par la figure 8.4. L'équation de mouvement d'une particule chargée dans chacune des deux directions s'écrit sous la forme :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{m} \frac{d\phi(x,y)}{dx} \quad (8.8)$$

et

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{e}{m} \frac{d\phi(x,y)}{dy} \quad (8.9)$$

ce qui nous donne :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{e}{mr_0^2} (V_c + V_{rf} \cos \omega_{rf}t) x = 0 \quad (8.10)$$

et

$$\frac{d^2y}{dt^2} - \frac{e}{mr_0^2} (V_c + V_{rf} \cos \omega_{rf}t) y = 0 \quad (8.11)$$

Ces deux équations de mouvement deviennent l'équation de Mathieu, pour  $u = x, y$  :

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} + (a_u - 2q_u \cos 2\tau) u = 0 \quad (8.12)$$

avec :

$$\tau = \frac{\omega_{rf}t}{2} \quad (8.13)$$

$$a = a_x = -a_y = \frac{4eV_c}{mr_0^2 \omega_{rf}^2} \quad (8.14)$$

et

$$q = q_x = -q_y = \frac{2eV_{rf}}{mr_0^2 \omega_{rf}^2} \quad (8.15)$$

$a$  et  $q$  sont appelés les paramètres de Mathieu. Ils sont sans dimension. On verra plus tard qu'ils vont définir la stabilité du piège.

La solution analytique de l'équation de Mathieu peut être exprimée sous la forme :

$$u(\tau) = M e^{\mu \tau} \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_{2k} e^{2ik\tau} + N e^{-\mu \tau} \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_{2k} e^{-2ik\tau} \quad (8.16)$$

où  $N$  et  $M$  sont des constantes d'intégration dépendant seulement des conditions initiales de l'ion.  $C_{2k}$  et  $\mu$  dépendent de  $a$  et  $q$ . La périodicité de la trajectoire est définie par les paramètres de Mathieu et les paramètres d'injection des ions règlent l'amplitude du mouvement. Le mouvement est stable si  $u(\tau)$  reste fini quand  $\tau \rightarrow \infty$ . En posant  $\mu = \alpha + i\beta$ , il faut donc que  $\mu$  soit un imaginaire pur, i.e.  $\alpha = 0$ . L'équation 8.16 peut alors se mettre sous la forme :

$$u(\tau) = M \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_{2k} e^{(2k+\beta)i\tau} + N \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_{2k} e^{-(2k+\beta)i\tau} \quad (8.17)$$

ce qui donne :

$$u(\tau) = (M + N) \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_{2k} \cos(2k + \beta)\tau + i(M - N) \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_{2k} \sin(2k + \beta)\tau \quad (8.18)$$

$C_{2k}$  représente l'amplitude de l'oscillation et  $(2k + \beta)\tau$  un terme de phase. On peut définir avec l'équation 8.13,  $\omega_k = (2k + \beta) \frac{\omega_{rf}}{2}$ . Le mouvement est stable pour  $\beta$  non entier. S'il est entier, le mouvement est périodique mais instable. Ce sont les  $\beta$  entiers qui définissent les limites de stabilité sur la figure 8.5. La figure représente les limites de stabilité, pour les paramètres de Mathieu  $a$  et  $q$ , correspondant aux valeurs entières de  $\beta$ . Le terme  $C_{2k}$  décroît très rapidement avec  $k$ . Les termes d'oscillation  $k=0$  et 1 seulement ont une influence sur le mouvement de la particule. La fréquence fondamentale pour  $k = 0$  définit ce qu'on appelle le macro-mouvement,  $\omega_0 = \beta \frac{\omega_{rf}}{2}$ .

L'amplitude de la trajectoire  $u(\tau)$  peut être assimilée à la somme de la trajectoire induite par le macro-mouvement ( $k = 0$ )  $U(\tau)$  et celle du micro-mouvement ( $k = 1$ )  $\delta(\tau)$  :

$$u(\tau) = U(\tau) + \delta(\tau) \quad (8.19)$$

On a vu que via le terme  $C_{2k}$ , qui décroît rapidement avec  $k$ , on a  $\delta(\tau) \ll U(\tau)$  et que par l'expression de  $\omega_k$ , on a  $d^2\delta/dt^2 \gg d^2U/dt^2$ . L'équation de Mathieu peut alors être mise sous la forme :

$$\frac{d^2\delta}{d\tau^2} + (a_u - 2q_u \cos 2\tau)U = 0 \quad (8.20)$$

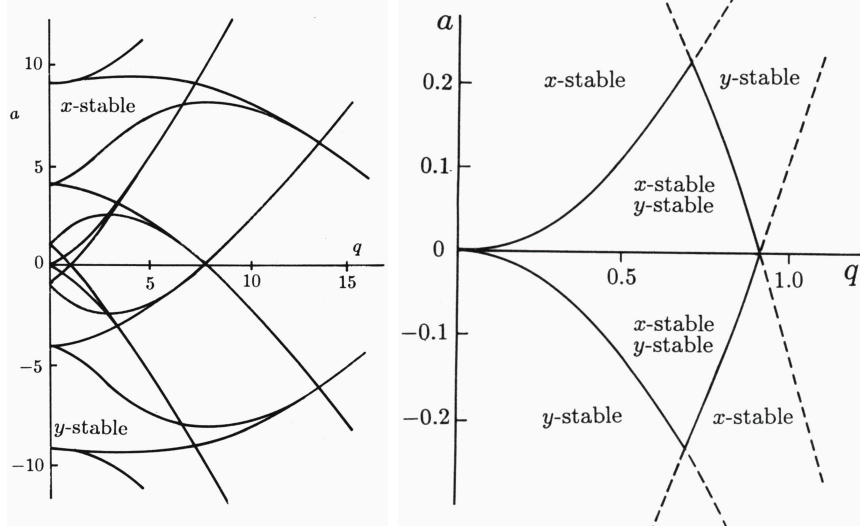


FIG. 8.5: Diagramme de stabilité d'un piège de Paul à deux dimensions en fonction de  $a$  et  $q$ .

Si on se place dans un régime où  $a_u \ll q_u$  et que  $U$  est constant dans une période radio-fréquence, on a :

$$\delta = -\frac{q_u U}{2} \cos 2\tau \quad (8.21)$$

injecter dans l'expression du mouvement total, on obtient :

$$u = U - \frac{q_u U}{2} \cos 2\tau \quad (8.22)$$

Lorsqu'on l'utilise dans l'équation de Mathieu 8.12, et qu'on moyenne sur une période radio-fréquence, on obtient la relation :

$$\frac{d^2 U}{dt^2} = -(a_u + \frac{q_u^2}{2}) \frac{\omega_{rf}^2}{4} U \quad (8.23)$$

qui correspond à l'équation du mouvement d'une particule chargée dans un puits de potentiel de profondeur moyenne  $\overline{D_u}$  :

$$\frac{d^2 U}{dt^2} = -e \frac{d\overline{D_u}}{dU} \quad (8.24)$$

d'où :

$$\overline{D_u} = \frac{e V_{rf}^2}{4m\omega_{rf}^2 r_0^2} = \frac{q_u V_{rf}}{8} \quad (8.25)$$

$\overline{D_u}$  est ce qu'on appelle le pseudo-potential. Il montre que le potentiel est, en moyenne, confinant dans les deux directions transversales à la propagation du faisceau. Ce qui veut dire que si l'on revient à l'équation 8.5, le pseudo-potential permet de violer la loi de Laplace et d'écrire pour la moyenne de plusieurs périodes de radio-fréquence :

$$\phi(x, y) = \frac{\overline{D_{x,y}}}{r_0^2} (x^2 + y^2) \quad (8.26)$$

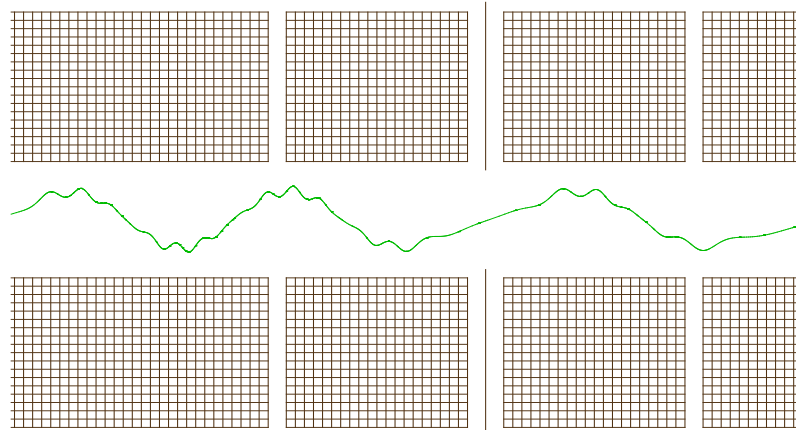


FIG. 8.6: *Mouvement d'une particule dans un champ quadrupolaire à radio-fréquence. On voit bien les différentes fréquences qui composent le mouvement.*

Pour nous, dans la pratique, on fait en sorte que le paramètre  $a = 0$ . Ainsi le domaine de stabilité est tel que  $q \leq 0,908$  (voir figure 8.5). Le calcul de potentiel fait plus haut est exact si l'on utilise des électrodes hyperboliques pour former le quadrupôle. Mais pour des facilités de fabrication, on peut utiliser des électrodes cylindriques si on respecte une proportion entre le rayon  $r$  des électrodes et le rayon du quadrupôle  $r_0$ , telle que  $r = 1,148r_0$ .

## 8.5.2 Interaction ion-gaz

Dans notre cas, le refroidissement est obtenu par l'interaction entre les ions et un gaz tampon. Le principe fondamental est l'échange d'énergie cinétique entre les ions et les atomes du gaz par collisions successives. Pour la gamme d'énergie dans laquelle on travaille (quelques eV), on va surtout avoir des collisions élastiques. La collision entre un ion positif et un atome neutre peut provoquer des échanges de charge selon les affinités électroniques des deux espèces chimiques considérées. Pour cela, il est préférable d'utiliser un gaz rare comme gaz tampon. D'autre part, comme on va le voir, le refroidissement est plus efficace lorsque les atomes du gaz sont légers. L'interaction d'un faisceau d'ions dans un gaz peut être modélisée par deux approches différentes. Soit en prenant le gaz comme un fluide visqueux dans lequel les ions vont ressentir une résistance, que l'on va appeler approche macroscopique, ou bien une approche microscopique dans laquelle on



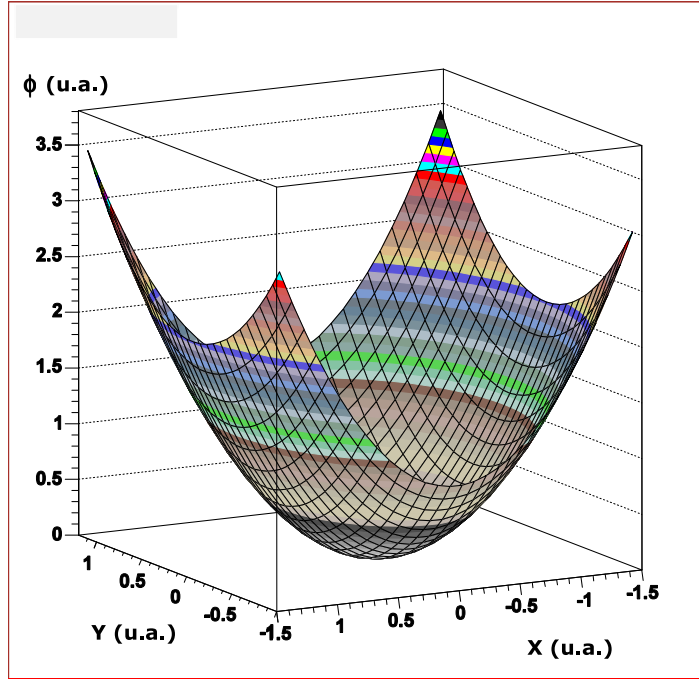


FIG. 8.7: Pseudo-potential créé par un piège de Paul en deux dimensions.

simule chaque collision statistiquement par un calcul Monte-Carlo.

### 8.5.2.1 Approche microscopique

Cette approche va prendre en compte les collisions de chaque ion avec les différents atomes du gaz tampon. Bien entendu, cette approche ne peut trouver une solution analytique. L'utilisation de simulations numériques est donc indispensable. La simulation Monte Carlo calcule pour chaque collision ion-atome du gaz, les conditions finales de vitesse et de position. Le résultat de cette simulation dépend surtout du modèle d'interaction ion-gaz utilisé. Le plus simple est le modèle d'interaction de sphères dures qui prend simplement en compte la collision de deux sphères [60]. Un deuxième modèle est basé sur le premier avec en plus la prise en compte de la variation de la section efficace de collision, inversement proportionnelle à la vitesse. Ce modèle fonctionne très bien pour les gaz inertes [61]. Un troisième modèle calcule la fréquence de collision directement avec les données de mobilité [62]. Enfin un quatrième modèle d'interaction, le modèle de "Potentiel Réaliste", est basé sur l'interaction ion-atome, où l'atome est polarisé par la présence de l'ion en son voisinage. Ce potentiel est de la forme :

$$V(r) = \frac{C_{12}}{r^{12}} - \frac{C_6}{r^6} - \frac{C_4}{r^4} \quad (8.27)$$

Les termes négatifs (6 et 4) représentent des attractions dipolaires et quadrupolaires dominantes pour des énergies de l'ordre de l'eV. Le terme en puissance 12 est empirique et représente la répulsion à courte distance.

Une comparaison des quatre modèles a été faite par Taeman Kim [62] en calculant la mobilité des ions. Le modèle du "Potentiel Réaliste" donne un bien meilleur accord

avec les mobilités expérimentales. Les valeurs calculées donnent un écart de seulement quelques pourcents avec l'expérience.

### 8.5.2.2 Approche macroscopique

À partir d'un certain nombre de particules, un gaz peut être considéré comme un ensemble fluide. Les collisions entre les ions et les atomes de gaz sont tellement nombreuses que leur comportement d'ensemble est résistif. Cette approche va permettre de tirer des solutions analytiques en empruntant des lois de l'électrocinétique. En effet, le comportement des ions dans un gaz peut être mis en parallèle avec celui d'électrons dans un conducteur ou d'ions dans un électrolyte. Une mobilité peut être définie, avec laquelle on peut calculer la vitesse de dérive du "nuage" d'ions.

$$\vec{v}_d = K \vec{E} \quad (8.28)$$

où  $K$  est la mobilité des ions,  $v_d$  la vitesse de dérive et  $E$  le champ électrique appliqué. Cette relation n'est valide que si les ions ont des vitesses proches de l'équilibre thermique. Cela va nous permettre de définir une force de frottement telle que :

$$f_f = eE = e \frac{v_d}{K} \quad (8.29)$$

Cette force est donc proportionnelle à la vitesse des ions même sans champ électrique. On peut alors insérer cette nouvelle force dans l'équation du mouvement des ions soumis au champ électrique radio-fréquence du piège de Paul.

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{e}{mK_x} \frac{dx}{dt} + (U + V \cos \omega_{rf}t)x = 0 \quad (8.30)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \frac{e}{mK_y} \frac{dy}{dt} - (U + V \cos \omega_{rf}t)y = 0 \quad (8.31)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \frac{e}{mK_z} \frac{dz}{dt} = 0 \quad (8.32)$$

La solution de ces équations différentielles est un mouvement amorti exponentiellement. L'amortissement de la vitesse des ions en fonction du temps est donc de la forme :

$$v = v_0 e^{-\frac{e}{mK}t} \quad (8.33)$$

et leur énergie

$$E = E_0 e^{-\frac{2e}{mK}t} \quad (8.34)$$

Ceci est vrai dans le cas où les ions ont une énergie thermique ( $< eV$ ) parce que la mobilité  $K$  est constante pour ces énergies. On peut utiliser une fonction permettant de calculer la mobilité équivalente à plus haute énergie, basée sur les collisions type "sphères dures" en fonction de la vitesse des ions :

$$K_{elastique} = \frac{2e}{m_{ion}} \frac{(m_{ion} + m_{gaz})^2}{m_{ion} m_{gaz}} \frac{1}{n\sigma v} \quad (8.35)$$

avec  $v$  la vitesse de l'ion,  $n$  la densité du gaz et  $\sigma$  la section efficace de collision.

Mais pour simuler le refroidissement de faisceau dans notre cas, il faut disposer d'un modèle qui fonctionne à quelques dizaines d'eV, comme pour 1 eV. Pour ce domaine, une fonction de paramétrisation de mobilité peut être utilisée :

$$K_{para} = \frac{1}{c_1 + c_2 v + c_3 v^2} \quad (8.36)$$

$c_1$ ,  $c_2$  et  $c_3$  sont des paramètres d'ajustement (voir figure 8.8).

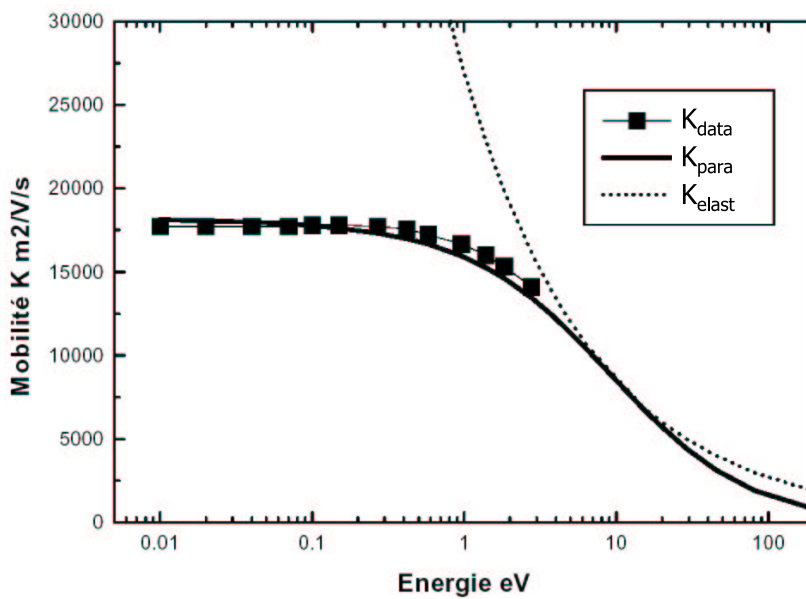


FIG. 8.8: Mobilité d'un ion potassium dans  $10^{-4}$  mbar d'hélium. Les carrés représentent les mobilités mesurées, la ligne en pointillés la fonction de mobilité en "sphères dures" et la ligne continue représente la fonction de paramétrisation [63].

### 8.5.2.3 Comparaison microscopique/macrosopique

Une comparaison entre les deux approches doit être faite pour définir les domaines de validité. Stefan Schwarz, dans sa thèse [64], a fait une étude pour les comparer (figure 8.9). On peut voir que l'approche visqueuse se rapproche de la simulation basée sur un calcul Monte-Carlo lorsque le rapport des masses de l'ion et des atomes de gaz est élevé. De plus, l'accord est meilleur pour des pressions de gaz élevées. Cette différence s'explique surtout parce que l'approche visqueuse ne prend pas en compte le chauffage RF. Le chauffage RF consiste en l'augmentation de l'énergie d'un ion par collision qui le déporte du centre du piège, sur des trajectoires plus énergétiques vers des zones où il n'y a plus de piégeage. Le chauffage RF est d'autant plus important que la masse des atomes du gaz est grande par rapport à l'ion. Le chauffage RF est minimisé lorsque l'on a  $m_{gaz}/m_{ion} \ll 1$ .

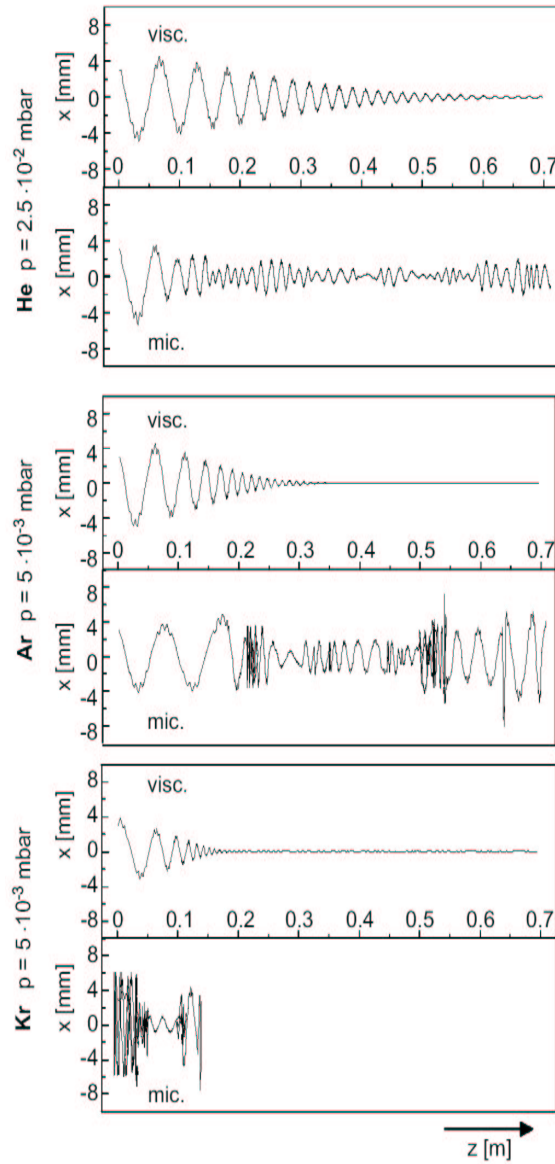


FIG. 8.9: *Comparaison des simulations de refroidissement en approche macroscopique et microscopique. Le faisceau est de K et le gaz tampon, He, Ar et Kr [64].*

## 8.6 Le refroidissement de faisceaux par gaz tampon à travers le monde

Les systèmes de refroidissement par gaz tampon commencent à devenir courants dans la technologie des accélérateurs à basse énergie. Leur compacité, leur rapidité et leurs coûts de développement réduits par rapport aux autres systèmes, constituent un attrait. Une dizaine de prototypes ont été développés dans le monde. Ils sont tous utilisés pour donner aux faisceaux des qualités optiques facilitant l'injection dans différents instruments de mesure.

Une des utilisations les plus courantes est l'injection dans les pièges de Penning. Comme pour ISOLTRAP [65], à ISOLDE au CERN, où le quadrupôle à radiofréquence permet de réduire l'émittance transversale et effectue la mise en paquet des ions. La mise en paquet est faite avec un quadrupôle segmenté, qui permet de créer un champ électrique longitudinal que l'on peut faire varier pour retenir les ions dans une partie du refroidisseur et pour les éjecter. En partant du faisceau d'ISOLDE de 60 keV, le refroidisseur permet de décélérer le faisceau à 2,5 keV en sortie, pour l'injecter dans un piège de Penning de nettoyage isobarique. La transmission du système peut atteindre 40% selon les ions utilisés. Le refroidisseur du séparateur IGISOL à JYFL [66], est surtout utilisé pour réduire la dispersion en énergie du faisceau qui est d'une cinquantaine d'eV, pour avoir en sortie seulement quelques eV avec une transmission de 60%. SHIPTRAP, au GSI, possède également son refroidisseur [67]. SHIPTRAP est une installation qui permet de stopper les ions fournis par SHIP. La méthode utilise une cellule de gaz de 0,1 mbar dans laquelle les ions qui ont une énergie de l'ordre de 5 MeV/u sont arrêtés. Un faisceau de faible énergie ayant de très bonnes qualités optiques est alors créé par le biais d'un refroidisseur placé après la cellule de gaz, puis acheminé vers un piège de Penning.

Celui du LPC Caen (Laboratoire de Physique Corpusculaire) [68], est utilisé pour réduire la dispersion en énergie longitudinale, avant d'injecter les ions dans un piège de Paul transparent, afin d'étudier la décroissance  $\beta$  du  ${}^6\text{He}$ . La particularité du système est le gaz tampon utilisé. En effet, pour refroidir un faisceau de  ${}^6\text{He}$ , il faut des atomes plus légers. L'hydrogène est donc le seul gaz tampon efficace. Le système est prévu pour ralentir et refroidir un faisceau de 30 keV sans le ré-accélérer. Il est en cours d'installation sur la ligne à basse énergie LIRAT au GANIL.

Pour finir ma liste non-exhaustive, le refroidisseur du HRIBF du Oak Ridge National Laboratory est utilisé pour refroidir des ions négatifs, dans le but de diminuer la dispersion en énergie jusqu'à 2 eV sur des ions de  $\text{O}^-$  et  $\text{F}^-$  avec une transmission de 14% [69].

# Chapitre 9

## COLETTE en simulation et en inox

### 9.1 Cahier des charges de COLETTE

On a vu précédemment qu'il existe plusieurs systèmes de refroidissement à gaz tampon dans le monde. Mais celui que nous développons pour MISTRAL a des contraintes particulières. La première est la vitesse de refroidissement. MISTRAL est un des spectromètres les plus rapides pour la mesure de masses. Si nous voulons garder la capacité de mesurer des noyaux exotiques qui ont une durée de vie de l'ordre de la ms, le temps de refroidissement ne doit pas être supérieur. Pour cela le choix a été fait de pouvoir refroidir le faisceau en continu, c'est-à-dire sans stocker les ions dans le RFQ. Cette solution va exiger une plus grande pression de gaz dans le système pour avoir le même refroidissement qu'en utilisant le stockage. Mais une solution de refroidissement par stockage doit quand même être possible.

Une deuxième contrainte se trouve dans la place disponible pour installer le système de refroidissement sur MISTRAL. Imposée par le plan de sol défini dans le hall ISOLDE, nous ne disposons que de 1,3 m pour installer le système de refroidissement (figure 9.1). Le système comprend le pompage, l'optique de décélération de faisceau, le quadrupôle radio-fréquence et l'optique de réaccélération. Pour le développement du système, il a fallu étudier chacun de ces éléments.

L'optique d'injection dans le quadrupôle est un point important. Il faut que la perte de faisceau soit minimale dans cette partie du système. La décélération du faisceau de 60 keV à quelques eV, nécessite un énorme gradient de potentiel. Ce gradient, s'il n'est pas contrôlé, va provoquer des décharges dans le système, qui peuvent être destructrices pour l'électronique environnante (voir le cimetière).

L'utilisation de gaz est indispensable dans le quadrupôle, mais est gênante dans les autres parties de la ligne de faisceau. Une géométrie et un pompage particulier doivent être élaborés pour éviter une trop grande diffusion du gaz en dehors du quadrupôle.

Un système de contrôle-commande doit être développé pour ajuster les différents éléments se trouvant à la haute tension.

Pour faire les tests à Orsay avant l'installation sur MISTRAL, il faut également avoir une source d'ions pouvant fournir une énergie de faisceau de 60 keV et disposer d'un banc de test.

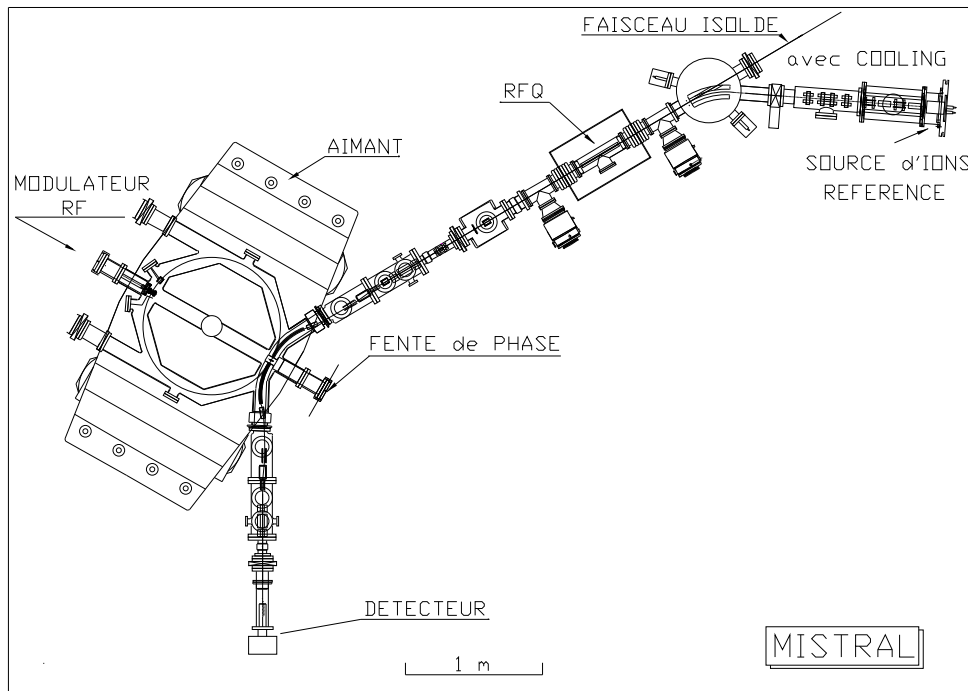


FIG. 9.1: COLETTE au coeur de MISTRAL.

## 9.2 Simulations

Pour que les ions aient le temps d'interagir avec le gaz, il faut ralentir l'ion jusqu'à une énergie de quelques eV. Concrètement, cela se traduit par l'application d'un potentiel sur la chambre à vide et tous les éléments environnant le faisceau. Ce ralentissement a pour effet d'augmenter l'émission physique du faisceau (voir la section 8.1) et donc sa taille. L'intensité transmise en sera diminuée d'autant. De plus, les surfaces équipotentielles ne seront pas normales à la trajectoire du faisceau, si bien que les forces de ralentissement ne feront pas que ralentir les ions, mais les éloigneront également de l'axe. Afin que l'injection du faisceau dans le quadrupôle soit optimale, des éléments d'optique qui vont mettre en forme les surfaces équipotentielles doivent être ajoutés. La géométrie, ainsi que les potentiels à appliquer, doivent être en premier lieu simulés. Notons que dans notre cas, l'injection est beaucoup plus critique que l'extraction. Une fois les ions refroidis, lors de l'extraction, ils seront réaccélérés. L'émission physique diminuera donc, ce qui ira dans le bon sens pour la conservation du faisceau.

### 9.2.1 L'injection

La simulation de l'optique du refroidisseur est faite sous Simion 7.0 [70]. Simion permet de créer n'importe quelle géométrie d'élément électrique ou magnétique. Basé sur une résolution de l'équation de Laplace par différences finies de chaque électrode, il calcule le champ électrique en module et en direction en trois dimensions, en tous points de l'espace défini. Ceci permet de calculer la trajectoire d'un ion ou plusieurs ions

soumis au potentiel des électrodes en fonction des conditions initiales. Simion permet de connaître les paramètres de l'ion (vitesse, énergie, angles, potentiel ressenti, ...) tout au long de la trajectoire et de les enregistrer dans un fichier.

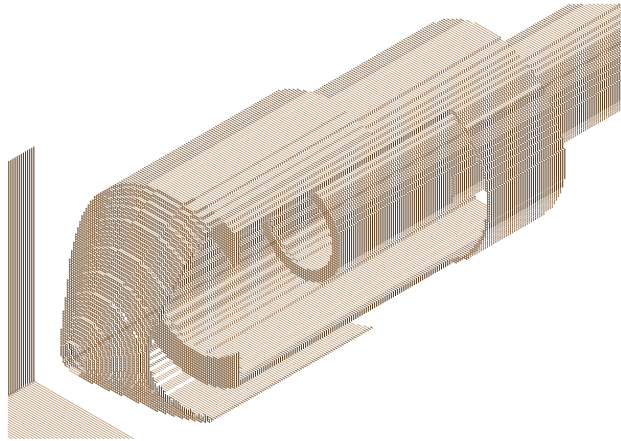


FIG. 9.2: Géométrie des électrodes simulées avec Simion.

La géométrie des éléments est dessinée en fonction du nombre de degrés de liberté dont on veut se doter, c'est-à-dire du nombre de paramètres que l'on veut régler pour la décélération (Figure 9.2). Nous avons choisi de nous doter de deux électrodes. La première est une électrode pour fixer un potentiel à un endroit bien précis sur la trajectoire du faisceau, et la deuxième est en forme de cône. Cette géométrie permet de ramener les ions excentrés sur l'axe pour avoir un maximum de transmission. Le tout doit tenir dans une dizaine de centimètres et dans une chambre de 10 cm de diamètre. La petite longueur accordée à l'injection est une forte contrainte, parce qu'elle implique des champs très forts.

Une fois la géométrie fixée, il faut définir le potentiel à appliquer sur les électrodes pour avoir une transmission optimale. Cette étude est très importante pour connaître le matériel à acheter. Le prix d'une alimentation augmente en effet rapidement avec la tension délivrée, et le matériel acheté doit être adapté au mieux.

Le choix du potentiel à appliquer se fait en fonction de la transmission de l'optique. J'ai fait le choix de compter les ions comme transmis lorsqu'ils n'ont pas percuté de parois avant d'arriver à la fin du troisième segment du quadrupôle. À partir de ce moment la trajectoire de l'ion est stable si les paramètres de Mathieu sont bien choisis. Pour faire ces simulations, il nous faut un faisceau d'origine, car bien sûr la transmission va dépendre de la taille du faisceau. Nous avons choisi l'émission du faisceau d'ISOLDE telle qu'elle a été mesurée et simulée après toute l'optique jusqu'à MISTRAL, et dans des conditions de faisceau parallèle. En effet, la divergence d'un faisceau parallèle augmente moins lors de la décélération. Sur la figure 9.3, on voit la représentation des émittances, dans les



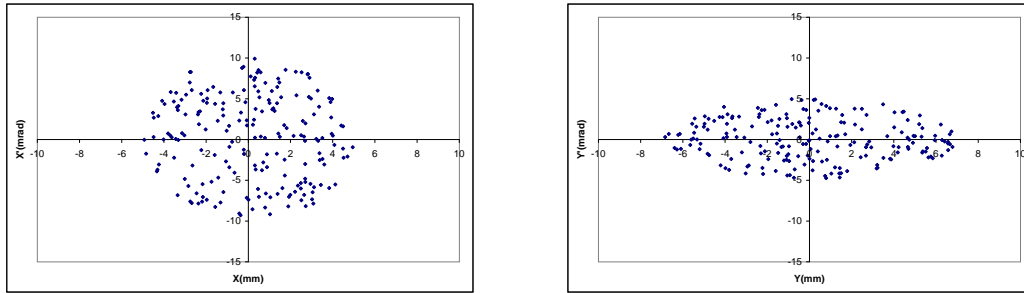


FIG. 9.3: Émittance en  $X$  (à gauche) et en  $Y$  (à droite) du faisceau d'ISOLDE tel qu'on peut l'avoir juste avant MISTRAL.

deux directions transversales, du faisceau que l'on injecte dans la simulation. Elles sont estimées à  $50 \pi$ .mm.mrad dans le plan  $(X, X')$  et  $35 \pi$ .mm.mrad dans le plan  $(Y, Y')$ .

Sur la figure 9.4, on voit la trajectoire des ions lors de leur décélération de 60 keV à 50 eV. La première lentille est à la masse, afin d'avoir une bonne définition des surfaces équipotentielles. La deuxième lentille est à +48 kV et le cône à +57 kV. Ces valeurs sont seulement à titre d'ordre de grandeur. En simulation on a des conditions idoines pour une transmission de 100%. Il ne serait pas étonnant de voir une différence de quelques % dans la réalité.

### 9.2.2 L'extraction

Comme je l'ai dit plus haut, l'extraction est beaucoup moins critique que l'injection. Le faisceau est refroidi par le gaz, la trajectoire des ions est très proche de l'axe du quadrupôle. Quand les ions sont réaccélérés, ils sentent principalement des forces parallèles à l'axe. Le faisceau sera alors parallèle. La géométrie de la zone d'extraction choisie, est la symétrique de l'injection. Le problème qui peut être soulevé au niveau de l'extraction, est l'interaction du faisceau avec le gaz en dehors du quadrupôle à radio-fréquence (voir section 9.3.3).

## 9.3 Dispositif expérimental

### 9.3.1 Le quadrupôle à radio-fréquence

Le quadrupôle à radio-fréquence est le principal élément du refroidisseur. Ses caractéristiques dépendent des contraintes imposées par le cahier de charges. La première contrainte est la longueur disponible à MISTRAL qui est de 1,30 m. En comptant tout le système de pompage et de décélération, cela ne laisse qu'une longueur de 548 mm pour le quadrupôle. Il est préférable de prendre la longueur maximale, car l'efficacité du refroidissement est proportionnelle au nombre d'interactions des ions avec le gaz. Il vaut mieux maximiser la longueur plutôt qu'augmenter la pression de gaz.

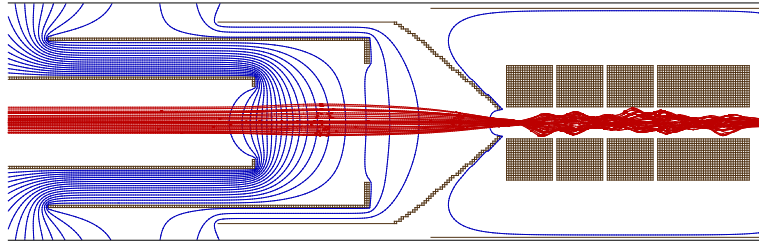


FIG. 9.4: Simulation de l'injection du faisceau d'ISOLDE.

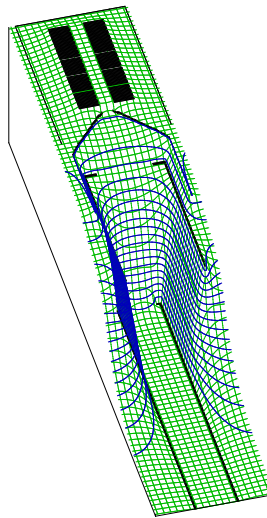


FIG. 9.5: Représentation de l'énergie potentielle ressentie par l'ion.

Le diamètre intérieur du quadropôle va jouer un rôle important. Le fait qu'il soit grand va augmenter l'acceptance du refroidisseur et ainsi minimiser les pertes de faisceau. Mais il ne faut pas oublier que les barreaux doivent avoir un rayon,  $r = 1,148 r_0$ , avec  $r_0$  le rayon intérieur du quadropôle, pour être assimilés à des électrodes hyperboliques. Comme le pseudo-potentiel est inversement proportionnel à  $r_0^2$ , un rayon trop grand va induire un confinement insuffisant. Il faut augmenter la tension radio-fréquence appliquée sur le quadropôle. Le rayon de notre quadropôle est finalement de 7 mm.

Une des particularité du quadropôle est sa segmentation. Il est divisé en 15 parties isolées les unes des autres. Cette segmentation a pour but de pouvoir appliquer un potentiel continu tout au long du quadropôle. La première utilité est de pouvoir continuer à ralentir les ions à l'intérieur du quadropôle. On peut ralentir les ions jusqu'à une énergie de quelques eV tout en profitant du pseudo-potentiel pour confiner les ions. La deuxième utilité est de pouvoir extraire les ions. En effet, quand les ions interagissent avec le gaz, ils perdent de l'énergie dans le sens axial jusqu'à s'arrêter complètement pour l'ordre de grandeur de pressions de gaz dans lequel on veut travailler. Le potentiel en pente va permettre de combler la perte d'énergie et ainsi faciliter l'extraction des ions refroidis. Sur la figure 9.6, est représentée la forme du potentiel en "colline" que l'on applique le long du quadropôle.

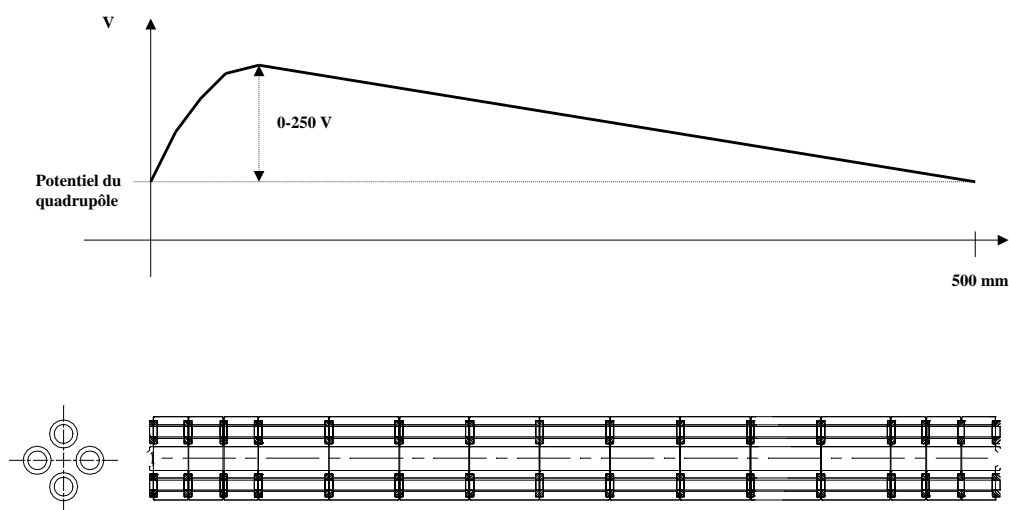


FIG. 9.6: Segmentation du quadropôle, et forme du potentiel axial.

Il y a deux longueurs différentes de segments : des segments de 20 mm et de 40 mm. Les plus courts sont situés au début et à la fin du quadropôle, parce que l'injection et l'extraction sont les parties les plus critiques. Donc un réglage plus fin du champ électrique

peut être nécessaire.

### 9.3.2 Dispositif électrique

Quand on regarde le paramètre de Mathieu  $q$  :

$$q = \frac{2eV}{mr_0^2\omega_{rf}^2} \quad (9.1)$$

avec le rayon  $r$  de  $7.10^{-3}$  m et avec les masses considérées de quelques  $10^{-26}$  kg, si on veut avoir  $q < 0,9$ , il faut que la fréquence que l'on applique soit de l'ordre de  $10^6$  Hz avec une tension  $V$  d'une centaine de Volts. Comme on l'a vu dans la section 5.2.4.2 au sujet de MISTRAL, transporter une fréquence de l'ordre du MHz, n'est pas forcément simple. Ici aussi, on va avoir une onde incidente qui va se réfléchir sur la charge, représentée dans notre cas par le quadropôle, en fonction de son impédance et de sa fréquence.

Le système qui génère les signaux est à la masse. Il est composé d'un générateur de fonction, branché sur un amplificateur de 100 W. Le signal est transporté à la haute tension via un transformateur d'isolement. Comme tout transformateur, il est composé d'un primaire ainsi que d'un secondaire enroulés autour d'une ferrite, dont le nombre de tours d'enroulement joue sur la réponse en tension et en fréquence. La transmission du système est représenté sur la figure 9.7.

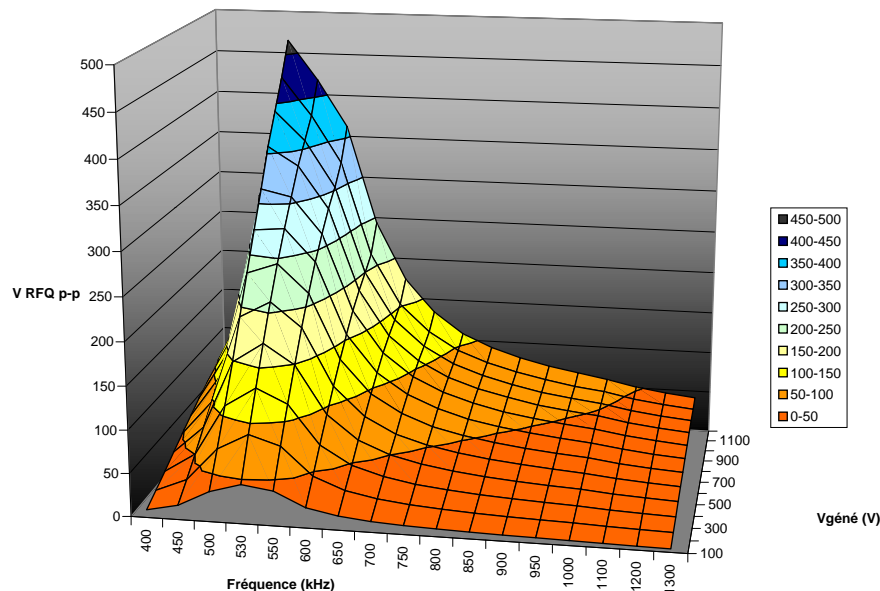


FIG. 9.7: Amplification du signal en fonction de la fréquence et de la tension en sortie du générateur du système de transmission de la radio-fréquence.

Ici, la fréquence pour laquelle on a un maximum d'amplification est 530 kHz, mais on peut travailler dans un intervalle de 450 à 700 kHz.

En ce qui concerne l'alimentation en tension, nous disposons d'une alimentation 100 kV pour le potentiel à 60 kV de tout le dispositif, et d'alimentations  $-20$  et  $-6,5$  kV situées à l'intérieur de la cage haute tension pour fournir les  $+48$  et  $+57$  kV de l'optique d'injection et d'extraction que l'on a simulée. Comme ces alimentations se trouvent à la haute tension, on s'est doté d'un système Labview de chez National Instrument qui commande des cartes de contrôle à la haute tension par fibre optique. Ces cartes contrôlent les alimentations en  $0 - 10$  V. Le système électrique est représenté schématiquement sur la figure 9.8.

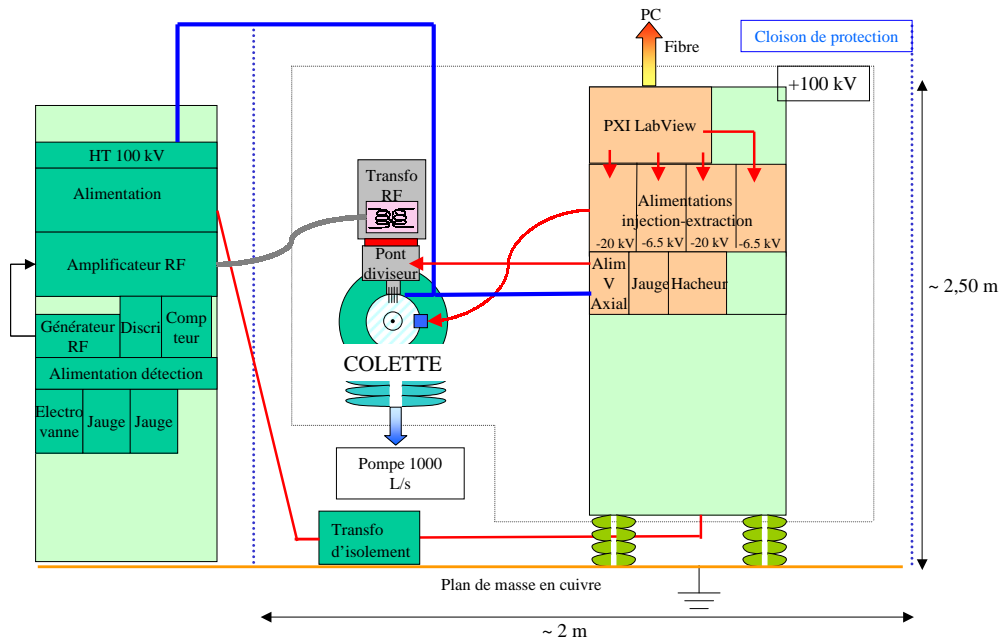


FIG. 9.8: Schéma électrique de COLETTE.

### 9.3.3 Le pompage différentiel

Le principe fondamental du refroidissement est basé sur l'interaction ion-gaz. On s'est rendu compte sur le prototype "basse tension" [73], qu'une fois le refroidissement amorcé, on avait un gain de transmission lorsque l'on augmente la pression de gaz, jusqu'à un seuil où la transmission chute brutalement (voir figure 9.9).

Théoriquement, on peut s'attendre à ce que la transmission baisse quand on met du gaz à des pressions telles que l'on soit en régime moléculaire, et atteigne un plateau en arrivant au régime visqueux jusqu'à des pressions de l'ordre de 1 mbar. Cela dépend des ca-

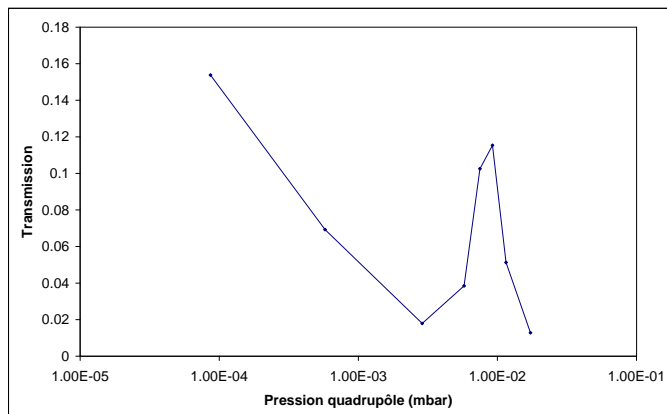


FIG. 9.9: Transmission du prototype "basse tension" en fonction de la pression dans le quadropôle, pour du  $^{85}\text{Rb}$  à 3 keV, ralentis à 50 eV.

ractéristiques de confinement. On voit clairement le refroidissement avec un gain de transmission autour de  $9 \cdot 10^{-3}$  mbar, mais la redescente brutale montre qu'il y a un phénomène dû au gaz qui joue contre le refroidissement. On pense que cette chute est due au gaz qui diffuse en amont et en aval du refroidisseur, c'est-à-dire en dehors du quadropôle radio-fréquence. En effet, quand on regarde les différentes jauges, on mesure une pression de  $3 \cdot 10^{-5}$  mbar à l'entrée de l'optique d'injection quand on a  $1,5 \cdot 10^{-2}$  mbar dans le quadropôle.

De plus, outre cette perte de transmission, le fait d'avoir une telle pression dans des sections où il y a des champs électriques très forts comme la zone de décélération, peut provoquer des décharges. Dans la version pour le faisceau à 60 keV, nous avons dessiné une nouvelle géométrie autour du quadropôle pour bénéficier d'un meilleur pompage différentiel. Le principe est de cloisonner le quadropôle, d'injecter le gaz directement à l'intérieur et de pomper la chambre autour avec une pompe turbo-moléculaire de 1000 l/s. Il faut également faire en sorte que les trous d'injection et d'extraction du faisceau soient les plus petits possible sans perturber l'injection du faisceau. L'entrée et la sortie sont munies de deux pompes de 500 l/s (voir figure 9.10).

Pour observer le gain de pression à l'extérieur du système, un dispositif mécanique de "simulation" a été monté par Charles Kitegi [71]. Ce système a la même géométrie que le dispositif final ainsi que le même pompage. On a mesuré les pressions à l'intérieur de la gaine ainsi qu'à l'extérieur pour plusieurs diamètres d'ouverture entre les différentes sections. Les résultats sont représentés sur le graphique 9.11.

On peut remarquer que le gain obtenu avec le nouveau système est notable même avec les plus grandes ouvertures. On a une diminution de la pression extérieure d'au minimum un facteur 3. Notons également que le fait de mettre le maximum du potentiel de pompage permet de réduire encore plus la pression extérieure.

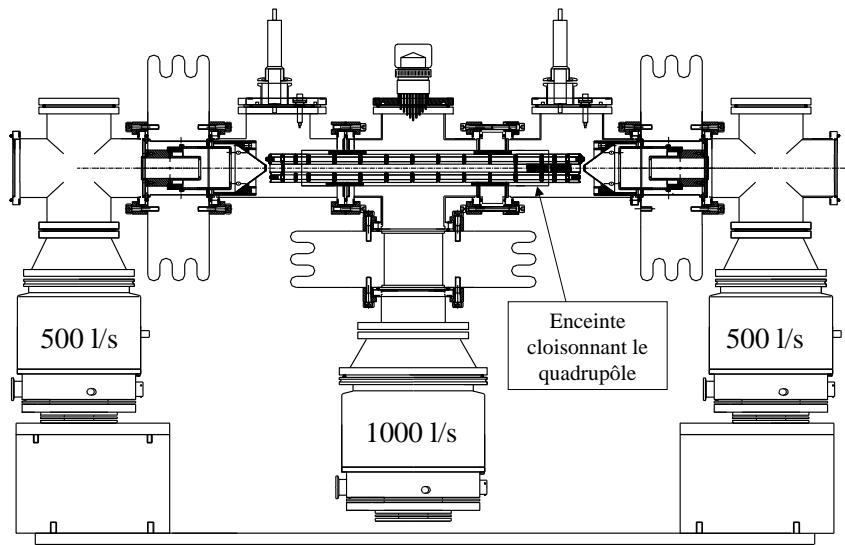


FIG. 9.10: Dessin du pompage différentiel.

### 9.3.4 L'émittance-mètre

Pour vérifier si un refroidisseur de faisceaux fonctionne, on peut tout d'abord se baser sur la transmission du système. Si on voit une remontée de l'intensité après le refroidisseur, cela veut dire que soit on a augmenté l'acceptance de l'appareil (on coupe moins de faisceau) ou bien, hypothèse bien plus acceptable, que l'on a réduit l'émittance. Mais en diagnostiquant le refroidissement avec la transmission, on ne peut pas savoir quel est le gain. C'est de là que l'idée de construire un émittance-mètre dédié aux petites émittances est venue. Placé derrière le refroidisseur, il permet de mesurer simplement et rapidement l'émittance du faisceau pour différents réglages.

Le principe est de balayer le faisceau devant deux fentes fines pour sélectionner une tranche de faisceau en position et en angle. Il est composé de deux paires d'électrodes dont les potentiels sont opposés pour pouvoir faire translater le faisceau devant la fente sans changer son angle. Ensuite, la "tranche" de faisceau sélectionnée est déviée par une paire d'électrodes devant une autre fente qui fait une sélection en angle. Les ions sont ensuite détectés, ce qui permet de construire le diagramme d'émittance en fonction des potentiels appliqués sur les électrodes [72] (figure 9.12).

Sa conception permet de mesurer l'émittance dans les deux directions transversales à la trajectoire du faisceau, grâce à une bride tournante. Il peut être équipé, soit d'un multiplicateur d'électrons pour des faisceaux inférieurs au pA, soit d'une cage de Faraday pour les courants intenses. Il est également assez petit (moins de 1,50 m) pour pouvoir être transporté dans divers laboratoires européens.

La résolution de l'appareil dépend de la largeur des fentes. La première est fixée à 0,3 mm de largeur, ce qui donne une résolution spatiale de 0,3 mm. La deuxième est

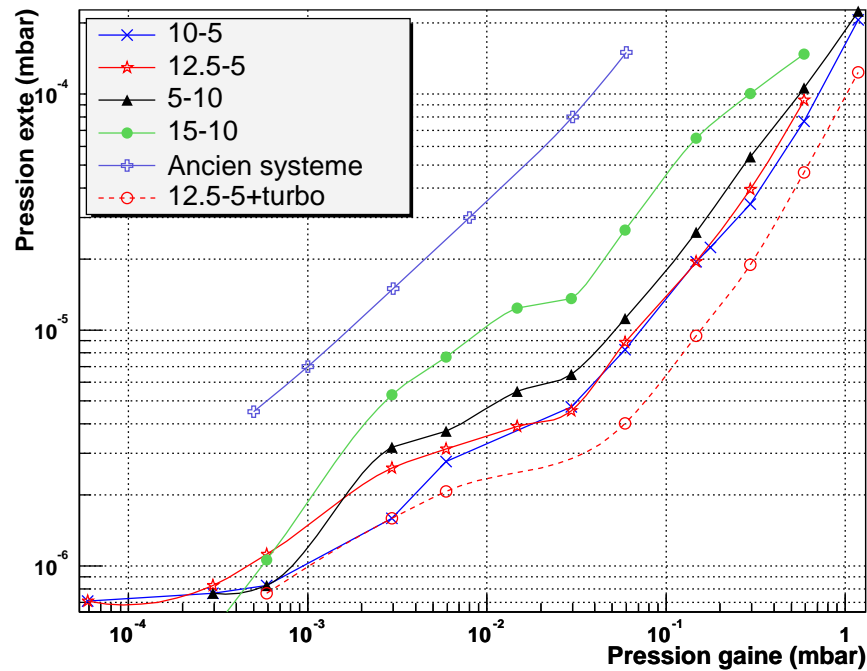


FIG. 9.11: Pression à l'extérieur en fonction de celle dans la gaine pour le système de simulation de pompage différentiel. Chaque courbe représente un diamètre différent d'ouverture, entre la gaine et la zone intermédiaire (le premier chiffre), et entre la zone intermédiaire et l'extérieur (le second chiffre), en mm. Elles ont toutes été faites avec les pompes en mode "Low Speed" sauf celle avec la mention "Turbo" qui signifie que la totalité de la vitesse de pompage est utilisée.

égale à 0,2 mm et la distance entre les deux fentes est de 400 mm, ce qui donne une résolution angulaire de 1,25 mrad<sup>1</sup>. La résolution en émittance correspond à un rectangle de 0,4 mm.mrad de surface.

L'émittance-mètre est contrôlé par un programme en Labview, qui change par pas les potentiels appliqués sur les électrodes et compte le nombre d'ions qui arrivent sur le détecteur, avec un temps de détection choisi par l'utilisateur.

### 9.3.5 COLETTE et SIDONIE

Avant d'être installé sur MISTRAL, le refroidisseur doit être testé pour déterminer son régime de fonctionnement et connaître les caractéristiques des faisceaux refroidis. Le prototype "basse tension" (jusqu'à 10 kV) développé par Sylvain Henry [73] était installé sur un banc de test avec une source à ionisation de surface, pouvant offrir un faisceau d'alcalins avec une énergie de 10 keV maximum. Pour pouvoir faire des tests à plus haute

<sup>1</sup>La résolution angulaire correspond au plus grand angle qui peut passer entre les deux fentes en même temps. C'est à dire, avec une approximation aux petits angles :  $r_{angle} = \frac{f_1/2+f_2/2}{d_{1-2}}$ , avec  $f_1$  et  $f_2$  la largeur respective des deux fentes et  $d_{1-2}$  la distance entre les deux fentes.



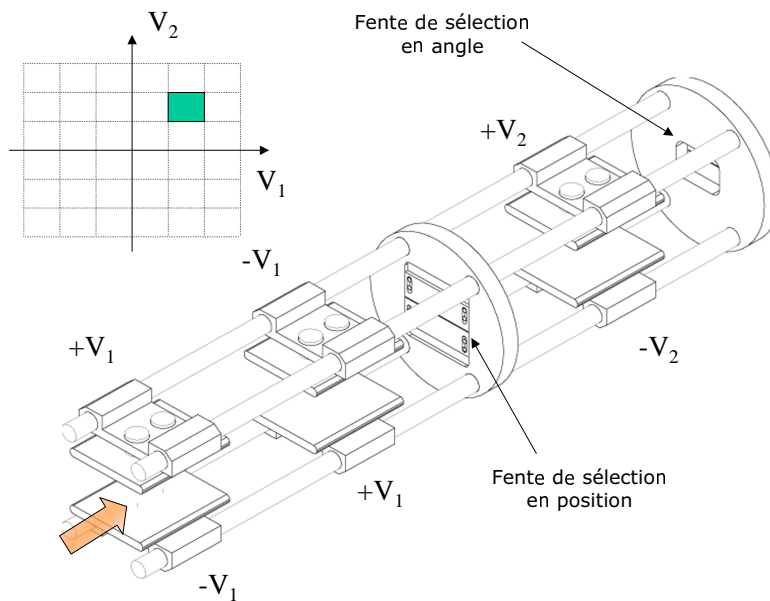


FIG. 9.12: Principe de l'émittance-mètre.

énergie, on a besoin d'une source adaptée. C'est sur le séparateur d'isotope SIDONIE que nous avons installé le refroidisseur.

SIDONIE est un séparateur d'isotope qui sert à la production de cibles minces de haute pureté [74]. Sa source de type "Bernas-Nier", fournit des faisceaux jusqu'à 60 keV d'énergie. Après un aimant d'analyse, nous disposons de deux paires d'électrodes agissant dans les deux directions transversales, deux quadrupôles et encore deux paires d'électrodes de déflexion horizontale et verticale.

Des mesures d'émittance du faisceau de SIDONIE ont été faites avant de s'installer. Il est apparu que le faisceau a une très forte intensité et a de très grandes dimensions. L'intensité peut aller jusqu'à quelques mA, mais peut difficilement descendre en dessous du  $\mu\text{A}$  sans être instable. L'émittance-mètre conçu pour mesurer des petites émittances n'a pas pu mesurer l'émittance du faisceau de SIDONIE dans de bonnes conditions. Les mesures n'ont pu être faites que pour nous donner un ordre de grandeur de l'émittance du faisceau et des effets des optiques de réglage sur le diagramme d'émittance. L'émittance est d'environ  $40 \pi \text{ mm mrad}$  pour une énergie de 60 keV, mais avec une très large distribution angulaire.

Pour avoir une bonne définition du faisceau ainsi que pour baisser son intensité, nous avons mis un diaphragme entre COLETTE et SIDONIE. Plusieurs tailles sont disponibles selon nos besoins. Comme outils de diagnostic nous utilisons un écran fluorescent et une cage de Faraday (Figure 9.13).

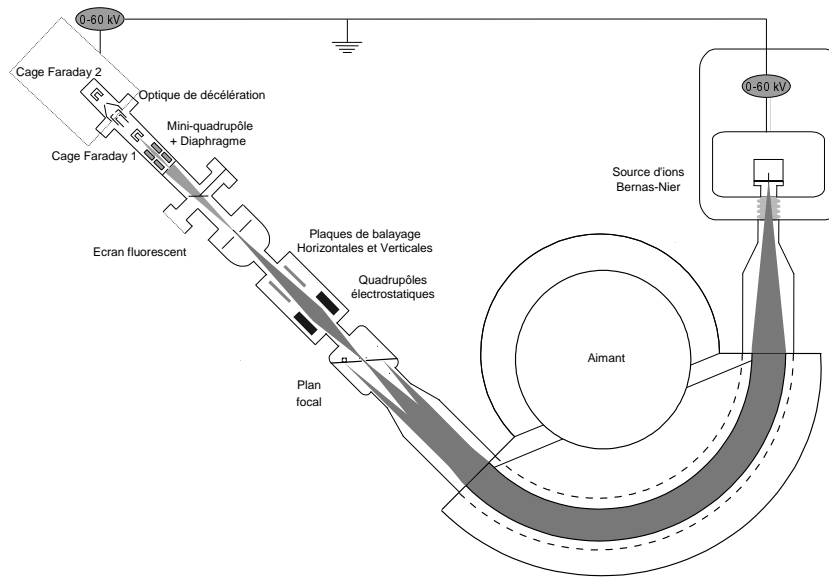


FIG. 9.13: *SIDONIE* avec le système de décélération de *COLETTE*.

## 9.4 Tests de la partie décélératrice de *COLETTE*

La première étape à tester est l'optique de décélération de *COLETTE*. En effet, comme je l'ai dit plus haut, la décélération est une partie critique qui mérite beaucoup d'efforts car en aucun cas on ne peut se permettre de perdre du faisceau ici. On teste donc la transmission des éléments de l'injection. On a installé uniquement l'optique d'injection, telle qu'elle a été conçue pour le système de refroidissement, mais avec une cage de Faraday derrière, à la haute tension.

Étant donné la compacité du système, il fallait d'abord s'assurer qu'il pouvait tenir la haute tension. Une grosse partie des problèmes s'est trouvée sur ce point. Malgré une période de formation à la haute tension des éléments, des décharges intempestives survenaient pendant les tests. Ces décharges étaient destructrices pour le matériel et ont fait perdre beaucoup de temps. Une modification des distances entre les électrodes de l'injection a enfin permis de régler le problème.

En mesurant la transmission pour différentes valeurs de tension appliquée sur *COLETTE*, avec un réglage optimal de l'optique de décélération, on a pu mesurer la distribution en énergie du faisceau de *SIDONIE*. La dérivée de la courbe obtenue est une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur nous donne la distribution en énergie du faisceau. Sur la figure 9.14, on a la distribution pour deux focalisations de faisceaux différentes, à 30 keV. Entre un faisceau focalisé juste avant la partie décélératrice et un faisceau parallèle, nous avons une différence de 7 eV sur la largeur de la distribution en énergie. Cette différence est due à l'énergie transversale accrue dans le cas d'un faisceau focalisé.

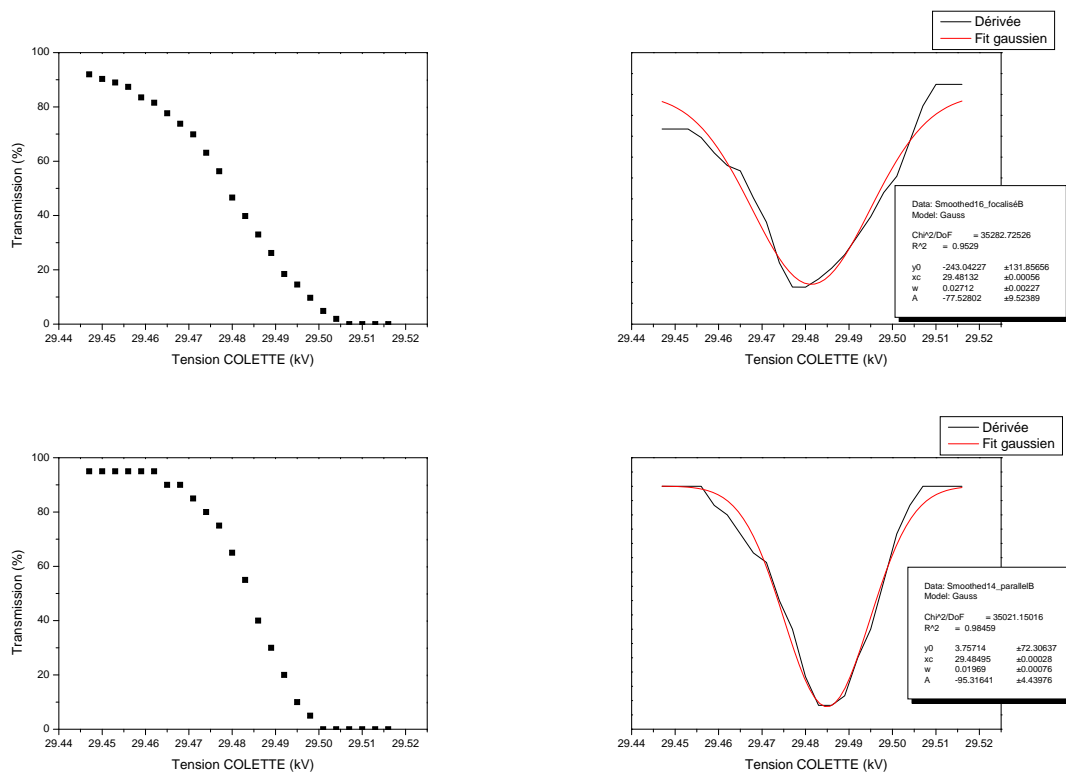


FIG. 9.14: Transmission en fonction de la tension de ralentissement, à gauche. A droite, la dérivée et son fit gaussien. La largeur de la gaussienne nous donne la distribution en énergie. En haut, mesures pour un faisceau focalisé avant les lentilles de décélération, largeur 27 eV, et en bas le cas pour un faisceau parallèle, largeur 20 eV.

Notons que l'abscisse est donnée en tension appliquée sur COLETTE et non en énergie. Ceci vient du fait que pour l'instant il nous est impossible d'avoir une bonne correspondance entre la tension d'accélération du faisceau de SIDONIE et la tension de décélération de COLETTE. Bien qu'ayant effectué de nombreuses calibrations entre les deux alimentations, l'énergie du faisceau décéléré est souvent négative et reproductible à une dizaine d'eV près, ce qui est trop comparé aux 20 eV de largeur de distribution d'énergie. La courbe de transmission va permettre de nous affranchir de cette mesure d'énergie absolue, mais en utilisant des simulations reproduisant la même courbe. Cette courbe simulée va nous servir de calibration de l'énergie de décélération du système (voir figure 9.15).

Enfin, il a fallu tester la bonne reproductibilité de la simulation par rapport à l'expérience. On a donc exploré la surface de transmission pour différents couplages de tension cône-einzel. La mesure a été faite pour une énergie de faisceau de 45 keV, ne pouvant aller plus haut en tension à cause de risques de décharges sur SIDONIE. Sur la figure 9.16, nous pouvons comparer la transmission simulée et mesurée pour une énergie de 15 eV. L'accord est bon pour des tensions élevées du cône. Par contre, pour les faibles tensions, la transmission simulée n'est pas atteinte dans la réalité. Cela peut s'expliquer par le fait que pour ces tensions, la simulation est plus permissive dans les interactions ion-matière et on se retrouve souvent avec des ions transmis qui auraient dû être arrêtés. En général, la simulation est plus optimiste et la tendance est très plate, alors que les mesures nous

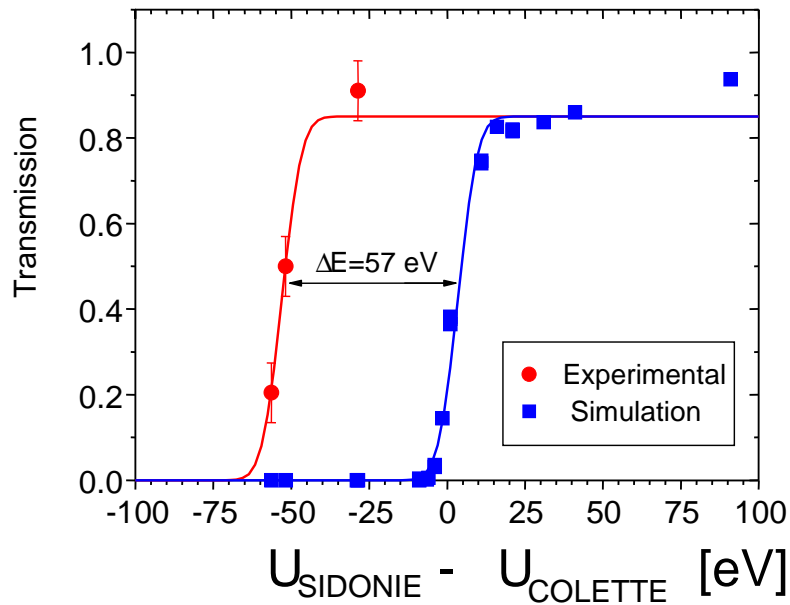


FIG. 9.15: Transmission en fonction de l'énergie finale du faisceau, simulée et mesurée.

donnent des résultats plus contrastés. On peut tout de même retenir une moyenne générale qui varie de 65% à 90% sur les deux surfaces.

## 9.5 Et après...

La partie décélétratrice, ce n'est pas COLETTE, et pourtant les résultats s'arrêtent là. Ceci parce qu'à l'heure actuelle le système au complet est, seulement, en cours d'installation. Beaucoup de retard a été pris (environ 10 mois), essentiellement du fait de problèmes de claquages dans l'injection, pour lesquels nous manquons d'expérience au départ. Mais maintenant les tests portent sur le refroidisseur lui-même et nous espérons avoir très bientôt les premiers résultats.

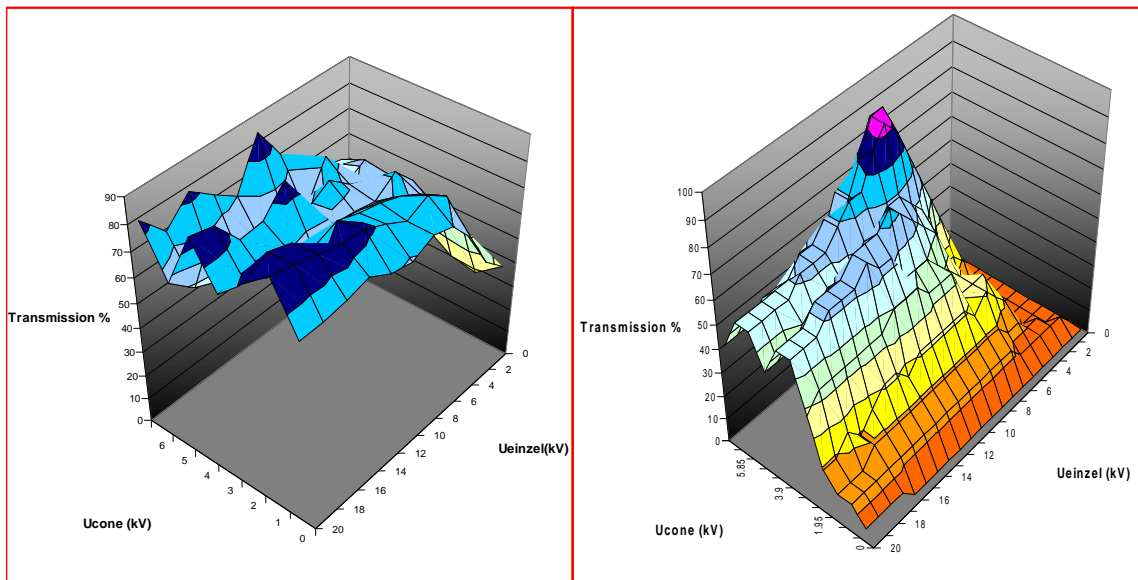


FIG. 9.16: Surface de transmission pour différents couplages de tensions cône et einzel, pour un faisceau de 45 keV ralenti à 15 eV. A gauche la simulation et à droite l'expérimentale.

# Conclusion

Par son principe, MISTRAL est actuellement le plus compétitif pour mesurer des noyaux qui ont une durée de vie de l'ordre de la ms, avec une précision qui peut être meilleure que  $5 \cdot 10^{-7}$ . Malgré cela, la mesure de la masse du  $^{11}\text{Li}$  avec une telle précision représente une performance à la limite de la faisabilité avec un taux de production d'environ 1000 ions/s.

Avec cette mesure, la précision de 5 keV sur la masse du  $^{11}\text{Li}$  a été améliorée d'un facteur 7 par rapport à la précédente, mais on a également vu une augmentation de 76 keV de son énergie de liaison. Cette augmentation est très petite par rapport à l'énergie de liaison, mais elle représente 20% de son énergie de séparation de deux neutrons, qui est une donnée fondamentale pour modéliser le  $^{11}\text{Li}$ . La nécessité d'utiliser les modèles à trois corps pour le  $^{11}\text{Li}$  ne fait plus aucun doute, mais ils ont besoin d'être améliorés et nécessitent des données expérimentales pour être affinés. On a pu trouver des modèles [16,49] qui reproduisent bien la valeur que l'on a mesurée. En utilisant la nouvelle énergie de séparation de deux neutrons du  $^{11}\text{Li}$ , le calcul de la distance neutron-neutron a un meilleur accord avec l'expérience avec comme valeur d'entrée 50 keV pour l'énergie de résonance de l'état virtuel du  $^{10}\text{Li}$ , dans le modèle de Yamashita *et al.* [15]. On trouve une autre particularité du  $^{11}\text{Li}$ , concernant l'état des neutrons du halo. Le modèle en couche classique voudrait qu'ils soient en  $1p_{3/2}$ , mais on trouve une forte probabilité pour qu'ils soient en  $2s_{1/2}$ . Notre valeur de  $S_{2n}$  a permis à Vinh Mau et Pacheco [49] de fixer la proportion  $s - p$ .

La chasse aux noyaux halo ne s'arrête pas là pour MISTRAL. En même temps que le  $^{11}\text{Li}$ , nous avons également fait une mesure de la masse du noyau à halo à un neutron : le  $^{11}\text{Be}$ . La précision se trouve dans le même ordre de grandeur avec 4 keV, et permet d'être confiant dans nos mesures, car il y a seulement une différence de 4 keV avec la meilleure mesure [37].

Enfin, la prochaine étape pour MISTRAL consiste en la mesure de la masse du  $^{14}\text{Be}$ . Le  $^{14}\text{Be}$  est également un noyau à halo à deux neutrons dont la précision actuelle est de 130 keV dans la table de masse. Cette mesure de masse ne peut pas être directement faite car la sensibilité de MISTRAL est trop faible pour le taux de production du  $^{14}\text{Be}$ , qui est seulement de 10 ions/s. Pour augmenter la sensibilité du spectromètre, un refroidisseur de faisceaux d'ions à gaz tampon est actuellement en construction. Un prototype à basse tension (10 kV) développé par Sylvain Henry [73], avait montré un refroidissement mais infligeait une transmission inférieure à 10%, ce qui est insuffisant. Mon travail a été de construire un refroidisseur compatible avec le faisceau d'ISOLDE en tension (60 kV) avec

les contraintes de dimension que nous impose la disposition de MISTRAL à ISOLDE, et d'améliorer la transmission en limitant la diffusion du gaz tampon en dehors du refroidisseur, par le développement d'un système qui améliore le pompage différentiel. Le système de décélération a donné de très bons résultats de transmission. Le refroidisseur est maintenant complètement installé sur le séparateur d'isotope SIDONIE pour de prochains tests. Il pourra être installé sur MISTRAL début 2005, pour une prochaine campagne de mesures  $^{12}\text{Be}$  et  $^{14}\text{Be}$ .

# Annexe A

## La mesure du $^{11}\text{Li}$ de 2002

Une première mesure du  $^{11}\text{Li}$  avait été effectuée par MISTRAL en avril 2002. Une série de problèmes ont fait que la calibration était difficilement interprétable. Des décharges dans le modulateur nous obligeaient à limiter la puissance RF appliquée. Et la trajectoire du faisceau dans la ligne d'ISOLDE ne se conservant pas en fonction de la masse utilisée, la transmission du faisceau était dégradée et donc la statistique n'était pas suffisante.

Pour cette mesure, la cible que nous utilisions était la même que pour la mesure de 2003, mais le mode d'ionisation se limitait à l'ionisation de surface. Nous ne disposions que d'alcalins pour les réglages et que des isotopes du lithium pour la calibration.

La source de référence de MISTRAL fournissait des alcalins par ionisation de surface et du  $^{10,11}\text{B}$  par bombardement électronique.

Trois séries de calibrations ont été faites à partir de différentes combinaisons de  $^{10}\text{B}$   $^{11}\text{B}$  du côté de MISTRAL et  $^{6,7,8,9}\text{Li}$ . Il faut remarquer que la contrainte d'utiliser les isotopes du lithium, n'a pas permis de calibration avec un saut isobarique.

Pour ce qui est de la mesure de  $^{11}\text{Li}$ , on n'a pu en faire qu'une seule pendant la semaine de run où le faisceau nous était attribué. Avec l'intensité de  $^{11}\text{Li}$  disponible à l'entrée de MISTRAL, on ne pouvait pas espérer mieux que de détecter un ion toutes les trente secondes. Dans ces conditions il est impossible de pouvoir optimiser la trajectoire du faisceau. En réglant le faisceau sur  $^9\text{Li}$ , le même réglage aurait du rester optimal pour  $^{11}\text{Li}$ , mais ce n'était pas le cas. Même en appliquant les corrections permettant de passer de l'optimisation de  $^7\text{Li}$  à celle de  $^9\text{Li}$ , le  $^{11}\text{Li}$  était introuvable et il a fallu faire un réglage fin et laborieux prenant énormément de temps pour le retrouver en partie. La trajectoire du faisceau de  $^{11}\text{Li}$  n'était sûrement pas la meilleure et cela s'est senti sur la statistique de la mesure, donc sur la précision. Les raisons de cette difficulté de réglage ne sont pas vraiment claires. Mais on peut être sûr que son origine est magnétique. On peut penser à une mauvaise calibration du HRS (c'était le premier run de l'année). Le HRS étant constitué de 2 aimants de séparation, c'est la partie la plus critique dans le transport de faisceau.

Les valeurs mesurées pour les trois séries de calibrations se trouvent dans le tableau A.1. La détermination de la loi de calibration pour chaque série se trouve en figure A.1.

On peut voir que la loi linéaire, loi utilisée pour les précédentes mesures, ne marche pas pour les différentes séries de calibrations. Une loi parabolique, qui donne une valeur de  $\chi^2$  convenable semble plus appropriée. Peut-on réellement avoir confiance en cette



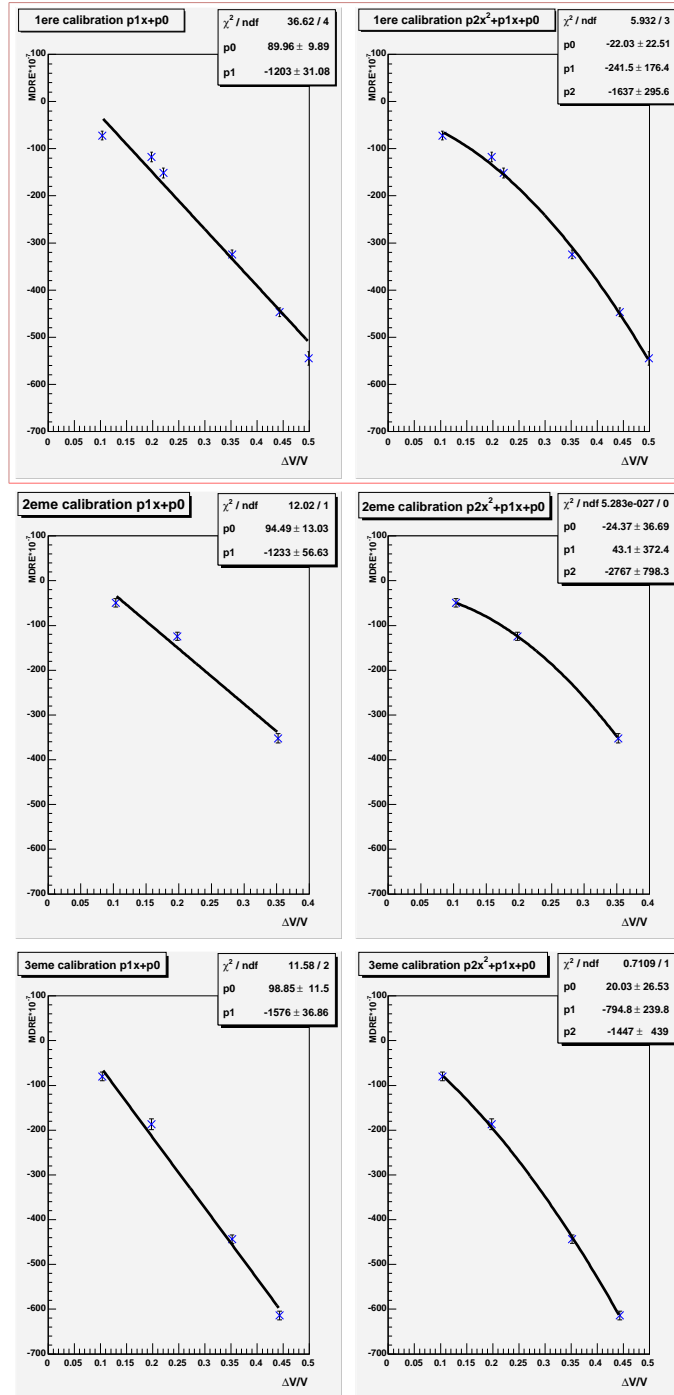


FIG. A.1: Les trois calibrations du run 2002 avec un ajout quadratique de  $9.10^{-7}$  sur la barre d'erreur. À gauche la calibration en loi linéaire, et à droite la calibration en loi quadratique.

Série	Noyaux	MDRE( $10^{-7}$ )	Série	Noyaux	MDRE( $10^{-7}$ )	Série	Noyaux	MDRE( $10^{-7}$ )
1	$^{10}\text{B-}^6\text{Li}$	-544,8(13,2)	2	$^{10}\text{B-}^7\text{Li}$	-352(7,4)	3	$^{10}\text{B-}^7\text{Li}$	-443,5(5,5)
1	$^{10}\text{B-}^7\text{Li}$	-324,2(7,2)	2	$^{10}\text{B-}^9\text{Li}$	-49,6(5,7)	3	$^{11}\text{B-}^7\text{Li}$	-614(6,1)
1	$^{11}\text{B-}^7\text{Li}$	-446,9(7,4)	2	$^{11}\text{B-}^9\text{Li}$	-124,2(5,3)	3	$^{10}\text{B-}^9\text{Li}$	-79,9(5,9)
1	$^{10}\text{B-}^8\text{Li}$	-151,6(8,6)				3	$^{11}\text{B-}^9\text{Li}$	-186,6(9,3)
1	$^{10}\text{B-}^9\text{Li}$	-72,1(7,7)						
1	$^{11}\text{B-}^9\text{Li}$	-117,7(8,6)						

TAB. A.1: Résultat de chaque mesure effectuée pendant le run

loi quadratique ? Prenons l'exemple du saut  $^6\text{Li-}^{10}\text{B}$  qui correspond à un saut de quatre unités de masse atomique. De tels sauts ont déjà été faits avec MISTRAL pour la calibration ou même pour des mesures, mais quand on regarde  $\frac{\Delta V}{V}$ , cela représente une variation de 50%, ce qui est énorme. De plus la valeur du champ magnétique pour mesurer le  $^6\text{Li}$  avec une énergie de 60 keV (0,1 T), atteint les limites pour que le champ soit bien homogène dans l'aimant. En somme, les conditions sont telles que les effets non linéaires du champ magnétique créé par l'aimant ne sont plus négligeables, et difficilement quantifiables. Enfin, il nous manque un point de calibration avec un saut de masse de zéro, pour bénéficier d'un pivot.

On peut refaire une loi de calibration en utilisant seulement les point de calibration avec un saut de masse de 2 maximum, ou un  $\frac{\Delta V}{V} < 0,25$ . Les trois calibrations se trouvent figure A.2. La valeur de MDRE du  $^{11}\text{Li}$  est de  $-21 \pm 19 \cdot 10^{-7}$ . Cette mesure de  $^{11}\text{Li}$  a été faite après la troisième série de calibration. C'est la seule qui a un intérêt pour la correction. En utilisant la troisième série on a la valeur corrigée de  $-55 \pm 30 \cdot 10^{-7}$ , une valeur tout à fait compatible avec celle de 2003,  $-74,2 \pm 4,6 \cdot 10^{-7}$ .

Enfin, pour terminer, une décharge persistante dans le modulateur a été décelée juste au début du run, ne nous laissant pas le temps de le changer (voir photo A.3). Cette décharge a eu pour effet de nous limiter en puissance envoyée sur le modulateur, ce qui diminua la résolution maximale des spectres (15000 max.), donc encore un facteur contre la précision finale de la mesure.

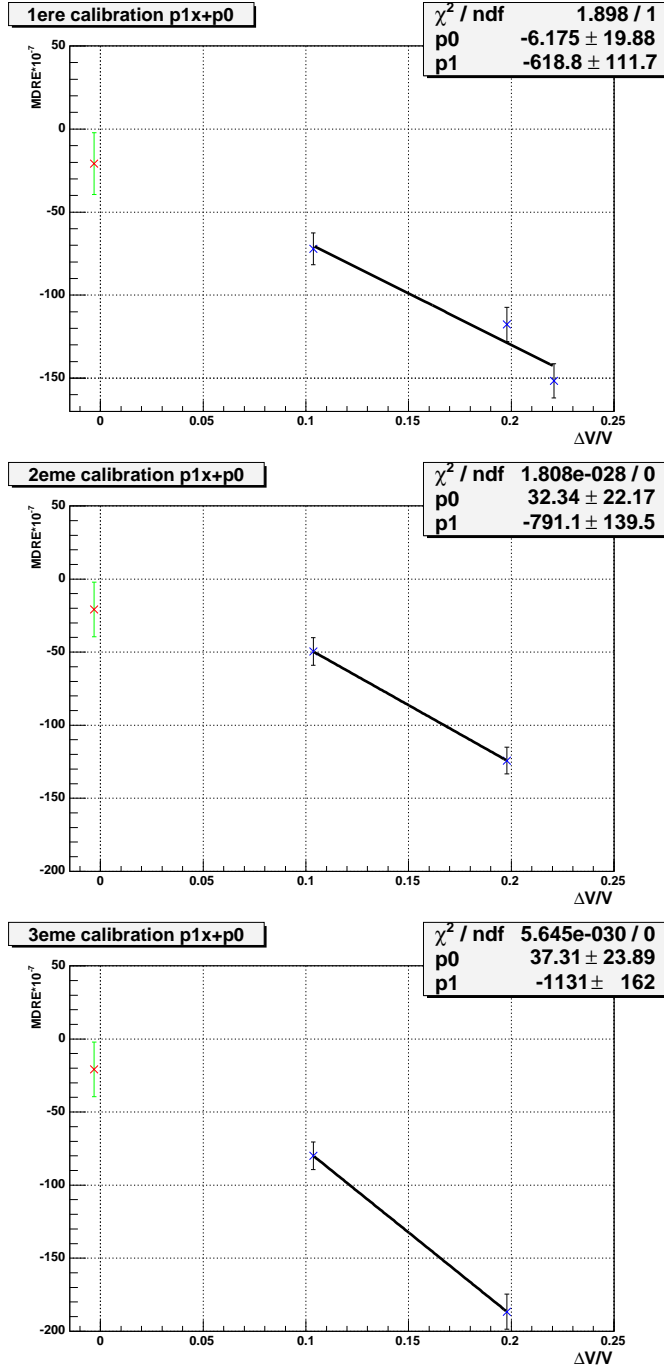


FIG. A.2: Les trois calibrations du run 2002 avec un ajout quadratique de  $9 \cdot 10^{-7}$  sur la barre d'erreur, en se limitant à  $\frac{\Delta V}{V} < 0,25$ . Avec la mesure du  $^{11}\text{Li}$  à  $\frac{\Delta V}{V} = -0,003$ .

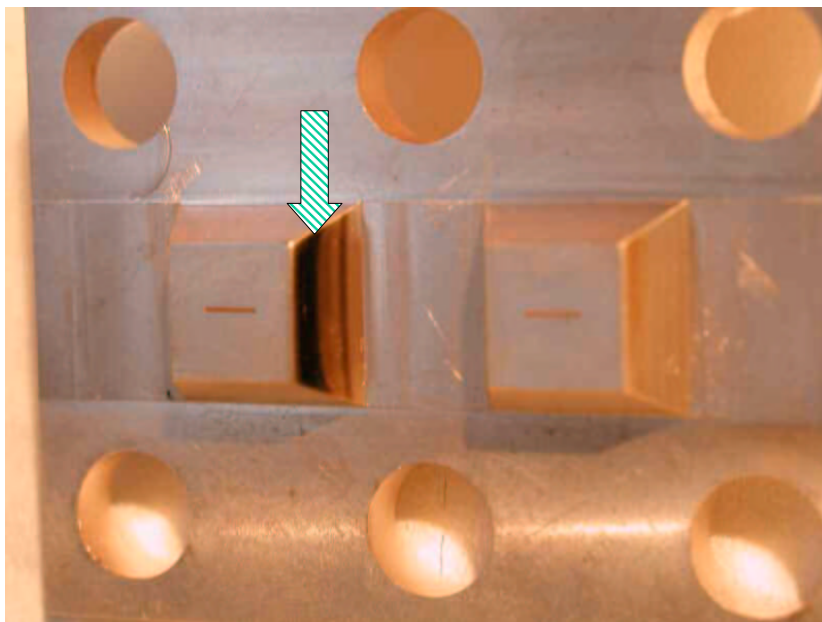


FIG. A.3: *Traces de décharges à l'intérieur du modulateur.*



# Bibliographie

- [1] F.W. Aston *Nature*, vol. 105, p. 617, 1920.
- [2] C.F. Weiszaecker *Z. Phys.*, vol. 96, p. 431, 1935.
- [3] G. Audi, A.H. Wapstra, and C. Thibault *Nucl. Phys.*, vol. A 279, p. 545, 2003.
- [4] *NUCLEUS*. [csnwww.in2p3.fr/AMDC/web/nubdisp\\_en.html](http://csnwww.in2p3.fr/AMDC/web/nubdisp_en.html), 2003.
- [5] H. Flocard *Cours de l'Ecole Internationale Joliot-Curie*, p. 73, 2002.
- [6] A.M. Poskanzer, S.W. Cosper, E.K. Hyde, and J. Cerny *Phys. Rev. Lett.*, vol. 17, p. 1271, 1966.
- [7] G.T. Garvey and I. Kelson *Phys. Rev. Lett.*, vol. 16, p. 197, 1966.
- [8] R. Klapisch, C. Thibault-Philippe, C. Détraz, J. Chaumont, and R. Bernas *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, p. 652, 1969.
- [9] C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A.M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard, and W. Reisdorf *Phys. Rev.*, vol. C 12, p. 644, 1975.
- [10] I. Tanihata, T. Kobayashi, O. Yamakawa, S. Shimoura, K. Ekuni, K. Sugimoto, N. Takahashi, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, and N. Yoshikawa *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, p. 2676, 1985.
- [11] E. Arnold, J. Bonn, A. Klein, R. Neugart, M. Neuroth, E. Otten, P. Lievens, H. Reich, W. Widdra, and the ISOLDE Collaboration *Phys. Lett.*, vol. B 281, p. 16, 1992.
- [12] F.M. Marquès, M. Labiche, N.A. Orr, J.C. Angélique, L. Axelsson, B. Benoit, U.C. Bergmann, M.J.G. Borge, W.N. Catford, S.P.G. Chappell, N.M. Clarke, G. Costa, N. Curtis, A. D'Arrigo, F. de Oliveira Santos, E. de Góes Brennand, O. Dorvaux, M. Freer, B.R. Fulton, G. Giardina, C. Gregori, S. Grévy, D. k, F. Hanappe, B. Heusch, B. Jonson, C. Le Brun, S. Leenhardt, M. Lewitowicz, M.J. López, K. Markenroth, M. Motta, A.C. Mueller, T. Nilsson, A. N. b, G. Nyman, I. Piqueras, K. Riisager, M.G. Saint Laurent, F. Sarazin, S.M. Singer, O. Sorlin, and L. Stuttgé *Phys. Lett.*, vol. B 476, p. 219, 2000.
- [13] V. Efimov *Phys. Lett.*, vol. B 33, p. 563, 1970.
- [14] D.V. Fedorov, A.S. Jensen, and K. Riisager *Phys. Lett.*, vol. B 312, p. 1, 1993.
- [15] M.T. Yamashita, L. Tomio, and T. Frederico *Nucl. Phys.*, vol. A 735, p. 40, 2004.
- [16] R.A. Broglia, F. Barranco, G. Colo, E. Vigezzi, P.F. Bortignon, G. Gori, and J. Terasaki, "Proceedings of the international nuclear physics conference," in *INPC 2001*, p. 746, AIP 610, 2002.
- [17] M.V. Zhukov *Phys. Rep.*, vol. 231, p. 151, 1993.

- [18] S.C. Pieper, K. Varga, and R.B. Wiringa *Phys. Rev.*, vol. C 66, 044310, 2002.
- [19] A.C.C. Villari and J.R.J. Bennett *C.R. Physique*, vol. 4, p. 595, 2003.
- [20] D. Lunney, J.M. Pearson, and C. Thibault *Rev. Mod. Phys.*, vol. 75, p. 1021, 2003.
- [21] T. Kobayashi, K. Nakai, R. Gilman, H. Baer, S. Greene, J.M. O'Donnell, H.T. Fortune, M. Kagarlis, K. Johnson, and S. Mukhopadhyay *KEK Preprint 91-22*, 1991.
- [22] B.M. Young, W. Beneson, M. Fauerbach, J.H. Kelley, R. Pfaff, B.M. Sherrill, M. Steiner, J.S. Winfield, T. Kubo, M. Hellström, N.A. Orr, J. Stetson, J.A. Winger, and S.J. Yennello *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, p. 4124, 1993.
- [23] 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 the ISOLDE Collaboration *Hyperfine Interactions*, vol. 132, p. 309, 2001.
- [24] F. Herfurth, A. Kellerbauer, F. Ames, G. Audi, D. Beck, K. Blaum, G. Bollen, O. Engels, H.-J. Kluge, D. Lunney, R.B. Moore, M. Oinonen, E. Sauvan, C. Scheidenberger, S. Schwarz, G. Sikler, C. Weber, and the ISOLDE Collaboration *Eur. Phys. J.*, vol. A 15, p. 17, 2002.
- [25] M. Chartier, G. Auger, W. Mittig, A. Lépine-Szily, L. K. Fifield, J. M. Casandjian, M. Chabert, J. Fermé, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M. Mac Cormick, M.H. Moscatello, O.H. Odland, N.A. Orr, G. Politi, C. Spitaels, and A.C.C. Villari *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, p. 2400, 1996.
- [26] F. Attallah, M. Hausmann, Y.A. Litvinov, T. Radon, J. Stadlmann, K. Beckert, F. Bosch, M. Falch, B. Franzke, H. Geissel, T. Kerscher, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, K.E.G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Y.N. Novikov, Z. Patyk, W. Quint, H. Schatz, C. Scheidenberger, B. Schlitt, M. Steck, K. Sümmerer, H. Weick, and H. Wollnik *Nucl. Phys.*, vol. A 701, p. 561c, 2002.
- [27] L. Smith *Proc. Int. Conf. on Nuclidic Masses*, p. 418, 1960.
- [28] A. Coc, R. Le Gac, M. de Saint Simon, C. Thibault, and F. Touchard *Nucl. Inst. and Meth.*, vol. A 271, p. 512, 1988.
- [29] E. Kugler *Hyperfine Interactions*, vol. 129, p. 23, 2000.
- [30] J.R.J. Bennett, U.C. Bergmann, P.V. Drumm, H. Ravn, and the ISOLDE Collaboration *Nucl. Inst. and Meth.*, vol. B 204, p. 215, 2003.
- [31] J.R.J. Bennett, U.C. Bergmann, P.V. Drumm, J. Lettry, T. Nilsson, R. Catherall, H.L. Ravn, H. Simon, and the ISOLDE Collaboration *Nucl. Phys.*, vol. A 701, p. 327c, 2002.
- [32] C. Monsanglant, *Mesures de masses de haute précision avec MISTRAL au voisinage de  $^{32}\text{Mg}$* . PhD thesis, Université Paris XI, 2000.
- [33] N. Vieira, *Mesure de la masse atomique du noyau  $N=Z$   $^{74}\text{Rb}$  avec le spectromètre MISTRAL*. PhD thesis, Université Paris XI, 2002.
- [34] C. Thibault, *MISTRAL Data Analysis, CSNSM Report*, 1999.
- [35] G. Audi *Hyperfine Interactions*, vol. 132, p. 7, 2001.
- [36] D.J. Pullen, A.E. Litherland, S. Hinds, and R. Middleton *Nucl. Phys.*, vol. 36, p. 1, 1962.

- [37] D.R. Gooseman and R.W. Kavanagh *Phys. Rev.*, vol. C 1, p. 1939, 1970.
- [38] J.M. Wouters, R.H. Kraus, D.J. Vieira, G.W. Butler, and K.E.G. Löbner *Z. Phys.*, vol. A 331, p. 229, 1988.
- [39] P. Navrátil and B.R. Barrett *Phys. Rev.*, vol. C 57, p. 3119, 1998.
- [40] H. von Groote, E.R. Hilf, and K. Takahashi *At. Data Nucl. Data Tables*, vol. 17, p. 418, 1976.
- [41] H. Koura, M. Uno, T. Tachibana, and M. Yamada *Nucl. Phys.*, vol. A 674, p. 47, 2000.
- [42] J. Duflo and A.P. Zuker *Phys. Rev.*, vol. C 59, R2347, 1999.
- [43] J. Meng, W. Poeschl, and P. Ring *Z. Phys.*, vol. A 358, p. 123, 1997.
- [44] E. Comay, I. Kelson, and Zidon *At. Data Nucl. Data Tables*, vol. 39, p. 235, 1988.
- [45] J. Janecke and P.J. Masson *At. Data Nucl. Data Tables*, vol. 39, p. 265, 1988.
- [46] N. V. Mau *Nucl. Phys.*, vol. A 592, p. 33, 1995.
- [47] F.M. Nunes, I.J. Thompson, and R.C. Johnson *Nucl. Phys.*, vol. A 596, p. 171, 1996.
- [48] G. Gori, F. Barranco, E. Vigezzi, and R.A. Broglia *Phys. Rev.*, vol. C 69, 041302, 2004.
- [49] N. Vinh Mau and J.C. Pacheco *Nucl. Phys.*, vol. A 607, p. 163, 1996.
- [50] M. Zinser, F. Humbert, T. Nilsson, W. Schwab, T. Blaich, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, H. Eickhoff, T.W. Elze, H. Emling, B. Franzke, H. Freiesleben, H. Geissel, K. Grimm, D. Guillemaud-Mueller, P.G. Hansen, R. Holzmann, H. Irnich, B. Jonson, J.G. Keller, O. Klepper, H. Klingler, J.V. Kratz, R. Kulesa, D. Lambrecht, Y. Leifels, A. Magel, M. Mohar, A.C. Mueller, G. Münzenberg, F. Nickel, G. Nyman, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, B.M. Sherrill, H. Simon, K. Stelzer, J. Stroth, O. Tengblad, W. Trautmann, E. Wajda, and E. Zude *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, p. 1719, 1995.
- [51] P.G. Hansen and B. Jonson *Europhys. Lett.*, vol. 4, p. 409, 1987.
- [52] M. Thoennessen, S. Yokoyama, A. Azkhari, T. Baumann, J.A. Brown, A. Galonsky, P.G. Hansen, J.H. Kelley, R.A. Kryger, E. Ramakrishnan, and P. Thirolf *Phys. Rev.*, vol. C 59, p. 111, 1999.
- [53] T. Otsuka, N. Fukunishi, and H. Sagawa *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, p. 1385, 1993.
- [54] I.J. Thompson and M.V. Zhukov *Phys. Rev.*, vol. 49, p. 1904, 1994.
- [55] H. Simon, D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, R. Collatz, J. Cub, W. Dostal, B. Eberlein, T.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloss, M. Hellström, J. Holeczek, R. Holzmann, B. Jonson, J.V. Kratz, G. Kraus, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, T. Leth, I. Mukha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, B. Petersen, M. Pfützner, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, W. Schwab, M.H. Smedberg, J. Stroth, A. Surowiec, O. Tengblad, and M. V. Zhukov *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, p. 496, 1999.
- [56] C. Lejeune and J. Aubert *Advances in Electronics and Electron Physics*, p. 159, 1980.



- [57] S. van der Meer *Rev. Mod. Phys.*, vol. 57, p. 689, 1985.
- [58] S. Chu *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, p. 685, 1998.
- [59] P.K. Ghosh, *Ion traps*. Oxford Science Publication, 1995.
- [60] F. Vedel, J. André, M. Vedel, and G. Brincourt *Phys. Rev.*, vol. A 27, p. 2321, 1983.
- [61] R.K. Julian, M. Nappi, C. Weil, and R.G. Cooks *J. Am. Soc. Mass Spectrom.*, vol. 6, p. 57, 1995.
- [62] T. Kim, *Buffer gas cooling of ions in a radiofrequency quadrupole ion guide : a study of the cooling process and cooled beam properties*. PhD thesis, Mc Gill University, 1997.
- [63] M.D. Lunney and R.B Moore *Int. J. Mass Spectrom.*, vol. 190, p. 153, 1999.
- [64] S. Schwarz. PhD thesis, Universit 1998.
- [65] A. Kellerbauer, G. Bollen, J. Dilling, S. Henry, F. Herfurth, H.-J. Kluge, E. Lamour, R.B. Moore, C. Scheidenberger, S. Schwarz, G. Sikler, and J. Szerypo *Nucl. Phys.*, vol. A 701, p. 565c, 2002.
- [66] A. Jokinen, J. Huikari, A. Nieminen, and J. Äystö *Nucl. Phys.*, vol. A 701, p. 557c, 2002.
- [67] G. Marx, D. Ackermann, J. Dilling, F.P. Hessberger, S. Hoffmann, H.-J. Kluge, R. Mann, G. Münzenberg, Z. Qamhieh, W. Quint, D. Rodriguez, M. Schädel, J. Schönfelder, G. Sikler, C. Toader, C. Weber, O. Engels, D. Habs, P. Thirolf, H. Backe, A. Dretzke, W. Lauth, W. Ludolphs, M. Sewtz, and the SHIPTRAP Collaboration *Hyperfine Interaction*, vol. 132, p. 463, 2001.
- [68] G. Ban, G. Darius, D. Durand, X. Fléchar, M. Herbane, M. Labalme, E. Liénard, F. Mauger, O. Naviliat-Cuncic, C. Guénaut, C. Bachelet, P. Delahaye, A. Kellerbauer, L. Maunoury, and J. Pacquet *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. A 518, p. 712, 2004.
- [69] Y. Liu, J.F. Liang, G.D. Alton, J.R. Beene, Z. Zhou, and H. Wollnik *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. B 187, p. 117, 2002.
- [70] Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, *Simion 3D 7.0*, 2000.
- [71] C. Kitegi, “Master thesis,” 2002.
- [72] C. Bachelet, “Master thesis,” 2000.
- [73] S. Henry, *Piégeage et refroidissement d’ions exotiques pour la mesure de masse*. PhD thesis, Université Louis Pasteur, 2001.
- [74] N. Chauvin, F. Dayras, D. Le Du, and R. Meunier *Nucl. Inst. and Meth.*, vol. A 521, p. 149, 2004.

## Résumé

Les noyaux à halo sont une caractéristique spectaculaire et inattendue des abords de la drip-line et leur description amène les théories de la physique nucléaire à leurs limites. Le paramètre d'entrée le plus critique est l'énergie de liaison nucléaire ; une quantité qui nécessite des mesures très précises, puisque l'énergie de séparation de deux neutrons est faible à la "drip-line". De plus, de tels noyaux ont typiquement une courte durée de vie. Pour faire de telles mesures, un instrument de haute précision utilisant une méthode rapide de mesure est nécessaire. MISTRAL est un tel instrument ; c'est un spectromètre de masse à transmission situé à ISOLDE/CERN. En juillet 2003 nous avons mesuré la masse du  $^{11}\text{Li}$  qui est un noyau à halo à deux neutrons. La mesure effectuée améliore la précision d'un facteur 6, avec une barre d'erreur de 5 keV. De plus la mesure donne une énergie de séparation de deux neutrons 20% supérieure à la valeur précédente. Cette mesure a un impact sur le rayon du noyau ainsi que sur l'état des deux neutrons de valence. Dans le même temps, une mesure du  $^{11}\text{Be}$  a été effectuée avec une barre d'erreur de 4 keV en excellent accord avec les précédentes mesures. Dans le but de poursuivre le programme de mesure de MISTRAL, par la mesure de la masse du  $^{14}\text{Be}$ , un système de refroidissement de faisceau d'ions est actuellement en développement pour accroître la sensibilité du spectromètre. Une partie de ce travail est consacrée au développement de ce refroidisseur, constitué d'un piège de Paul rempli par un gaz tampon.

**Mots Clés** : Noyaux à halo - Mesure de masse - Refroidissement de faisceaux - Pièges à ions

## Abstract

Halo nuclides are a spectacular drip-line phenomenon and their description pushes nuclear theories to the limits. The most critical input parameter is the nuclear binding energy ; a quantity that requires excellent measurement precision, since the two-neutron separation energy is small at the drip-line by definition. Moreover halo nuclides are typically very short-lived. Thus, a high accuracy instrument using a quick method of measurement is necessary. MISTRAL is such an instrument ; it is a radiofrequency transmission mass spectrometer located at ISOLDE/CERN. In July 2003 we measured the mass of the  $^{11}\text{Li}$ , a two-neutron halo nuclide. Our measurement improves the precision by a factor 6, with an error of 5 keV. Moreover the measurement gives a two-neutron separation energy 20% higher than the previous value. This measurement has an impact on the radius of the nucleus, and on the state of the two valence neutrons. At the same time, a measurement of the  $^{11}\text{Be}$  was performed with an uncertainty of 4 keV, in excellent agreement with previous measurements. In order to measure the mass of the two-neutron halo nuclide  $^{14}\text{Be}$ , an ion beam cooling system is presently under development which will increase the sensitivity of the spectrometer. The second part of this work presents the development of this beam cooler using a gas-filled Paul trap.

**Keywords** : Halo nuclides - Mass measurement - Radioactive beam cooling - Ion traps