



**HAL**  
open science

# Capture, ionisation et piégeage d'isotopes pour la physique fondamentale

Pierre Delahaye

► **To cite this version:**

Pierre Delahaye. Capture, ionisation et piégeage d'isotopes pour la physique fondamentale. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Caen Normandie, 2020. tel-03101427

**HAL Id: tel-03101427**

**<https://in2p3.hal.science/tel-03101427v1>**

Submitted on 7 Jan 2021

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

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

# Capture, ionisation et piégeage d'isotopes pour la physique fondamentale

**Pierre Delahaye, GANIL**

Manuscrit destiné l'examen de l'habilitation à diriger des recherches

Exemplaire destiné à la soutenance - 16/10/2020



# Table des matières

Table des matières.....	2
1. Introduction .....	5
1.1 Installations ISOL et physique fondamentale.....	7
1.2 Capture, ionisation et piégeage d'isotopes .....	11
1.3 Désintégration $\beta$ nucléaire et tests de symétries fondamentales .....	12
2. Capture et ionisation dans les sources plasma.....	15
2.1 Source FEBIAD .....	15
2.1.1 Mécanisme d'ionisation dans une source FEBIAD.....	18
2.1.2 Résultats en ligne.....	21
2.1.3 Perspectives.....	26
2.2 Multi-ionisation dans les sources EBIS et ECRIS .....	38
2.2.1 Elévation de charge dans une source EBIS .....	38
2.2.2 Elévation de charge dans une source ECRIS .....	48
2.3 Comparaison des techniques d'élévations de charge.....	62
2.3.1 EBIS ou ECRIS ? .....	62
2.3.2 Perspectives pour SPIRAL 1 .....	64
2.3.3 Considérations sur la ré-accélération .....	66
2.4 Conclusions .....	67
3. Piégeage d'isotopes.....	69
3.1 Pièges de Paul et pièges de Penning .....	70
3.2 Piège de Paul, refroidissement des ions et accumulation.....	71
3.2.1 Piège de Paul en 3 dimensions .....	71
3.2.2 Pièges de Paul linéaires et filtres de masse .....	73

3.2.3	Approximation du puits de pseudo-potentiel et acceptance transverse des pièges de Paul.....	75
3.2.4	Refroidissement par collisions et accumulation.....	77
3.2.5	Performances des RFQcb : conclusions .....	83
3.3	Pièges de Penning et mesure de masse de haute précision .....	84
3.3.1	Mouvements propres.....	84
3.3.2	Excitation des mouvements propres et mesure de masse .....	85
3.3.3	Masses des noyaux radioactifs et physique fondamentale .....	90
3.3.4	Refroidissement sélectif en masse.....	92
3.4	Pièges de type Multi-Reflection Time-of-Flight Mass Spectrometer ..	94
3.4.1	Principe de fonctionnement.....	95
3.4.2	Performances.....	100
3.4.3	Perspectives pour PILGRIM.....	106
3.5	Conclusions .....	107
4.	Le projet MORA .....	109
4.1	Corrélations et recherche de Nouvelle Physique (NP).....	109
4.1.1	Hamiltonien effectif et corrélations .....	109
4.1.2	Corrélation $D$ .....	113
4.2	Mesure de la corrélation $D$ .....	117
4.2.1	Présentation générale .....	117
4.2.2	Isotopes candidats à la mesure de $D$ .....	118
4.2.3	Spectres de la désintégration et considérations statistiques .....	119
4.2.4	Dispositif de piégeage .....	125
4.2.5	Orientation du spin des ions piégés .....	130
4.2.6	Dispositif de détection .....	133
4.3	Perspectives .....	134

4.4	Conclusions .....	136
5.	Conclusion .....	138
6.	Remerciements .....	140
7.	Bibliographie .....	142
8.	Annexe : CV détaillé .....	166

# 1. Introduction

Les travaux regroupés dans ce manuscrit, destiné à être examiné pour l'habilitation à diriger des recherches, font part d'une manière personnelle de l'intense activité de R&D qui a animé durant les deux dernières décennies les domaines de la manipulation d'ions radioactifs et de leur production pour des expériences de physique fondamentale, pour l'étude du noyau de l'atome, ou pour la recherche de physique au-delà du Modèle Standard auprès des installations de faisceaux radioactifs.

Ces travaux ont été basés essentiellement sur les installations ISOLDE au CERN, Suisse, et GANIL, à Caen France. Chacun étudie un aspect différent de la chaîne de processus utilisé dans la méthode dite Isotope Separation On Line (ISOL) [1] pour atteindre les buts des expériences réalisées dans ces installations. 2 grandes catégories d'expériences y sont menées : d'une part les expériences de précision avec des isotopes piégés à des énergies très faibles, permettant de sonder les hypothèses des modèles de physique nucléaire ou du Modèle Standard de la physique des particules, d'autre part les expériences avec des faisceaux réaccélérés à quelques MeV par nucléon, permettant l'étude de la structure nucléaire des noyaux exotiques, et des réactions nucléaires d'intérêt astrophysique

Le manuscrit est organisé en 1 chapitre introductif, et 3 chapitres principaux : le premier traite des techniques de production et d'ionisation, le second des techniques de piégeage, et le troisième de l'application de ces techniques à une expérience de physique très fondamentale, ouvrant sur des perspectives sur le projet de recherche. Chaque chapitre commence par une introduction très générale du sujet évoqué, puis développe les travaux auxquels ma contribution a été remarquable : soit parce que je les ai supervisés, soit parce que je les ai réalisés moi-même, ou parce que j'y ai contribué significativement, en collaboration ou sous la supervision d'une équipe encadrante. La lecture détaillée de tous les articles référencés n'est pas requise, les résultats les plus importants étant résumés dans ce manuscrit. L'exercice de synthèse des résultats de ces travaux a souvent fait apparaître un nouvel éclairage, ou souligné des résultats partiels qui n'ont pas été encore publiés, suscitant un approfondissement des sujets abordés. Ces approfondissements sont réalisés au fil des chapitres :

- les dernières études de la source FEBIAD suggèrent une description du mécanisme d'ionisation beaucoup plus simple que celle qui a été originellement développée pour la source VADIS du CERN [2], indiquant des voies d'amélioration potentielles plus claires. Ces études sont décrites section 2.1.

- L'étude des propriétés du plasma de la source ECRIS utilisée à SPIRAL 1, récemment entreprise dans le cadre de la thèse d'Arun Annaluru [3] [4], rend possible le calcul de l'évolution des distributions d'états de charge en utilisant un système d'équations différentielles dont la résolution a traditionnellement été réservée aux sources EBIS. Ce calcul renseigne sur l'importance respective des mécanismes d'ionisation ou de destruction de charge, gouvernant les performances de la source ECRIS. Il est présenté dans la section 2.2.2.

- Les performances des pièges de Paul présentés dans la section 3.2 sont analysés sous l'éclairage du modèle analytique décrivant le mécanisme de refroidissement des ions piégés, que j'ai récemment développé pour l'étude des propriétés des nuage d'ions piégés par LPCTrap [5] [6]. Les prédictions du modèle analytique permettent également de disposer de projections pour les performances de la nouvelle géométrie de piège développée pour MORA [7]. Les projections sont présentées et discutées dans la section 4.2.4.

- Dans le cadre de la description des pièges de Penning (section 3.3), la forme des spectres de temps de vol après excitation Ramsey pour la mesure de masse ultra-précise des noyaux exotiques a été dérivée en utilisant les propriétés de la transformée de Fourier de l'excitation, de façon beaucoup plus directe que les calculs quantiques originellement développés [8].

- La forme générale de l'évolution du pouvoir de résolution des spectromètres de masse de type MR-ToF MS, en fonction du nombre de révolutions des ions dans le piège, a été dérivée section 3.4, en se basant sur une première étude réalisée dans le cadre de la thèse de Pierre Chauveau [9] [10].

- Finalement dans le cadre du projet MORA, présenté dans le chapitre 4, les effets dits d'interaction d'états finals apparaissant dans le spectre de désintégration  $\beta$  d'ions polarisés, et auxquels la mesure proposée sera sensible, sont estimés sur la base des papiers originaux de Callan, Treiman [11] Chen [12] ont été comparés aux prédictions de Brodine [13], pour en évaluer la robustesse.

En dehors de ces sujets, l'ensemble des travaux présentés ici fait référence à des travaux publiés et dûment cités, dont une part significative a été réalisée dans le cadre de thèses que j'ai encadrées ou co-encadrées (6 au total dont 2 en cours) et / ou dans le cadre de projets que j'ai coordonnés (voir par exemple le projet EMILIE, section 2.2, ou le projet MORA, chapitre 4). Un CV détaillé est disponible en annexe pour les fins de l'examen relatif à l'habilitation à diriger des recherches. Le chapitre 6 rend hommage à l'ensemble des participants aux différents travaux décrits dans ce manuscrit. Il donne une idée des collaborations et des efforts requis pour mener à bien chacun des projets abordés.

Le chapitre introductif se poursuit ici par un bref historique des installations ISOL, au cœur desquelles les travaux présentés se situent, et une présentation de leurs particularités pour la physique fondamentale. Suivent deux présentations très générales : la première concerne les objectifs des techniques d'ionisation et de piégeage pour ces installations, décrites dans les chapitres 2 et 3. La deuxième concerne les tests de l'interaction faible que les installations ISOL permettent grâce à techniques, dont le projet MORA détaillé au chapitre 4, est un exemple.

### 1.1 Installations ISOL et physique fondamentale

La méthode de production de faisceaux d'isotopes radioactifs ISOL est apparue en 1951, au Danemark : Kofoed Hansen et Karl Ove Nielsen emploient alors une cible épaisse d'oxyde d'uranium pour produire des faisceaux de Kr radioactifs afin d'en étudier les spectres de reculs, à la recherche du neutrino. Les deutérons du cyclotron du Niels Bohr Institute irradient une cible interne Be utilisée comme convertisseur. La fission de la cible d'Uranium est induite par les neutrons résultants. Après diffusion dans le matériau cible, les atomes de Kr sont transportés par un flux de gaz, puis ionisés dans une source d'ions, et finalement triés en masse par un séparateur. Dans cette expérience séminale, tous les ingrédients de la méthode ISOL sont présents : un faisceau primaire stoppé dans une cible ou convertisseur, une cible épaisse connectée à une source d'ions, et un séparateur. Même si elle a été de courte durée, cette expérience inspire une collaboration franco-germano-scandinave, qui donne le jour à l'installation ISOLDE, au CERN. ISOLDE s'établit rapidement comme centre de référence pour la méthode ISOL. Elle utilisera le faisceau de protons de 600 MeV du

Synchro-Cyclotron du CERN pour réaliser ses premières expériences en 1967, avant de bénéficier des faisceaux du Proton Synchrotron Booster dans les années 1970.

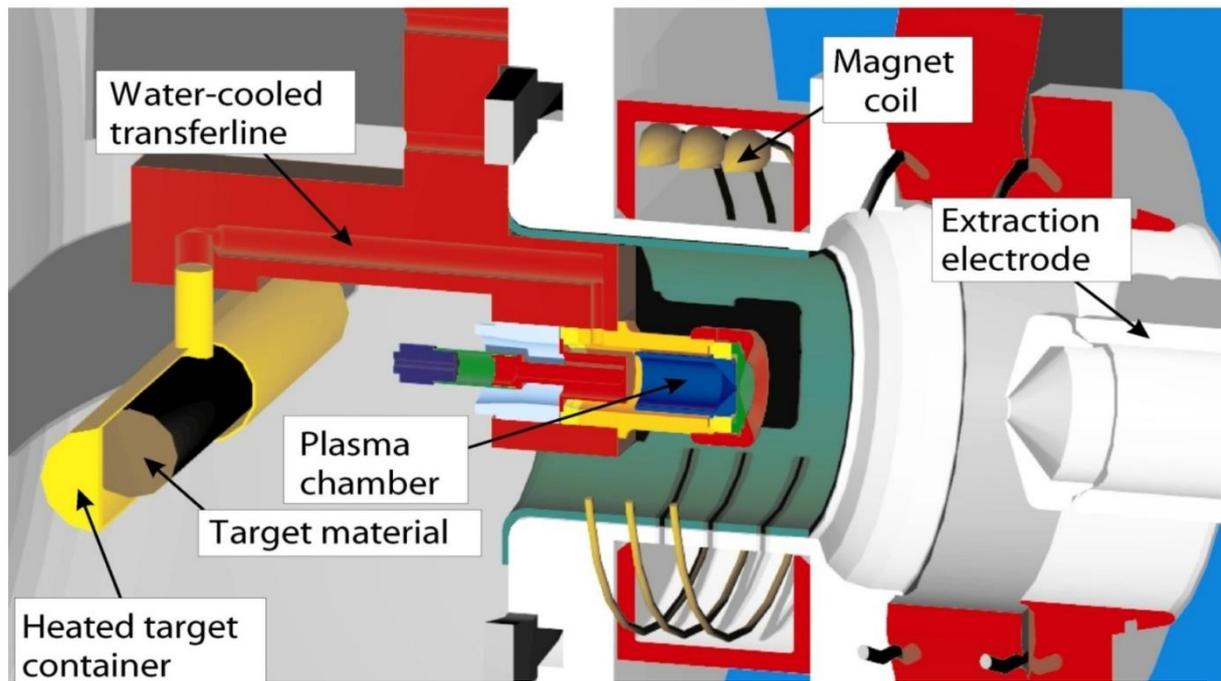


Figure 1: Exemple d'ensemble cible – source utilisé à ISOLDE. Le faisceau primaire (p à 1.4 GeV) bombarde le matériau cible, chauffé pour accélérer la diffusion des atomes radioactifs produits par spallation ou fission, suivant la nature du matériau cible utilisé. Les atomes d'éléments gazeux sont transportés sélectivement par effusion dans la source d'ion. La source d'ion représentée ici est une source plasma de type FEBIAD (voir section 2-1).

La figure 1 présente un ensemble cible – source ISOL dans l'une de ses configurations typiques, actuellement utilisée à ISOLDE. Les atomes radioactifs sont transportés de la cible vers la source par deux processus physico-chimiques distincts : la diffusion hors du matériau cible, et l'effusion hors de la cible vers la source, consistant dans des contacts successifs sur les surfaces de la cible, les parois de la ligne de transfert et finalement la source d'ions. La rapidité de ces processus dépend en grande partie de la nature chimique des isotopes radioactifs. La compétition entre temps de transport et décroissance radioactive détermine l'efficacité des processus pour un isotope de temps de vie et de nature chimique donnée. Afin d'accélérer la diffusion, le matériau cible est chauffé à haute température. Le tube de transfert est soit maintenu à haute température, soit refroidi pour séparer les contaminants isobariques. Son matériau constitutif peut être également choisi afin de privilégier le transport d'un élément plutôt qu'un autre. Sur la figure 1 la ligne de transfert est refroidie pour ralentir l'effusion des atomes condensables. Ce refroidissement n'affectera en revanche que très peu le transport des éléments gazeux à température

ambiante, qui seront donc sélectivement ionisés par cet ensemble cible-source.

Ex: 1.5 kW  $^{36}\text{Ar}$  @ 95A MeV (GANIL)  
 1.4-2 GeV p (ISOLDE)      Ex:  $^{21}\text{Na} \rightarrow ^{21}\text{Na}^+$

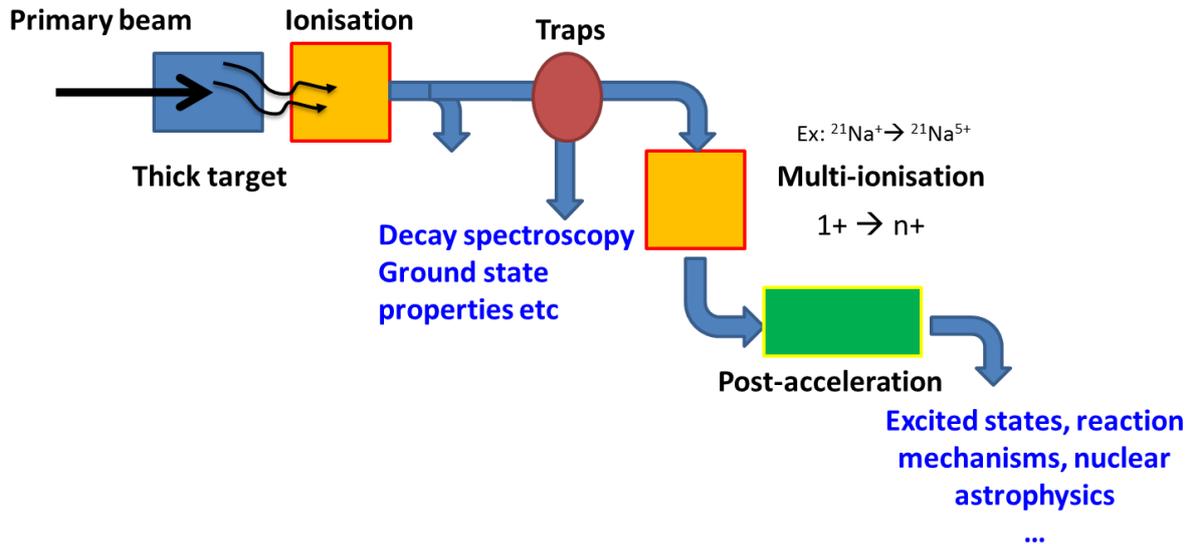


Figure 2: Principaux éléments de la méthode ISOL de production et d'étude des isotopes radioactifs.

En comparaison des processus de diffusion et d'effusion, l'ionisation est réalisée dans des temps caractéristiques en général beaucoup plus faibles, de l'ordre de quelques ms au maximum, à comparer à quelques centaines de ms jusqu'à plusieurs heures, parfois des jours pour la diffusion et l'effusion.

La figure 2 présente les principaux éléments d'une installation ISOL moderne, incluant, après une première séparation magnétique, des techniques de piégeage, suivie d'une station d'élévation de charge permettant la ré-accelération des faisceaux. Les techniques de piégeage d'ions radioactifs sont des techniques dont l'emploi est encore relativement récent pour la physique nucléaire. Leur première application remarquable date du milieu des années 1980, correspondant aux débuts du spectromètre de masse ISOLTRAP à ISOLDE. Au début des années 2000, le refroidissement de faisceaux d'ions radioactifs dans un gaz tampon dans des pièges ou cellules gazeuses, a profité d'une R&D soutenue par des réseaux européens tels que EXOTRAP et EUROTRAP, plus tard NIPNET. Il s'en suit une activité riche en innovation, étendant l'application des pièges originellement réservée à la mesure ultra-précise de la masse atomique des isotopes radioactifs, à des domaines plus variés. La spectroscopie laser haute résolution, ou la recherche de nouvelle par la mesure précise des spectres de désintégrations  $\beta$  nucléaires connaissent un essor sans

précédent. Aujourd'hui, les techniques de piégeage fournissent un arsenal qui a bouleversé les horizons des expériences de précision réalisées dans les installations ISOL [14], et qui n'a pas fini de surprendre par son ingéniosité.

Les premiers faisceaux radioactifs ré-accélérés ont été produits en Belgique dans les années 1990 au laboratoire du cyclotron, à Louvain-La-Neuve. Suivant cet exemple, ISOLDE avec l'installation REX-ISOLDE, TRIUMF avec l'installation ISAC, à Vancouver, Canada et GANIL avec l'installation SPIRAL 1, se sont dotés de post-accélérateurs performants, opérationnels dès le début des années 2000. Les sources de type Electron Cyclotron Resonance Ion Source (ECRIS) et Electron Beam Ion Source (EBIS), auxquelles sont parfois couplés des pièges, permettent l'augmentation de l'état de charge nécessaire à la ré-accélération des faisceaux d'ions radioactifs. Les techniques d'élévation de charge sont devenues incontournables pour les installations ISOL. Les faisceaux ISOL, réaccélérés de  $\sim 1$  MeV à 10 MeV par nucléon, sont naturellement adaptés aux études de la structure nucléaire par excitation coulombienne, ou par réaction de transfert [15]. En cinématique inverse, les réactions de transfert (d,p) ou (d,n) à quelques MeV par nucléons permettent de reproduire dans le laboratoire les réactions nucléaires prenant place dans les étoiles, dans les novae, ou dans les étoiles à neutrons.

En comparaison des installations ISOL, les installations de fragmentation utilisent une technique complémentaire de production de faisceaux exotiques par la séparation en vol des isotopes produits à haute énergie (50A MeV et au-delà). Les installations de fragmentation sont par principe moins limitées pour la production d'isotopes très exotiques, la séparation en vol étant réalisée en des temps extrêmement courts, de quelques  $\mu$ s. Ces installations permettent l'étude de la structure des noyaux très exotiques en établissant leur schéma de décroissance, par exemple, et de tester la limite de stabilité des noyaux le long des drip-lines. Bénéficiant d'une optique semblable à celle des faisceaux stables produits dans des sources d'ions, les faisceaux ISOL ré-accélérés ont une énergie trop basse pour être facilement accessibles par les installations de fragmentation. Suivant la chimie des isotopes étudiés, les intensités peuvent être significativement plus importantes que dans les installations en vol pour les isotopes de temps de vie relativement long (supérieurs, ou très supérieurs à la ms). Très schématiquement, les installations ISOL se distinguent des installations en vol par leur capacité à mesurer avec précision à très basse énergie

comme à quelques MeV par nucléon, une plus grande variété d'observables, pour sonder ou tester les modèles de physique nucléaire ainsi que certaines hypothèses du Modèle Standard. Ces différences tendent à s'atténuer par l'introduction des techniques de cellules gazeuses dans les installations en vol, les convertissant virtuellement en installation ISOL indépendantes de la chimie des isotopes. Pour autant les techniques de cellules gazeuses ont elles-mêmes leurs limitations, notamment en terme d'intensité, préservant une complémentarité ISOL et en vol sur le long terme. Très schématiquement donc, les installations de fragmentation visent la frontière de la découverte, alors que les installations ISOL recherchent la frontière de précision. Les expériences n'en sont pour autant pas moins fondamentales, comme le projet MORA l'illustre, recherchant un signe de violation de CP dans la désintégration  $\beta$  comme explication de l'asymétrie d'abondance matière antimatière. Dans cette quête de précision, le développement de techniques de production, d'ionisation et de manipulation dans les pièges des faisceaux ISOL intenses de plus en plus performantes et de plus en plus élaborées joue un rôle de premier plan.

## 1.2 Capture, ionisation et piégeage d'isotopes

Très généralement, la sensibilité d'une expérience de précision dépend du rapport signal sur bruit de l'observable que l'on souhaite mesurer, et du contrôle des effets systématiques. Du point de vue des faisceaux radioactifs, les critères déterminants pour la réussite des expériences sont donc :

- L'intensité des faisceaux,
- leur pureté,
- leur qualité optique, c.à.d. leur émittance transverse et longitudinale,
- dans le cas de l'utilisation d'un piège la température et la taille du nuage, la taille temporelle des paquets d'ions.

Un des atouts majeurs de la méthode ISOL est la production en grande quantité d'isotopes radioactifs dans la cible épaisse où le faisceau primaire perd la majeure partie de son énergie. Cet atout est pleinement exploité lorsque les produits des efficacités des processus consécutifs à la production dans la cible, présentés sur la figure 2 est sélectivement maximisé. L'équation 1-1 relie l'intensité des isotopes produits dans la cible ISOL  $I_{ZX}^{tgt}$  aux intensités exploitables  $I_{ZX}$  pour l'expérience.

L'efficacité globale regroupe l'ensemble des efficacités transport par diffusion  $\varepsilon_{diff}$ , par effusion  $\varepsilon_{eff}$ , d'ionisation  $\varepsilon_{1+}$  décrits précédemment, mais aussi, de capture dans les pièges  $\varepsilon_{trap}$ , le cas échéant de multi-ionisation dans les plasmas EBIS ou ECRIS  $\varepsilon_{1+\rightarrow n+}$ , et de ré-accélération  $\varepsilon_{acc}$ .

$$I_{ZX}^{A} = \varepsilon_{ISOL} \cdot I_{ZX}^{tgt} = \varepsilon_{acc} \cdot \varepsilon_{1+\rightarrow n+} \cdot \varepsilon_{trap} \cdot \varepsilon_{1+} \cdot \varepsilon_{eff} \cdot \varepsilon_{diff} \cdot I_{ZX}^{tgt} \quad 1-1$$

Les efficacités dépendent de différents facteurs, comme la rapidité des processus mis en jeu, les sections efficaces d'ionisation, les probabilités balistiques de capture. Chacun de ces processus peut être utilisé pour purifier le faisceau. Les possibilités offertes par les techniques de piégeage pour la purification et la spectroscopie de haute résolution sont multiples. Dans la suite, des exemples de ces techniques, basées sur plusieurs instruments développés à ISOLDE et SPIRAL 1, et pour la ligne basse énergie du spectromètre S3 de SPIRAL 2, seront décrits brièvement, en se basant sur des travaux originaux d'optimisation en particulier des processus de capture d'ionisation, et de piégeage, comme autant d'exemples représentatifs de la chaîne des processus ISOL. Leur application à une expérience de physique très fondamentale, la recherche de la violation de CP dans la désintégration  $\beta$  nucléaire sera discutée en détail, comme une ouverture vers le programme de recherche.

### 1.3 Désintégration $\beta$ nucléaire et tests de symétries fondamentales

La mesure de précision des caractéristiques de la désintégration  $\beta$  d'isotopes exotiques est un exemple de domaine expérimental dans lequel les installations ISOL excellent. L'étude de la désintégration  $\beta$  a joué un rôle historique dans la construction du Modèle Standard actuel, en particulier de la théorie électro-faible. Des expériences, menant à des théories fondatrices, sont conduites entre les années 1930 et 1960. En 1934, Fermi supposant l'existence du neutrino, élabore la théorie qui porte son nom pour la désintégration  $\beta$  [16]. La violation de parité, supposée par Lee et Yang pour résoudre le puzzle  $\Theta - \tau$  [17], est mise en évidence par l'expérience emblématique de Wu et al. en 1956, utilisant une source d'atome  $^{60}\text{Co}$  polarisés [18]. En 1958, la mesure de l'hélicité du neutrino par Goldhaber et al. [19] dans la désintégration de  $^{152\text{m}}\text{Eu}$ , parachève la théorie V - A de l'interaction faible formulée par Feynman et Gell-Mann [20], Sudarshan et Marshak [21]. Aujourd'hui encore, l'étude de la désintégration  $\beta$  permet de tester les hypothèses du Modèle Standard (MS), et de rechercher une

Nouvelle Physique (NP), de façon complémentaire et compétitive aux expériences réalisées à haute énergie [22].

2 types principaux d'expériences sont actuellement réalisées avec les faisceaux radioactifs des installations ISOL : la détermination des facteurs Ft des désintégrations  $0^+ \rightarrow 0^+$  et des noyaux miroirs ( $N=Z-1$ ), et les mesures des corrélations apparaissant dans le spectre de la désintégration  $\beta$ , dont l'exemple historique est l'expérience de l'équipe de madame Wu.

Les mesures des valeurs  $Q_\beta$ , du temps de vie et des rapports d'embranchement des décroissances  $0^+ \rightarrow 0^+$  permettent le test le plus contraignant de l'hypothèse Conserved Vector Current (CVC), qui postule que l'interaction de type Vecteur n'est pas influencée par la force forte. Dans cette hypothèse, les valeurs Ft corrigées des corrections radiatives des transitions superpermises  $0^+ \rightarrow 0^+$  doivent être toutes égales à une constante proportionnelle à l'élément up-down  $|V_{ud}|$  de la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), de mélange des quarks [23]. L'hypothèse CVC étant vérifiée à  $10^{-4}$  avec ces transitions, l'élément de matrice  $|V_{ud}|$  est déterminé avec une précision approximativement un ordre de grandeur meilleure que par toutes les autres approches, y compris les facteurs Ft des transitions des noyaux miroirs.  $|V_{ud}|$  est l'élément dominant dans le test d'unitarité de la première colonne de la matrice CKM :

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

Ce test, actuellement en tension de  $2 \sigma$  [24] [25], est une sonde très sensible à une NP. Une déviation avérée de l'unitarité pourrait être la signature d'une NP : par exemple d'une nouvelle génération de quarks, d'un boson de Higgs chargé, ou de l'existence d'interactions non-standards. Au GANIL, ces mesures sont entreprises auprès de LISE ou SPIRAL 1, récemment avec les nouveaux faisceaux de la source FEBIAD [26] [27]. A plus long terme, des perspectives particulièrement intéressantes seront offertes par l'installation DESIR qui bénéficiera à la fois des nouveaux faisceaux de SPIRAL 1 [28], de la ligne basse énergie de S3 [29], et d'une instrumentation complète pour séparer les isotopes [30], réaliser les mesures de masses [31] [32], mesurer les temps de vie et rapport d'embranchement [33].

Les corrélations présentes dans le spectre de désintégration  $\beta$  permettent de contraindre l'existence de courants non standard, autres que V - A, de type Tenseur

(T) ou Scalaire (S), et de tester les symétries sous-jacentes de l'interaction faible par la recherche d'interaction droitère ou gauchère non prédite par le MS, ou par la recherche de la violation de CP. Avec des sensibilités de l'ordre de quelques  $10^{-3}$ , et des ambitions d'atteindre quelques  $10^{-4}$  sur le couplage des interactions exotiques, les mesures de corrélations participent à la recherche de nouveaux bosons, leptquarks ou Higgs chargé, de façon compétitive avec le LHC [22]. Ces sensibilités correspondent à des masses respectives de l'ordre de quelques centaines de GeV à quelques TeV pour la production directe des bosons. Les différents types de corrélations intervenant dans le spectre de noyaux, polarisés ou non, sont décrites dans le chapitre 4, et rassemblées dans le tableau 9. Pour ces mesures, les pièges électromagnétiques sont un atout : ils permettent de confiner les noyaux d'intérêt en perturbant très peu les particules chargées, ion de recul et  $\beta$ , émises lors de la désintégration. Au GANIL l'expérience utilisant le piège de Paul LPCTrap [6] a été employée durant la dernière décennie pour la recherche de courants T et S dans la désintégration d'ions  ${}^6\text{He}^+$ ,  ${}^{35}\text{Ar}^+$  et  ${}^{19}\text{Ne}^+$  [34]. A ISOLDE, l'expérience WITCH, basée sur un piège de Penning s'est concentrée sur la désintégration de  ${}^{35}\text{Ar}^+$  [35] pour la recherche de courants S. Cette expérience se prolonge actuellement au travers de WISArD, qui utilise le champ magnétique intense du piège de WITCH pour détecter les protons en coïncidence avec les électrons émis lors de la désintégration des ions  ${}^{32}\text{Ar}^+$  [36]. Le schéma de décroissance de  ${}^{32}\text{Ar}$ , présente 2 transitions vers  ${}^{32}\text{Cl}$ , de type Fermi et Gamow Teller, qui permettent de rechercher simultanément des interactions de type S et T. Faisant suite à LPCTrap, le projet MORA testera une technique novatrice de polarisation des ions dans un piège de Paul transparent, avant de rechercher un signe de la violation de CP dans la désintégration  $\beta$  des isotopes  ${}^{23}\text{Mg}^+$  et  ${}^{39}\text{Ca}^+$  [37]. C'est cette expérience, qui utilisera nombre des atouts de la méthode de production ISOL, intensité des faisceaux, qualité optique, pureté, et possibilités de manipulations multiples, développés dans les chapitres 2 et 3, qui sera détaillée dans le chapitre 4, comme un exemple remarquable, même si loin d'être unique, de ce que les installations de ce type peuvent apporter à la physique fondamentale.

## 2. Capture et ionisation dans les sources plasma

Les techniques d'ionisation utilisées dans les installations ISOL sont de deux types principaux : les sources d'ionisations couplées aux ensembles cibles sources, généralement compactes et radio-résistantes, de petit volume pour limiter les temps d'effusion, et les sources de type ECRIS et EBIS, plus volumineuses pour permettre d'atteindre les conditions nécessaires à la multi-ionisation des faisceaux avant leur réaccélération.

L'adaptation de la source plasma de type « Forced Electron Beam Ion Arc Discharge (FEBIAD) aux ensembles cibles – sources de SPIRAL 1 est décrite dans la section suivante, ainsi que les performances en termes d'effusion et de diffusion de l'ensemble cible source ainsi modifié. Cette source a permis de renouveler les capacités de production de l'installation SPIRAL 1. Couplée à un élévateur de charge (« charge breeder ») de type ECRIS, de nombreux nouveaux isotopes pourront être réaccélérés.

Les techniques d'élévation de charges (« charge breeding ») de type ECRIS et EBIS seront ensuite comparées, en se basant essentiellement sur les installations SPIRAL 1 et ISOLDE, sur lesquels des données détaillées ont été présentées à plusieurs conférences.

### 2.1 Source FEBIAD

La source FEBIAD doit originellement son nom à R. Kirchner, qui la développa pour l'accélérateur UNILAC à GSI, Darmstadt, afin de pallier aux problèmes des sources de type Nielsen pour la production d'isotopes radioactifs [38] [39]. Elle est l'une des sources fréquemment utilisées pour l'ionisation des isotopes produits dans les cibles ISOL, les deux autres sources les plus communes étant les sources de type ionisation de surface (ou cavité chaude [39]) et de type Résonant Ionization Laser Ion source (RILIS) [40]. Pour les techniques d'ionisation comme pour les mécanismes de réaction utilisés, GANIL choisit une voie originale, différente: en 2001, SPIRAL 1 produit ses premiers faisceaux ISOL par la fragmentation d'ions stables (C à U, de 10 à 95A MeV) dans une cible de graphite, couplée à une source ECRIS. La source Nanogan III permet de produire directement des ions multi-chargés, qui peuvent être

ré-accélérés par le cyclotron CIME [41]. Les sources ECRIS du fait de leur plasma dense sont naturellement efficaces pour l'ionisation d'éléments gazeux. En revanche la production d'éléments non volatiles, condensables, est pénalisée par des temps d'ionisation très longs. Les sources ECRIS permettant la multi-ionisation utilisent généralement des aimants permanents, qui doivent être protégés de la chaleur. En conséquence, la source Nanogan est couplée à la cible de graphite par un tube de transfert refroidi. Le choix de Nanogan a permis de produire dès le démarrage de l'installation des faisceaux gazeux très intenses, mais a durablement limité la production à ces éléments.

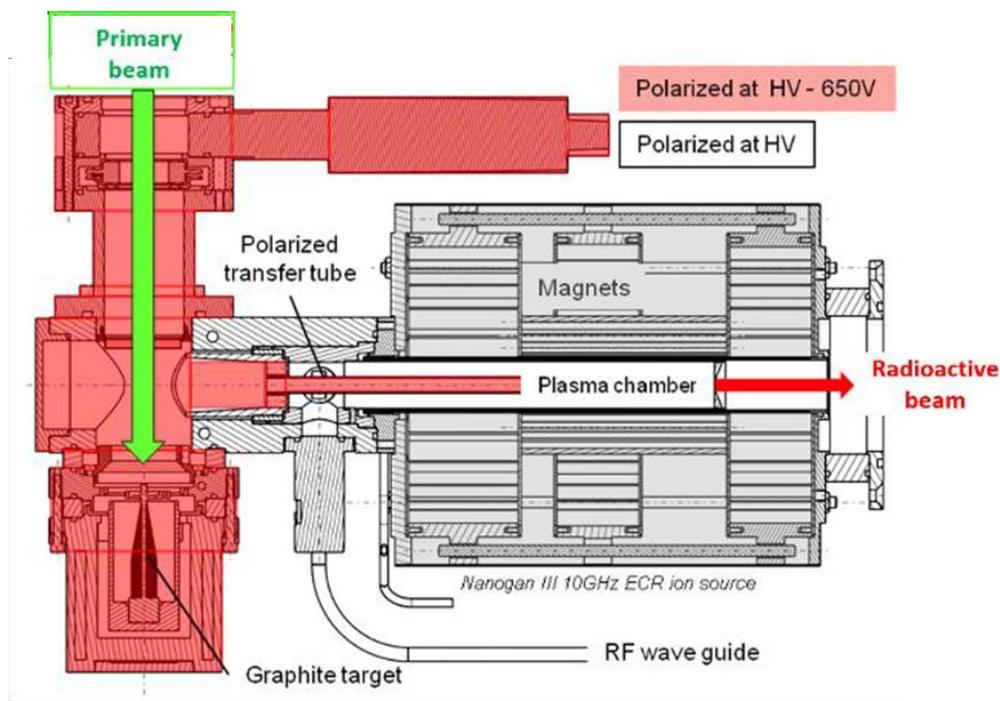


Figure 3: Source Nanogan III couplée à la cible graphite de SPIRAL 1. Le tube polarisé est refroidi à température ambiante pour protéger les aimants de la source ECRIS, empêchant l'ionisation d'éléments condensables.

De 2014 à 2017, l'installation SPIRAL 1 a été modifiée en profondeur, pour y intégrer une source FEBIAD, qui peut désormais produire un panel bien plus important d'éléments. L'atout des sources FEBIAD est la diversité des éléments qu'elle peut ioniser. La limitation d'une telle source est sa sélectivité. L'intégration d'une source de type RILIS avait également envisagée au début du projet de modification SPIRAL 1, mais a été trouvée, au moins initialement, trop contraignante du fait de l'installation d'une casemate laser proche de la casemate de production. Comme les sources RILIS ou cavités chaudes, les sources FEBIAD ne permettent de façon efficace que l'ionisation 1+ des isotopes. L'installation SPIRAL 1 a donc également été équipée

d'un élévateur de charge ECRIS afin d'atteindre les états de charge requis par CIME pour la ré-accélération des isotopes, correspondant à des rapports masse sur charge

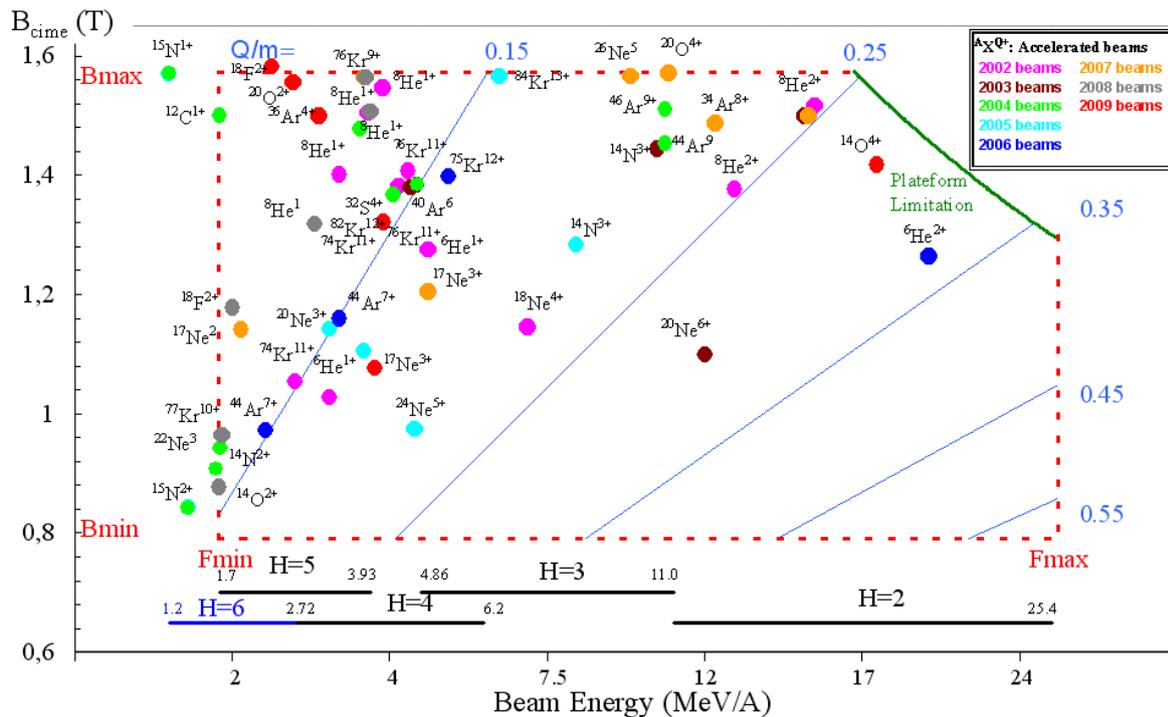


Figure 4: diagramme de fonctionnement de CIME.

A/q compris entre ~10 et 3 suivant les énergies désirées (Fig. 4).

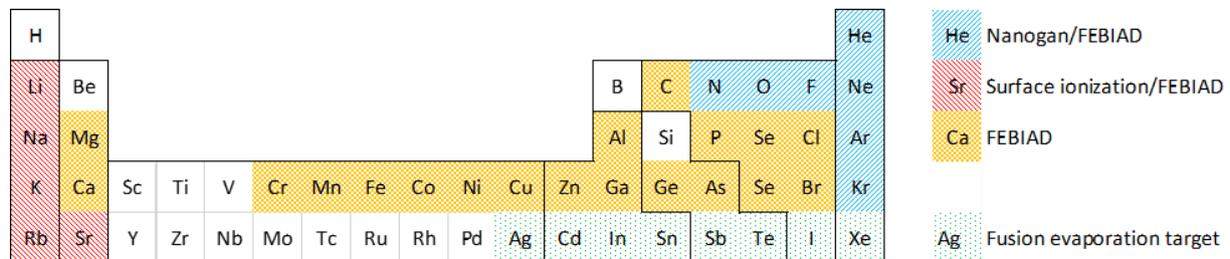


Figure 5: éléments ionisables par les différentes sources citées dans le texte. La liste des éléments a été limitée à Z=56, bien que des éléments plus lourds puissent être produits par fusion évaporation. Le mode de production utilisé jusqu'à présent est la fragmentation des isotopes stables Z<38.

Les éléments pouvant être ionisés par la source FEBIAD sont présentés sur la Fig. 5. La source FEBIAD est une source dont les parois chaudes permettent l'effusion des atomes radioactifs des éléments dont la température de sublimation, sous un vide de l'ordre de quelques  $10^{-2}$  mbar, est inférieure ou égale à  $2000^{\circ}\text{C}$ , température à laquelle l'ensemble des éléments de la source est porté. Les éléments concernés correspondent, à quelques exceptions près, aux éléments dont le point de fusion à l'atmosphère est inférieur à  $2000^{\circ}\text{C}$ . Le mécanisme d'ionisation de la source FEBIAD est l'ionisation par impact électronique. La Fig. 6 présente l'ensemble cible SPIRAL 1

– source FEBIAD. La source FEBIAD utilisée est une source conçue à ISOLDE, la VADIS de type VD5 [2]. Techniquement, la source FEBIAD a dû être connectée via une connexion permettant la dilatation du tube de transfert en Ta, porté à haute température [42].

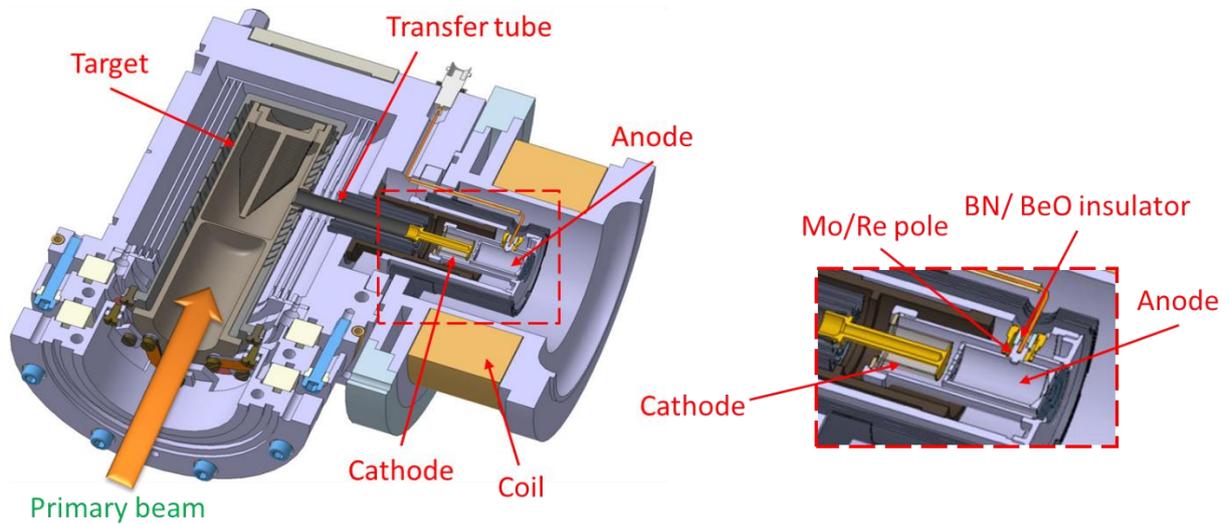


Figure 6: Ensemble cible graphite SPIRAL 1 – source FEBIAD de type VD5. La partie droite est un zoom sur la source, montrant la cathode, l’anode et ses isolants.

### 2.1.1 Mécanisme d’ionisation dans une source FEBIAD

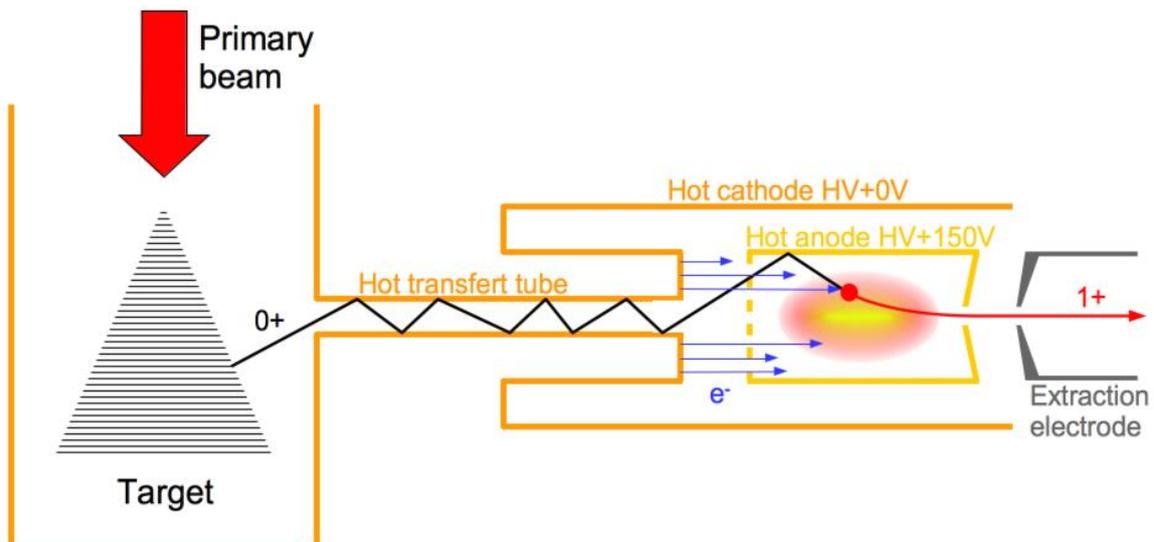


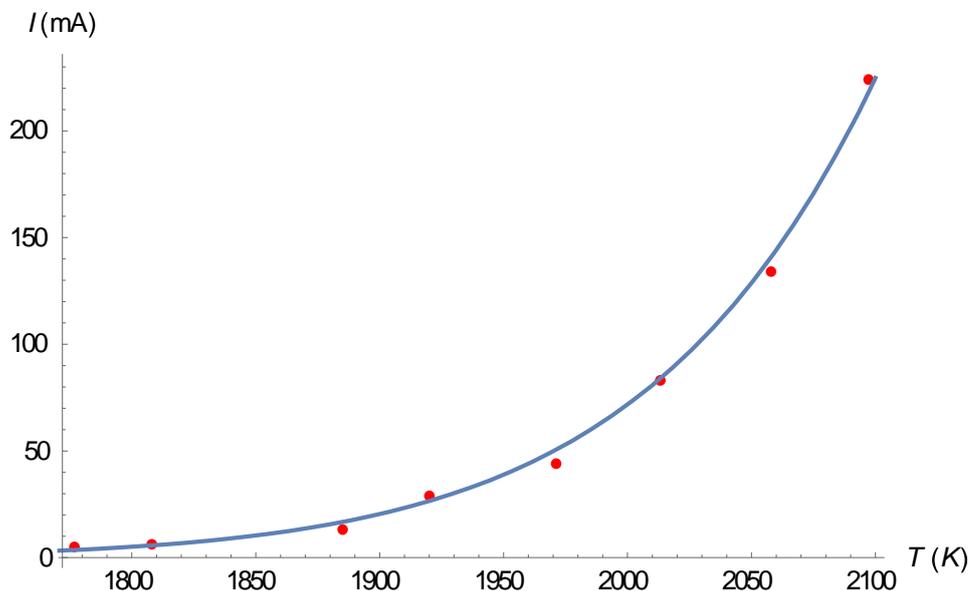
Figure 7: Schéma de principe de l’ensemble cible graphite – source FEBIAD de type VD5.

Les éléments constitutifs de l’ensemble cible - source FEBIAD sont présentés pour plus de clarté très schématiquement sur la Fig. 7. La cible est couplée via un tube

de transfert, se terminant par une cathode en tantale. Le tube de transfert comme la cathode sont portés à une température de l'ordre de 2000°C par un chauffage ohmique (courant très intense de l'ordre de 300A ; puissance supérieure à 1kW). L'anode faisant face à la cathode est alimentée pour maintenir une différence de potentiel de l'ordre de 100 à 150V. La cathode émet des électrons par effet thermo-électronique. Le courant reçu par l'anode reproduit fidèlement la loi Richardson-Dushman :

$$J_e = A_G T^2 e^{-W/kT} \quad 2-1$$

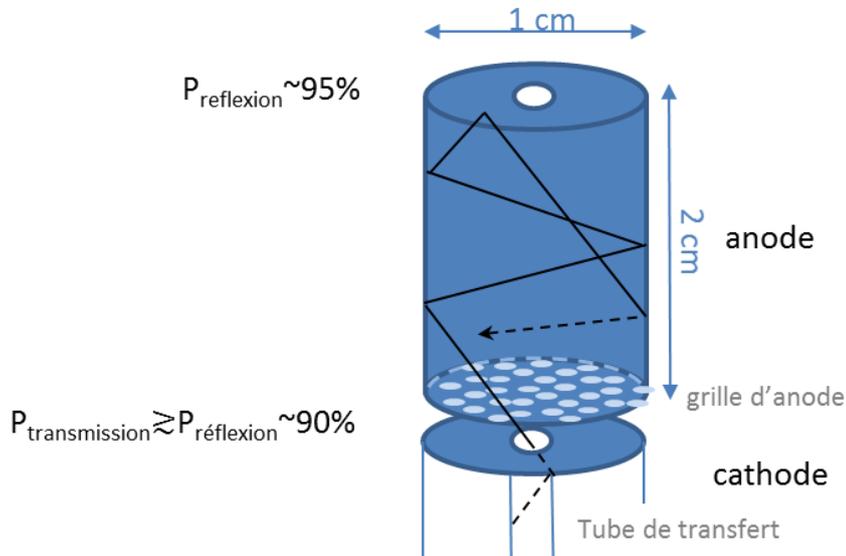
Où  $J_e$  est le courant électronique,  $A_G \sim 60 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$  la constante de Richardson pour le Ta,  $W$  la fonction de travail,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température. Avec une surface  $S \sim 1\text{cm}^2$ , la cathode émet un courant  $I$  de l'ordre de 100 mA à 2000°C. Un ajustement de l'équation 2-1 sur des données expérimentales (Fig. 8) permet de déterminer une valeur approchée de la fonction de travail tabulée de Ta : 3.8 eV alors que la littérature donne de 4 à 4.8 eV. Le champ magnétique généré par la bobine visible sur la Fig. 6, de l'ordre de 30 mT conduit les électrons accélérés jusqu'au volume d'anode, où une fine grille en Mo les laisse pénétrer avec une efficacité géométrique de l'ordre de 50%.



**Figure 8: Reproduction expérimentale de la loi de Richardson Dushman. Les points rouges sont les points expérimentaux, la courbe bleue une fonction correspond à l'équation (1) avec comme seul paramètre libre  $W$ . Le courant électronique est capté par l'anode. Il est mesuré sur l'alimentation appliquant le potentiel accélérateur. La température de la cathode est mesurée au pyromètre optique, au travers de l'électrode d'extraction présentée sur la Fig. 7.**

Cette grille est également transparente aux atomes radioactifs, et du fait des multiples rebonds possibles entre la cathode et l'anode avec une efficacité supérieure

à 90%. Ayant atteint le volume de l'anode, les atomes sont ionisés par impact électronique. On peut facilement calculer un ordre de grandeur de l'efficacité de la FEBIAD, moyennant quelques considérations simples concernant l'effusion des atomes dans l'anode (voir Fig. 9).



**Figure 9: effusion des atomes dans l'anode. L'anode présente une grille d'efficacité géométrique de l'ordre de 50% pour les électrons. Pour les atomes, les multiples rebonds possibles entre la cathode et l'anode améliorent nettement la probabilité de transmission ( $P_{\text{transmission}}$ ). Les probabilités de réflexion ( $P_{\text{reflexion}}$ ) des atomes sur les extrémités de l'anode sont déduites de considérations géométriques (rapport des surfaces pleines sur les surfaces ouvertes).**

Dans l'anode, les atomes subissent des réflexions multiples sur les parois, ralentissant leur transport par effusion. Aux extrémités de l'anode, les probabilités de réflexion sont déduites des rapports de surfaces entre orifices d'échappements et surfaces pleines. La cathode en vis-à-vis de l'anode est un élément réflecteur important pour assurer que les atomes ne s'échappent pas de ce côté. La distance moyenne parcourue par les atomes dans l'anode est estimée par simulation de Monte Carlo à ~65 cm, c'est-à-dire près de 30 x la longueur de l'anode pour cette géométrie très simple. Pour des atomes de gaz Ar, de masse 40 uma, et considérant des vitesses

thermiques moyennes définies par la statistique de Maxwell Boltzmann, cette distance correspond à un temps de confinement moyen de  $t \sim 0,5$  ms.

Considérant :

- le temps de confinement,
- une densité d'électrons  $n_e = \rho_e / e = \varepsilon_{grid} I / (e S v_e)$  dans l'anode, où  $e$  est la charge électrique élémentaire,  $v_e$  la vitesse des électrons et  $\varepsilon_{grid} \sim 0.5$  l'efficacité géométrique de transmission de la grille pour les électrons,
- la formule Lotz [43] pour la section efficace d'ionisation  $\sigma_{1+}$

une estimation très simple de la probabilité d'ionisation dans l'anode peut être alors obtenue :

$$\varepsilon_{1+} \sim 1 - e^{-n_e \sigma_{1+} v_e t} \quad 2-2$$

Avec une section efficace de première ionisation par impact électronique  $\sigma_{1+} \sim 3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$  pour des électrons de 150 eV, la probabilité d'ionisation d'atomes d'Ar déduite est 4%. Cette valeur est en très bon accord avec les mesures expérimentales d'efficacité sur banc de test, qui est couramment mesurée autour de 5% [28]. Comme il sera discuté plus tard, la formule 2-2 présente un accord remarquable avec l'ensemble des efficacités mesurées sur le banc de test et en ligne avec différents gaz rares (Fig. 18).

### 2.1.2 Résultats en ligne

L'ensemble cible source présenté sur la Fig. 6 a été testé pour la première fois en ligne à puissance faisceau primaire nominale fin 2013, avec un faisceau de  $^{36}\text{Ar}$  de 1200 W accéléré à 95A MeV. Les résultats de ces mesures [44] sont présentées sur la Fig. 10. La mesure de taux de production d'isotopes du même élément mais de temps de vie très différents permet d'estimer les efficacités ISOL pour les processus de diffusion, d'effusion et d'ionisation. Dans le cas de ces mesures, l'expression de l'efficacité ISOL  $\varepsilon_{ISOL}$  (équation 1-1) se réduit à :

$$I_{\frac{A}{Z}X} = \varepsilon_{ISOL} \cdot I_{\frac{A}{Z}X}^{tgt} = \varepsilon_{1+} \cdot \varepsilon_{eff} \cdot \varepsilon_{diff} \cdot I_{\frac{A}{Z}X}^{tgt} \quad 2-3$$

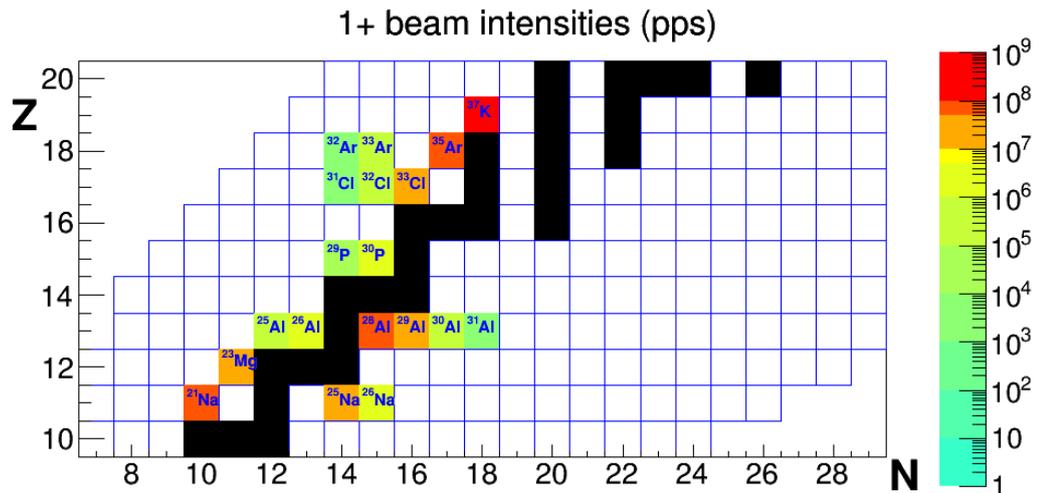


Figure 10: Intensités 1+ mesurées sur la station d'identification de SPIRAL 1 avec l'ensemble cible – source FEBIAD en 2013 à SPIRAL 1.

Comme décrit précédemment, l'efficacité d'ionisation ne dépend quasiment pas du temps de vie, ce processus étant réalisé en des temps de l'ordre de 1 ms. En revanche les processus de diffusion et d'effusion en dépendent principalement [45]. Les paramètres physico-chimiques gouvernant la rapidité de la diffusion, sont essentiellement :

- les coefficients d'Arrhénius, spécifiques à la combinaison élément radioactif - composition chimique du matériau cible. Ces coefficients décrivent avec la température la rapidité de diffusion au niveau des grains du matériau.
- La température du matériau cible,
- La taille des grains, la taille et géométrie des composants de la cible

Pour l'effusion, ces paramètres sont :

- L'enthalpie d'adsorption, qui détermine avec la température le temps de collage des atomes, sur les surfaces que vont rencontrer les atomes lors de leur transport vers le volume de la source d'ions. Elle est spécifique à la combinaison élément radioactif – matériau des surfaces,
- La température des surfaces de la cible, du container et du tube de transfert
- Le nombre de contacts moyen nécessaires aux atomes à leur transport vers le volume de la source d'ions, qui dépend lui-même de la géométrie de la cible et du tube de transfert.

Les valeurs trouvées dans la littérature pour les coefficients d'Arrhénius et les enthalpies d'adsorption sont souvent très approximatives, ces valeurs dépendant de

nombreux facteurs expérimentaux, telles la nuance des matériaux, leur pureté, et leur état d'oxydation éventuel. Leur connaissance ne permet donc pas d'une estimation meilleure qu'un ordre de grandeur des efficacités de diffusion et d'effusion pour un isotope de temps de vie donné [45]. Pour des temps de vie courts par rapports aux temps caractéristiques de la diffusion ou de l'effusion, le comportement caractéristique des efficacités est  $\varepsilon_{diff} \propto \sqrt{T_{1/2}}$  et  $\varepsilon_{eff} \propto T_{1/2}$ . On en déduit une paramétrisation très simple des efficacités ISOL de l'équation 2–3 :

$$\varepsilon_{ISOL} = \varepsilon_{diff} \cdot \varepsilon_{eff} \cdot \varepsilon_{1+} \cong \frac{\varepsilon_{1+}}{1 + \left(\frac{t_0}{T_{1/2}}\right)^\alpha} \quad 2-4$$

Où  $t_0$  est le temps caractéristique du processus limitant (l'effusion ou la diffusion, ou une combinaison des 2), et  $\alpha \in [1/2, 3/2]$  l'exposant caractéristique de ce processus. Cette paramétrisation a été en particulier été utilisée avec succès pour la reproduction des intensités  $1+$  mesurées à ISOLDE [46], où la production des atomes radioactifs par fission induite dans la cible a été estimée par ABRABLA. Elle reproduit correctement les comportements asymptotiques de l'efficacité  $\varepsilon_{ISOL}$ , dominée par l'efficacité d'ionisation pour les temps de vie très longs ou les isotopes stables, et par l'efficacité dite de relâche, combinant diffusion et d'effusion pour les isotopes les plus exotiques :

$$\varepsilon_{diff} \cdot \varepsilon_{eff} = \frac{1}{1 + \left(\frac{t_0}{T_{1/2}}\right)^\alpha}$$

La paramétrisation 2-4 a été employée pour analyser les données mesurées au moyen de l'ensemble cible – source FEBIAD en 2013, en utilisant la paramétrisation EPAX V2 [47] pour estimer la production d'isotopes dans la cible par la fragmentation du faisceau primaire. Les efficacités d'ionisation sont connues pour les éléments de gaz rare des mesures avec isotopes stables sur le banc de test. Pour les autres éléments, ils peuvent être estimés en utilisant une interpolation qui vérifie la forme de l'équation 2–2. Les efficacités de relâche peuvent alors être ajustées des mesures avec la paramétrisation 2-4. En pratique cet ajustement est possible même si l'on dispose d'un nombre très limité d'isotopes, sachant que pour les longs temps de vie l'efficacité de relâche tend invariablement vers 1. Le résultat de l'ajustement de l'efficacité de relâche est présenté sur la Fig. 11. Dans le cas du Mg, ne disposant que d'une mesure,  $\alpha$  est fixé arbitrairement à 1. Pour cet isotope, les résultats sont donc

plus qualitatifs. Il en va de même pour le cas du P pour lequel les rendements des 2 isotopes sont très loin du plateau de la saturation  $\varepsilon_{ISOL} \sim \varepsilon_{1+}$ . Les temps et exposants caractéristiques de l'efficacité globale de relâche des isotopes sont présentés dans le tableau 1.

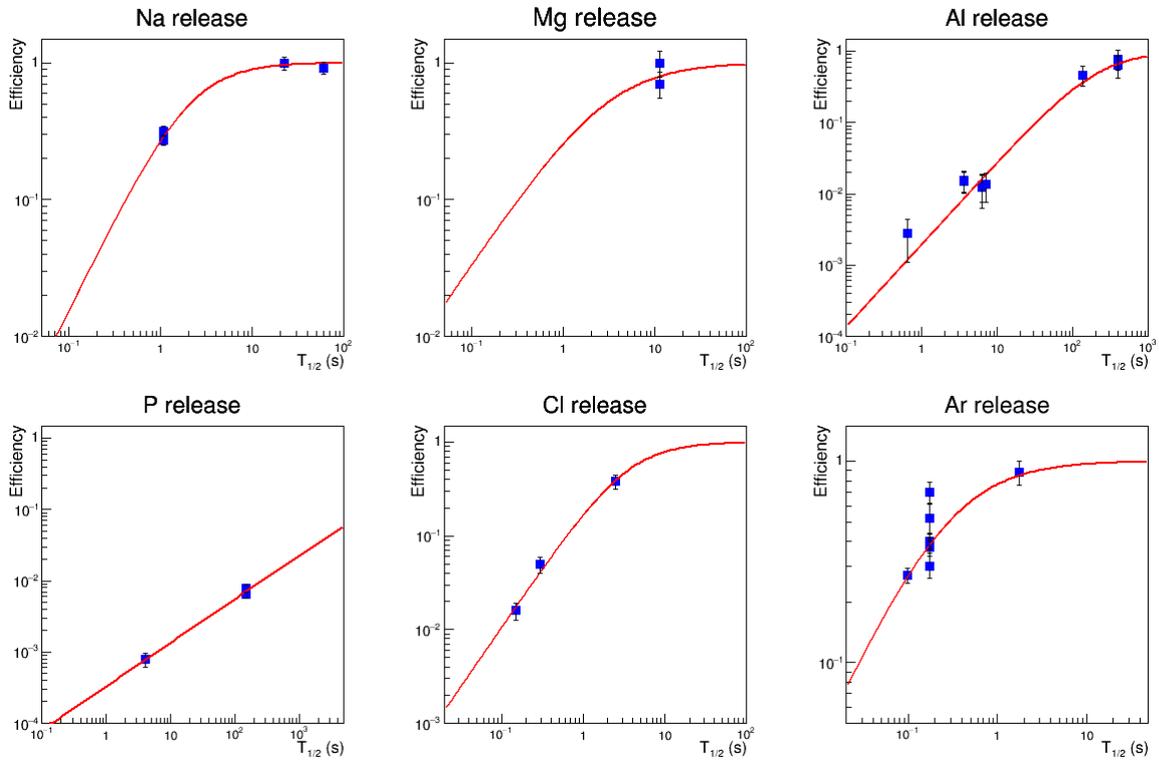


Figure 11: ajustement de la paramétrisation  $\varepsilon_{diff} \cdot \varepsilon_{eff}$  issue de l'équation 2–4 sur les efficacités de relâches déduites des données expérimentales.

Tableau 1: temps et exposants caractéristiques déduits des ajustements de la Fig. 11. L'incertitude déduite de l'ajustement est donné entre parenthèse.

Element	Temps caractéristique $t_0$ (s)	Exposant caractéristique $\alpha$
<b>Na</b>	2,1(1,1)	1,36(0,85)
<b>Mg</b>	2,9(2,2)	1 (imposé)
<b>Al</b>	210(90)	1,16(0,14)
<b>P</b>	470 000(450 000)	0,61(0,07)
<b>Cl</b>	3,5(0,8)	1,27(0,11)
<b>Ar</b>	0,28(0,04)	0,95(0,19)

On observe donc que les temps de relâche peuvent être très différents suivant la nature chimique des éléments. Les éléments chimiques Al et P sont très pénalisés par la méthode ISOL, comme observé à ISOLDE. Le Cl, élément halogène également très réactif, est en revanche de façon assez inattendue bien produit. Il est remarquable que pour Na, les isotopes de masse atomiques 21 et 25 amu de temps de vie s'approchant de la minute bénéficient d'un surplus d'efficacité très important lié à

l'ionisation de surface : environ 12% à la place de 2 à 3% attendus depuis la formule 2 - 2. L'ionisation de surface est un mode d'ionisation sélectif particulièrement efficace pour les éléments de faible potentiel d'ionisation, comme les éléments alcalins (voir Fig. 5). Après un contact sur une surface chaude, comme celle de l'anode, les atomes peuvent être évaporés sous forme ionique. La proportion d'ions évaporés par rapport aux atomes neutres est décrite théoriquement par l'équation de Saha-Langmuir :

$$\frac{n^+}{n_0} = \frac{g^+}{g_0} e^{-\frac{E_i - W}{kT}} \quad 2-5$$

Où  $\frac{n^+}{n_0}$  est la proportion ions/atomes,  $\frac{g^+}{g_0}$  le rapport de dégénérescence des niveaux ionisés/neutres, et  $E_i > 0$  l'énergie de première ionisation. Avec une fonction de travail de l'ordre de 4.4 à 5 eV, la surface chaude de l'anode en Molybdène, sur laquelle les atomes multiplient les contacts, permet l'ionisation des alcalins, d'énergie d'ionisation de l'ordre de 4 à 5 eV, avec une bonne efficacité.

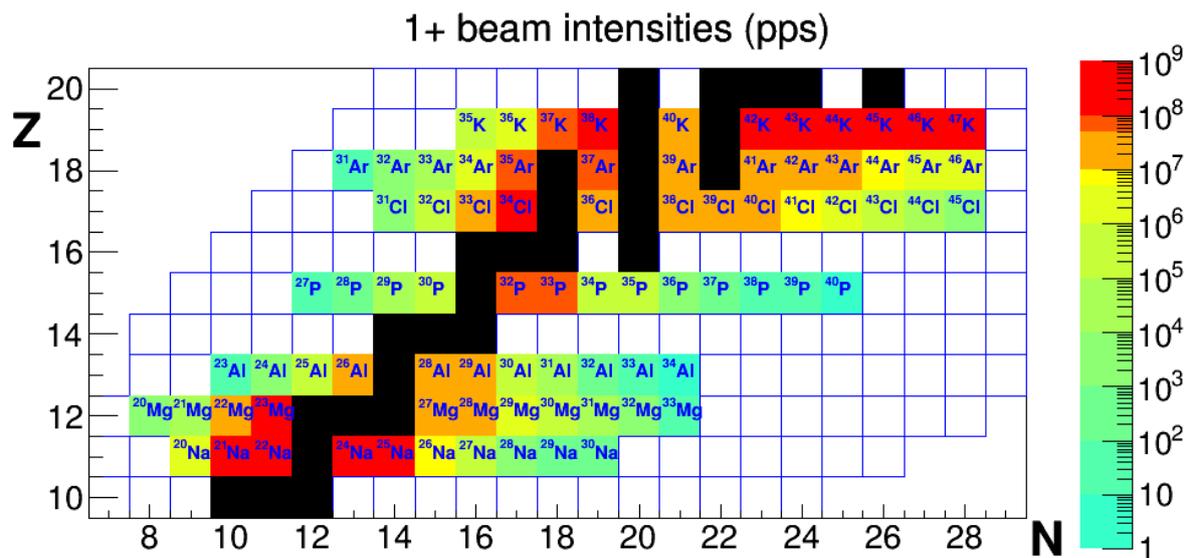


Figure 12: prédictions d'intensités pour les éléments dont les taux de certains des isotopes ont été mesurés en 2013. Ces prédictions sont faites pour différents faisceaux primaires légers disponibles au GANIL ( $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{36}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ). Pour chaque isotope, le faisceau primaire optimal est sélectionné.

La paramétrisation des efficacités de relâche et d'ionisation 2-4 permet d'étendre les prévisions de taux à d'autres isotopes des mêmes éléments chimiques que ceux mesurés en 2013 [16] [44], avec d'autres faisceaux primaires que  $^{36}\text{Ar}$ . Ces taux sont présentés sur la figure 12. Pour le K, l'absence d'une estimation fiable de la production de  $^{37}\text{K}$  par réaction de transfert du faisceau  $^{36}\text{Ar}$ , ne permettait pas de déduire une paramétrisation de l'efficacité de relâche. Les taux représentés font donc

l'hypothèse d'une efficacité de relâche similaire à celle du Na, et d'un gain similaire lié à l'ionisation de surface.

En 2018, l'installation SPIRAL 1 modifiée a redémarré avec le charge breeder ECRIS [28]. Après plusieurs difficultés techniques, liées notamment à un contrôle déficient du positionnement du faisceau primaire et une faiblesse des isolants supportant l'anode, déjà identifiée en 2013, les taux de 2013 ont globalement été vérifiés en 2019 [48]. Une première expérience a été réalisée avec succès pour l'excitation coulombienne du  $^{38m}\text{K}$ , depuis la fragmentation de  $^{40}\text{Ca}$ . Pour cette expérience, une optimisation de l'efficacité de la source FEBIAD utilisée en mode ionisation de surface a pu être réalisée. Comme observé avec la source FEBIAD d'ISOLDE, l'efficacité de transport des ions ionisés de surface au travers de l'électrode d'extraction peut être maximisée en réglant finement la tension d'anode [49]. Avec une tension de quelques V, une efficacité d'ionisation de l'ordre de 50 à 70% a pu être ainsi obtenue pour le faisceau cocktail  $^{38-38m}\text{K}$ .

### **2.1.3 Perspectives**

L'expérience en ligne avec la source FEBIAD n'est que très récente au GANIL. Son champ d'application devrait être progressivement étendu dans les années futures, pour la production de nouveaux faisceaux par différentes méthodes. Ses performances et sa fiabilité font encore l'objet d'une R&D soutenue, comme c'est le cas sur l'ensemble des installations ISOL : à ISOLDE pour son application à l'ionisation laser [49] [50], à TRIUMF pour la rendre plus performante [51], ou encore à ALTO pour étudier une géométrie à ionisation radiale [52].

#### **2.1.3.1 Utilisation de nouveaux faisceaux primaires et nouvelles cibles**

Les premiers résultats avec la source FEBIAD ont essentiellement été obtenus de la fragmentation de  $^{36}\text{Ar}$ . Le domaine d'application de la FEBIAD peut donc être étendu considérablement en utilisant des faisceaux d'ions stables différents, disponibles auprès des cyclotrons du GANIL. En pratique, du fait du parcours limité des ions lourds, de Z élevé, dans la cible, et de la densité de puissance qui augmente autour du pic de Bragg avec Z, les faisceaux primaires les plus lourds utilisés à SPIRAL 1 dans la cible de fragmentation sont les faisceaux de Kr. Ceux-ci ont un parcours de l'ordre de 1 mm à comparer avec 4 mm pour  $^{36}\text{Ar}$ , et 12 mm pour le  $^{12}\text{C}$ . L'utilisation

de la fragmentation de matériaux cibles plus lourds que la graphite par un faisceau léger de  $^{12}\text{C}$  (le plus léger disponible au GANIL), permettrait potentiellement d'améliorer les rendements de fragmentation des isotopes les plus lourds par un parcours relatif du faisceau primaire plus important: dans le Nb ( $Z=41$ ) le parcours du  $^{12}\text{C}$  à 95A MeV est de l'ordre de 4.5 mm.

La figure 13 présente l'état actuel des faisceaux disponibles avant accélération à SPIRAL 1, de la source FEBIAD et de la source Nanogan. La figure 14 présente des intensités plus spéculatives, qui pourraient être produites par la fragmentation des différents faisceaux stables disponibles au GANIL sur la cible de graphite, ou par la fragmentation de nouveaux matériaux cibles en utilisant un faisceau primaire de  $^{12}\text{C}$ . Dans ce cas, les intensités sont calculées au moyen de la paramétrisation 2-4, considérant des temps de relâche moyens observés à ISOLDE [46], PARNNE [53] et, ou à défaut au moyen des coefficients de diffusion et d'effusion tabulés et des paramétrisations des efficacités d'effusion et de diffusion explicités dans [45]. Le numéro atomique des cibles de fragmentation a été limité à  $Z=41$  (Nb), du fait de contraintes radiologiques concernant la production des isotopes d'Iode, très radiotoxiques du fait de leur volatilité notamment.

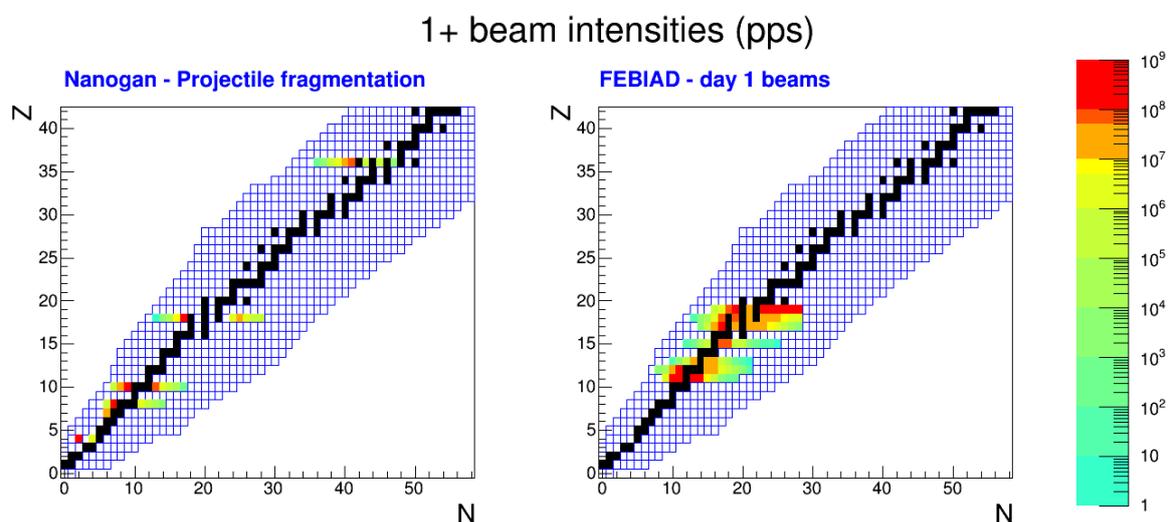


Figure 13: : intensités des faisceaux secondaires disponibles actuellement avant accélération à SPIRAL 1, depuis la fragmentation des faisceaux stables du GANIL. Pour la FEBIAD, seuls les faisceaux correspondant à des éléments déjà produits lors de mesures antérieures sont considérés (« day 1 beams » ou faisceaux de démarrage).

### 1+ beam intensities (pps)

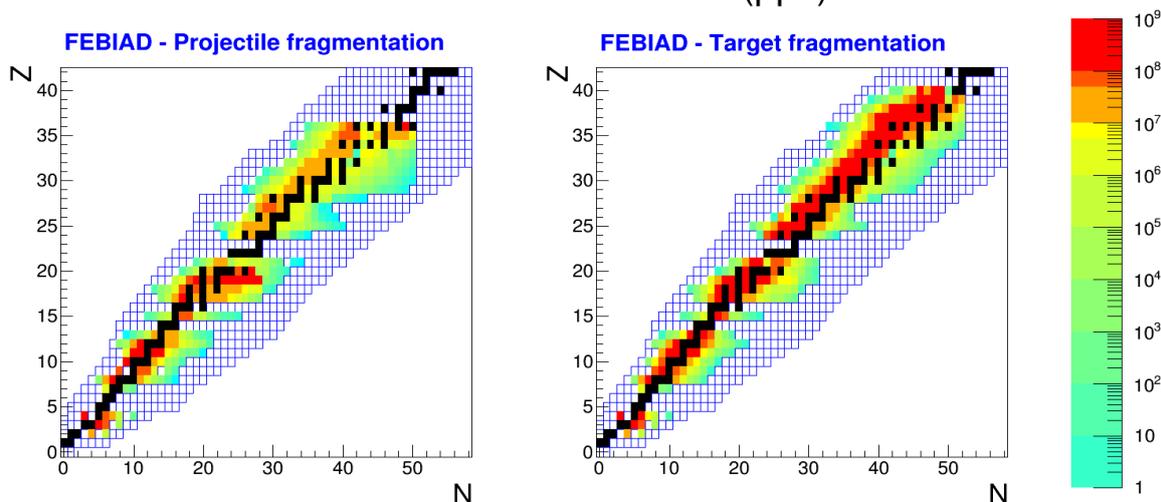


Figure 14: Intensités secondaires calculées par différentes paramétrisations, pour la fragmentation des faisceaux stables du GANIL sur une cible de graphite (à gauche) ou en utilisant de nouveaux matériaux cibles, tels que SiC, CaO, NiO, Nb avec un faisceau primaire de  $^{12}\text{C}$  (à droite).

### 1+ beam intensities (pps)

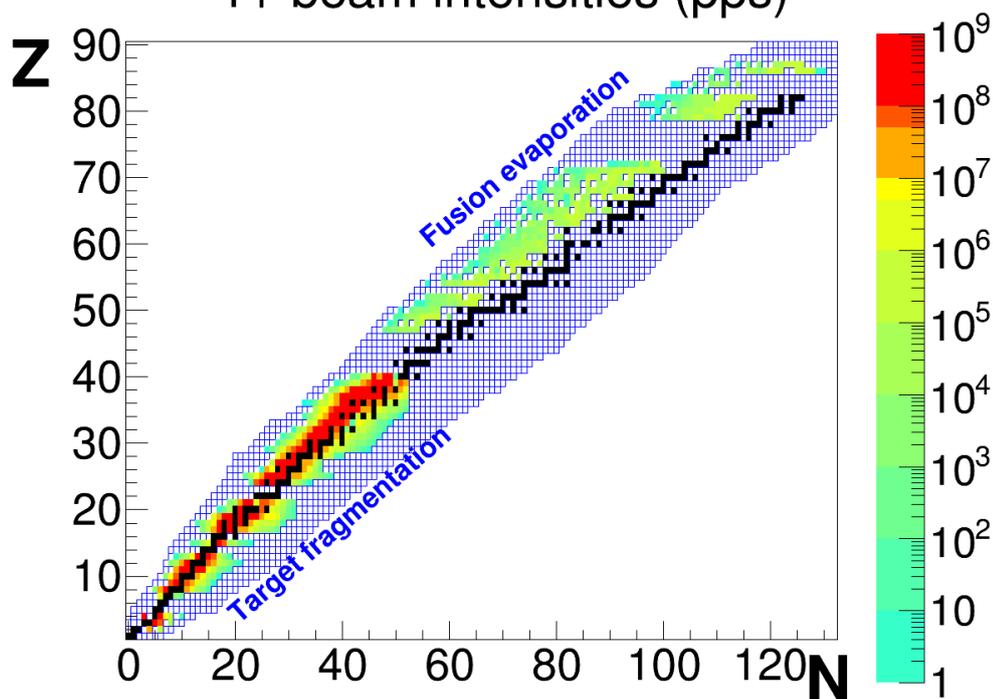


Figure 15: prédictions d'intensités pour l'ensemble des faisceaux radioactifs qui pourraient être produits par le développement de nouvelles cibles de fragmentation et de fusion évaporation [16].

Au-delà des masses  $A \sim 90$ , l'utilisation de la fusion-évaporation est envisagé pour la production d'isotopes plus lourds. La fusion évaporation utilise des cibles minces ( $1 \text{ mg/cm}^2$ ) avec des faisceaux de plus basse énergie (quelques A MeV). Elle permet une production plus sélective que la fragmentation de noyaux proches de la

ligne  $N=Z$ . En se basant sur une estimation de section efficace de fusion évaporation récemment développée [54], la production de ces cibles avec les différents faisceaux stables du GANIL a été évaluée, en utilisant la même procédure que pour les cibles de fragmentation pour estimer les efficacités de relâche et d'ionisation. Elle est présentée sur la Fig. 15 avec la production attendue des cibles de fragmentation.

### **2.1.3.2 Compréhension du mécanisme d'ionisation et amélioration des performances**

La version VADIS 5 adaptée aux cibles SPIRAL 1 est une version améliorée des sources MK5 et MK7 d'ISOLDE [2]. Elle présente des efficacités mesurées sur banc de test pour les gaz rares 4 à 5 x supérieures à celle de la source MK7, de 2 à 3x par rapport aux MK5. Les raisons invoquées pour ces performances nettement supérieures sont la diminution des limitations de charge d'espace dégradant les efficacités des deux types de sources : d'une part en utilisant des matériaux dégazant moins pour la grille d'anode et les écrans d'anode (Mo à la place de C), d'autre part en élargissant l'orifice d'extraction des MK7, favorisant la pénétration des champs d'extraction dans l'anode.

En pratique ces performances sont rarement répétées en opération à ISOLDE, les efficacités ordinaires des MK5 étant quasiment invariablement reproduites. Avec la source FEBIAD VD5 utilisée à SPIRAL 1, une observation similaire est faite: les efficacités peuvent atteindre de façon transitoire, sur banc de test, des régimes améliorés d'un facteur 4 à 5, avant de redevenir ordinaires au bout de quelques heures. Sur le banc de test de SPIRAL 1, il a été observé que le régime d'ionisation amélioré peut être déclenché par différents facteurs, l'un étant l'injection de Xe [28]. La figure 16 présente une compilation des efficacités mesurées pour les gaz rares à ISOLDE et GANIL utilisant la source MK5 ou VD5 d'ISOLDE. On observe bien deux régimes d'ionisation distincts.

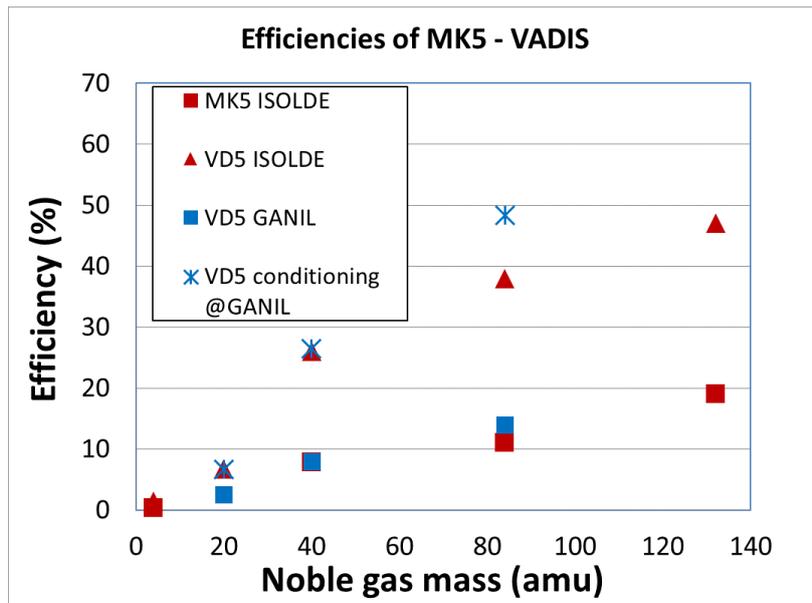


Figure 16: Efficacités des sources VD5 et MK5 à ISOLDE et GANIL. Les efficacités des sources VD5 d'ISOLDE [2] et de GANIL [28] observées sur banc de test peuvent être temporairement supérieures à celles MK5. En ligne, des efficacités de l'ordre de celles de MK5 sont généralement observées.

Cette observation pousse à approfondir le mécanisme d'ionisation décrit assez naïvement par l'équation 2-2. Les études initiales de la VADIS à ISOLDE font appel à une notion de volume actif [2], qui connecte un volume creux borné par une équipotentielle de l'anode à l'électrode d'extraction, et permet ainsi l'extraction efficace des ions. Il s'agit d'une efficacité géométrique qui se multiplie à (et donc réduit) celle de l'équation 2-2. Dans l'étude présentée en [2], la notion de temps de confinement des atomes, pourtant prépondérante dans l'équation 2-2, n'apparaît pas clairement. Afin de pallier aux limites de chacun de ces modèles, et d'aller plus loin dans la description du mécanisme d'ionisation, des études du potentiel dans l'anode plus précises ont été entreprises avec les codes commerciaux Vsim à ISOLDE, COMSOL à TRIUMF, et une combinaison du code SIMION avec FEMM 4.2, librement distribué, à GANIL [55]. Dans cette dernière approche, la combinaison des deux codes permet de tenir compte correctement de l'influence de la charge d'espace sur le transport des électrons par les champs magnétiques et électriques: SIMION permet de calculer la trajectoire des électrons dans des potentiels électriques calculés itérativement par FEMM, qui résout l'équation de Poisson. Le résultat de ce calcul, validé par une comparaison aux résultats de COMSOL avec TRIUMF, est visible sur la Fig. 17. Le potentiel de référence est celui de la cathode. Le faisceau d'électrons génère un potentiel plasma négatif au milieu de l'anode, de l'ordre de -60 V. Les ions doivent franchir un col avant d'être extrait, à une énergie de l'ordre de -40 V par rapport au

potentiel d'anode. Cette différence en énergie correspond bien à celle observée expérimentalement, par exemple lors de la mise au point de la VADIS [2], ce qui constitue une autre validation, expérimentale, de la validité du calcul de potentiel.

Les premières simulations de l'ionisation dans le volume de l'anode au moyen de SIMION montrent que la majorité des ions créés sont piégés dans la dépression de potentiel généré par le courant électronique. Avec de simples considérations déduites de la Fig. 16, il est possible d'évaluer l'ordre de grandeur du nombre d'ions qui peuvent être piégés. Le puits de potentiel statique  $V_e$  créé par la charge d'espace du faisceau d'électrons peut être paramétrisée de cette manière, en coordonnées cylindriques  $(r, z)$  :

$$V_e(r, z) = V_0 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{r^2}{r_0^2} + \frac{z^2}{z_0^2} \right) \right] \quad 2-6$$

Où  $V_0 \sim 30 \text{ V}$ ,  $r_0 \sim 10 \text{ mm}$  et  $z_0 \sim 4 \text{ mm}$ . La quasi-totalité du volume de l'anode participe donc au piégeage des ions. En utilisant l'équation de Poisson, on déduit la densité d'ions maximale qui peuvent être piégés  $n_i = \rho_i / e$  en introduisant  $V_i$  le potentiel généré par la charge d'espace des ions :

$$\Delta(V_e + V_i) = 0 = -\frac{\rho_i}{\epsilon_0} + 2V_0 \cdot \left( \frac{1}{r_0^2} + \frac{1}{z_0^2} \right) \quad 2-7$$

La densité d'ions correspond sans grande surprise à une fraction non négligeable de la densité électronique introduite pour l'équation 2-2, on trouve  $n_i \sim n_e / 2 \sim 2.5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ .

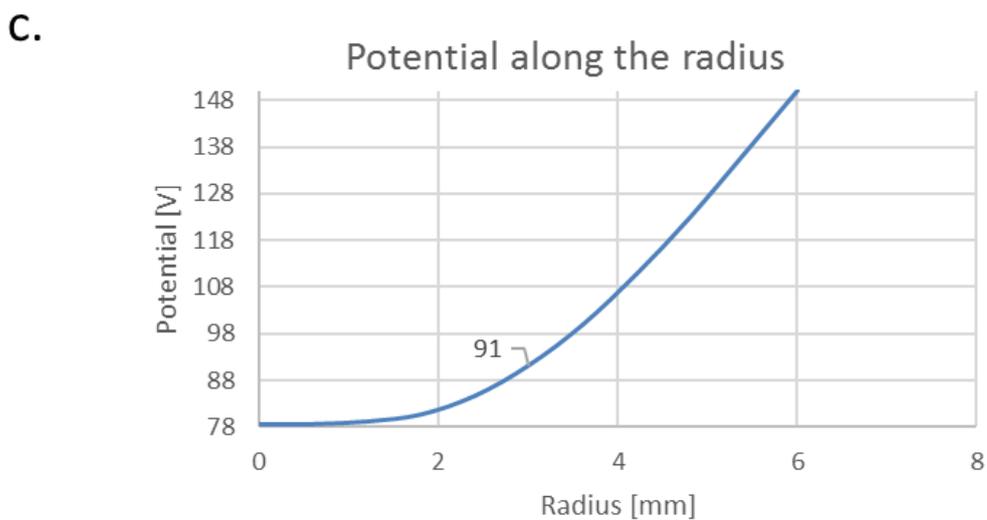
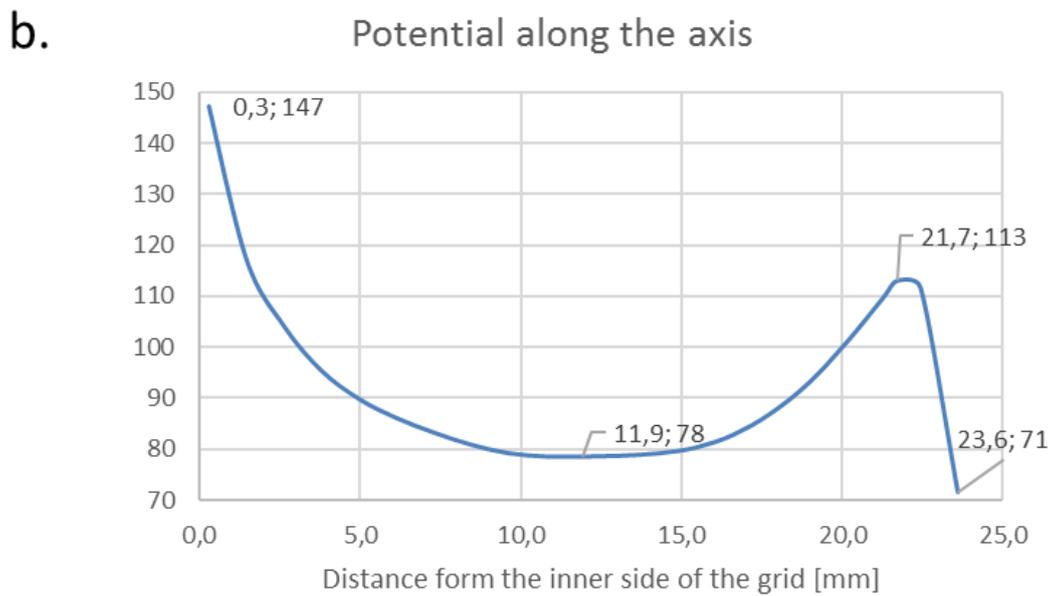
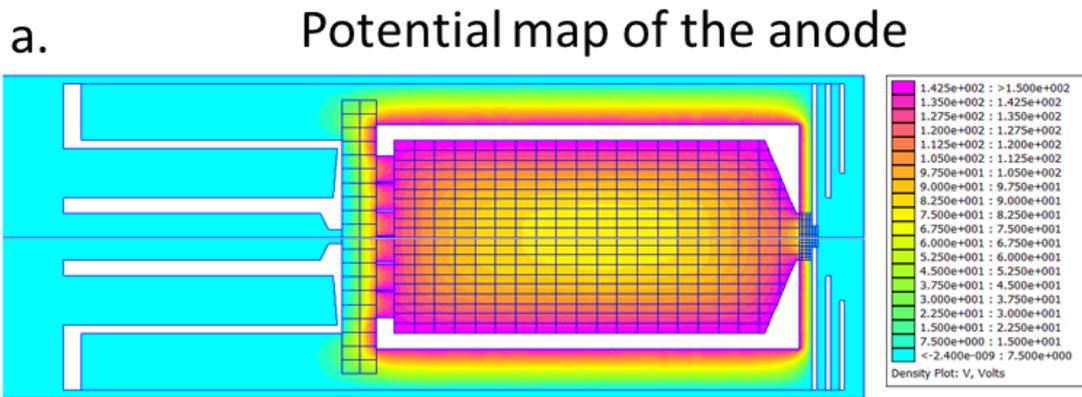


Figure 17: potentiel dans l'anode calculé par une combinaison de SIMION et FEMM. L'encart a représente le potentiel sur l'ensemble du volume calculé par FEMM. Le potentiel le long de l'axe de révolution de l'anode est représenté sur l'encart b. Le potentiel sur une ligne médiane de l'anode, suivant le rayon est représenté sur l'encart c.

En régime d'ionisation ordinaire, les intensités ioniques totales extraites des sources FEBIAD, en dehors du régime limité par la charge d'espace, sont de l'ordre de quelques  $\mu\text{A}$  (voir par ex. [2]). Le faisceau extrait d'une FEBIAD avant séparation magnétique est majoritairement composé de molécules stables présentes dans le vide résiduel de l'ensemble cible source, telles que  $\text{CO}^+$ ,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{C}^+$ ,  $\text{O}^+$ ..., et seulement d'une fraction des isotopes d'intérêt. A l'équilibre, le courant total extrait correspond au courant généré par l'ionisation des molécules dans l'anode. On en déduit que le puits de potentiel créé par le faisceau d'électrons est quasiment instantanément rempli de charges positives, créées par impact électronique à des énergies thermiques : des temps de l'ordre de  $\sim 10 \mu\text{s}$  suffisent à remplir le puits de potentiel 2-7, en comparaison des temps de l'ordre de la ms pour l'effusion des atomes dans l'anode. Dans ces conditions, il est naturel de considérer que le plasma ainsi formé est *électriquement neutre*, et que la dépression décrite par l'équation 2-6 est effacée, différant des hypothèses faites en [2]. Les isotopes fraîchement ionisés s'écoulent alors naturellement au-dessus du col de l'extraction, confortant l'image naïve de l'équation 2-2, et justifiant que cette estimation soit aussi proche des résultats expérimentaux ordinairement observés: la quasi-totalité du volume de l'anode participe à l'ionisation, les ions sont efficacement extraits quel que soit l'emplacement de leur ionisation.

Afin d'augmenter les efficacités d'ionisation, l'équation 2-2 donne deux solutions possibles :

- l'augmentation de la densité électronique  $n_e$
- l'augmentation du temps de confinement  $t$

En pratique, l'augmentation du courant électronique émis par la cathode au-delà de 100 mA a invariablement amené la source vers des limitations de charge d'espace, le courant d'ions extrait saturant du fait d'un dégazage important, exponentiel, des matériaux avoisinant la cathode, portés à plus de  $2000^\circ\text{C}$ . Cette limitation est universellement observée sur l'ensemble des sources FEBIAD de type VADIS ou MK5. La loi de Child Langmuir relie le courant maximal extrait du fait des limitations de charge d'espace aux paramètres de la surface émettrice par la relation suivante :

$$I_{max} = \frac{4\varepsilon_0 S}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad 2-8$$

Où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide,  $S$  est la surface émettrice,  $V \sim 110 V$ , la différence de potentiel accélérant les ions,  $d$ , la distance séparant les électrodes, décrite comme une fraction de la longueur de Debye dans [2] et  $m_i$  la masse des ions.

A défaut d'augmenter  $n_e$ , l'augmentation du temps de confinement pourrait être réalisé par la diminution de l'ouverture de l'anode. En pratique, la charge d'espace devient à nouveau limitante pour une petite ouverture, puisque la surface émettrice de l'équation 2-8 diminue. Les sources MK7 d'ISOLDE qui avaient une ouverture plus petite que MK5 présentaient en effet une plus faible efficacité [2]. L'injection d'un gaz tampon dans l'anode est susceptible d'augmenter le temps de confinement par collisions, toujours dans les limites de la charge d'espace du faisceau extrait, décrite par l'équation 2-8. Expérimentalement, une amélioration de l'efficacité de l'ordre de 20 à 30% est en effet observée par l'injection d'une petite fuite de gaz Xe de quelques dizaines de  $\mu\text{Ap/s}$  (en dehors du déclenchement des régimes améliorés, temporaires, de la figure 16 décrits en [28]). Finalement, une élongation du volume d'anode pourrait être considérée dans les prochaines versions de la source FEBIAD.

A ce jour, l'augmentation temporaire de l'efficacité de la source FEBIAD de type VADIS, observée au GANIL comme à ISOLDE lors de son conditionnement, reste inexplicée. Dans ce régime l'ensemble des courants est augmenté d'un facteur 3 à 4. Des processus négligés dans la description de l'ionisation de l'équation 2-2, pourraient en être à l'origine, tels que l'ionisation par transfert de charge des ions du plasma, ou un ralentissement de l'effusion par des collisions avec les molécules de l'atmosphère résiduelle de la source. Les sections efficaces de chacun de ces processus (échange de charge et collisions atomiques) sont de l'ordre de  $10^{-15} \text{ cm}^2$ . La densité ionique du plasma déduite de l'équation 2-7, de l'ordre de  $2.5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , est beaucoup trop faible pour justifier une telle amélioration par transfert des charges du plasma avec les atomes injectés. Les processus collisionnels sont plus probables, bien que les facteurs d'amélioration soient qualitativement assez faibles. Faisant l'hypothèse d'une efficacité d'ionisation moyenne de l'ordre de 5%, d'un courant ionique total extrait de l'ordre de  $10 \mu\text{A}$ , proche des limites de charge d'espace expérimentalement observées (voir par exemple [2]), un flux d'atomes de l'ordre de  $200 \mu\text{Ap}$  pénètre dans l'anode dans les conditions normales d'ionisation. Avec un temps typique de résidence dans l'anode de l'ordre de  $0,5 \text{ ms}$ , la densité de molécules résiduelles neutres est de l'ordre de  $n_n \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui correspond à une

pression de  $10^{-4}$  mbar dans l'anode. En faisant l'hypothèse d'une section efficace de collision typique de  $5 \cdot 10^{-15}$  cm<sup>2</sup>, le libre parcours moyen des atomes est de l'ordre de 6 m, soit environ 10 fois supérieur au parcours des atomes par effusion dans l'anode. Il faudrait alors invoquer lors du conditionnement de la source une augmentation importante d'un flux d'un certain gaz qui ne serait quasiment pas ionisé, mais dont l'effet serait de ralentir l'effusion des atomes par collision. Même si cette explication paraît à première vue assez peu plausible, il est remarquable que l'équation 2-2 rende bien compte de la tendance de l'efficacité d'ionisation en fonction de la masse des isotopes, ceci quel que soit le régime d'ionisation. La figure 18 compare la prédiction théorique de l'équation 2-2 avec les mesures expérimentales. Le calcul d'efficacité a été réalisé en utilisant les sections efficaces d'ionisation, expérimentales, disponibles en [56], un temps d'effusion déduit de la distance moyenne d'effusion des ions (65 cm) et de leur vitesse thermique,  $t \propto \sqrt{m_i}$ . La densité électronique correspond à un courant d'électrons de 100 mA. Dans le cas du régime d'ionisation ordinaire, l'adéquation entre théorie et expérience est excellente, comme remarqué plus haut pour l'ionisation de l'Argon. Dans le cas du régime amélioré, transitoire, un temps d'effusion multiplié par 5 permet de reproduire l'augmentation d'efficacité. L'argument énoncé plus haut pour l'augmentation temporaire du temps d'effusion reste à ce stade spéculatif, rien n'ayant prouvé aujourd'hui l'existence de ce gaz tampon dans le spectre des sources VADIS lors de leur conditionnement.

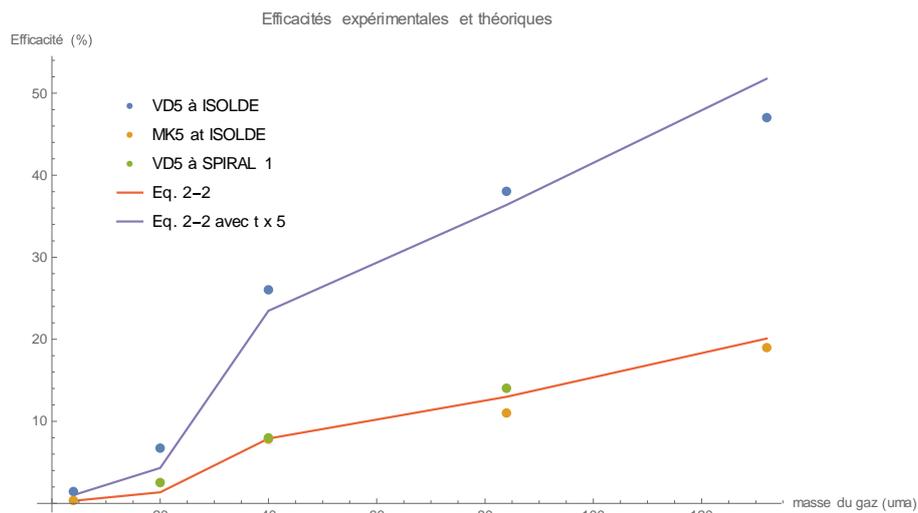


Figure 18: Efficacités expérimentales de la source FEBIAD en régime d'ionisation standard (MK5 à ISOLDE, VD5 à SPIRAL1) et en régime amélioré, temporaire (VD5 à ISOLDE), comparées aux prédictions de l'équation 2-2. Le régime d'ionisation standard est très bien reproduit par l'équation 2-2. Dans le cas du régime amélioré, une augmentation du temps d'effusion par un facteur 5 permet de reproduire les efficacités expérimentales.

### 2.1.3.3 Production d'isotopes difficiles par la méthode ISOL

L'étude des processus nucléaires dans les étoiles peut être réalisée dans le laboratoire par l'étude des réactions de faisceaux radioactifs ré-accélérés dans des cibles de matériau minces. La collaboration MUGAST utilise des réactions de transfert de type (d,p) ou (d,n) avec les faisceaux produits dans la cible épaisse de SPIRAL 1 et ré-accélérés par CIME, à des accélérations de quelques MeV par nucléon, pour l'étude de processus astrophysiques ou plus généralement de la structure des noyaux. Les nouveaux faisceaux de l'upgrade ne suffisent pas à la cette collaboration, qui a identifié plusieurs faisceaux dont la production par la méthode ISOL pose diverses difficultés, soit parce que leur intensité est trop faible, soit parce qu'ils sont pollués par des contaminants isobares. Pour ces faisceaux deux méthodes innovantes de production sont envisagées : la production de faisceaux sous forme moléculaire, et l'accélération de faisceaux produits hors ligne.

#### Faisceaux moléculaires

La collaboration MUGAST a exprimé son intérêt pour des faisceaux de  $^{30}\text{P}$ ,  $^{25}\text{Al}$  afin d'étudier les processus astrophysiques dans les novae, et de  $^{26\text{m}}\text{Al}$ , dont l'abondance dans la galaxie permet de contraindre la fréquence de la formation d'étoiles à neutrons. Ces faisceaux sont difficiles à produire par la méthode ISOL, utilisée à SPIRAL 1, du fait de leur réactivité, qui se traduit notamment par des temps d'adsorption longs sur les surfaces rencontrées lors de leur transport vers la source d'ions. Pour les isotopes dont la compétition entre temps de transport et décroissance radioactive détermine l'efficacité du processus d'effusion, la formation de molécules volatiles telles que AlF ou PH à la sortie de la cible, puis leur cassure dans la source ECRIS réalisant l'élévation de charge à SPIRAL 1 constitueraient une méthode élégante de production, permettant de contourner les écueils de la méthode ISOL. La forme moléculaire améliore la rapidité de transport de la cible jusqu'à la source d'ions. Cette méthode très utilisée à ISOLDE dans les sources plasma de type FEBIAD présente encore un fort potentiel d'innovation pour nombre de faisceaux difficiles à produire [57]. Une fois ionisée dans la source 1+, et transportée jusqu'au plasma dense de la source ECRIS réalisant l'élévation de charge, la molécule est dissociée par impact électronique [58]. La sélection du fragment par un simple dipôle magnétique

purifie efficacement le faisceau de tout contaminant isobarique. Lors des derniers tests en ligne avec la FEBIAD, il a été démontré que la formation d'ions  $\text{AlF}^+$  permettait d'améliorer d'un ordre de grandeur le taux de production de  $^{25}\text{Al}$  [48]. L'optimisation n'a été que très partielle du fait du peu de contrôle des paramètres expérimentaux, notamment du flux de gaz  $\text{SF}_6$  injecté. L'efficacité de la cassure des molécules  $\text{AlF}^+$  et de l'élévation de charge du fragment Al est pour l'instant inconnue. Une étude détaillée de ces processus de formation et de cassure moléculaire est nécessaire et devra être conduite dans les années prochaines en ligne pour les isotopes d'intérêt.

#### Faisceaux radioactifs de long temps de vie

Un intérêt a été également exprimé pour le développement de faisceaux plus lourds, de plus long temps de vie, pour l'étude de l'évolution de la structure nucléaire et l'appariement autour de  $^{56}\text{Ni}$ , ou encore l'étude du processus de nucléosynthèse s et les réactions de capture neutronique avec  $^{79}\text{Se}$ , ou  $^{85}\text{Kr}$ . Chacun de ces faisceaux sera vraisemblablement largement pollué par des isobares stables ou radioactifs, éventuellement isomères produits dans la source 1+, tels que  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{79}\text{Kr}$ ,  $^{79\text{m}}\text{Se}$  ou  $^{85\text{m}}\text{Kr}$ . Les isotopes d'intérêt ayant une durée de vie supérieure à quelques jours ( $^{56}\text{Ni}$ ), quelques années ( $^{85}\text{Kr}$ ), voire plusieurs milliers d'années ( $^{79}\text{Se}$ ), une production hors ligne suivie d'une séparation chimique avant introduction de l'élément pur dans l'ensemble cible source ou la source ECR est possible. L'isotope  $^{85}\text{Kr}$  étant commercialisé par le laboratoire d'étalons d'activités Orano sous forme de gaz contenu dans une ampoule sous vide, la production de ce faisceau sera mise au point en injectant le gaz avec une fuite calibrée dans le charge breeder ECR de SPIRAL 1. Les autres isotopes demandent des développements dédiés, qui pourront être mis au point avec l'aide de partenaires tel qu'Arronax ou Orano à plus long terme. Pour le  $^{56}\text{Ni}$ , une production sur le site par les faisceaux du LINAC pourrait être envisagée telle que  $^{54}\text{Fe}(^3\text{He}, n)^{56}\text{Ni}$ . La production hors ligne de ces faisceaux de long temps de vie constitue une autre méthode élégante de contourner certains des écueils de la méthode ISOL.

## 2.2 Multi-ionisation dans les sources EBIS et ECRIS

Les techniques de multi-ionisation des faisceaux produits par la méthode ISOL permettant d'atteindre les rapports masse-sur-charge nécessaires à leur ré-accélération sont de deux types principaux:

- La technique de stripping, efficace essentiellement pour les ions légers ( $A < 30$ ) accélérés à plus d'1 MeV par nucléon,
- La technique dite d'élévation de charge (charge breeding en anglais) utilisant une source ECRIS d'ions multichargés, ou une source EBIS comme élévateur de charge (charge breeder en anglais). Cette technique permettant la transformation de l'état de charge des ions  $1+$  vers l'état  $n+$ , est également fréquemment appelée technique  $1+ n+$ .

La seconde technique, bien que moins efficace pour les ions légers, s'est imposée comme méthode universelle durant les deux dernières décennies. Les progrès rapides réalisés avec cette technique ont été rendus possibles grâce à une R&D soutenue par les installations ISOLDE et GANIL notamment, et SPES dans le cadre du projet phare d'installation ISOL EURISOL [59]. Les efficacités  $\varepsilon_{1+ \rightarrow n+}$  (Eq. 1-1) ont atteint des valeurs attractives, de l'ordre de 10% et plus pour des temps d'élévation de charge inférieurs à la seconde pour de nombreux isotopes [60]. Pour autant la R&D sur la technique de charge breeding n'est pas achevée, celle-ci présentant des disparités de performances importantes en terme d'état de charge, de pureté ou de structure temporelle des faisceaux, et même parfois d'efficacité, qu'on utilise une source EBIS, ou une source ECRIS.

### 2.2.1 Elévation de charge dans une source EBIS

La première source ayant été utilisée en ligne pour l'élévation de charge de faisceaux radioactifs avant post-accélération, par la méthode dite  $1+ n+$ , est la source REXEBIS, de l'accélérateur REX-ISOLDE [61]. Après un démarrage assez modeste, les efficacités initialement de l'ordre du % ont atteint des valeurs nominales de plus de 10%, parfois 20% grâce à un travail continu d'amélioration [62] [63] [60].

Le principe de la source EBIS, son développement historique et plus récent sont présentés par exemple dans les papiers de revue [64] [65] [66]. Comme pour la

source FEBIAD, le mécanisme d'ionisation principal est l'ionisation par impact électronique. Les éléments principaux constituant la source EBIS sont un canon à électron, un piège électrostatique constitué d'électrodes cylindriques éventuellement pulsées pour les phases d'injection et d'extraction des ions, et un aimant supraconducteur permettant la focalisation du faisceau électronique. Cette configuration est représentée sur la figure 18. Les électrons, accélérés à quelques keV au moyen d'une différence de potentiel entre les électrodes du piège et du canon à électrons, sont récupérés à basse énergie sur un collecteur. On distingue les canons à électrons « immergés » dans le champ magnétique du solénoïde, et les canons à électrons de type « Brillouin » hors du champ magnétique, qui permettent d'atteindre une densité plus forte du faisceau d'électrons par compression magnétique plus importante. Les canons à électrons immergés présentent des temps d'élévation de charge plus grands, mais sont en général plus faciles à stabiliser : l'effet de charge d'espace sur le transport du faisceau d'électrons étant plus faible, les pertes faisceaux sont plus faciles à contrôler.

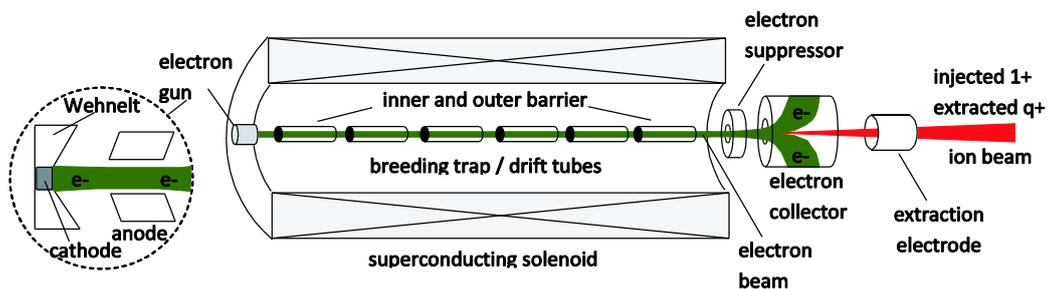
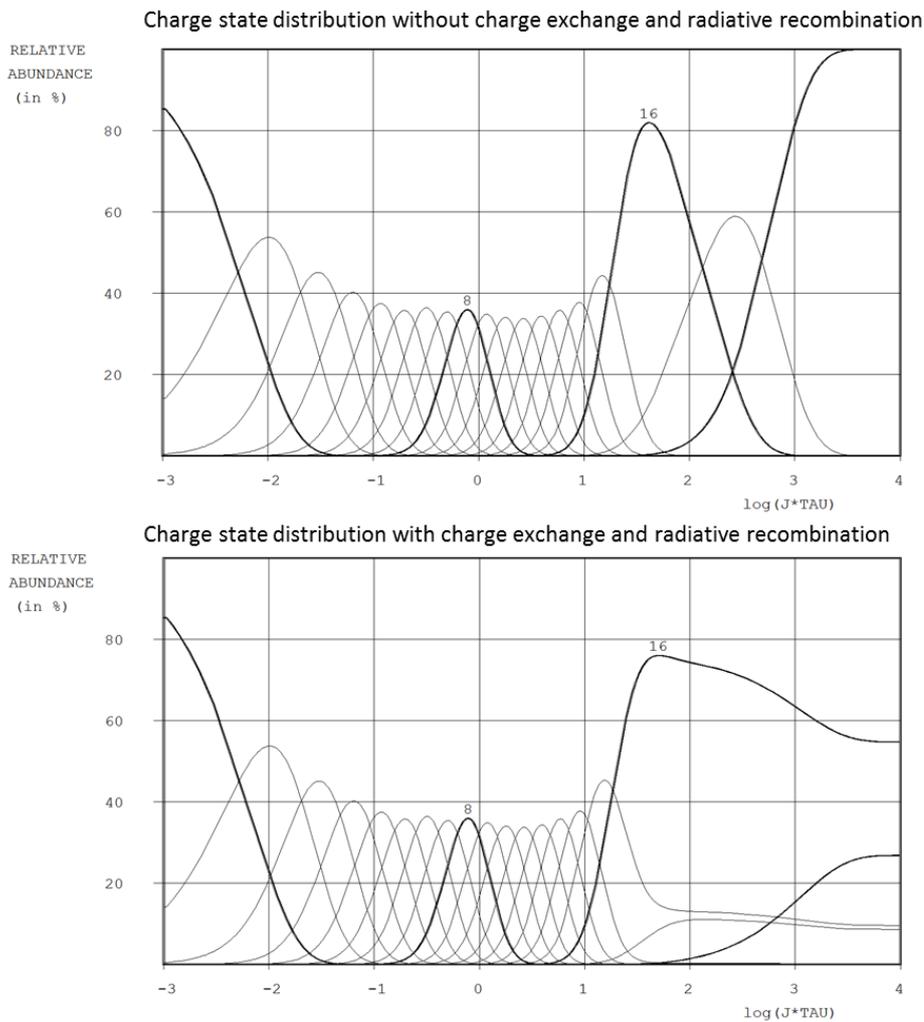


Figure 19: Configuration classique d'une source EBIS [59].

Les sources EBIS utilisées en charge breeder, sont généralement utilisées en mode pulsé, avec des cycles successifs injection – élévation de charge – extraction. Alors que les temps d'injection et d'extraction sont très rapides (de l'ordre de quelques  $\mu\text{s}$ , voir figure 22), le temps d'élévation de charge est choisi de telle sorte à atteindre des états de charge adéquats pour la post-accélération. Il est assez simple de décrire théoriquement l'évolution de l'état de charge des ions au cours du temps [67]. La distribution d'état de charge dépend principalement du facteur  $\log(j_e^* \tau)$  où  $\tau$  est le temps de charge breeding, c'est-à-dire le temps séparant l'injection de l'extraction des ions, et  $j_e$  la densité du faisceau électronique. Elle est le résultat d'un équilibre entre ionisation par impact électronique, échange de charge, recombinaison radiative des ions avec les électrons du faisceau. Pour les ions les plus lourds, le chauffage des ions

par les électrons occasionne l'évaporation des ions d'états de charge élevé. Pour  $Z > 50$ , l'état de charge maximal correspond à  $\sim Z^{2/3}$  [66]. La technique de refroidissement évaporatif permet de dépasser cette limite : un faible flux de gaz léger génère une population d'ions légers qui refroidissent les plus lourds. Les ions légers les plus énergétiques sont évaporés. La figure 20 présente l'évolution théorique de la distribution d'état de charge calculé par CBSIM [67] pour des ions Ar, en considérant une énergie de 5 keV pour les électrons. Pour ce calcul on observe bien le rôle des processus d'échange de charge et de recombinaison radiatives comme processus limitants pour les plus hauts états de charge. Pour ce calcul une pression d'air résiduel de  $10^{-11}$  mbar a été utilisée, ce qui est typique du niveau d'ultra-vide requis et atteint dans ce type de source. Une énergie du faisceau électronique de 5 keV, identique à celui de REXEBIS, a été considérée.



**Figure 20: Evolution de la distribution d'états de charge d'ions Ar piégés dans une source EBIS en fonction du facteur  $\log(j_e \cdot \tau)$  calculée par le code CBSIM [67]. Les paramètres du calcul sont explicités dans le texte.**

Les paramètres importants pour l'élévation de charge dans une source EBIS sont discutés en [59] :

- Le courant électronique  $I_e$  d'une part, et la longueur du piège électrostatique  $L$  d'autre part, définissent la capacité maximale en charge positives  $Q$  du piège de la source EBIS :

$$Q = 3.32 \cdot 10^{11} f \cdot L \cdot I_e \cdot E^{-1/2} \quad 2-9$$

Où  $f$  est le facteur de compensation maximal de la charge d'espace du faisceau d'électrons, qui participe au confinement des ions. Expérimentalement des facteurs de compensation maximums de l'ordre de  $f \sim 0.5 - 0.7$  ont été obtenus.

- Le champ magnétique qui définit la compression du faisceau d'électrons, et donc la densité électronique dans le piège  $j_e$ . La densité électronique définit les temps de piégeage  $\tau \propto \frac{1}{j_e}$  requis pour atteindre un état de charge défini par la ré-accélération. Le champ magnétique définit également l'acceptance transverse du piège de l'EBIS pour l'injection du faisceau d'ions 1+.

L'acceptance transverse est une caractéristique propre au fonctionnement de la source EBIS en tant que charge breeder. Elle correspond à l'émittance transverse maximale d'un faisceau 1+ qui peut être injectée et capturée sans perte dans la source EBIS. L'émittance transverse est une mesure de l'espace de phase occupé par le faisceau dans le plan perpendiculaire à sa direction de propagation [68]. L'émittance est classiquement représentée par une ellipse dans le plan  $(x, x' = \frac{v_x}{v_z})$  où  $x$  est une coordonnée dans le plan transverse,  $v_x$  la vitesse correspondante, et  $v_z$  la vitesse dans la direction du faisceau. L'acceptance a été estimée par exemple pour le design de REXEBIS comme l'émittance maximale qui permet un piégeage des ions injectés dans le volume du faisceau d'électron [69]. Elle a été estimée de l'ordre de 11 mm·mrad pour les masses  $A \sim 30$  et une énergie de 60 keV, ce qui est juste équivalent à l'émittance du faisceau injecté (voir paragraphe suivant). En effet, dans les premières années suivant la mise en route de REX-ISOLDE, c'est essentiellement l'amélioration

progressive de l'injection du faisceau qui a permis d'atteindre les performances actuelles de l'élévateur de charge REXEBIS. L'alignement du tube supportant les optiques d'injection et du piège des ions sur l'axe du champ magnétique de l'aimant supraconducteur, ainsi que le réglage des optiques pour l'injection des ions ont progressivement permis d'aligner l'axe du faisceau d'ions avec le faisceau d'électron, résultant dans des efficacités de capture supérieures à 80%.

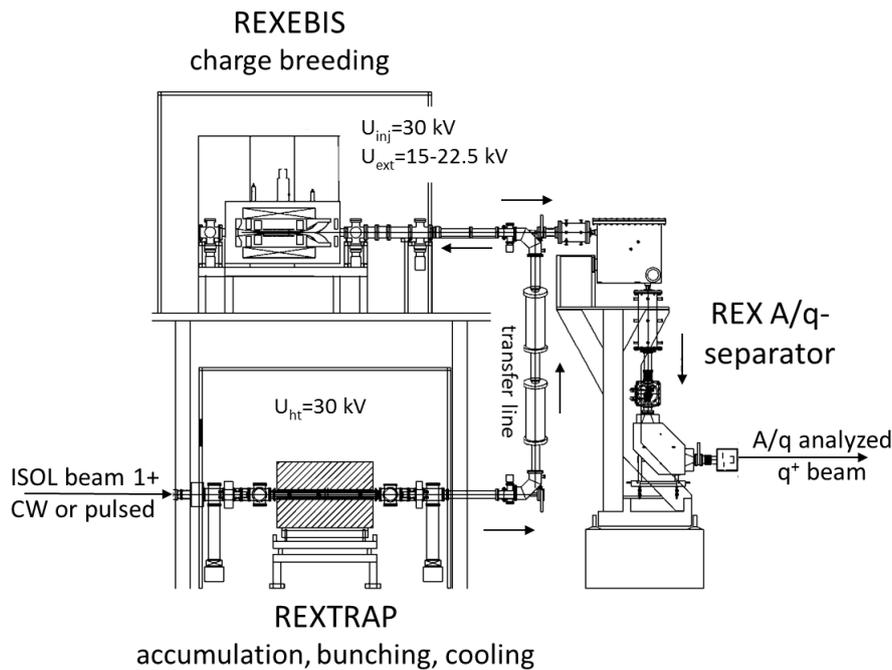
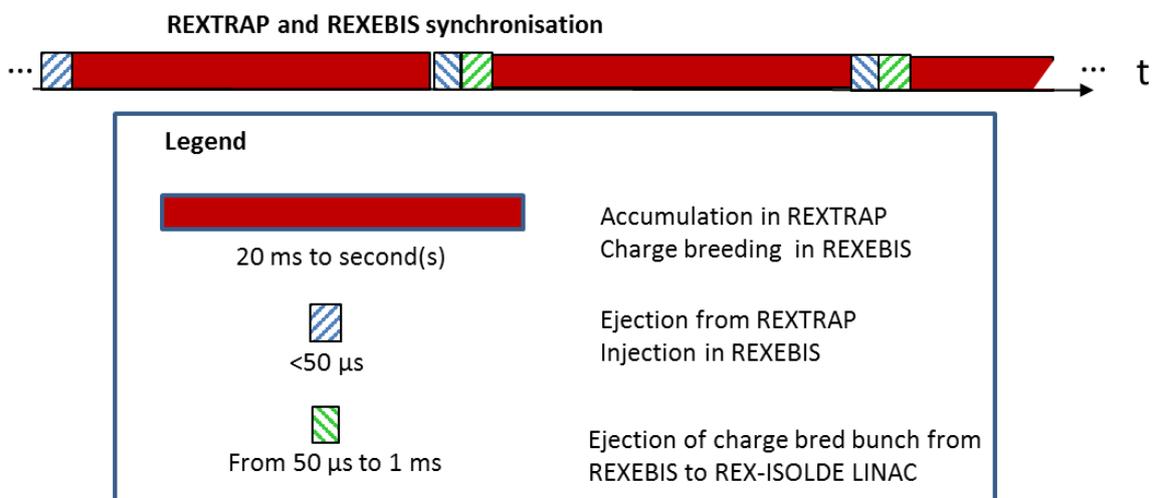


Figure 21: Configuration REXTRAP – REXEBIS et séparateur d'ions multichargés.

En régime d'injection et d'extraction pulsés, la source EBIS nécessite l'emploi d'un piège refroidisseur accumulateur. Cette opération est réalisée par le piège refroidisseur Penning REXTRAP [70], qui avait été originellement choisi du fait de l'expérience avec ce type de piège utilisé à ISOLDE comme étage de préparation pour ISOLTRAP. Le refroidissement permet de réduire et de faire correspondre l'émittance du faisceau 1+ à l'acceptance de REXEBIS. Les émittances typiques des faisceaux, 1+ de l'ordre de 15 à 20 mm·mrad, délivrés par les sources d'ISOLDE [71] sont réduits à des valeurs de l'ordre de 10 mm·mrad pour un nombre d'ions inférieur à  $10^5$  par paquet. L'injection et l'accumulation des ions dans REXTRAP est continue, les ions étant décélérés par collision au moyen d'un gaz tampon de Ne et capturés lors de leur passage dans le piège (voir chapitre 3 pour une description plus détaillée de ce type de piège). L'éjection du paquet d'ions accumulé dans REXTRAP est réalisée en quelques  $\mu$ s seulement, au moyen d'une bascule rapide des tensions de piégeage

situées vers REXEBIS. Durant cette phase, qui correspond à l'injection dans REXEBIS, le potentiel de barrière de REXEBIS est abaissé, permettant l'injection des ions refroidis. L'ensemble REXTRAP – REXEBIS est présenté figure 21. La synchronisation des phases d'accumulation, d'éjection pour REXTRAP et d'élévation de charge, d'injection et d'extraction pour REXEBIS est illustrée sur la figure 22. La figure 23 présente la configuration des potentiels associée à chacune des phases. La phase d'extraction des ions de REXEBIS peut être étendue à des temps proches de la ms [63] afin d'étaler dans le temps l'intensité du faisceau ré-accélééré.



**Figure 22: synchronisation des phases d'accumulation et d'éjection des ions dans REXTRAP avec les phases d'élévation de charge, d'injection et d'éjection des ions dans REXEBIS.**

Pour les ions légers ( $A < 40$ ), un cycle court de 20 ms est utilisé pour le charge breeding comme pour le refroidissement, résultant dans des temps de préparation (refroidissement dans REXTRAP et élévation de charge dans REXEBIS) de l'ordre de 40 ms. Pour les ions les plus lourds, les temps de préparation peuvent aller jusqu'à la seconde. Les états de charge nécessaires à la ré-accélération des ions dans le LINAC de REX-ISOLDE correspondent à des valeurs du rapport  $A/q$  compris entre 2.5 à 4.5.

Les caractéristiques principales de la source REXEBIS, issues de [59], sont reportées dans les tableaux 2 et 3. Il est remarquable que la capacité de charge de REXEBIS est supérieure de 2 ordres de grandeur à celle de REXTRAP. En conséquence, REXTRAP est l'élément qui limite l'intensité des faisceaux élevés en charge et ré-accéléérés, à une fraction de  $nAp$  ( $\sim 10^8$  pps). Pour repousser cette limite, l'utilisation d'un mode d'injection continu court-circuitant REXTRAP, au-dessus de la barrière de potentiel de la première électrode du piège, a été testé [62]. Ce mode est

actuellement assez peu utilisé, du fait de sa faible efficacité (quelques %), mais peut être utile lorsque REXTRAP n'est pas opérationnel. Les résultats typiques de la combinaison REXTRAP + REXEBIS comme étage de préparation sont reportés sur les figures 24 et 25, en terme d'efficacité ( $\varepsilon_{1+\rightarrow n+} \cdot \varepsilon_{trap}$  de l'équation 1-1) et de temps d'élévation de charge pour atteindre les rapports masse sur charge requis par REX-ISOLDE. Les efficacités des ions de masse légères ( $A < 10$ ) sont plus faibles du fait d'un refroidissement moins efficace dans REXTRAP, handicapant l'injection dans REXEBIS. Les efficacités sont maximales pour les noyaux de masse intermédiaires ( $20 < A < 80$ ) qui présentent des effets de couche atomiques importants dans les rapports masse sur charge d'intérêt ( $3 < A/q < 4.5$ ). Les distributions des états de charge masses des noyaux les plus lourds sont naturellement plus larges, l'accès aux couches internes étant de plus en plus difficile, et finalement limité du fait de l'énergie fixe du faisceau électronique, expliquant que les efficacités déclinent progressivement.

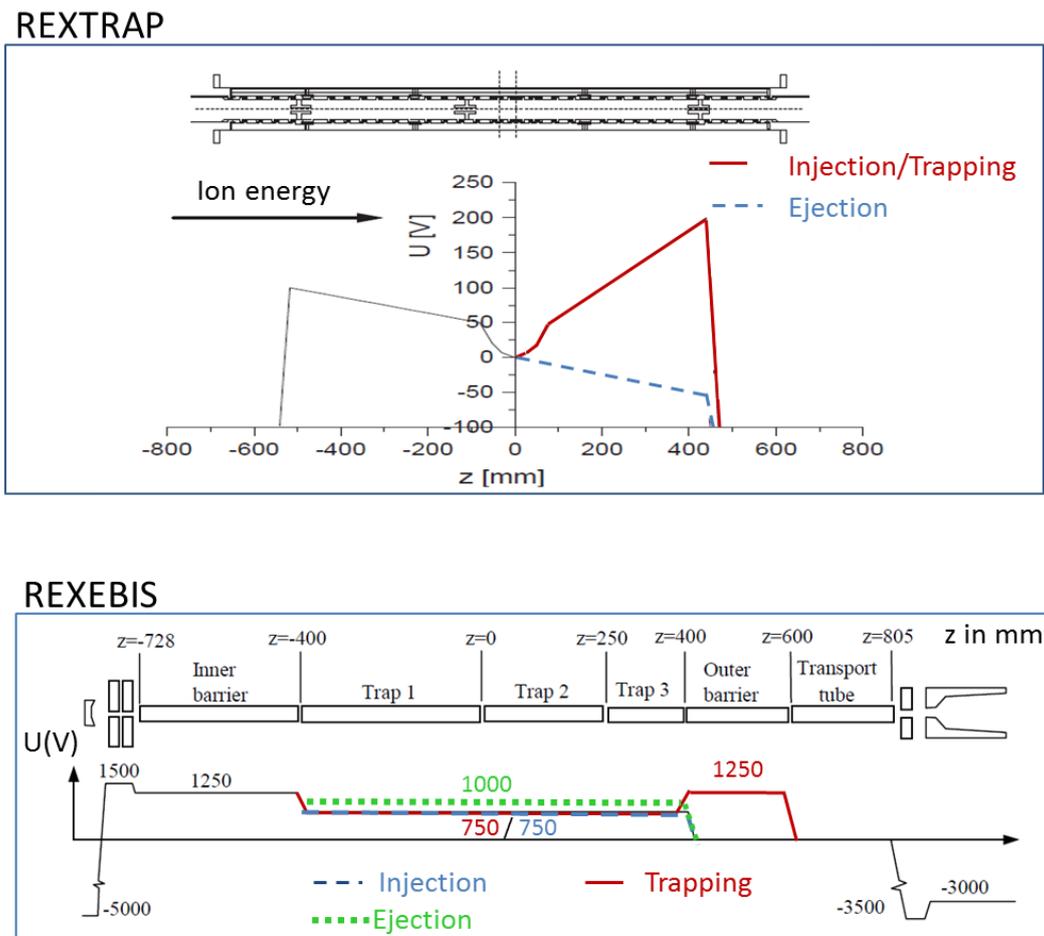


Figure 23: configuration des potentiels des pièges de REXTRAP et REXEBIS durant les différentes phases décrites dans la figure 23. Les potentiels sont référencés à la tension de plateforme de REXTRAP et REXEBIS. Figures adaptées de [69] et [70].

Tableau 2: caractéristiques principales de REXEBIS.

Champ magnétique	2T
Faisceau d'électrons	Cathode LaB <sub>6</sub> $j_{\text{cathode}} < 20 \text{ A/cm}^2$ $j_{\text{trap}}/j_{\text{cathode}} \sim 10$ ; $j_e = j_{\text{trap}} < 200 \text{ A/cm}^2$ $I_e = 460 \text{ mA}$ (opération standard 200mA) $E = 3.5\text{-}6 \text{ keV}$
Piège	3 drift tubes $L = 200 \text{ to } 800 \text{ mm}$ Capacité théorique: $5 \cdot 10^{10}$ charges positives
Acceptance	11 mm·mrad (95%) pour 60 keV – estimée [69]
Emittance du faisceau extrait	15-20 mm·mrad (95%) pour 20·q keV – mesurée [69]
Dispersion en énergie maximale	$50 \cdot q \text{ eV}$ - estimée [69]
Longueur du pulse	FWHM: de 40µs à 300µs
Pression résiduelle	$10^{-10}\text{-}10^{-11} \text{ mbar}$

Tableau 3: Résumé des performances de REXTRAP.

Efficacité d'accumulation	~60% pour $A > 10$ ; 15-25% pour $A < 10$
Temps de refroidissement minimum	10 ms
Emittance du faisceau extrait	10 mm·mrad à 30keV (80%)
Longueur du pulse	<5 µs
Limite de charge d'espace	$10^8$ ions/paquet

Comme mentionné précédemment, le temps de préparation total comprend le refroidissement dans REXTRAP et l'élévation de charge dans REXEBIS, et est le double de celui présenté sur la figure 25. Il peut occasionner des pertes importantes pour les faisceaux les plus exotiques, qui peuvent être dans certains cas défavorables du même ordre de grandeur que les pertes liées au temps de relâche de l'ensemble cible source (voir section 2.1.2). Dans REXTRAP comme dans REXEBIS cependant, ce temps de préparation peut être tourné à son avantage pour l'accumulation des produits de décroissance, capturés dans le champ magnétique intense du piège Penning ou EBIS.

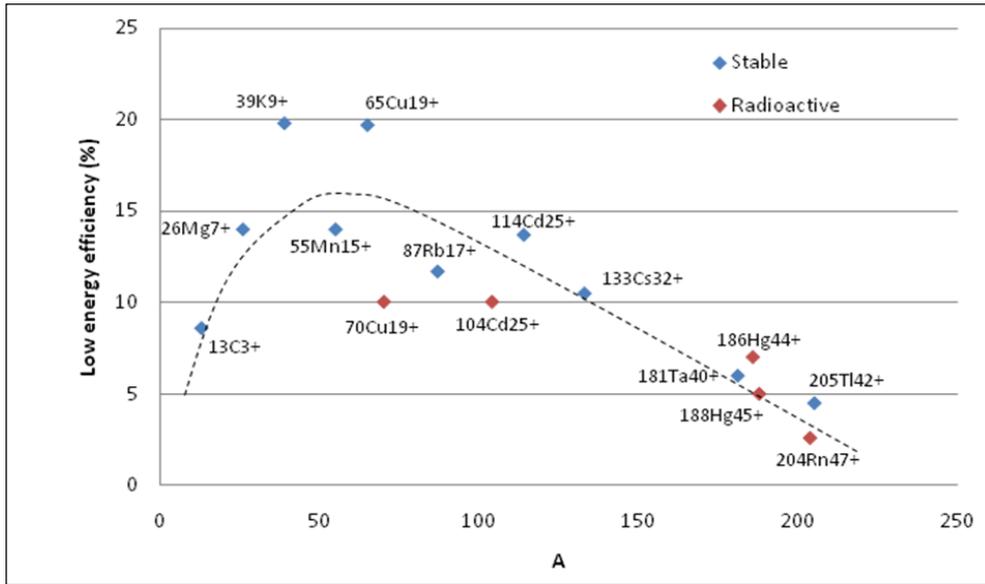


Figure 24: efficacité globale REXTRAP \* REXEBIS ( $\epsilon_{1 \rightarrow n+} \cdot \epsilon_{trap}$  de l'équation 1-1) mesurées avec les faisceaux préparés en 2008. La ligne pointillée est un guide indicatif de tendance. Graphe issu de [59].

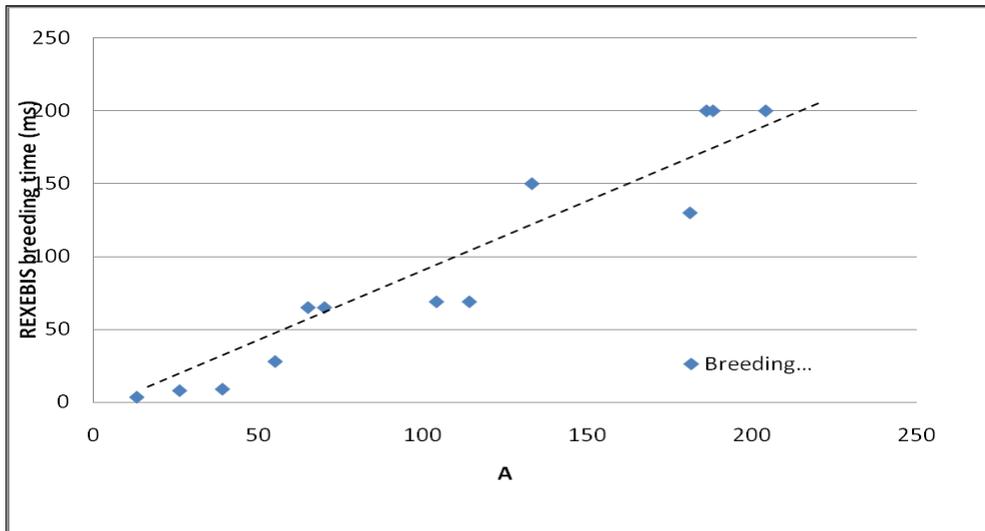


Figure 25: temps d'élevation de charge dans la source REXEBIS pour les isotopes stables présentés dans la figure 24. Ce temps représente la moitié du temps de préparation du faisceau, qui inclue l'accumulation dans REXTRAP. Graphe issu de [59].

### 2.2.1.1 Réaccélération de faisceaux radioactifs par la méthode in-trap decay

Cette méthode est particulièrement utile dans le cas où la chimie de l'isotope d'intérêt rend sa production par la méthode ISOL difficile, alors que celle de son précurseur est favorable. Cette méthode a été utilisée pour l'excitation coulombienne d'isotopes riches en neutrons de Fe [72], élément réfractaire difficile à produire, et de Sr [73], dont le précurseur Rb est en tant qu'alcalin, élément volatile, bien relâché, et

ionisé très efficacement par ionisation de surface. Les pièges magnétiques Penning et particulièrement ceux des sources EBIS peuvent capturer une grande partie des isotopes issus de la décroissance des noyaux radioactifs. Les ions résultant de la désintégration  $\beta^+$  ou  $\beta^-$  possèdent une énergie de recul typique de l'ordre de quelques centaines d'eV à 1 keV. Les trajectoires des ions de recul sont contenues dans un rayon de giration magnétique de quelques mm seulement autour de l'axe du piège, où les ions précurseurs étaient originellement piégés. Cette situation est particulièrement favorable dans le cas d'ions multichargés, du fait de leur rayon de giration  $\rho_c$  réduit :

$$\rho_c = \frac{1}{\omega_c} \sqrt{\frac{2E_R}{m}} \quad 2-10$$

où  $\omega_c = \frac{qB}{m}$  est la fréquence cyclotron, et  $E_R$  est l'énergie de recul des ions.

Suivant l'axe du piège, les potentiels de barrière des électrodes permettent de contenir une partie des énergies de recul dans le cas d'un piège Penning, et son intégralité dans le cas des ions multichargés par la source EBIS. Les paramètres de la capture dans REXTRAP et REXEBIS sont illustrés dans le tableau 4 pour les ions de recul  $^{98}\text{Sr}^{x+}$  issus de la désintégration  $\beta^-$  de  $^{98}\text{Rb}^{x-1+}$ , de temps de vie de 114(5) ms. Pour ces ions, l'énergie de recul maximale est de 855 eV. Les potentiels barrières utilisés pour le confinement des ions dans REXTRAP et REXEBIS sont ceux de la figure 23.

**Tableau 4: Rayon de giration et potentiel barrière calculés pour les ions de recul  $^{98}\text{Sr}$  issu de la désintégration  $\beta^-$  des ions  $^{98}\text{Rb}$ , pour une énergie de recul maximale de 855 eV, dans le piège REXTRAP et dans le champ de la source EBIS.**

	B (T)	V <sub>barrière</sub> (V)	q préc.	q recul	Fréquence $\frac{\omega_c}{2\pi}$ (MHz)	$\rho_c$ (mm)	qV <sub>barrière</sub> (eV)
<b>REXTRAP</b>	3	200	1	2	0,94	6,9	400
<b>REXEBIS</b>	2	500	25	26	8,15	0,8	13000

Avec des cycles de piégeage dans REXTRAP et d'élévation de charge dans REXEBIS de 160 ms, des efficacités de globales de préparation incluant la capture des ions de recul de l'ordre de 2.5%, ont été obtenus pour  $^{98}\text{Sr}$  [60]. Cette efficacité est sensiblement plus faible que celles obtenues normalement, du fait de pertes imputées à une capture et à un refroidissement des noyaux de recul visiblement moins efficaces dans REXTRAP. Une observation similaire avait été faite dans le cas de  $^{61}\text{Fe}^+$  [72] où REXTRAP avait été d'abord privilégié pour la décroissance des noyaux.

### 2.2.1.2 Réaccélération de faisceaux ISOL produits sous forme moléculaire

Ainsi qu'indiqué dans la section 2.1.3.3, la formation de molécules stables et volatiles peut être une façon avantageuse de contourner les difficultés de la méthode ISOL pour les faisceaux réfractaires et/ou réactifs. La forme moléculaire peut également permettre de séparer les noyaux produits des contaminants isobariques, surtout si elle est cassée dans le piège REXTRAP ou dans l'EBIS. La combinaison d'une première séparation magnétique permettant de sélectionner la molécule 1+, avec une deuxième permettant de sélectionner le fragment d'intérêt après REXEBIS, permet de supprimer toute forme de contaminant isobarique provenant de l'ensemble cible - source. Pour la production de faisceaux purs de  $^{70}\text{Se}$ , des tests de cassure moléculaire de  $\text{SeCO}^+$  ont été réalisés avec REXTRAP. Expérimentalement, l'application de champs électriques de l'ordre de 100 V/m entre les électrodes du piège de REXTRAP (Fig. 23) ont été trouvés suffisants pour provoquer la cassure des molécules par collisions avec le gaz Ne, alors qu'une configuration présentant des pentes de potentiel beaucoup plus douces ( $\sim 10\text{V/m}$ ) permettait de conserver la forme moléculaire. Dans la première configuration, la cassure sous forme  $\text{Se}^+ + \text{CO}$  a été trouvée nettement moins probable que  $\text{Se} + \text{CO}^+$  [74]. La source EBIS présente un environnement plus propice, du fait de l'ionisation par impact électronique, à la fois efficace pour la cassure et l'ionisation des fragments des molécules. C'est REXEBIS qui a finalement été utilisée pour la cassure de la molécule, avec une efficacité totale de refroidissement, de cassure moléculaire et de charge breeding de l'ordre de 2% [75].

La configuration de REXTRAP permettant de conserver la forme moléculaire a été utilisée dans le cadre d'une autre expérience, pour l'implantation d'un faisceau pur de  $^{38}\text{CaF}^+$  pour une mesure de temps de vie très précise de ce noyau émetteur  $0^+ \rightarrow 0^+$ . Le faisceau moléculaire était purifié de son contaminant,  $^{38}\text{K}^+$ , produit par la décroissance du noyau  $^{38}\text{Ca}$ , par une sélection de temps de vol [76]. Dans cette configuration, une efficacité quasi nominale de l'ordre de 50% a pu être mesurée pour la forme moléculaire.

### 2.2.2 Elévation de charge dans une source ECRIS

Bien que la première source opérationnelle pour l'élévation de charge ait été REXEBIS, la méthode 1+ n+ a été conçue et testée originellement par Tamburella et al. au LPSC, avec une source ECRIS de type MinimaFios [77]. Le but était une étude

de la ré-accélération des faisceaux radioactifs du projet PIAFE, basé sur la fission d'une cible de  $^{235}\text{U}$  placée dans le canal haut flux du réacteur de l'ILL.

### 2.2.2.1 Caractéristiques de l'élevateur de charges

Un charge breeder de type ECRIS est une source dont l'injection a été modifiée pour permettre la capture des ions du faisceau 1+ dans le plasma. Un schéma de principe simplifié est présenté sur la figure 26. La source ECRIS confine un plasma au moyen d'un champ magnétique axial créé par des bobines et un champ magnétique radial créé par des aimants permanents. Le plasma est généré par l'excitation résonante du mouvement cyclotron des électrons libres par une onde radiofréquence de pulsation  $\omega_{rf}$  sur une surface vérifiant la condition :

$$\omega_{rf} = \frac{qB}{m} = \omega_C \quad 2-11$$

Le plasma est entretenu par un flux de gaz porteur léger, en général He ou O<sub>2</sub>. L'injection des ions 1+ est réalisée au moyen d'un tube décélérateur, à la masse, pénétrant dans la chambre plasma. A la différence de la source EBIS utilisée en tant qu'élevateur de charge, le mode naturel d'opération de la source ECRIS est continu, et ne nécessite donc pas de piège accumulateur. L'ionisation y est réalisée continument par impact électronique avec les électrons du plasma, de température de l'ordre de 1 à 2 keV pour une source classique. L'état de charge le plus probable obtenu dépend du facteur  $\log(n_e \cdot \tau)$  où  $n_e$  est la densité électronique et  $\tau$  est le temps d'équilibration de charge des ions. Il résulte d'un équilibre entre les processus d'ionisation par impact électronique et échange de charge. Le temps d'élévation de l'état de charge 1+ vers l'état de charge n+ est conventionnellement défini comme le temps entre l'injection du faisceau 1+ et l'établissement de 90% du courant n+. En outre du temps d'équilibration de charge, il comprend un temps de latence, où les ions restent confinés avant d'être extraits. Au bout d'un processus stochastique de collisions coulombiennes au sein du plasma, les ions sont dirigés vers l'extraction de la source. Le temps de confinement des ions dans le champ magnétique varie suivant leur état de charge, et dépend des rapports miroirs à l'injection  $\frac{B_{inj}}{B_{min}}$  et  $\frac{B_{ext}}{B_{min}}$  à l'extraction (Fig. 26). Les rapports miroirs définissent le cône de perte des ions [78] : seuls les ions de vitesse  $v$  et de vitesse radiale  $v_{\perp}$ , perpendiculaire au champ magnétique vérifiant

la condition  $\frac{v_{\perp}}{v} < \frac{1}{\sqrt{\frac{B_{max}}{B_{min}}}}$ , seront extraits. Les ions sont préférentiellement extraits vers l'extraction, où le rapport miroir est plus faible. Les résultats obtenus avec les dernières versions de charge breeder permettent d'estimer que les pertes par l'injection n'excèdent pas 20% du faisceau injecté. Les temps de confinements expérimentaux sont relativement bien décrits par la description théorique de la diffusion des ions du centre du plasma vers le cône de perte, en faisant l'hypothèse d'un puits de potentiel négatif créé au centre du plasma par les électrons chauds qui y sont piégés [78]. Les temps de confinement sont d'autant plus importants que l'état de charge sera élevé, affichant une dépendance en  $e^{\frac{qU}{kT_i}}$ , où  $U$  est la profondeur du puits de potentiel, et  $T_i$  est la température des ions. Dans le plasma, la densité électronique  $n_e$  correspond à une fraction de la densité critique  $n_c$ , densité pour laquelle l'onde radiofréquence est égale à la fréquence de coupure [78]:

$$n_e \lesssim n_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \omega_{rf}^2 \quad 2-12$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron, et  $e$  la charge élémentaire.

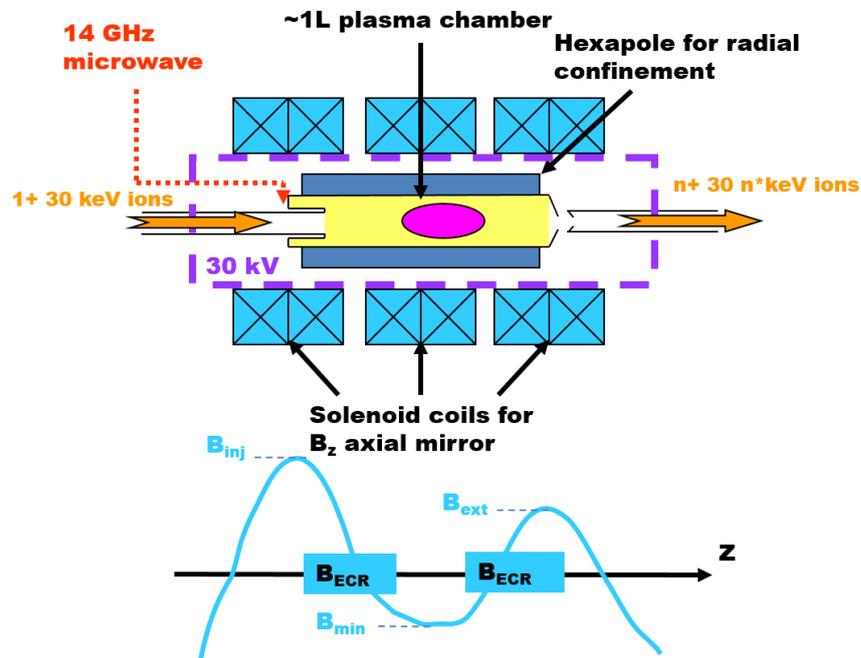


Figure 26: principe d'une source ECRIS utilisée en charge breeder.

En toute généralité, les paramètres définissant les performances d'une source ECRIS pour l'élévation de charge sont celles d'une source ECRIS classique, avec en

outre des conditions nécessaires pour l'injection efficace du faisceau 1+. Les paramètres cités en [59] sont :

- La fréquence d'excitation résonante électronique. Cette fréquence définit la zone de résonance cyclotronique, pour laquelle la condition de l'équation 2-11 est vérifiée, et donc le champ de confinement B requis. Elle définit également la densité électronique maximale qui peut être atteinte (équation 2-12).
- La topologie du confinement magnétique, en général de type « minimum-B » comme présentée Fig. 26 pour garantir la stabilité du plasma et des temps de confinement suffisant pour la production d'ions multichargés.
- La nature du gaz porteur. Le gaz porteur peut influencer les distributions d'état de charge par les mécanismes de collisions coulombiennes et d'échange de charges. Le processus dit de mélange de gaz, où le gaz léger refroidit les ions les plus lourds par refroidissement évaporatif, permet d'atteindre des états de charges plus élevés en augmentant le temps de confinement. Le gaz porteur définit également les contaminants stables qui domineront le spectre de la source.
- Le matériau de la chambre plasma. Un matériau donneur d'électrons tel que l'aluminium peut permettre d'améliorer les performances de la source en termes d'états de charges accessibles. La composition de la chambre plasma est également responsable de la présence d'autres polluants stables dans le spectre de la source. Dans les dernières versions des charge breeder de type ECRIS, une chambre en Al pur est généralement utilisée.

Les principales caractéristiques du charge breeder ECRIS de type Phoenix testé à ISOLDE, puis amélioré pour SPIRAL 1 et SPES sont données dans le tableau 5. Pour les charge breeder ECRIS le confinement magnétique typique est moins efficace que celui des sources EBIS, utilisant traditionnellement des solénoïdes refroidis à température ambiante, limité à des champs de l'ordre de 1.5 T pour des fréquences de 14.5 GHz.

**Tableau 5: certaines des caractéristiques du charge breeder ECRIS testé à ISOLDE et amélioré pour SPIRAL 1 et SPES. Les caractéristiques qui ont été améliorées pour les SPES et SPIRAL 1 sont indiquées en gras.**

Fréquence RF	14.5 GHz Puissance max. 1kW
Type de confinement magnétique	Structure minimum B 3 solénoïdes axiaux, and 1 hexapole en aimants permanents $B_{inj}=1.5T$ , $B_{ecr}=0.52T$ ; $B_{min}=0.5T$ ; $B_{ext}=1T$ ; $B_{rad}=1.35T$ Rapports miroir $B_{inj}/B_{min}=3$ ; $B_{ext}/B_{min}=2$
Chambre plasma	~1l <b>Inox/Aluminium</b>
Acceptance	$\geq 55$ mm·mrad à 18 keV (90%)
Emittance	$< 80$ mm·mrad à $20 \cdot q$ keV (90%)
Dispersion en énergie	$1-10 \cdot q$ eV
Vide	$< 10^{-6} / 10^{-7}$ mbar à l'injection et extraction en fonctionnement, $10^{-7} / 10^{-8}$ sans plasma
Gaz support	<b>He/O<sub>2</sub></b> à $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ mbar.l/s

### 2.2.2.2 Distributions d'états de charges

La figure 27 présente le résultat d'un calcul d'évolution de la distribution d'états de charge pour des ions  $Ar^{1+}$  injectés dans le charge breeder SPIRAL 1, en suivant une procédure similaire à celle adoptée pour les sources EBIS par CBSIM [67] (voir section 2.2.1 et Fig. 20) :

- Les sections efficaces d'ionisation par impact électronique  $\sigma_{q \rightarrow q+1}^{ii}$  sont approximées par la formule de Lotz [43]
- Les sections efficaces d'échanges de charge  $\sigma_{q \rightarrow q-i}^{ex}$  avec le gaz neutre résiduel, de densité  $n_g$ , sont approximées par la formule de Mueller et Salzborn [79]
- L'estimation du temps de confinement classique pour une source ECRIS,  $\tau_c^q \propto e^{\frac{qU}{kT_i}}$  [80], est utilisée,
- Les taux de recombinaison radiatives  $\alpha_{q \rightarrow q-1}^{RR}$  calculés et tabulés par McLaughlin et Hahn pour différentes températures électroniques [81] sont utilisés.

L'évolution des populations d'états de charges  $n_q$  dans la source ECRIS est évaluée par la résolution du système d'équations différentielles :

$$\begin{aligned} \frac{dn_q}{dt} = & n_e \cdot \langle v_e \cdot (\sigma_{q-1 \rightarrow q}^{ii} \cdot n_{q-1} - \sigma_{q \rightarrow q+1}^{ii} \cdot n_q) \rangle - n_g \sum_{i=1}^4 \sigma_{q \rightarrow q-i}^{ex} \cdot n_q \\ & + \sum_{i=1}^4 \sigma_{q+i \rightarrow q}^{ex} \cdot n_{q+i} - n_e \cdot (\alpha_{q \rightarrow q-1}^{RR} \cdot n_q - \alpha_{q \rightarrow q-1}^{RR} \cdot n_{q+1}) - \frac{n_q}{\tau_c} \end{aligned} \quad 2-13$$

où le premier terme est une moyenne sur le spectre thermique des énergies électroniques, approximé par une Maxwellienne. Les courants d'ions multichargés  $I_q$  sont alors immédiatement déduits :

$$I_q = \frac{n_q}{\tau_c} \quad 2-14$$

Les hypothèses concernant le plasma de la source ECRIS de SPIRAL 1 nécessaires au calcul d'évolution sont regroupées dans le tableau 6. Ils sont pour la plupart déduits de l'étude du plasma par la transmission des états de charge 1+ et 2+ au travers du charge breeder SPIRAL 1, décrite en [4] [3]. Avec ces hypothèses, la recombinaison radiative ne joue qu'un rôle marginal dans l'évolution des états de charge, n'excédant jamais plus de 5% des taux d'échange de charge  $q \rightarrow q-1$ . Suivant leur état de charge, les courants atteignent un plateau continu correspondant à des temps d'élévation de charge variant entre 1 ms (1+) et 400 ms (11+). Le temps d'élévation de charge pour  $Ar^{8+}$  est de l'ordre de 65 ms, à comparer à 90 ms mesuré expérimentalement lors des tests préliminaires du charge breeder de SPIRAL 1 au LPSC [82]. L'état de charge le plus probable correspond à la configuration [Ne], au-delà de laquelle les sections efficaces d'ionisation par impact électronique diminuent de façon importante.

**Tableau 6: paramètres du plasma utilisés pour les calculs de la figure 27. Les paramètres  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $T_i$  et  $U$  sont issus de l'étude par simulation de la transmission des états de charge 1+ / 2+ entrepris lors de la thèse de Arun Annaluru [4] [3], co-encadrée avec L. Maunoury. Un ordre de grandeur de la pression du gaz résiduel  $P_g$  dans la chambre plasma est déduit des mesures des pressions à l'injection et extraction (Tableau 5).**

Quantité	$n_e$ (cm <sup>-3</sup> )	$T_e$ (keV)	$T_i$ (eV)	$U$ (eV)	$P_g$ (mbar)
Valeur estimée [4] [3]	$1.5 \cdot 10^{11} < n_e < 3.7 \cdot 10^{11}$	$1 < T_e < 3$	$0.7 < T_i < 2.5$	$0.5 < U < 0.6$	-
Valeur utilisée	$n_c/10 = 2.6 \cdot 10^{11}$	1.5	1	0.6	$10^{-6}$

La distribution d'état de charge à saturation calculée pour les paramètres du tableau 6, et en s'écartant de certains de ces paramètres pour tester l'effet d'un

déconfinement des ions (potentiel de confinement réduit de 0.2V), d'un échange de charge plus important (pression multipliée par 5) ou d'une densité électronique plus importante (multipliée par 2), est présentée sur la figure 28, avec la distribution expérimentale mesurée au LPSC [82]. La réduction du potentiel de confinement de 0.2V seulement résulte dans des temps de confinement suivant l'état de charge 2 (3+) à 10x (12+) plus faibles. La comparaison des distributions calculées avec la mesure au LPSC montre qu'un accord assez satisfaisant est obtenu en considérant une densité électronique un peu plus élevée que celle déduite des transmissions des faisceaux 1+ au GANIL. A noter que si l'accord semble assez satisfaisant, il résulte d'un réglage fin des paramètres. De manière générale, les distributions de charge mesurées dépendent de beaucoup de conditions expérimentales, affectant les paramètres des équations 2-13 et 2-14 de manière peu prédictive. Le gaz support affecte l'échange de charge, la diffusion des ions dans le plasma, le réglage des champs magnétiques modifie la topologie de la résonance cyclotronique, la densité et le spectre en énergie des électrons, ainsi que le confinement des ions. L'estimation quantitative de l'effet d'un changement des conditions expérimentales sur les distributions de charges est donc très difficile.

Il est par ailleurs remarquable que la plupart des paramètres du tableau 6 sont très difficiles à mesurer directement, l'accès au plasma de la source étant compliqué par son environnement, et les sondes intrusives modifient les propriétés que l'on souhaite mesurer. Dans le cadre le cadre du projet EMILIE [83] [84], il a été réalisé que l'injection du faisceau 1+ permettait d'avoir accès, sans perturbation excessive du plasma, à certains paramètres, comme la densité électronique [85] [86]. Ces paramètres sont déduits de libres parcours moyens, déterminés par des mesures de transmission des bas états de charges 1+ et 2+ au travers du plasma. Dans le prolongement de ces travaux, les paramètres du tableau 6 [4] [3] sont déduits d'ajustements des courbes de transmissions des faisceaux 1+ et 2+ avec le code MCBC, modélisant les collisions coulombiennes dans le plasma par Monte Carlo [87]. Des efforts conséquents sont actuellement investis pour décrire les propriétés des plasmas des sources ECRIS, tels que rapportés dans le tableau 6, par des codes de type Particle In Cells (PIC) (voir par exemple [88] [89]).

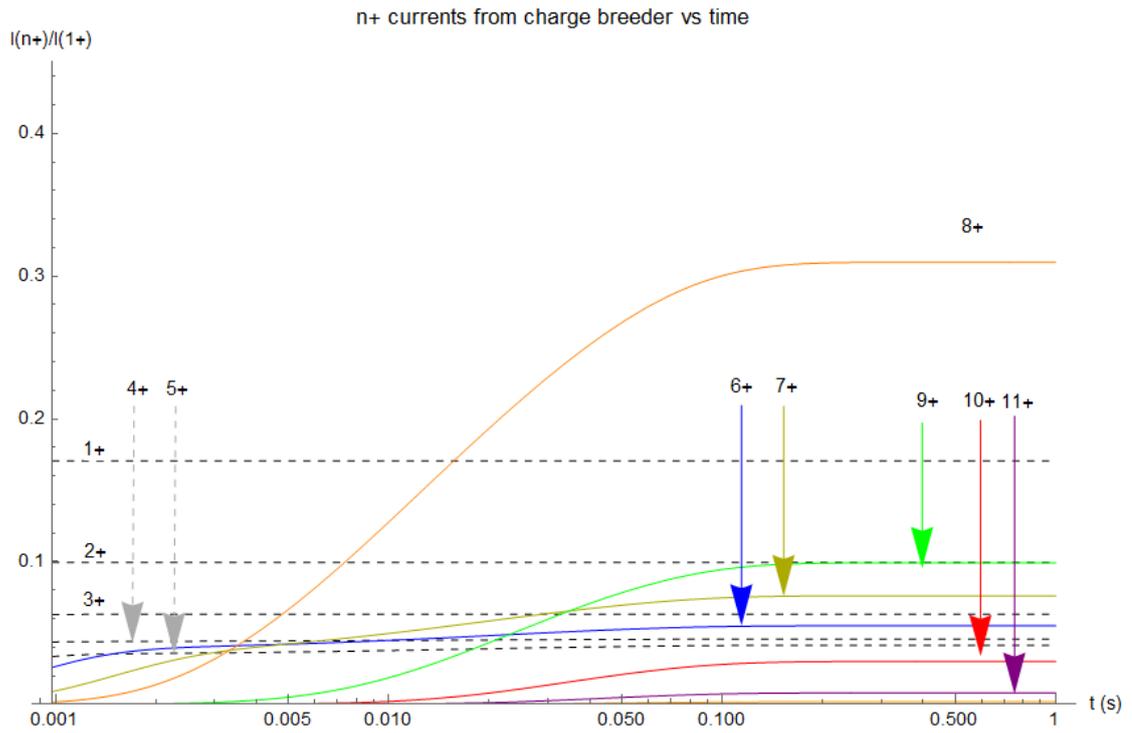


Figure 27: evolution de l'état de charge des courants extraits du charge breeder, calculée à partir des équations 2-13 et 2-14 et des paramètres du tableau 6.

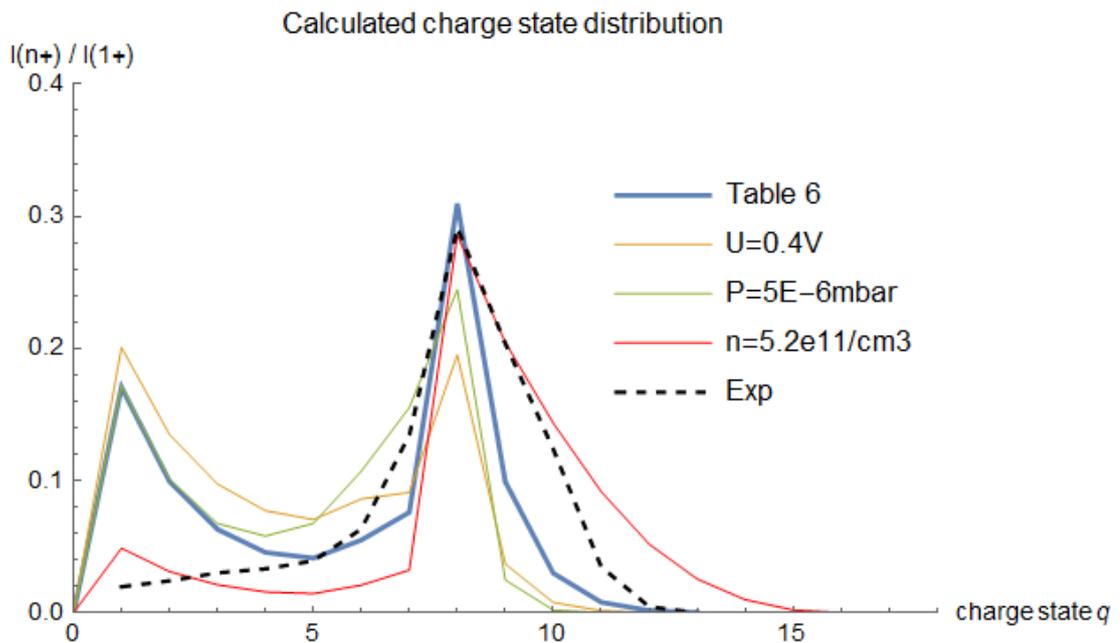


Figure 28: distribution d'états de charge à saturation calculée pour les paramètres du tableau 6 (courbe bleue), avec un potentiel de confinement réduit (courbe orange), avec une pression résiduelle augmentée (courbe verte), et avec une densité électronique augmentée (courbe rouge). La courbe en pointillée est une mesure expérimentale avec un gaz support He.

Même si les réglages expérimentaux de la source ECRIS mentionnés plus haut permettent en principe de modifier la distribution d'état de charge, le réglage de la distribution s'avère en général plus compliqué que celui d'une EBIS, ainsi que plus limité. Les états de charge les plus épluchés sont en général notablement moins bien peuplés que ceux qui peuvent être obtenus d'une EBIS : la présence d'un gaz porteur et d'une pression résiduelle importante lors du fonctionnement de la source ( $\sim 10^{-6}$  mbar à comparer à  $\sim 10^{-11}$  mbar dans une source EBIS) rendent le processus d'échange de charge bien plus limitant. Une autre conséquence de la présence de ce gaz résiduel, composé à la fois du gaz porteur, et du résultat du sputtering continu des surfaces de la chambre plasma et des électrodes d'injection et d'extraction par les électrons et ions perdus, est la forte contamination d'ions stables superposée à la distribution de charges de l'isotope d'intérêt. A SPIRAL 1, cette contamination peut être efficacement supprimée par le cyclotron CIME, dans la plupart des cas [90]. Dans le cas d'installations utilisant un LINAC, un pré-séparateur de résolution suffisante,  $R=m/\Delta m \gtrsim 1000$ , est nécessaire. C'est par exemple le cas de SPES qui prévoit de placer un tel séparateur sur une plateforme haute tension [91].

### **2.2.2.3 Efficacités de capture**

Les premiers tests en ligne du charge breeder de type Phoenix ont été réalisés dans le cadre d'une collaboration regroupant plusieurs laboratoires européens (Daresbury, York university GANIL, LPSC, ISOLDE, GSI) au CERN [92] approfondis dans le cadre de la thèse de Mélanie Marie-Jeanne [58] [93] [94] [95]. Le charge breeder Phoenix développé par le LPSC était la première source ECRIS développée spécifiquement pour l'élévation de charge  $1+$ . Les efficacités mesurées étaient alors très différentes suivant la nature des ions injectés : les ions gazeux étaient ionisés le plus efficacement ( $\sim 10\%$  dans un état de charge), alors que les efficacités d'élévation de charge des ions condensables (c.à.d. solides sous vide à température ambiante) et légers ( $A < 40$ ) ne dépassaient pas 2%.

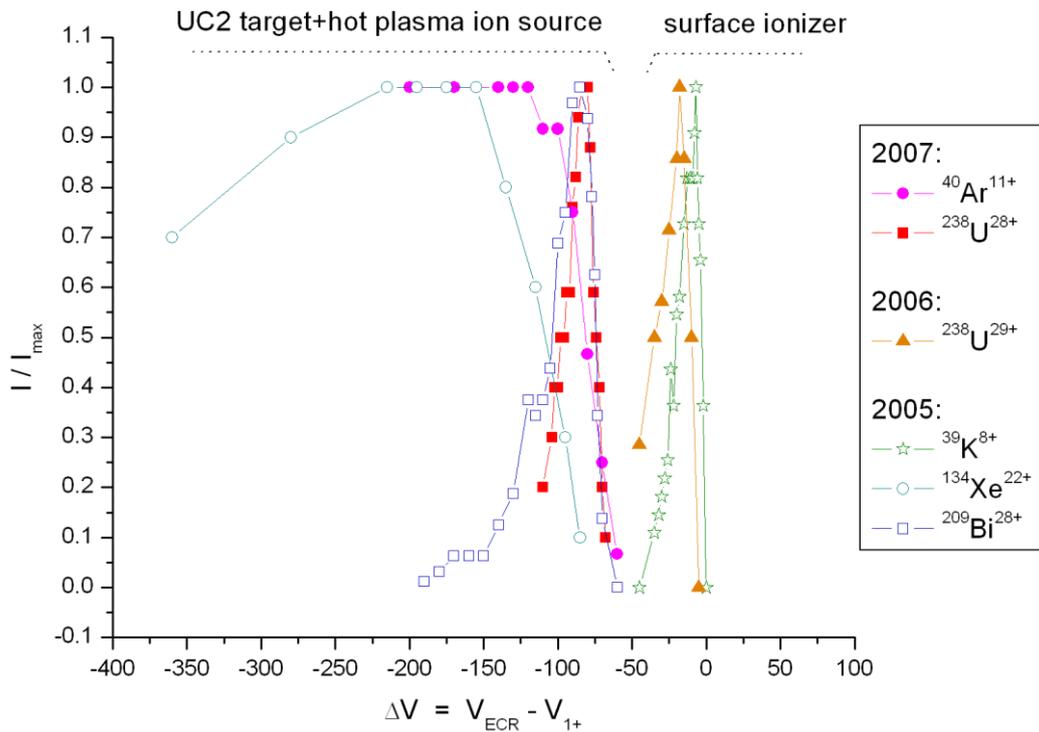


Figure 29: courbe  $\Delta V$  déduite des mesures faites à ISOLDE avec différents faisceaux stables ou de très long temps de vie [93].

Les conditions de capture des ions dans le plasma sont en effet très différentes suivant la nature gazeuse ou condensable des ions : dans le cas des ions gazeux un recyclage de la paroi de la chambre plasma est possible, tandis que dans le cas des condensables la capture directe par collision coulombienne et l'ionisation doit être privilégiée. Ceci se traduit expérimentalement par un réglage fin de la différence de tension entre la source ECRIS et la plateforme de l'ensemble cible source 1+. Ce réglage fin est illustré sur la figure 29, extraite de la thèse de Mélanie Marie-Jeanne où  $\Delta V$  est la différence entre les tensions des deux sources.

La condition de capture directe dans le plasma est explicitée par Geller, qui reprend le terme de ralentissement des ions par collisions coulombiennes dans un plasma calculé par Delcroix et Bers [96]. Dans ce modèle le ralentissement est causé par des collisions ions-ions, en pratique bien plus fréquentes qu'avec des électrons, dont l'effet cumulatif est une déviation importante de la trajectoire des ions (déflexion de  $90^\circ$ ). Le ralentissement est théoriquement maximal pour des ions 1+ de vitesse relative équivalente à celles du plasma. Les ions 1+ condensables doivent donc être

ralentis à des vitesses équivalentes à celles des ions du plasma pour une capture optimale, correspondant à un réglage  $\Delta V$  tel que :

$$e \cdot \Delta V \sim \frac{m_i}{m} \cdot kT_i + e \cdot V_p \quad 2-15$$

où  $m$  est la masse des ions du faisceaux 1+,  $m_i$  la masse des ions du plasma et  $T_i$  leur température, et  $V_p$  le potentiel plasma. L'étude de la capture d'ions  $^{23}\text{Na}^+$  et  $^{39}\text{K}^+$  réalisée pour l'élévateur de charge SPIRAL 1 [4] [3], permet de tester cette condition pour différents systèmes, où la température des ions et le potentiel plasma sont déduits comme pour les hypothèses du tableau 6 de la transmission d'ions 1+ et 2+ d'ions à différents  $\Delta V$ . La comparaison des 2 colonnes de droite du tableau 7 montre que la condition 2-15 est globalement bien vérifiée, confortant le critère qualitatif de capture formulé par Geller. Il est par ailleurs remarquable qu'expérimentalement comme par simulation ( [4] [3]), le paramètre  $\Delta V$  semble optimum toujours autour des mêmes valeurs, quels que soient les systèmes étudiés, ce qui est plutôt contre-intuitif : afin de remplir la condition 2-15, il semble plus efficace d'ajuster les conditions du plasma influant sur la température des ions que d'ajuster l'énergie du faisceau 1+. Une tentative d'explication pourrait être le paramètre  $\Delta V$  obéit à d'autres contraintes que 2-15. Une contrainte sur la valeur minimale du  $\Delta V$  doit nécessairement provenir du transport du faisceau 1+ dans le plasma : celui-ci ne pourra être efficace qu'à une énergie minimale d'injection, dépendant principalement des éléments optiques de décélération, et dans une certaine mesure de l'émittance du faisceau 1+, mais qui reste semblable dans tous les systèmes étudiés dans [4] [3]. D'autres hypothèses plus fondamentales, contraignant la valeur de  $\Delta V$  ne sont à ce stade pas exclues.

Tableau 7: valeurs optimales du paramètre  $\Delta V$  déterminées expérimentalement comparées à la prédiction de l'équation 2-15 pour les différents systèmes étudiés dans [4] [3].

Ions 1+	Gaz support	$T_i$ (eV)	$V_p$ (V)	$e \cdot \Delta V$ (exp) (eV)	$e \cdot \Delta V$ (eq. 2-15) (eV)
Na <sup>+</sup>	He	1	1,5	6,5	7,25
K <sup>+</sup>	He	0,75	1	7,5	7,3125
K <sup>+</sup>	O <sub>2</sub>	2	1	6,5	4,875

#### 2.2.2.4 Performances des élévateurs de charge ECRIS

Les figures 30, 31 et 32 issues de [60] comparent les performances des sources ECRIS de type Phoenix et REXEBIS avec celles obtenues au démarrage de

l'installation CARIBU d'ATLAS à Argonne National Laboratory. En comparaison de la version originale de l'élevateur de charge Phoenix, la version de ANL pourtant plus modeste en confinement magnétique et fréquence associée (10 GHz à la place de 14 GHz) présente de meilleures performances générales : états de charges plus élevés, efficacités meilleures, pour des temps d'élévation de charge plutôt plus longs, mais dans le même ordre de grandeur. L'injection de faisceaux légers y est aussi efficace que pour REXEBIS [97], et la différence d'efficacité de capture entre gaz et éléments condensables y est nettement atténuée. Ces performances supérieures sont attribuées à différents atouts:

- l'élevateur de charge de ANL bénéficie d'un vide de meilleure qualité du fait de son pompage direct au travers de l'hexapôle,
- les faisceaux 1+ sont refroidis par un RFQ cooler suivant la cellule gazeuse de CARIBU
- une deuxième onde HF de fréquence réglable permet de stabiliser le plasma et d'obtenir des états de charge plus élevés

Elles mettent en exergue quelques défauts de la première version de l'élevateur de charge de type Phoenix [98] :

- un champ magnétique légèrement asymétrique à l'injection (plug en fer tronqué pour permettre l'injection de l'onde HF)
- de nombreux joints élastomères qui contribuent par leur perméation à une pression résiduelle relativement élevée
- l'injection du gaz porteur en dehors de la chambre plasma, qui contribue également à entretenir une pression résiduelle relativement élevée
- l'injection HF au-dessus du tube décélérateur, à la masse, qui permet l'injection des ions 1+, plutôt que dans la chambre plasma, causant potentiellement des pertes HF importantes.

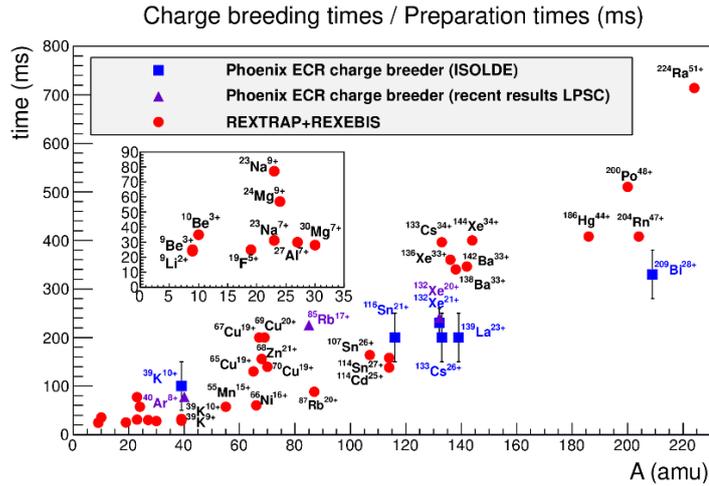


Figure 30: temps d'élévation de charge dans les sources ECRIS Phoenix, comparés aux temps de préparation totale utilisés avec REXTRAP + REXEBS. Figure issue de [60].

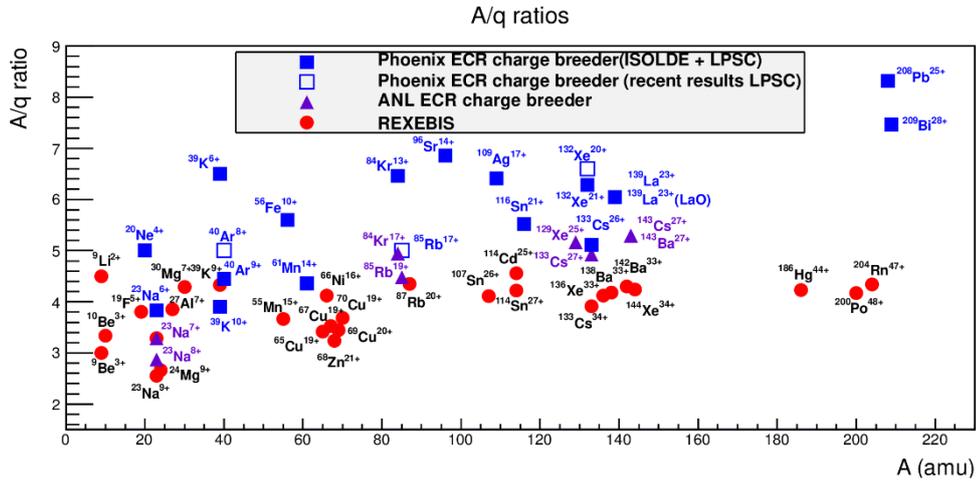


Figure 31: rapports masse sur charge obtenus avec la source Phoenix, comparés à ceux obtenus par l'élevateur de charge de ANL, et à ceux utilisés pour l'accélération des faisceaux à REX-ISOLDE. Figure issue de [60].

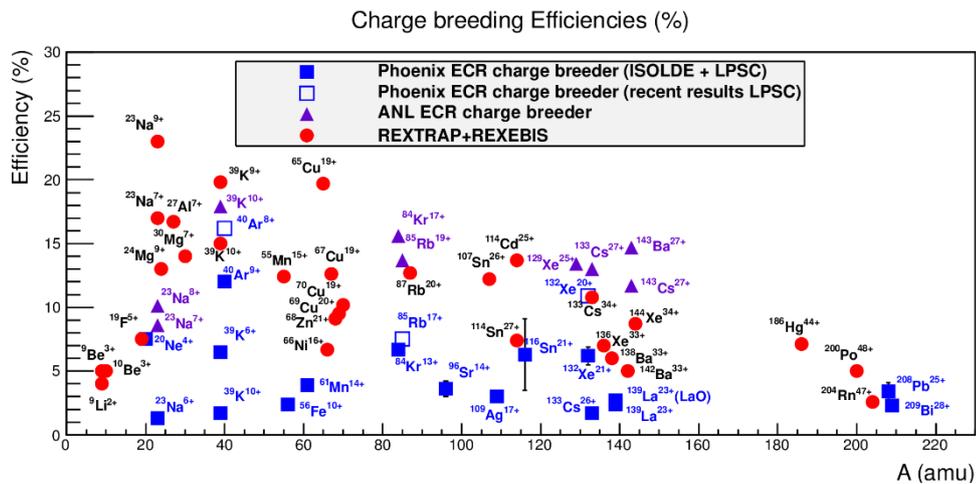


Figure 32: efficacités mesurées à ISOLDE, au LPSC avant 2013 avec l'élevateur de charge ECRIS de type Phoenix, comparés au résultats obtenus à ANL et avec la combinaison REXTRAP + REXEBS. Figure issue de [60].

Une R&D est alors lancée pour améliorer les performances des charges breeder de type Phoenix dans le cadre du projet « **Enhanced Multi-Ionization of short-Lived Isotopes for EURISOL** » (EMILIE) avec plusieurs laboratoires Européens, pour leur application à SPIRAL 1 et SPES [83]. L'élevateur de charge Phoenix utilisé à ISOLDE est modifié pour l'élévation de charge des ions légers [98]. Des modifications sont entreprises pour corriger les défauts de la première version de l'élevateur de charge : la symétrie du champ magnétique est restaurée à l'injection, les joints élastomères sont remplacés par des joints métalliques ultravide, les injections du gaz et de l'onde HF sont réalisées dans la chambre plasma. Différentes optiques à l'injection sont améliorées : le tube décélérateur est modifié pour permettre un réglage de position, un triplet électrostatique est utilisé à la place de la double lentille einzel classiquement utilisée. Le matériau de la chambre plasma, originellement en inox, est remplacé par de l'aluminium. Un deuxième guide d'onde est installé pour la stabilisation du plasma de la source. Les résultats obtenus avec le nouveau système pendant les tests au LPSC montre que l'efficacité de capture est nettement améliorée [82]. Globalement la R&D entreprise dans le cadre de EMILIE contribue à améliorer visiblement les performances de la source Phoenix [84]. Les efficacités mesurées au LPSC se rapprochent de celles de ANL, même si un écart persiste, notamment en terme d'efficacité pour les plus légers (Na, voir Fig. 33). Cet écart peut se comprendre si l'on considère que les faisceaux 1+ de ANL sont refroidis : possédant une émittance transverse et une dispersion en énergie réduite, la condition de capture explicitée plus haut est plus facile à remplir. Considérant que les faisceaux de  $\text{Na}^{1+}$  produits à SPIRAL 1 à 15 keV ont une émittance typique non refroidie de l'ordre de 50 mm.mrad, correspondant à un rayon typique de l'ordre de 2 mm comme taille objet de faisceau, et à une divergence angulaire typique de 25 mrad, une dispersion en énergie transverse de l'ordre de 10 eV est attendue. C'est au-delà de l'énergie de capture des ions dans le plasma définie par l'équation 2-15, de l'ordre de 6 à 7 eV en considérant une température des ions typique de 1 eV et un plasma d'Hélium. Il est donc pratiquement impossible de ralentir les ions dans le plasma sans perte. Ceci corrobore l'analyse réalisée dans le cadre de la thèse d'Arun Annaluru, qui avait précisément évalué le rôle de l'émittance sur la capture de ces faisceaux, reproduisant par simulation les résultats expérimentaux de capture des bas états de charge [4] [3]. En comparaison, les faisceaux refroidis ont des émittances typiques de l'ordre de 3 à 5 mm.mrad (voir chapitre 3). Il en résulte des dispersions en énergies transverses

inférieures d'un facteur approximativement 10, qu'il est donc bien plus facile de capturer sans perte avec un réglage adéquat du ralentissement, au moyen de la différence de tension  $\Delta V$ .

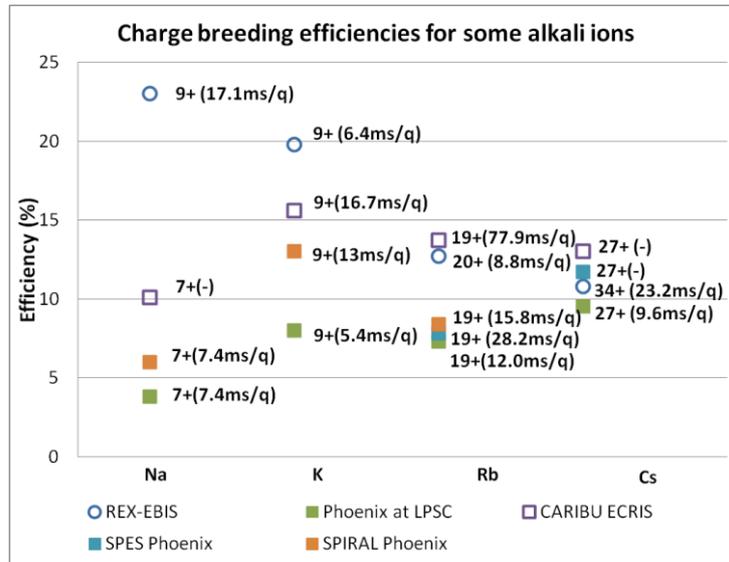


Figure 33: Comparaison d'efficacité pour l'élevation de charge des alcalins stables à REX-ISOLDE, à ANL, et avec le charge breeder Phoenix modifié et testé au LPSC pour SPIRAL 1 et SPES. Issu de [84].

## 2.3 Comparaison des techniques d'élévations de charge

### 2.3.1 EBIS ou ECRIS ?

Les performances discutées dans les sections précédentes permettent de définir très généralement les avantages et limitations de chacune des techniques. Les points forts de l'élevateur de charge EBIS sont :

- Un ultraviolet poussé qui supprime considérablement l'échange de charge, et permet d'atteindre théoriquement les états de charges les plus élevés accessibles suivant l'énergie du faisceau électronique
- Un réglage simple de l'état de charge le plus peuplé, en ajustant le temps d'élévation de charge
- La possibilité d'utiliser le mode dit de 'in-trap decay' de façon efficace, du fait du confinement efficace des produits de décroissance par le champ magnétique intense du piège de l'EBIS (section 2.2.2.1)

Les points faibles sont :

- La complexité relative de l'ensemble accumulateur / refroidisseur - élevateur de charge

- Dans une moindre mesure la limitation en intensité liée en premier lieu à l'accumulateur / refroidisseur. Cette limite est de l'ordre de  $10^7$ - $10^8$  ions multichargés par paquets, correspondant à approximativement  $10^9$  ions par seconde. Elle n'est en pratique que très rarement une limitation pour les faisceaux radioactifs exotiques.
- La structure pulsée du faisceau extrait, qui concentre le faisceau sur un cycle utile très faible, et qui peut être rédhibitoire pour certains détecteurs sujets au problème de pile-up et fausses coïncidences.

Le dernier point a suscité une R&D, auprès de REXEBIS et dans le cadre du projet EMILIE :

- A REXEBIS, l'application d'une rampe ascendante de potentiel sur les électrodes du piège, permet l'extraction progressive des ions au-dessus du potentiel de barrière (Fig. 23). Les pulses ont pu être ainsi allongées à des temps de l'ordre de la ms [63]. Même ainsi, le cycle utile « beam on/beam off » reste limité à quelques %.
- Dans le cadre de projet EMILIE, un debuncher basé sur un piège de Paul linéaire segmenté, permettant de manipuler l'espace de phase longitudinal des paquets afin de rendre le faisceau extrait de la source EBIS complètement continu (cycle utile de 100%), a été développé et testé [83] [84] [99]. Sa fonction diffère notablement des pièges de Paul classiquement utilisés pour les faisceaux radioactifs, qui recherchent plutôt à regrouper le faisceau et/ou à le refroidir. Malgré les résultats positifs de sa preuve de principe, il ne sera pas détaillé dans le chapitre 3, faisant actuellement plutôt figure de curiosité dans l'instrumentation des installations ISOL. Une photographie du banc de test au LPC est présentée comme clin d'œil en fin de ce manuscrit.

Les points forts de la source ECRIS comme élévateur de charge sont :

- Aucune limitation d'intensité pour les ions radioactifs, la source étant capable de délivrer des faisceaux de l'ordre du  $\mu\text{A}$ .
- Le mode continu qui est plus adapté aux LINAC et cyclotrons et qui permet une répartition homogène de la statistique
- Une facilité relative de mise en œuvre, sans système accumulateur.

Les points faibles sont :

- Une contamination importante du faisceau extrait par les éléments stables présents dans l'atmosphère résiduelle alimentant le plasma, provenant en particulier:
  - o Du gaz porteur
  - o De l'air (N, O, Ar, CO<sub>2</sub>, Ne, He...)
  - o Des matériaux de la chambre plasma et dans l'électrode d'extraction (Al, éventuellement les composants de l'inox Fe, Cr, Ni...)
- Une efficacité d'injection très sensible à la qualité optique et la mise en forme du faisceau 1+
- Des possibilités de réglages relativement limités pour la production des états de charge d'intérêt.

### **2.3.2 Perspectives pour SPIRAL 1**

Les installations de faisceaux radioactifs ont choisi l'un ou l'autre élévateur de charge suivant les performances les plus importantes pour leur ré-accélérateur. L'installation ANL a finalement opté pour une source EBIS, la source ECRIS ayant montré des limitations importantes pour la production de faisceaux purs sans séparateur de résolution suffisamment importante. TRIUMF utilise toujours la première version de l'élévateur de charge Phoenix, avec des efficacités de capture assez modestes et des problèmes de pureté récurrents. Pour l'installation ARIEL, qui produira des faisceaux riches en neutron par la photofission, TRIUMF s'équiperait d'une source EBIS. MSU utilise une source EBIS pour l'installation ReA3, qui répond bien aux exigences de hauts états de charge du LINAC. L'installation RAON avec sa composant ISOL RISP prévoit de s'équiper des 2 types d'élévateurs de charge.

Durant la période de R&D correspondant à EMILIE, les efficacités de capture des élévateurs de charge ECRIS de type Phoenix ont atteint des performances plus attractives, de l'ordre de 60%, pour SPIRAL 1 et SPES. Ces installations misent sur des moyens de séparation ad-hoc de pouvoir de résolution >1000 pour la séparation du faisceau : séparation conventionnelle magnétique améliorée pour SPES, et résolution intrinsèque du cyclotron CIME pour SPIRAL 1. A SPIRAL 1, l'utilisation du cyclotron a démontré avec les sources ECRIS de type Nanogan, qu'une majorité des faisceaux pouvaient être produits avec une pureté suffisante, y compris pour les faisceaux les plus lourds (Kr). Le mode d'accélération du cyclotron est bien adapté au

mode continu d'opération de l'élévateur de charge de type ECRIS. Ce dernier était donc un bon compromis pour cette installation, permettant une simplicité d'intégration, sans accumulateur, dans l'espace réduit disponible entre la casemate de production et le cyclotron CIME.

A SPIRAL 1, un effort particulier est mise en œuvre pour la maîtrise de l'optique du faisceau 1+, qui est un élément clef pour l'efficacité de capture du faisceau. Cet élément est d'autant plus important que l'installation SPIRAL 1 modifiée n'inclut pas de refroidisseur, du fait du peu de place dans la ligne connectant l'élévateur de charge à CIME, et de la complication supplémentaire que cette modification aurait générée. Les qualités optiques de la source FEBIAD sont a priori comparables à celles des sources d'ions alcalins utilisées au LPSC et hors ligne à SPIRAL 1 : avec un tout petit diamètre d'extraction (1 mm) la source a une émittance transverse très faible, de l'ordre de 15 mm.mrad [71]. Le faisceau extrait présente une faible dispersion en énergie, de l'ordre de  $\sigma_E \sim 1.5$  eV [28], bien inférieure à la largeur de la courbe  $\Delta V$ . Avec ces caractéristiques plutôt favorables, des efficacités de capture similaires à celles mesurées au LPSC sont attendus. Pourtant, les premiers résultats obtenus en ligne avec la réaccélération du  $^{38}\text{mK}$ , pour une expérience d'excitation coulombienne utilisant le spectromètre gamma AGATA, ont montré une efficacité de capture assez modeste : efficacité 3 x plus faible [100], alors qu'une réduction au maximum de 20 à 30% est attendue du fait de la dispersion en énergie. Cette limitation est certainement liée au peu d'expérience acquise hors ligne pour l'élévation de charge avec la source FEBIAD, qui du fait de contraintes de programmation n'a toujours été couplée que très tardivement avant les tests et expérience en ligne avec l'élévateur de charge Phoenix. D'importants progrès ont été récemment réalisés sur l'alignement des optiques d'extraction avec les optiques de la ligne, qui devraient faciliter la maîtrise du transport des faisceaux 1+ des nouveaux ensembles cibles sources. Des tests intensifs hors-ligne prévus cet automne devraient permettre d'atteindre rapidement les efficacités nominales d'élévation de charge avec la source FEBIAD.

L'utilisation d'une deuxième onde HF (communément appelée « double fréquence ») sur l'efficacité de capture et le réglage des états de charge élevés reste à tester avec l'élévateur de charge SPIRAL1. Un effet stabilisateur du plasma est connu, et doit permettre d'atteindre des états de charge plus élevés. La deuxième fréquence pourrait également permettre de modifier la température électronique, et de

ce fait la température des ions, de sorte à maximiser la condition de capture (eq. 2-15). La deuxième onde HF sera opérationnelle dès 2021.

Finalement, les investigations débutées dans le cadre du projet EMILIE en utilisant l'injection de faisceaux 1+ comme sonde du plasma se poursuivent dans le cadre d'une collaboration avec JYFL et le LPSC. Les sujets d'étude actuels concernent la mesure des temps de confinement, et la mesure de la température des ions du plasma qui sera réalisée au LPSC avec des méthodes d'observations optiques du spectre émis dans le visible par le plasma [3].

### 2.3.3 Considérations sur la ré-accélération

Mis à part l'efficacité de ré-accélération, l'ensemble des efficacités des processus ISOL, apparaissant dans l'équation 1-1, a d'ores et déjà été discutée dans ce chapitre. Se pose donc logiquement la question des efficacités de ré-accélération,  $\varepsilon_{acc}$ , des faisceaux ISOL ionisés, mis en forme et multichargés par les techniques présentées dans les sections 2-1 et 2-2.

En général, l'efficacité des post-accélérateurs de type LINAC est communément supérieure à 90%, modifiant très peu le bilan de l'équation 1-1. En revanche, ce type d'accélérateur est très acceptant en rapport masse sur charge. Contrairement au cyclotron CIME, il ne peut pas être utilisé comme séparateur de masse. La possibilité de stripper en vol les faisceaux ré-accélérés, et d'utiliser un séparateur magnétique pour sélectionner l'isotope d'intérêt peut être envisagé pour les ions légers, comme il est parfois entrepris à REX-ISOLDE et TRIUMF.

CIME est l'unique exemple de cyclotron utilisé comme post-accélérateur. En tant que cyclotron compact, son injection et son extraction multi-tours engendrent des pertes incompressibles. L'injection par l'axe du faisceau multichargé requiert des manipulations optiques complexes. Les efficacités typiques de CIME sont généralement de l'ordre de 20%, même si les dernières expériences tendent à montrer que 40% peut être atteint avec des émittances des faisceaux injectés plus faibles que celles originellement délivrées par Nanogan. Le pouvoir de résolution intrinsèque de CIME, de l'ordre de  $R = \frac{m}{\delta m} \gtrsim 5000$ , associé à une suppression efficace des contaminants est un atout évident pour la ré-accélération des faisceaux issus des sources ECRIS. CIME permet également la ré-accélération des faisceaux jusqu'à 20 A MeV, ce qui le distingue des LINAC utilisés à ISOLDE, SPES ou TRIUMF, limités à

~10 A MeV. En pratique, du fait des limitations des sources ECRIS pour la production efficace des très hauts états de charge, seuls des faisceaux très légers ( $A < 20$ ) peuvent atteindre ces énergies, requérant des rapports masse sur charge  $A/q \lesssim 3.5$ . Une source de type EBIS couplée à CIME permettrait d'étendre considérablement le nombre d'isotopes pouvant atteindre ces énergies, au moins jusqu'aux masses  $A \sim 70$ , comme le montre la figure 31.

## 2.4 Conclusions

L'ensemble des techniques d'ionisation présentées dans ce chapitre reposent sur des principes développés dans les années 1970. Pour autant, les sources FEBIAD originellement développées par Kirchner à cette époque n'ont pas livré tous leurs secrets. Les efforts récemment développés pour leur étude amènent à revoir l'interprétation des résultats obtenus avec la VADIS. Des améliorations des performances sont envisageables, si les régimes d'ionisation, flatteurs, observés sur les bancs de tests, peuvent être stabilisés. Suivant leur nature chimique, les sources FEBIAD, d'ionisation laser résonantes et d'ionisation de surface sont utilisées. Dans un souci de conjuguer efficacité avec sélectivité, les sources VADLIS combinant VADIS et ionisation laser résonante, sont développées au CERN [49] [50]. Si leur principe est prouvé, ce serait un premier pas vers une technique d'ionisation universelle.

Bien que relativement récente, l'adaptation des sources EBIS à la multi-ionisation des faisceaux radioactifs a été une réussite remarquable : tant que les intensités faisceaux n'excèdent pas quelques fractions de  $nAp$  les performances de l'élévation de charge sont de premier plan. Les sources ECRIS sont en comparaison moins performantes, et génèrent une pollution stable des ordres de grandeurs supérieure au faisceau d'intérêt, nécessitant l'emploi de techniques de séparation avec des pouvoirs de suppression très importants. Leur intérêt réside essentiellement dans une mise en œuvre plus simple, un coût moindre, et une meilleure adéquation à la ré-accélération de faisceaux intenses et continus.

Par leurs applications multiples, les pièges complètent avantageusement les techniques d'ionisations. Les pièges ont été rencontrés dans ce chapitre pour la mise en forme du faisceau avant l'élévation de charge : réalisant l'accumulation et le refroidissement du faisceau pour REXEBIS, réalisant le refroidissement du faisceau

pour l'élévateur de charge ECRIS de ANL. Comme il sera développé dans le chapitre suivant, les pièges sont en outre capables de réaliser une séparation en masse du faisceau  $1+$ , permettant de séparer les isobares, et d'identifier les isomères produits. Ils offrent également des techniques de spectroscopie de masse, spectroscopie laser et d'étude de la désintégration  $\beta$  de haute précision, dont le projet MORA détaillé dans le chapitre 4 est un exemple.

### 3. Piégeage d'isotopes

On distingue deux grandes catégories d'applications où le piégeage d'isotopes radioactifs est devenu indissociable des installations ISOL:

- la préparation et manipulation du faisceau, consistant principalement dans le refroidissement, et le cas échéant l'accumulation et la séparation en masse des isotopes,
- les mesures de précision : principalement pour les mesures des masses atomiques des noyaux radioactifs, des corrélations angulaires dans la désintégration  $\beta$ , ou la spectroscopie atomique.

Un exemple de piège servant à la préparation du faisceau a été rencontré au chapitre 2, pour l'accumulation des ions nécessaires à l'injection dans REXEBIS. Les pièges qui seront présentés ici, pour la préparation du faisceau ou les mesures de précision sont de trois types techniquement bien distincts :

- les pièges Penning (comme REXTRAP, rencontré au chapitre 2), qui combinent un champ magnétique, avec des champs électriques
- les pièges de Paul, qui ne nécessitent que l'application de potentiels Radio-Fréquence (RF) pour le confinement des ions
- les pièges linéaires utilisant des miroirs de potentiels électriques statiques, pour confiner les ions (type aussi communément appelé Multi-Reflection Time-of-Flight Mass Spectrometer, MR-ToF MS).

Les pièges magnéto-optiques, qui utilisent l'excitation de transitions atomiques au moyen de faisceaux lasers croisés pour le piégeage, peuvent être également utilisés pour la mesure des corrélations angulaires dans la désintégration  $\beta$  et la spectroscopie laser. TRINAT à TRIUMF est une installation expérimentale de référence dans ces techniques. Nécessitant la neutralisation des ions, et une phase d'effusion vers la zone de piégeage pour capturer les atomes radioactifs, leur efficacité est relativement faible par rapport aux pièges à ions cités plus haut. Pour autant, les propriétés des nuages d'atomes piégés dans ce type de piège peuvent être spectaculaires : des températures de l'ordre du  $\mu\text{K}$  peuvent être atteintes, permettant la formation de condensats de Bose-Einstein. A IGISOL, cette propriété sera employée pour la tester la génération

de gammas cohérents par la décroissance d'un condensat de  $^{135\text{m}}\text{Cs}$ . Malgré leur intérêt évident pour la physique fondamentale, ces pièges ne seront pas discutés ici.

### 3.1 Pièges de Paul et pièges de Penning

Une introduction générale sur les pièges de Paul et de Penning et leurs applications pour la physique nucléaire est disponible dans la référence [101]. Ces pièges ont été développés dans les années 1950 par les physiciens W. Paul et H. W. Dehmelt. Le confinement de particules électriquement chargées y est réalisé par un potentiel électrique quadrupolaire.

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

$$\Delta\phi = \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0 \quad 3-1$$

L'équation 3-1 implique qu'il existe une dérivée seconde du potentiel de signe opposée aux deux autres. De fait, il n'existe pas de potentiel harmonique statique qui puisse confiner les particules chargées dans toutes les dimensions, et il y a nécessairement une direction de fuite. Dans le piège de Paul, les particules sont confinées par l'utilisation de tensions RF : les particules y sont piégées comme des billes seraient piégées sur une selle de cheval à un régime de fréquence et d'amplitude donné. Dans le piège de Penning, les particules sont confinées radialement par l'ajout d'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe de fuite (Fig. 34).

A l'origine, les pièges de Paul furent développés par W. Paul et son équipe comme filtres de masse [102] dont l'application est rapidement devenu populaire [103]. Les pièges de Penning ont été développés en plusieurs étapes. Dans la fin des années 1930, F. M. Penning a l'idée d'introduire un champ magnétique perpendiculaire à la direction des particules chargées produites par les jauges de vide à ionisation pour augmenter leur précision [104]. On attribue à J. R. Pierce l'addition d'électrodes perpendiculaires au champ magnétique [105]. Ce type de piège fut dénommé piège de Penning par Hans G. Dehmelt qui développa cette technique pour le piégeage d'électrons isolés et au repos. H. G. Dehmelt et W. Paul partagèrent le prix nobel de physique en 1989, « pour le développement de la technique de piégeage d'ions » avec N. F. Ramsey pour l'invention de la « méthode des champs d'oscillation séparés » [106, 107].

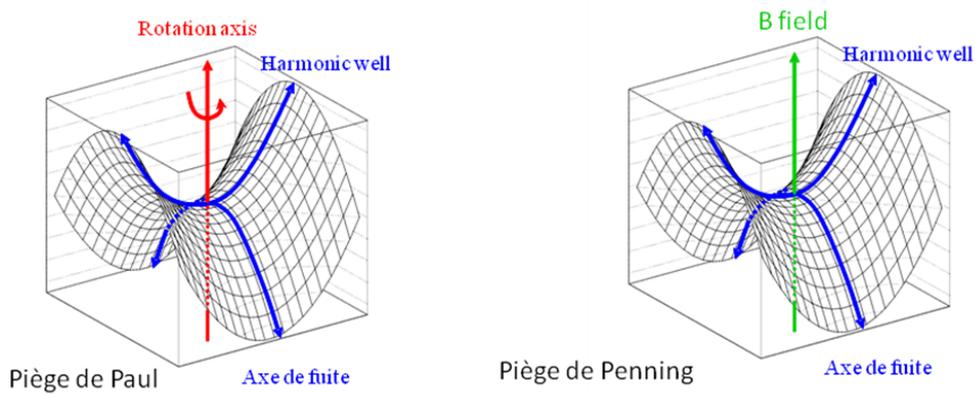


Figure 34: principe du confinement d'ions dans les pièges de Paul et Penning.

### 3.2 Piège de Paul, refroidissement des ions et accumulation

#### 3.2.1 Piège de Paul en 3 dimensions

Le potentiel d'un piège de Paul idéal  $V_{ideal}(r, z, t)$  en 3 dimensions, vérifiant l'équation 3-1 s'exprime en coordonnées cylindriques  $(r, z)$  et en fonction du temps.

$$V_{ideal}(r, z, t) = V_{rf}(t) \cdot \frac{r^2 - 2z^2}{2r_0^2} \quad 3-2$$

où  $r_0$  est un paramètre définissant la taille du piège et  $V_{rf}(t)$  une tension dans le cadre général somme d'une tension continue (DC)  $U_0$  et d'une tension radiofréquence (AC) d'amplitude  $V_0$  et de fréquence  $\nu_{rf} = \frac{\Omega}{2\pi}$  :

$$V_{rf}(t) = U_0 - V_0 \cdot \cos(\Omega t) \quad 3-3$$

Afin de s'approcher au mieux d'un potentiel harmonique d'ordre 2, les électrodes des pièges de Paul en 3 dimensions sont constituées assez classiquement d'hyperboloïdes tronquées suivant le potentiel défini par l'équation 3-2, comme représentées sur la figure 35. L'électrode de distance  $r_0$  avec le centre du piège est appelée l'anneau (« ring electrode »), les 2 autres électrodes, symétriques par rapport au plan azimutal du piège sont appelés les chapeaux (« end caps »).

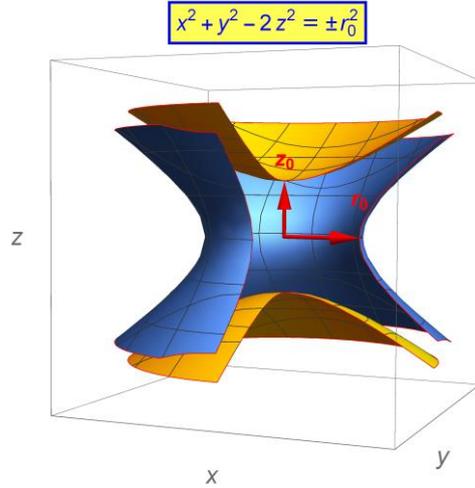


Figure 35: hyperboloïdes de révolution classiquement utilisées pour la géométrie des électrodes d'un piège de Paul.

En introduisant les notations  $\zeta = \frac{\Omega t}{2}$ ,  $a_z = 2a_r = \frac{8qU_0}{mr_0^2\Omega^2}$  et  $q_z = 2q_r = \frac{4qV_0}{mr_0^2\Omega^2}$ , les équations du mouvement des ions de masse  $m$  et de charge  $q$  dans le piège à 3 dimensions s'écrivent sous la forme des équations de Mathieu :

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

$$\frac{d^2y}{d\zeta^2} + (a_r - 2q_r \cos 2\zeta)y = 0 \quad 3-4$$

$$\frac{d^2z}{d\zeta^2} - (a_z - 2q_z \cos 2\zeta)z = 0$$

La solution générale des équations 3-4 est de de la forme :

$$x(t) = A \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{2n} \cos \left[ (\beta + 2n) \frac{\Omega t}{2} \right] + B \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{2n} \sin \left[ (\beta + 2n) \frac{\Omega t}{2} \right] \quad 3-5$$

Où les coefficients réels  $C_{2n}$  dépendent des conditions initiales, et où  $\beta$  est l'exposant de Mathieu, dépendant des paramètres de Mathieu  $a_z$  et  $q_z$ . La valeur absolue des coefficients  $C_{2n}$  décroît avec  $n$ . La solution 3-5 diverge pour des valeurs entières de  $\beta$ . Appelant l'exposant de Mathieu suivant les coordonnées radiales  $\beta_r$ , et suivant la coordonnée  $z$ ,  $\beta_z$ , les solutions stables des trajectoires des ions correspondent à des paramètres  $a_z$  et  $q_z$  appartenant à un domaine bien défini, borné par des valeurs de  $\beta_r$  et  $\beta_z$  entières. La première zone de stabilité, bornée par les valeurs  $\beta_r = 0, \beta_r = 1, \beta_z = 0$  et  $\beta_z = 1$ , est représentée sur la figure 36 pour les

pièges à 3 dimensions. En physique nucléaire, les pièges à 3 dimensions sont assez peu utilisés, sauf pour les mesures de corrélations, dont MORA est un exemple qui sera détaillé dans la suite. Dans le cadre de ces mesures, une tension radiofréquence purement alternative est appliquée pour le confinement des ions, limitant les conditions de stabilité à :

$$q_z = 2q_r = \frac{4qV_0}{mr_0^2\Omega^2} \leq 0.908 \quad 3-6$$

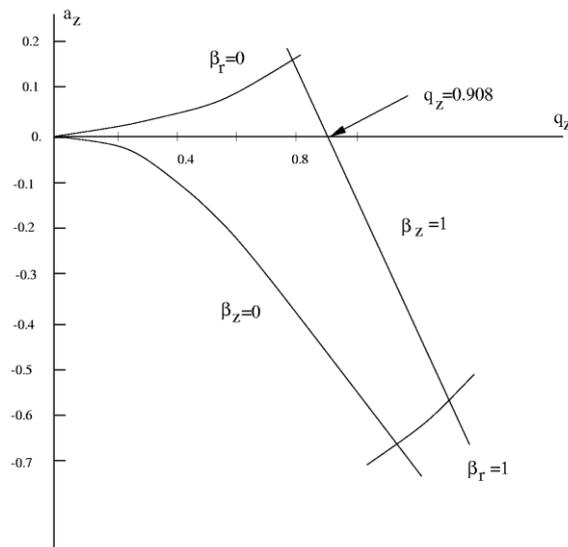


Figure 36: diagramme de stabilité des trajectoires pour les pièges de Paul 3D.

### 3.2.2 Pièges de Paul linéaires et filtres de masse

Dans les pièges linéaires les ions sont piégés seulement suivant la direction radiale par un potentiel du type :

$$V_{ideal}(x, y, t) = V_{rf}(t) \cdot \frac{x^2 - y^2}{2r_0^2} \quad 3-7$$

Pour ce type de piège les électrodes peuvent être cylindriques, comme présentées sur la figure 37. Les équations 3-4 deviennent :

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

$$\frac{d^2y}{d\zeta^2} - (a_r - 2q_r \cos 2\zeta)y = 0 \quad 3-8$$

Le diagramme de stabilité pour ces pièges est présenté sur la figure 38. C'est ce type de piège qui est utilisé le plus fréquemment pour la séparation de masse : en utilisant des rapports  $\frac{a_r}{q_r}$  constants, on peut utiliser la convexité des lignes  $\beta_{x,y}=0$  dans le plan  $(q_r, a_r)$  pour sélectionner des rapports  $q/m$  avec une résolution typique définie en adoptant les notations de la figure 38 :  $R \approx \frac{q_r}{q_{high}-q_{low}} \in [50 - 250]$  [103]. Ce type de piège sera par exemple utilisé dans la ligne basse énergie du Super Séparateur Spectromètre [29] comme pré-séparateur avant le MR-ToF MS présenté dans la section 3-4, afin d'éviter d'atteindre les limitations de charge d'espace dans ce dernier. L'application en filtre de masse nécessite donc de générer une tension continue en plus d'une tension alternative pour scanner le diagramme de stabilité dans son domaine  $(q_r, a_r)$ . Bien que très répandue pour les analyseurs de gaz résiduels par exemple, ou pour la chimie, l'application en filtre de masse pour la physique nucléaire est assez spécifique: elle nécessite des énergies très faibles (quelques eV), peu communes pour nos expériences. Elle présente des pouvoirs de séparation assez faibles en comparaison des techniques Penning ou MR-ToF MS, qui permettent de séparer les isobares. On lui préfère assez généralement les dipôles magnétiques, qui présentent des pouvoirs de résolution au moins aussi élevés pour des énergies de l'ordre de quelques keV. L'application la plus populaire des pièges de Paul linéaire dans nos installations est sans aucun doute le refroidissement et l'accumulation des ions. Cette application ne nécessite que l'application d'une tension alternative, comme pour les pièges utilisés pour les corrélations angulaires. Avant d'en introduire les détails, l'approximation du puits de pseudo-potentiel est décrite, comme une notion essentielle à l'évaluation des performances du piégeage dans les pièges de Paul.

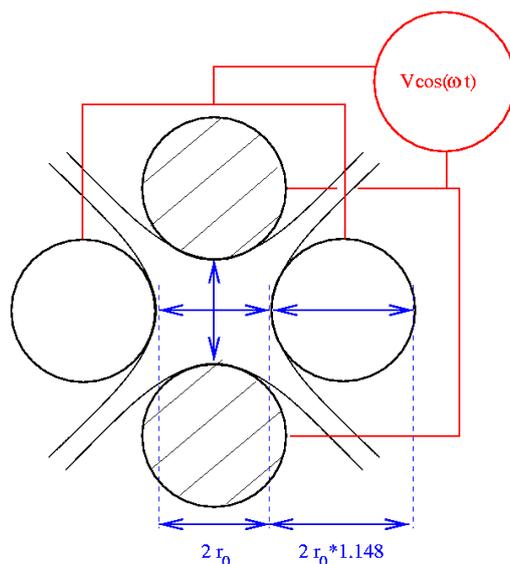


Figure 37: section des électrodes d'un piège de Paul linéaire. Le diamètre des barreaux cylindriques est ajusté afin de disposer d'un potentiel proche du potentiel quadrupolaire idéal pour ce type de piège [103].

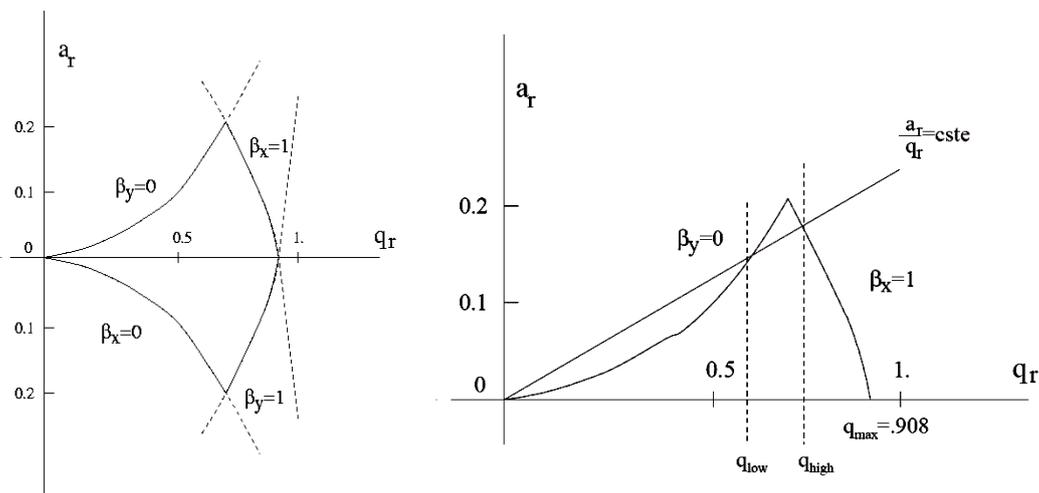


Figure 38: gauche : diagramme de stabilité pour les pièges linéaires. Droite : application en spectromètre de masse.

### 3.2.3 Approximation du puits de pseudo-potential et acceptance transverse des pièges de Paul

Dans la limite des paramètres de Mathieu  $q_{r,z} \ll 1$ , et en l'absence de potentiel continu, les trajectoires des ions peuvent être décomposés en 2 mouvements : un lent, appelé mouvement séculaire (ou macromouvement) autour du centre du piège, de fréquence définie par l'exposant de Mathieu, et un rapide de pulsation  $\Omega$  autour de ce mouvement. Prenant pour exemple la direction  $z$  d'un piège de Paul 3D, on peut montrer que [108] :

$$z \approx Z + \delta$$

3-9

avec  $Z$  le mouvement séculaire

$$Z = Z_0 \cos(\omega_z t + \varphi_z) \quad 3-10$$

de fréquence  $\omega_z$  telle que

$$\omega_z = \beta_z \frac{\Omega}{2} \approx \frac{q_z}{2\sqrt{2}} \Omega \quad 3-11$$

et  $\delta$  le micromouvement, centré sur le mouvement séculaire:

$$\delta = -\frac{q_z}{2} Z \cos(\Omega t) \approx -\sqrt{2} \frac{\omega_u}{\Omega} Z \cos(\Omega t) \quad 3-12$$

De cette approximation est déduite un puits de pseudo-potential effectif [108] tel que :

$$D_z = \frac{q_z \times V_0}{8} = 2D_r \quad 3-13$$

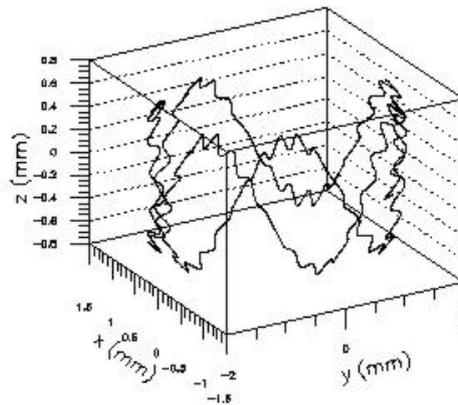


Figure 39 : trajectoire d'un ion 6 amu dans un piège de Paul de  $r_0=12.5$  mm avec  $q_z=0.196$  et  $a_z=5.22 \cdot 10^{-3}$ .

La trajectoire typique d'un ion vérifiant les conditions de l'approximation du puits de pseudo-potential est présentée figure 39, où l'on observe bien le micro- et le macro-mouvement. Dans les limites de validité de l'approximation, le puits de pseudo-potential déduit correspond à l'énergie cinétique maximale d'un ion piégé moyennée sur la période RF :  $q \cdot D_z = \frac{1}{2} m \omega_z^2 z_0^2$ .

Cette approximation est en pratique très utile, son domaine de validité s'étendant expérimentalement relativement loin, y compris pour  $q_z \sim 0.5$ , c.à.d. au milieu du diagramme de stabilité où en général les meilleures efficacités de piégeage sont trouvées.

La profondeur du puits de pseudo-potential donne un ordre de grandeur de l'acceptance transverse des pièges accumulateurs. En prenant comme exemple le

refroidisseur ISCOOL à ISOLDE [109] [110] qui utilise des tensions de l'ordre de  $V_0 \approx 200\text{V}$ , l'énergie transverse maximale que le refroidisseur peut accepter est  $e \cdot D_r \approx \frac{0.5 \cdot 200}{16} = 6.25 \text{ eV}$ . Des mesures d'émittance ont été réalisées hors ligne avec les sources d'ISOLDE à une énergie de 30 keV sur banc de test [71]. A cette énergie, l'énergie transverse maximale calculée correspond à une divergence angulaire maximale admissible de  $\sim 15 \text{ mrad}$ . En considérant comme de taille du faisceau typique un rayon de l'ordre de 2 mm, on obtient une acceptance de l'ordre de 30 mm.mrad, largement supérieure aux émittances des sources 1+ mesurées à ISOLDE de l'ordre de  $\lesssim 20 \text{ mm.mrad}$ . Ce résultat est conforme aux efficacités de transmission, très bonnes ( $>70\%$ ) mesurées avec ISCOOL (voir 3.2.4.1).

L'approximation du puits de pseudo-potential permet également d'estimer la capacité maximale de charge des pièges de Paul, en utilisant la loi de Poisson, de façon similaire à ce qui a été développé pour la FEBIAD dans la section 2.1.3.2. En transposant l'équation 2-7 au cas des pièges de Paul on montre que la densité de charge maximale ne dépend pas de la position dans le piège, et peut être estimée par la formule :

$$\rho_{max} = \frac{12\varepsilon_0 D_r}{r_0^2} \quad 3-14$$

Comme il apparaîtra par la suite, cette estimation donne un ordre de grandeur majorant d'un facteur 2 à 4 les capacités de charge d'espace expérimentales.

### 3.2.4 Refroidissement par collisions et accumulation

Le refroidissement d'ions par collisions dans des gaz est de loin l'application la plus populaire des pièges de Paul pour les installations de physique nucléaire. Ces pièges sont communément appelés « Radio-Frequency Quadrupoles cooler and bunchers » (RFQcb). Il existe de nombreux autres exemples où la préparation du faisceau par des pièges de type RFQcb est utile:

- pour augmenter la sensibilité des expériences de spectroscopie laser collinéaire, par le regroupement en paquet et l'amélioration de la qualité optique des faisceaux [110]
- pour améliorer la qualité optique des faisceaux en vue de leur séparation magnétique, par exemple [111]
- pour l'injection dans les pièges de précision, comme LPCTrap [112].

Dans le cadre de l'étude des performances du piège de précision LPCTrap [6], un modèle basé sur l'approximation du puits de pseudo-potentiel a été élaboré [5]. Il permet de donner des ordres de grandeurs assez précis des performances que l'on peut attendre des refroidisseurs et accumulateurs basés sur les pièges de Paul. Les effets des collisions de type sphère dures y sont traités statistiquement, permettant de déterminer une température d'équilibre, et les dimensions du nuage, hors des conditions d'évaporation du nuage d'ions au-delà du puits de pseudo-potentiel. Les conditions et le taux d'évaporation sont également prédits, de façon assez fidèle à des simulations de Monte Carlo, dont les résultats avaient été vérifiés par la comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus avec LPCTrap [6]. Il est montré que les ions sont refroidis en pratique après quelques dizaines de collisions seulement avec le gaz tampon.

#### 3.2.4.1 Refroidissement

Pour des ions de masse largement inférieure à celle du gaz tampon, la température d'équilibre des ions est approximativement le double de celle du gaz : seul le macro-mouvement (eq. 3-10) entre en équilibre thermique avec le gaz, alors que le micro-mouvement, couplé au macro-mouvement (eq. 3-12), contient la même énergie que ce dernier, et a pour effet de doubler la température. Ce modèle donne donc une description plus quantitative du phénomène de chauffage radiofréquence (« RF heating »), introduit par Major et Dehmelt dans les années 1960 pour l'utilisation des collisions pour la spectroscopie atomique [113]. La dépendance en masse est également correctement reproduite. Le chauffage radiofréquence rend la trajectoire des ions instables pour des ions de masses inférieures ou égales à celle des molécules du gaz tampon. La température d'équilibre, effective  $T_{eff}$ , des ions de masse  $m$  dans un gaz tampon de masse  $m_g$  est reliée à la température du gaz tampon  $T$ , dans la limite de validité des approximations du puits de pseudo-potentiel, suivant l'équation :

$$T_{eff} = \frac{2T}{(1 - \frac{m_g}{m})} \quad 3-15$$

De fait, la plupart des RFQcb utilisent un gaz tampon d'hélium, qui limite l'effet de chauffage radiofréquence en tant que gaz léger, et en tant que gaz noble, inerte, limite la création de molécules pendant le piégeage. La température d'équilibre 3-15 permet de définir une taille du nuage. En considérant un nuage distribué suivant une loi

gaussienne dans les différentes dimensions, les écart-types s'écrivent en fonction du rapport de l'énergie thermique sur la profondeur du puits de pseudo-potentiel:

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_r^2 = \frac{kT_{eff}}{4qD_r} r_0^2 = \frac{2}{(1-\frac{mg}{m})} \cdot \frac{kT}{4qD_r} r_0^2 \quad 3-16$$

Dans le cas d'un piège 3D on a également:

$$\sigma_z^2 = \frac{2}{(1-\frac{mg}{m})} \cdot \frac{kT}{4qD_z} z_0^2 = \frac{1}{4} \sigma_r^2 \quad 3-17$$

On peut déduire des équations 3-15 et 3-16 une valeur typique des émittances refroidies des RFQcb. La définition statistique de l'émittance transverse à 2 écarts-types est ( $2 \sigma_{rms}$  emittance [68]) :

$$\varepsilon_{2\sigma} = 4\sigma_x \cdot \sigma_{x'} \quad 3-18$$

Où  $\sigma_x$  et  $\sigma_{x'}$  sont les écarts-types de la distribution des ions du faisceau dans l'espace des phases au plan focal (objet ou image) défini par les coordonnées transverses  $x, x' = \frac{v_x}{v_z}$  et où  $z$  est la direction de propagation du faisceau.

Prenant comme exemple ISCOOL à ISOLDE [109], où un gaz tampon He est utilisé à température ambiante, la température effective des ions de masses très supérieure à 4 sera de l'ordre de 600K. Le facteur  $e \cdot D_r$  typique est de l'ordre de 6 eV (voir 3.2.3), la dimension  $r_0$  est égale à 1 cm. On en déduit une taille dans la direction transverse correspond à  $\sigma_r = 0.45$  mm. La divergence angulaire correspond à  $\sigma_{x'} = \sqrt{\frac{kT_{eff}}{2E_k}}$  où  $E_k$  est l'énergie longitudinale du faisceau. A 30 keV,  $\sigma_{x'} = 0.92$  mrad. Cela donne une émittance de l'ordre de 2 mm·mrad. Cette estimation est très proche des valeurs mesurées,  $\varepsilon_{2\sigma} \lesssim 3$  mm·mrad [109]. ISCOOL, en thermalisant les ions avec le gaz, permet donc de réduire d'un facteur 10 les émittances typiques des sources d'ISOLDE.

Un exemple de réduction d'émission mesurée avec ISCOOL est présenté sur la figure 40.

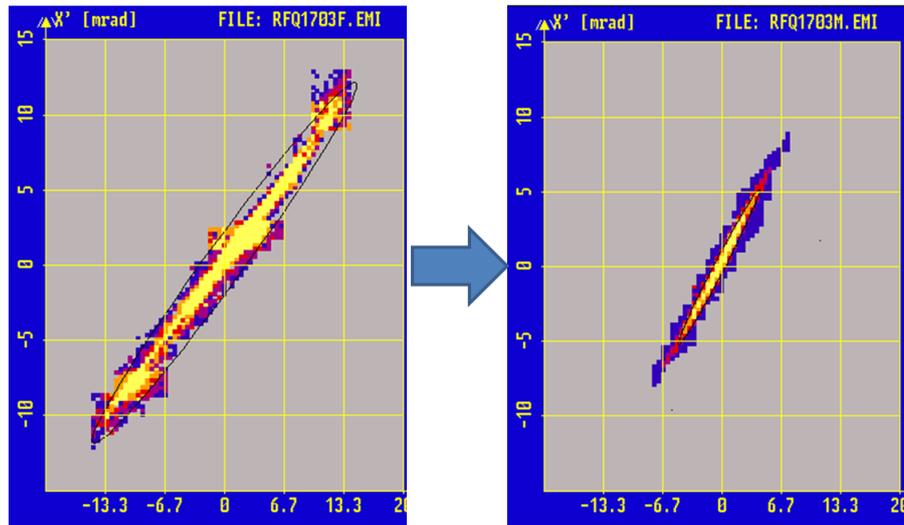


Figure 40 : réduction d'émission d'un facteur  $>10$  (de 30 à  $<3\pi$ .mm.mrad) pour des ions  $^{133}\text{Cs}^+$  provenant d'une source d'ionisation de surface, mesurée en utilisant l'émission-mètre d'ISOLDE.

Dans ISCOOL, les ions traversent le piège linéaire au moyen d'un gradient de potentiels de l'ordre de 1 à 2 V par cm dans la direction longitudinale, maintenu par des électrodes extérieures au quadrupole (Fig. 42). Le faisceau est refroidi après un seul passage dans le piège, dans des temps inférieurs à la ms (Fig. 41, panneau de gauche). Les efficacités de transmission mesurées lors des tests initiaux de ISCOOL (Fig. 41, panneau de droite) étaient globalement supérieures à 70% pour les ions de masses supérieures à 20. Pour les masses inférieures, l'alimentation radiofréquence était limitée en puissance, dégradant l'acceptance d'ISCOOL (section 3.2.3) et résultant dans des efficacités d'injection plus faibles.

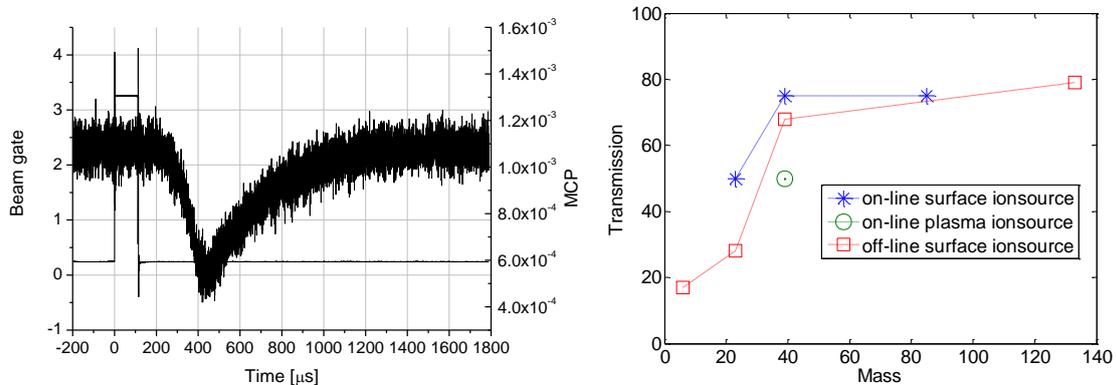


Figure 41 : temps de refroidissement mesuré en injectant d'un pulse d'ions  $^{39}\text{K}^+$  dans ISCOOL (à gauche) et transmission du RFQ cooler buncher ISCOOL en mode continu (à droite).

### 3.2.4.2 Accumulation

Les RFQcb permettent de regrouper les ions en paquet, en appliquant des tensions sur les segments dont sont généralement constitués les électrodes cylindriques du quadropole, afin de créer un puits de potentiel suivant la direction longitudinale. Sous l'effet des collisions, les ions dissipent leur énergie et sont piégés au fond du puits de potentiel. Ils peuvent être extraits en pulsant les dernières électrodes fermant ce puits de potentiel (figure 42).

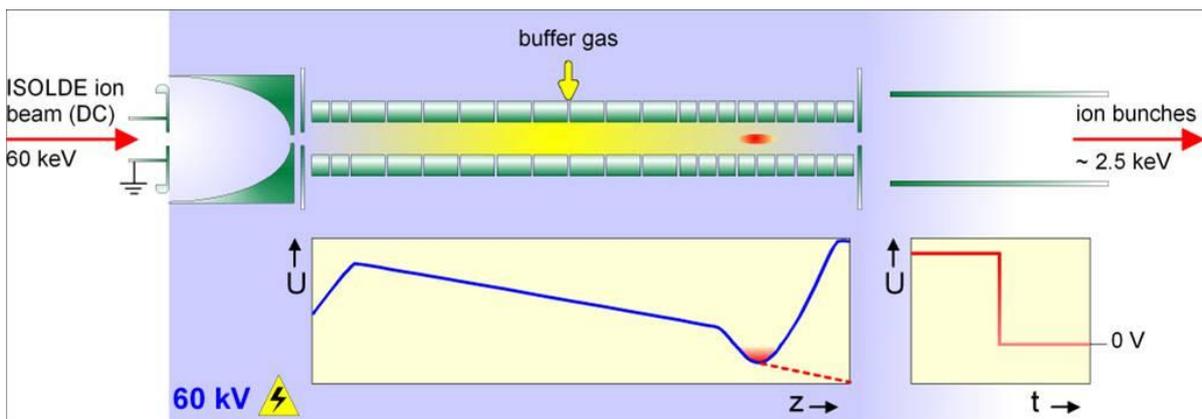


Figure 42 : principe d'accumulation dans les pièges à ions refroidisseurs regroupers.

ISCOOL utilise comme alternative à la segmentation des électrodes du quadropole, des électrodes entourant la structure qui épousent la forme des asymptotes du potentiel quadropolaire (figure 43). Cette astuce permet de découpler les potentiels continus appliqués suivant l'axe du piège du potentiel radiofréquence qui assure le confinement radial. Elle permet également de bénéficier d'une structure quasiment fermée, limitant le flux de gaz tampon vers la chambre du piège.

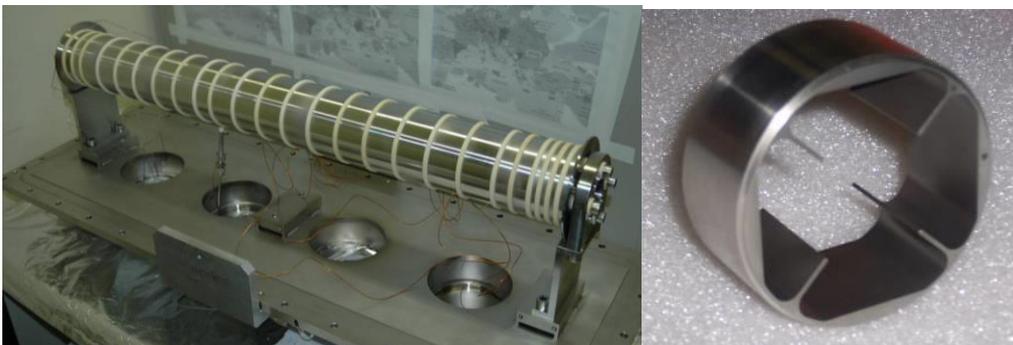


Figure 43 : à gauche structure du piège ISCOOL. Sa longueur est d'environ 80 cm. A droite électrode DC du piège.

Comme expliqué dans la section 3.2.3 l'approximation du puits de pseudo-potential permet de disposer d'un ordre de grandeur pour la capacité des RFQcb

utilisés pour l'accumulation. Utilisant l'équation 3-14 pour la densité de charge maximale, la capacité  $Q_{max}$  de piègeage s'exprime sous la forme :

$$Q_{max} \approx \rho_{max} \cdot \pi \cdot r_0^2 \cdot l = 12\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot D_r \cdot l \quad 3-19$$

Où  $l$  est la longueur du puits de pseudo-potential. En prenant l'exemple d'ISCOOL, on trouve avec  $D_r \sim 6V$ ,  $r_0 = 10$  mm,  $l \sim 1$  à 5 cm (seuls les derniers segments créent un puits de potentiel et sont pulsés pour l'extraction des ions),  $Q_{max} \sim 2 \cdot 10^{-11}$  à  $10^{-10}$  C, ce qui correspond à un nombre d'ions par paquets de  $1.3 \cdot 10^8$  à  $6.5 \cdot 10^8$ . Cet ordre de grandeur correspond qualitativement bien à une valeur maximale, proche des mesures expérimentales présentées sur la figure 43.

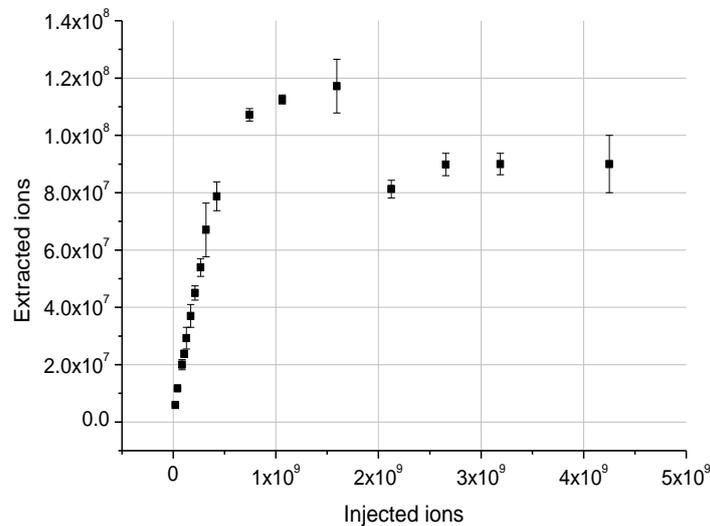


Figure 44 : capacité de charge d'espace du RFQ cooler buncher ISCOOL, mesurée en scannant le temps d'accumulation de 10 ms à 1s pour des ions  $^{39}K^+$ . Au maximum  $\sim 10^8$  ions peuvent être stockés et extraits en mode pulsé.

La largeur temporelle typique des paquets d'ions extraits d'un RFQcb tel que ISCOOL varie entre 1 et 10  $\mu s$  (FWHM), suivant le nombre d'ions injectés. Un mode de focalisation en temps permet à certains RFQcb d'atteindre des temps de l'ordre de 100 ns (FWHM), en appliquant une rampe de potentiel accélérant d'autant plus les ions du paquet qu'ils sont éloignés des dernières électrodes du piège (Fig. 45). Ce mode d'opération est particulièrement utile pour la séparation et la mesure de masse par temps de vol dans les MR-ToF MS (voir section 3.4). La dispersion en énergie des paquets d'ions extraits varie entre  $\lesssim 1$  eV et 10 eV. Cette dispersion est plus une

caractéristique de la rampe de potentiel appliquée lors de l'extraction que de l'agitation thermique.

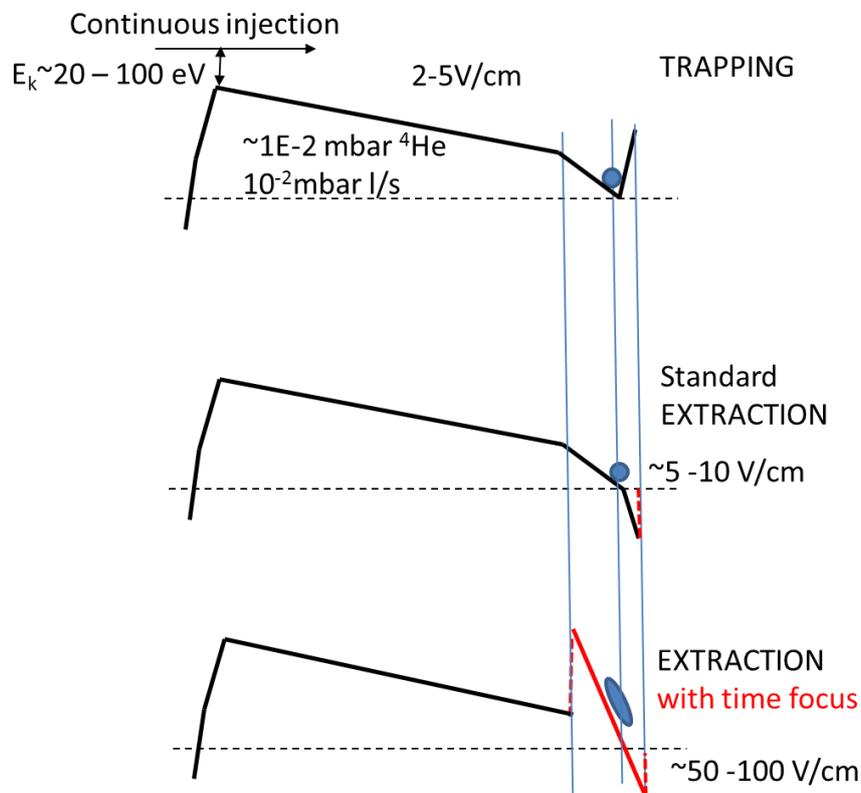


Figure 45: Caractéristiques typiques des tensions d'injection et d'extraction dans les RFQcb. Pour une extraction avec focalisation en temps, l'ensemble des potentiels utilisés pour la zone de piégeage est pulsé. Dans ce cas des dispersions en énergie du paquet de l'ordre de 10 eV sont obtenues.

### 3.2.5 Performances des RFQcb : conclusions

Les performances typiques des RFQcb sont résumées dans le tableau 8. Les caractéristiques optiques améliorées du faisceau extrait permettent une injection optimisée dans les pièges de précisions, avec des efficacités de pouvant s'approcher de 100%, contre des efficacités inférieures au pour mille sans moyen d'accumulation et de refroidissement [114]. La sensibilité des expériences de spectroscopie laser collinéaire est augmentée drastiquement: la possibilité de regrouper en paquet des ions permet de définir des fenêtres d'observation du signal de fluorescence de l'ordre de  $\sim 10\mu\text{s}$  tous les 0.1 à 1s, réduisant le rapport signal sur bruit lié à la diffusion des lasers continus de 4 à 5 ordres de grandeurs [110]. Finalement la réduction d'émittance des faisceaux d'ions 1+, typiquement de l'ordre de 20 à 40 mm·mrad, d'un facteur 10 à 20, permet d'envisager pour les séparateurs magnétiques les plus performants des

pouvoirs de résolutions  $R = \frac{m}{\delta m}$  de l'ordre de 20,000 à 30,000 à la place des 5,000 habituellement observés [115].

Tableau 8: Performances typiques des RFQcb

Transmission	Réduction d'émittance	Temps de refroidissement	Capacité maximale mode regroupeur	Longueur du paquet (FWHM)	Dispersion en énergie (FWHM)	Taux de répétition
>70% dans les limites de l'acceptance ISCOOL: acceptance $\varepsilon_{2\sigma} \sim 40$ mm·mrad	Emittance résultante : $\varepsilon_{2\sigma} \lesssim 3$ mm·mrad à 30 keV	$\lesssim 1$ ms	$\sim 10^8$ ions par paquets	De $\lesssim 100$ ns (focus en temps) à $10 \mu\text{s}$ (dans les limites de capacité)	$\lesssim 1$ eV à 10 eV (si focus en temps ou limite de charge d'espace)	$\sim 0,1$ Hz à 1 kHz (taux de répétition max des alimentations pulsées)

### 3.3 Pièges de Penning et mesure de masse de haute précision

Dans le piège de Penning, les ions évoluent sous l'influence du champ quadrupolaire électrique et d'un champ magnétique homogène statique (Fig. 34). Une description des mouvements propres et des excitations de ces mouvements est par exemple donnée dans la référence [101]. Ne sont rappelés ici que les résultats importants pour l'application des pièges Penning en spectromètres de masse.

#### 3.3.1 Mouvements propres

L'équation du mouvement suivant l'axe du piège est une équation d'oscillateur harmonique de fréquence  $\omega_z = \sqrt{\frac{2qU}{mr_0^2}}$  où  $r_0$  et  $U$  sont respectivement les rayons caractéristiques et tensions continues du piège de Penning, en utilisant les mêmes conventions que pour le piège de Paul. En général  $\omega_z \ll \omega_c$ .

Les équations du mouvement radial  $x, y$  sont couplées. Elles acceptent pour solution une superposition de 2 mouvements propres :

- Le mouvement magnétron, mouvement circulaire lent autour du centre du piège, résultat du produit croisé des champs magnétique et électrique, de

fréquence  $\omega_- = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega_z^2}{\omega_c} = \frac{U}{B \cdot r_0^2}$ , indépendante du rapport  $m/q$  au premier ordre.

- Le mouvement cyclotron réduit, centré sur le mouvement magnétron, de

$$\text{fréquence proche de la fréquence cyclotron } \omega_+ = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} = \omega_c - \omega_- \approx \omega_c - \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega_z^2}{\omega_c}$$

Un exemple de trajectoire calculée est représenté sur la figure 46.

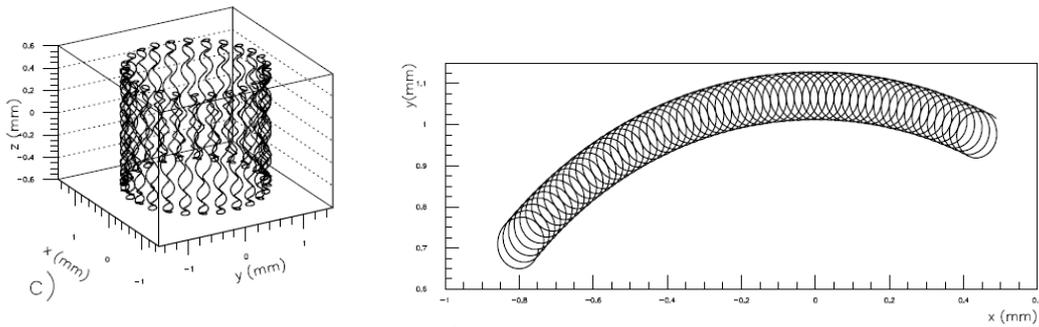


Figure 46 : trajectoire d'un ion de  ${}^6\text{Li}^+$  piégé dans un piège de Penning avec comme paramètres  $U_0=8\text{V}$ ,  $B=1\text{T}$ ,  $r_0=12.5\text{mm}$ . A gauche, trajectoire 3D, à droite, zoom sur la trajectoire radiale. Le mouvement rapide est le mouvement cyclotron réduit, le mouvement lent le mouvement magnétron.

### 3.3.2 Excitation des mouvements propres et mesure de masse

La segmentation radiale de l'anneau du piège permet différentes excitations des mouvements magnétron et cyclotron. Une excitation dipolaire de pulsation  $\omega_-$  ou  $\omega_+$  permet d'augmenter l'énergie des mouvements associés, alors qu'une excitation quadrupolaire à  $\omega_c = \omega_- + \omega_+$  permet de coupler les mouvements et de transformer un mouvement purement cyclotron en un mouvement purement magnétron, et vice-versa. C'est cette dernière excitation, à la valeur  $\omega_c$ , qui permet à la fois le refroidissement dans les pièges remplis de gaz tampon tel que REXTRAP (voir section suivante), et la mesure de masse ultra-précise des ions radioactifs par temps de vol [116]. La séquence de la mesure de masse généralement adoptée dans les pièges Penning est une excitation dipolaire à la fréquence magnétron, très peu dépendante de la masse, suivie d'une excitation quadrupolaire autour de la résonance cyclotron. La première excitation décentre la trajectoire de l'ion d'un rayon  $r$  et le prépare dans un état purement magnétron, d'énergie  $E_r = \frac{1}{2}mr\omega^2$ . La seconde excitation convertit le mouvement magnétron en cyclotron réduit. Considérant que  $\omega_- \ll \omega_+$ , l'énergie radiale est très rapidement dominée lors de cette conversion par l'énergie transmise

au mouvement cyclotron réduit. Lorsque la fréquence d'excitation est résonante à  $\omega_c$ , le transfert d'énergie est maximal. Choisisant l'amplitude et le temps d'excitation judicieusement [116], la conversion peut être complète, résultant en un mouvement purement cyclotron, d'énergie radiale nettement amplifiée par rapport à l'énergie initiale:  $E_r = \frac{1}{2}mr\omega_+^2 \gg \frac{1}{2}mr\omega_-^2$ . Les ions extraits sur la ligne de temps de vol voient leur énergie longitudinale augmentée de leur énergie radiale, du fait de la conservation du moment magnétique  $\mu = E_r / B(z)$ . Les ions acquièrent alors une énergie d'autant plus importante que la fréquence d'excitation est proche de la fréquence cyclotron. Un scan typique du temps de vol autour de la fréquence cyclotron des ions lors de l'expérience ISOLTRAP reportée dans l'article [117] est présentée sur la figure 47, ainsi que l'ensemble expérimental alors utilisé. Il s'agit ici d'une mesure de masse de référence, stable et très bien connue, permettant la mesure de la dérive du champ magnétique au cours du temps. Une résonance est représentée également pour le  $^{95}\text{Kr}$ , isotope de temps de vie court,  $T_{1/2}=114$  ms sur la figure 48. La forme du temps de vol autour de la fréquence  $\nu_c = \frac{\omega_c}{2\pi}$  rappelle un sinus cardinal, lié à la transformée de Fourier de la fonction porte définissant la durée de l'excitation. De fait, la résolution du spectromètre est reliée à la durée de l'excitation  $T_{exc}$  par la relation :

$$R = \frac{m}{\delta m} = \frac{\nu_c}{\delta \nu_c} \sim \nu_c \cdot T_{exc} \quad 3-20$$

En pratique la durée de l'excitation n'excède que rarement la seconde pour les ions radioactifs, et le pouvoir de résolution est limité à  $R \lesssim 10^6$  pour des fréquences de l'ordre du MHz. La précision de la mesure se déduit de 3-19 par la relation :

$$\frac{\sigma_m}{m} \sim \frac{1}{R\sqrt{N}} \quad 3-21$$

Avec la méthode de mesure de la résonance cyclotron par temps de vol comme utilisé pour obtenir la figure 47, des précisions de l'ordre de  $\sim 10^{-8}$  ( $\sim$  keV) sur les mesures de masse sont atteintes. En pratique, cette limite en précision est causée par les fluctuations du champ magnétique pendant la mesure, qui ne peuvent pas être réduites par les mesures de référence. Elle est illustrée pour la chaîne isotopique des Kr riches en neutron sur la figure 49 [117]. Pour les isotopes de temps de vie courts  $^{94}\text{Kr}$  ( $T_{1/2}=210$  ms) et  $^{95}\text{Kr}$  ( $T_{1/2}=114$  ms) des précisions plus faibles (précisions relatives de l'ordre de  $10^{-7}$ ) ont été obtenues du fait des temps d'excitation nécessairement plus courts et de la statistique plus faible.

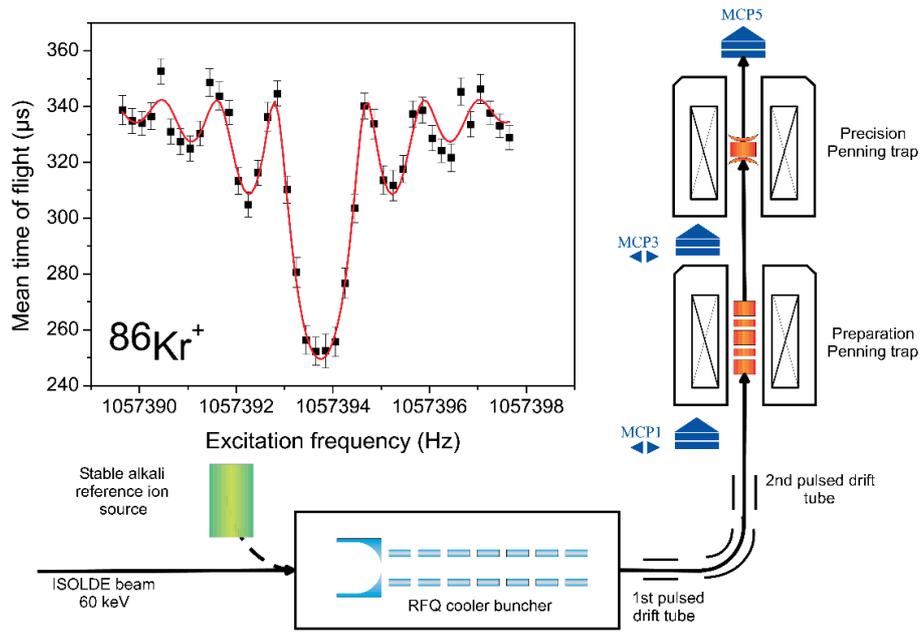


Figure 47: Spectromètre de masse ISOLTRAP, consistant alors d'un RFQcb, d'un piège de preparation Penning (voir paragraphe suivant) et d'un piège Penning pour la mesure de masse de champ magnétique de l'ordre de 5T. Au milieu : exemple de résonance mesurée pour  $^{86}\text{Kr}^+$ .

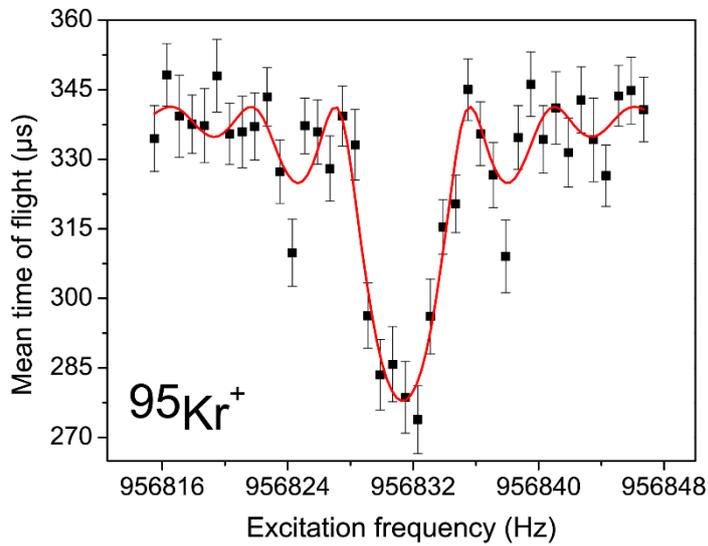


Figure 48: Exemple de résonance mesurée pour  $^{95}\text{Kr}$ , de temps de vie 114 ms.

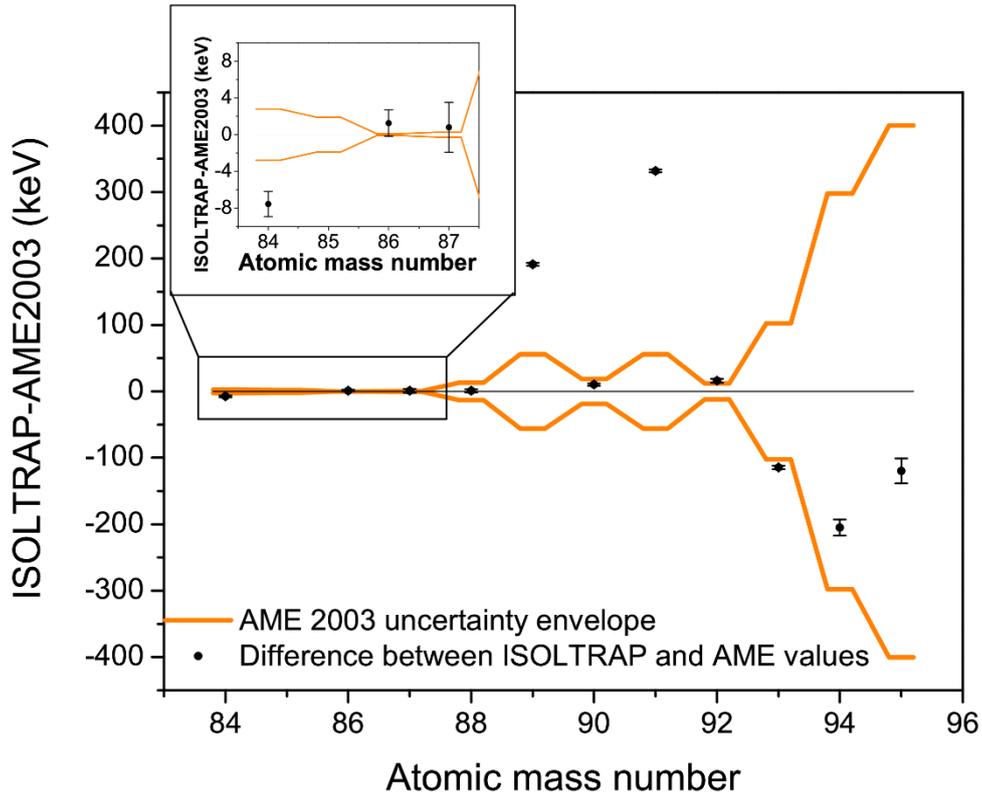


Figure 49: Déviation des masses mesurées en 2004 par rapport à aux valeurs de l' « Atomic Mass Evaluation » (AME) [118] pour la chaîne des Kr riches en neutrons. Une précision de l'ordre de 1 à 2 keV a généralement été obtenue.

La technique dite d'oscillation de champs séparés [8], aussi appelée technique Ramsey, permet d'obtenir les mêmes précisions que la méthode d'excitation classique exposée précédemment pour des statistiques de l'ordre de 4 fois inférieures. Dans ce cas, deux portes d'excitations séparées de quelques centaines de ms sont appliquées à la place d'une seule. Il résulte de la superposition des spectres de chacune des excitations un spectre présentant des oscillations plus importantes et plus étroites autour de la résonance  $\omega_c$ . La méthode de la mesure de résonance cyclotron par temps de vol classique fait appel à une excitation de type :

$$f_{exc}(t) \propto \Pi_{T_{exc}}(t) \cdot \sin(\omega_c t) \quad 3-22$$

Où  $\Pi_{T_{exc}}(t)$  est la fonction porte de durée  $T_{exc}$ , centrée pour simplicité sur  $t=0$ . Dans le domaine des fréquences, la puissance de cette excitation, proportionnelle au module au carré de la transformée de Fourier, correspond au transfert d'énergie radiale par la conversion du mouvement magnétron en mouvement cyclotron réduit. En négligeant l'énergie du mouvement magnétron par rapport à l'énergie du mouvement cyclotron réduit,  $E_r = \frac{1}{2} m(r_-^2 \omega_-^2 + r_+^2 \omega_+^2) \sim \frac{1}{2} m(r_+^2 \omega_+^2)$  :

$$E_r \propto \text{sinc}^2 \left[ (\omega - \omega_c) \frac{T_{exc}}{2} \right] \quad 3-23$$

L'équation 3-23 donne la forme caractéristique au spectre de temps de vol des figures 47 et 48. La méthode de Ramsey fait appel à une excitation de type :

$$f_{exc}(t) \propto \left( \Pi_{T_{exc}} \left( t - \frac{\delta t}{2} \right) + \Pi_{T_{exc}} \left( t + \frac{\delta t}{2} \right) \right) \cdot \sin(\omega_c t) \quad 3-24$$

Où  $\delta t$  est la différence de temps entre les 2 portes successives. Il résulte des propriétés de la transformée de Fourier une conversion d'énergie radiale du type :

$$E_r \propto \cos^2 \left( \frac{\omega \cdot \delta t}{2} \right) \cdot \text{sinc}^2 \left[ (\omega - \omega_c) \frac{T_{exc}}{2} \right] \quad 3-25$$

La forme de l'équation 3-25 présentée sur la figure 50 correspond très fidèlement à celle d'un calcul quantique plus rigoureux de la conversion du mouvement magnétron en cyclotron (figure 2 de [8]) pour une excitation de durée totale 900 ms et de temps séparant les deux excitations variant entre 100 et 700 ms.

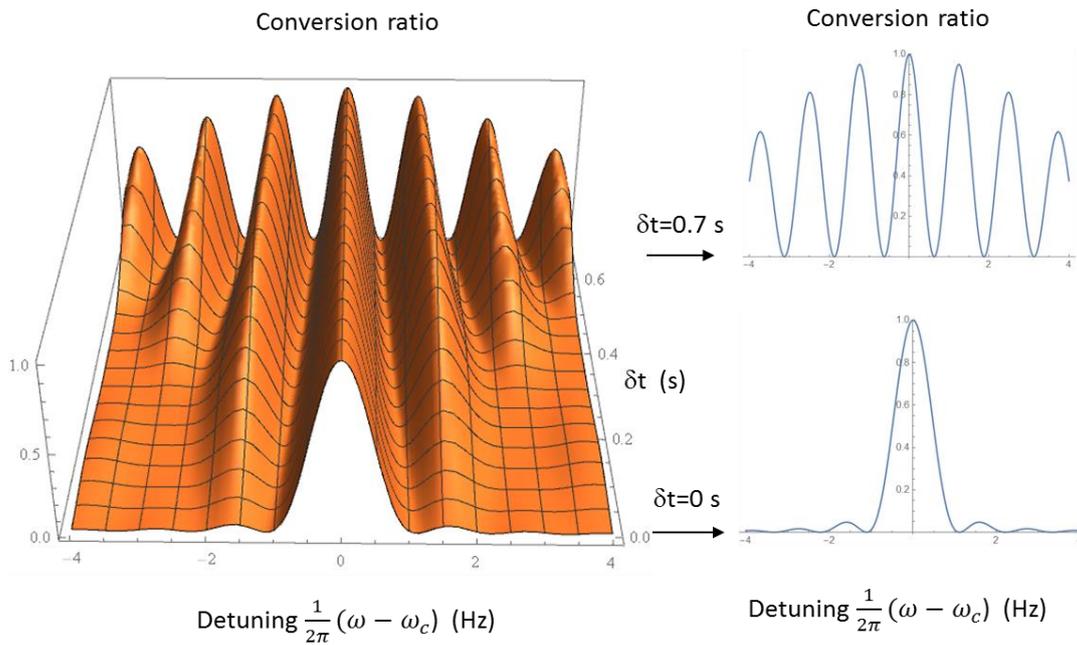


Figure 50:  $E_r$  suivant l'équation 3-25, correspondant au taux de conversion en énergie cyclotron calculée et représenté sur la figure 2 dans [8]. Lorsque  $\delta t = 0$  s, la conversion est équivalente à celle d'une d'excitation classique.

Une méthode de mesure de masse plus récente, en cours de développement sur tous les spectromètres de masse de type Penning, est celle de la mesure de la résonance cyclotron par image de phase [119], qui permettrait de réduire de plus d'un ordre de grandeur la statistique par rapport à la technique Ramsey et potentiellement d'atteindre des précisions relatives meilleures que  $10^{-9}$ . La mesure de masse avec une

telle méthode est encore à l'état de développement du fait d'une calibration assez délicate, mais a déjà démontré son application dans la détection d'isomères très proches ( $\sim 50$  keV pour des masses  $A \sim 130$ ) [120]. Son principe consiste en la mesure des fréquences des mouvements propres par l'observation de leur phase, après un vol libre de durée très supérieure à leur période, sur une galette de micro-canaux équipée d'une anode sensible à la position.

### 3.3.3 Masses des noyaux radioactifs et physique fondamentale

Telles que présentées dans le paragraphe précédent, les mesures des masses des noyaux radioactifs avec les pièges Penning atteignent des précisions relatives, de l'ordre de  $10^{-8}$ , généralement meilleures que  $10^{-7}$  pour des isotopes de temps de vie qui peuvent être aussi courts que quelques dizaines de ms. Elles atteindront dans un futur proche, déjà engagé, de l'ordre  $10^{-9}$ , au moyen de la technique d'image de phase.

Les mesures de masse de longues chaînes isotopiques permettent de sonder la surface de masse des noyaux au moyen des énergies de séparation de 2 neutrons ( $S_{2n}$ ) telles que présentées sur la figure 51 pour la mesure des Kr [117]. Les accidents de ces surfaces de masse sont révélateurs de différents phénomènes, comme que les fermetures de couche et sous-couche (brusque augmentation de pente que l'on peut l'observer après  $N=50$  et  $N=56$  sur la figure 51), ou des effets collectifs tels que les déformations (surface de masse déformée au-dessus de la chaîne des Kr après  $N=60$ ). Les masses de Kr ont fait apparaître un quenching de la sous couche  $N=56$ . Ces mesures ont été plus récemment prolongées pour les isotopes  $^{96}\text{Kr}$  et  $^{97}\text{Kr}$  [121], puis pour la chaîne isotopique des Rb jusqu'à la masse 100 [122], permettant de sonder la déformation des chaînes  $36 \leq Z \leq 40$  (Kr, Rb, Sr, Y, Zr) autour de la région  $N=60$ . La forme de ces chaînes est interprétée par une compétition entre déformation quadrupolaire de forme oblate et prolata. Une transition de déformation oblate vers prolata pour  $N \geq 60$  pour les chaînes supérieures au Kr, qui serait retardée pour la chaîne des Kr, expliquerait la déformation de la surface de masse dans cette région.

Les mesures de masses des noyaux les plus exotiques sont également essentielles au test des fonctionnelles utilisées en astrophysique nucléaire, par exemple pour prédire le chemin du processus de nucleosynthèse r, voir figure 52. En pratique pour ces tests, les meilleures fonctionnelles n'ayant des précisions que de l'ordre de  $\sim 500$  keV, des mesures de précisions relative de l'ordre d'une centaine de keV ( $10^{-6}$  à qq  $10^{-7}$ ) sont suffisantes, permettant l'utilisation d'autres techniques telles

que le MR-ToF MS. C'est également le cas des mesures visant à révéler les caractéristiques de la structure nucléaire des noyaux en les comparant à des prédictions de modèles nucléaires : pour sonder leur caractère magique [123] [124] [125], halo [126] ou déformé [122] des précisions de l'ordre de la centaine de keV suffisent.

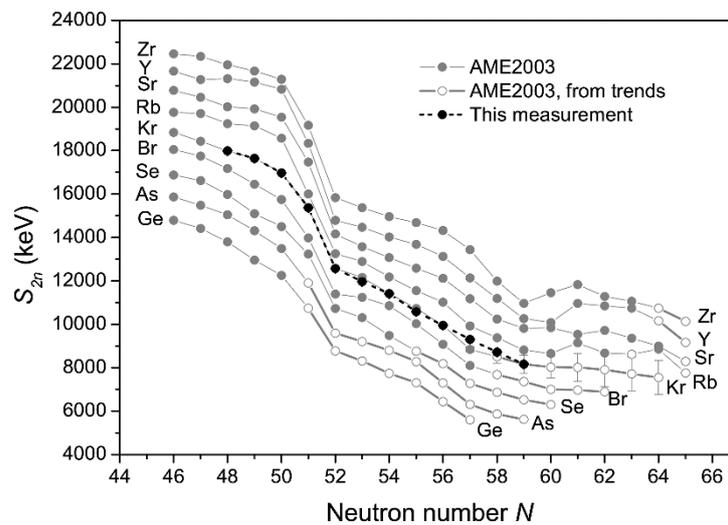


Figure 51: Energies de separation de 2 neutrons modifiées après la mesure des masses des Kr riches en neutron [117]. Pour  $Z=36$ , on observe un quenching de la sous-couche  $N=56$ .

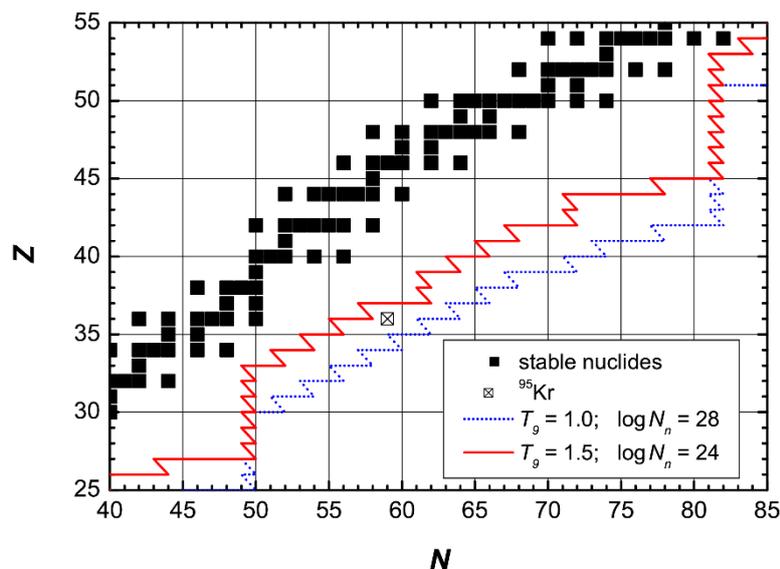


Figure 52: deux chemins possibles du processus r correspond aux conditions initiales décrites dans l'encadré [117].

Ce sont pour les tests de symétrie que les mesures de précisions relatives de l'ordre de  $10^{-8}$  prennent tout leur intérêt :

- en physique nucléaire, pour le test de la symétrie d'isospin par la vérification de l'équation « Isobaric Mass Multiplet Equation » [127],
- pour les tests du Modèle Standard, en contribuant à la détermination précise du  $Q_\beta$ , intervenant à la puissance 5 dans la fonction statistique des valeurs  $F_t$  des transitions  $0^+ 0^+$ , utilisées pour la détermination de la valeur de  $V_{ud}$  (section 1.3) [128] [129].

Comme mentionné précédemment, cette précision permet également d'identifier des isomères suffisamment éloignés, d'une centaine de keV avec la méthode de temps de vol classique, et d'un ordre de grandeur de moins avec la technique d'image de phase. Lorsque ces mesures sont combinées à des techniques d'ionisation laser sélective, elles permettent l'assignement non ambigu des spins [130].

Le développement de la méthode de mesure de la résonance cyclotron par image de phase, qui permet de repousser les frontières des précisions actuelles de plus d'un ordre de grandeur pour l'identification des isomères, présente donc des perspectives enthousiasmantes pour les tests de symétrie.

### **3.3.4 Refroidissement sélectif en masse**

Les pièges de Penning peuvent être utilisés comme refroidisseurs regroupes, avec l'avantage par rapport aux RFQcb de présenter une possibilité de sélectionner en masse les ions d'intérêt. Ces pièges sont en général couplés aux pièges Penning de précision pour refroidir, accumuler et préselectionner les ions d'intérêt. La plupart des spectromètres de masse Penning intègrent désormais le piège de préparation et le piège de précision dans le même solénoïde supraconducteur, à la différence d'ISOLTRAP qui utilise 2 solénoïdes différents. En principe le nombre d'ions injectés par cycle dans le piège de précision n'excède pas 2 à 3 par paquets, pour éviter de perturber les trajectoires des ions piégés par leur interaction coulombienne. Dans ce cadre, le piège de préparation doit être un filtre très sélectif de masse.

Dans le piège de préparation, les ions sont refroidis sélectivement : une excitation de type magnétron, décentrant le nuage d'un rayon magnétron  $r$ , est suivie de l'application d'une excitation quadrupolaire à la fréquence cyclotron, comme dans le cas de la mesure de masse, mais à la différence près que cette excitation se fait en

présence de gaz tampon. Sous l'effet des collisions atomiques et en l'absence d'excitation, l'amplitude du mouvement cyclotron est réduite, alors que celle du mouvement magnétron augmente [116]. L'application de l'excitation quadrupolaire à la pulsation  $\omega_c$  couple les mouvements magnétron et cyclotron, les refroidissant de concert. La forme résultant de cette excitation dans le domaine des fréquences est approximativement gaussienne, de largeur  $\sim 1/T_{exc}$ , expérimentalement obtenue pour des pressions relativement faibles par rapport aux RFQcb, de l'ordre de  $10^{-4}$  mbar. Seul les ions de masse suffisamment proche de la résonance sont refroidis, les autres continuant à orbiter autour du centre du piège à des rayons magnétron augmentant au cours du temps. Une fois refroidis, les ions sont sélectivement extraits du piège, les contaminants étant supprimés par un collimateur. La résolution en masse obtenue d'une telle technique de refroidissement est équivalente à l'équation 3-19. Dans le cas d'ions de courts temps de vie et peu produits, elle peut être utilisée pour une mesure de masse de moindre résolution, comme cela a été le cas pour la mesure de la masse de  $^{97}\text{Kr}$  à ISOLTRAP [121].

En dehors de la préparation des faisceaux pour leur mesure de masse dans un piège de précision, l'application des pièges Penning pour l'accumulation de paquets d'ions est encore assez peu répandue. En comparaison des pièges de type RFQcb :

- Les pièges Penning présentent une complexité et un coût nettement plus importants
- Les temps de refroidissement sont au minimum de quelques dizaines de ms, ce qui est plus d'un ordre de grandeur que dans les RFQcb

Finalement, l'avantage de la séparation en masse est en pratique limitée à  $\sim 10^3 - 10^4$  ions par paquets du fait d'effets de la charge d'espace altérant le pouvoir de résolution. Permettant l'accumuler jusqu'à  $10^8$  ions par paquets, REXTRAP est actuellement un prototype unique de piège Penning utilisé comme accumulateur dans les installations ISOL [70]. La limitation de son pouvoir de résolution en fonction de la charge d'espace y a qualitativement été étudiée [131]. Pour un nombre d'ions importants, le nuage d'ions prend une forme ellipsoïde qui se déforme avec l'application de l'excitation. Sous l'effet de la charge d'espace des ions, la résonance se déplace et s'élargit de façon très importante.

Pour des quantités d'ions limitées à  $\sim 10^4$  par paquets, les pièges Penning de préparation et mesure de masse couplés, tel que le spectromètre JYFLTrap à Jyväskylä, permettent la purification du faisceau pour les expériences de décroissance beta. Un schéma de purification en plusieurs étapes utilisant l'excitation quadrupolaire à la fréquence cyclotron a été développé pour s'affranchir des limites de charge d'espace : la suppression des contaminants est réalisée plusieurs fois lors d'un cycle d'accumulation au moyen de transferts successifs du piège de préparation vers le piège de mesure des ions. Cette technique a montré son efficacité pour les mesures de précision des temps de vie des noyaux  $\beta^+$  présentant des transitions super-permises (voir section 1.3). Des pouvoirs de résolution de l'ordre de 50000 sont reportés pour des quantités d'ions par paquets de l'ordre de  $10^4$  [132]. A REXTRAP, pour le même type de mesure, une méthode de sélection par temps de vol après refroidissement d'un faisceau moléculaire a permis de préparer un faisceau pur de  $^{38}\text{CaF}^+$  [76]. Dans le cadre de l'installation DESIR et du développement du piège de Penning PIPERADE [30], une R&D importante est entreprise pour repousser les limites actuelles de charge d'espace de ces techniques de séparation à  $10^5$  ions par paquet et au-delà. Il est envisagé de tester avec PIPERADE plusieurs schémas de séparation, dont une méthode inspirée de l'image de phase [119].

### 3.4 Pièges de type Multi-Reflection Time-of-Flight Mass Spectrometer

Les pièges de type MR-ToF MS proviennent originellement d'une idée de H. Wollnik, combinant deux miroirs électrostatiques pour la séparation en temps de vol d'ions isobares [133]. Bien que l'idée ait été émise à la fin des années 1980, le concept n'a été rendu opérationnel que beaucoup plus tard, grâce notamment au développement des RFQcb, pour l'accumulation des ions en paquets d'ions très courts. L'expérience ISOLTRAP s'est équipée durant les années 2011 – 2012 [134] [135] d'un tel spectromètre qui est venu compléter le dispositif de la figure 47, inséré entre le RFQcb et le premier piège Penning. Le MR-ToF MS de l'expérience d'ISOLTRAP, opérationnel en 2013, a donné les premiers résultats en ligne pour la mesure des masses des ions radioactifs [136], démontrant tout le potentiel de cette technique pour les ions très exotiques, de temps de vie inférieur à la seconde.

### 3.4.1 Principe de fonctionnement

Les spectromètres de type MR-ToF MS combinent 2 miroirs électrostatiques, permettant de recourber la trajectoire des paquets d'ions sur elle-même (figure 53). Très compacts (<1m), ils permettent pour autant de bénéficier d'une base de temps de vol très importante. Le réglage des tensions des miroirs permet en effet de conserver une dispersion temporelle des paquets d'ions quasiment constante après 1000 révolutions (~1km), et même de focaliser en temps le paquet d'ions sur le détecteur réalisant la mesure de temps de vol, ou le séparateur en temps de vol. La focalisation sur le détecteur, de type galette de micro-canaux ou MagneTOF de ETP ion detect, permet de réaliser la mesure de masse des ions par temps de vol, ou de régler le séparateur en temps de vol pour la suppression des contaminants. Le séparateur en temps de vol le plus adapté aux MR-ToF MS est une porte de Bradbury-Nielsen [137], capable de séparer des temps de vol inférieurs à 10 ns pour des énergies de l'ordre de 3 keV.

Les paquets d'ions sont délivrés par un RFQcb, permettant de bénéficier d'excellentes efficacités de refroidissement et d'accumulation (voir section 3.2.4), pour des dispersions temporelles pouvant descendre en dessous de 100 ns, et des dispersions énergétiques typiques avoisinant 10 eV. L'injection et l'extraction des paquets d'ions dans le MR-ToF MS sont réalisées soit en pulsant les tensions des miroirs, soit en pulsant la tension du tube de dérive central [138], appelée communément « in-trap lift electrode » (figure 53), ou « pulsed drift tube » (figure 54 et suivantes). L'avantage de la seconde méthode est qu'en principe elle permet un réglage de la position de la focalisation en temps, sans avoir à adapter les tensions des miroirs.

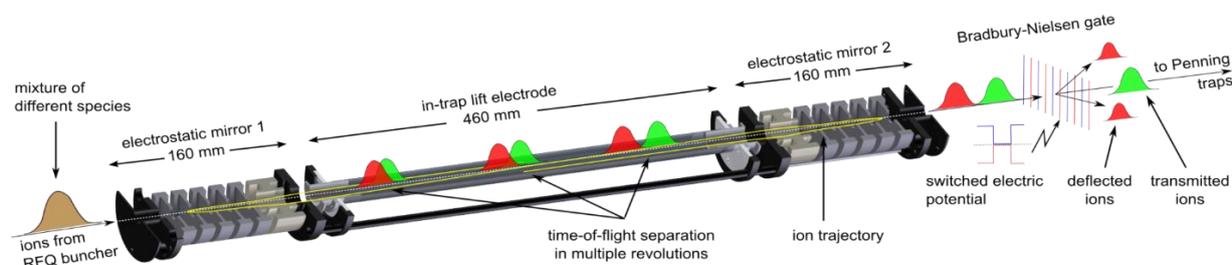


Figure 53: Principe du MR-ToF MS. Figure issue de [135].

Le principe de la focalisation temporelle est illustré sur la figure 54. Dans une section de dérive sans champ électrique, les ions les plus énergétiques prennent de l'avance sur les ions les plus lents. Dans le MR-TOF MS, les ions les plus énergétiques parcourent un chemin plus long, et les ions les plus lents, réfléchis plus tôt par les miroirs, rattrapent les ions les plus rapides. Il est alors possible de régler les tensions des miroirs de telle sorte de compenser complètement l'étalement du paquet sur les distances de dérive à champ nul. En pratique, cette situation idéale persiste pour quelques centaines de révolution. Au-delà, la dispersion temporelle augmente progressivement, du fait d'un effet cumulatif des imperfections de la correction. D'après la thèse de Pierre Chauveau [10], celles-ci devraient être majoritairement causées par des effets de second ordre géométrique, du fait de l'émittance transverse finie du faisceau, et des aberrations des champs.

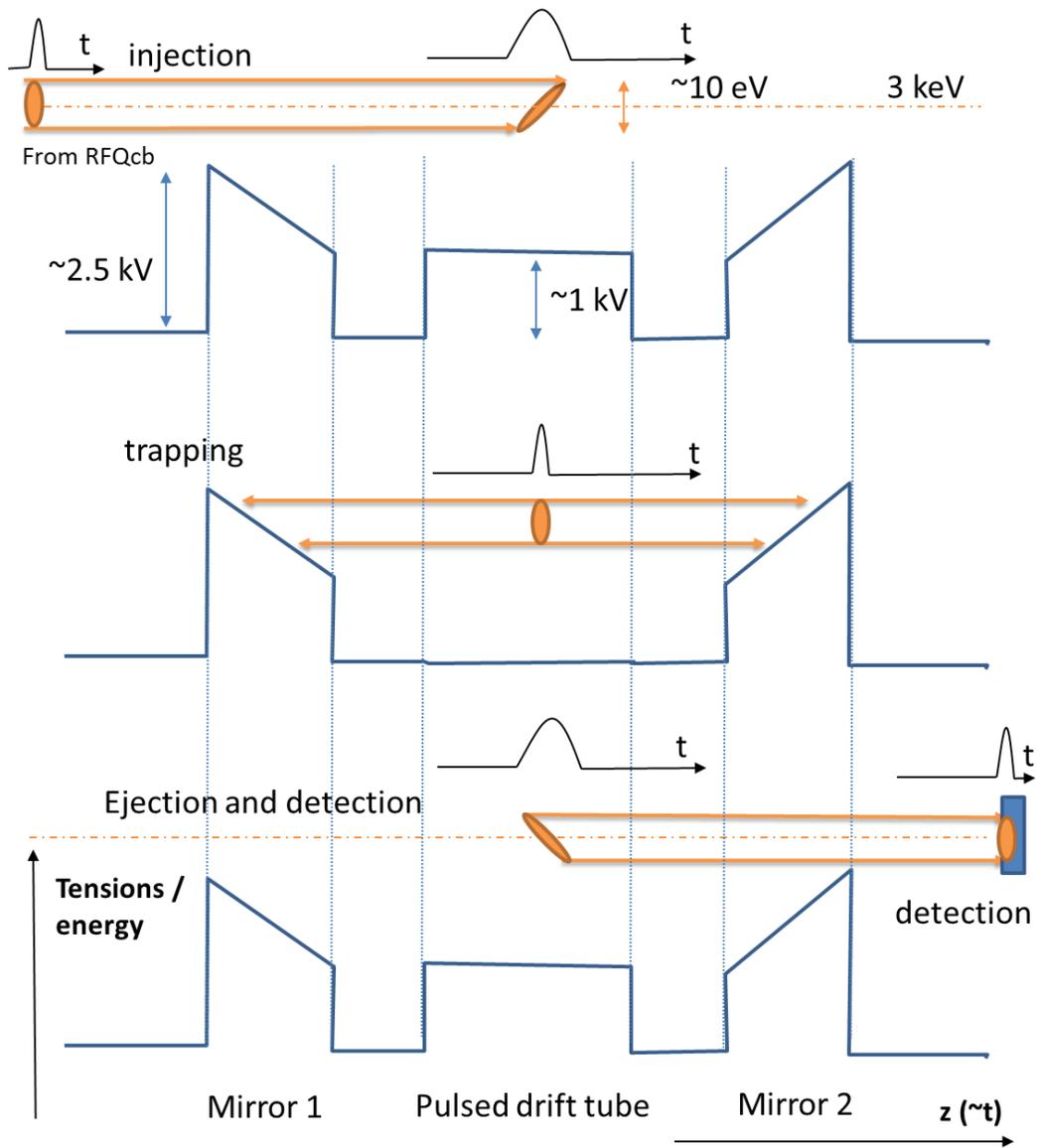


Figure 54: Principe de la focalisation temporelle du paquet d'ions délivré par le RFQcb.

Le temps de vol d'un ion d'un paquet extrait du RFQcb et détecté après  $n$  révolutions dans le MR-ToF MS s'exprime sous la forme:

$$t = t_d + n \cdot T \quad 3-26$$

Où  $t_d$  est le temps de vol passé dans les sections de dérive, avant la capture et après l'extraction (panneaux du haut et bas de la figure 54), et  $T$  est le temps de révolution dans le MR-ToF MS (panneau du milieu). En appelant dans la suite  $t_0$  le temps de vol de l'ion de référence pour l'énergie médiane  $E_0$ ,  $\delta E = E - E_0$ , la différence d'énergie par rapport à l'ion de référence,  $\delta t = t - t_0$ , la différence de temps de vol associée, on a d'après 3-26 :

$$\delta t = \delta t_d + n \cdot \delta T \quad 3-27$$

Où  $\delta t_d$  et  $\delta T$  sont les différence de temps de vol de dérive et de révolution pour l'ion considéré par rapport à l'ion de référence. Au premier ordre en  $\delta E$ ,

$$\delta t_d \approx \left( \frac{\partial t_d}{\partial E} \right) \cdot \delta E < 0 \quad 3-28$$

Les ions d'énergie supérieures à  $E_0$  sont en avance par rapport à l'ion de référence, les ions d'énergie inférieures en retard. Dans l'expression de  $\delta T$ , il est nécessaire de prendre en compte les termes du deuxième ordre qui peuvent être amplifiés de façon importante par le nombre de révolutions dans le MR-ToF MS. En notant  $x_i$  les 4 coordonnées d'émittance transverse ( $x, y, x', y'$ ),  $z$  la direction de propagation du faisceau comme sur la figure 55, et considérant que les termes géométriques du premier ordre  $\frac{\partial T}{\partial x_i}$  sont nuls du fait de la symétrie cylindrique du MR-ToF MS :

$$\delta T \approx \left( \frac{\partial T}{\partial E} \right) \cdot \delta E + \left( \frac{\partial^2 T}{\partial E^2} \right) \cdot \delta E^2 + \sum_{x_i, j} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} \right) \cdot x_i x_j \quad 3-29$$

Le réglage des miroirs du MR-ToF MS permet d'ajuster la dépendance du temps de vol en énergie des ions, c.à.d. les termes  $\frac{\partial T}{\partial E}$  et  $\frac{\partial^2 T}{\partial E^2}$ . Il permet donc de réaliser à un nombre de tours donné les conditions de focalisation en temps, qui minimisent l'amplitude du terme algébrique  $\delta t$  (équation 3-27) :

$$\frac{\partial t_d}{\partial E} - n \cdot \frac{\partial T}{\partial E} = 0 \quad 3-30$$

Et

$$\left| \frac{\partial^2 T}{\partial E^2} \right| \cdot \delta E^2 \ll \left| \sum_{x_i, j} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} \right) \cdot x_i x_j \right| \quad 3-31$$

En supposant que les conditions 3-30 et 3-31 sont réalisées, on alors dans les conditions de focalisation en temps :

$$\delta t_{foc} \approx n \cdot \sum_{x_i, j} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} \right) \cdot x_i x_j \quad 3-32$$

Il résulte de 3-32 une dispersion temporelle  $(\Delta t)_{foc}$  qui augmente linéairement avec le nombre de tours :

$$\Delta t_{foc} \approx n \cdot \sqrt{\sum_{x_{i,j}} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} \right)^2 \cdot \sigma_{x_i x_j}} = n \cdot \Delta T_{foc} \quad 3-33$$

Où l'on a défini  $(\Delta T)_{foc} = \sqrt{\sum_{x_{i,j}} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} \right)^2 \cdot \sigma_{x_i x_j}}$  l'élargissement du paquet à

chaque révolution. Le paquet d'ions, de dispersion temporelle initiale  $\Delta t_0$  à la sortie du RFQcb, va donc s'élargir au cours du nombre de révolutions du fait de l'effet cumulatif d'aberrations du champ électrique, de sorte que sa dispersion  $\Delta t$  pourra s'écrire sous la forme :

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_0^2 + n^2 \cdot \Delta t_{foc}^2} \quad 3-34$$

On déduit de 3-26, 3-34 et du fait que  $t \propto \sqrt{m}$ , où  $m$  est la masse de l'ion une expression pour le pouvoir de résolution en masse  $R$  optimisé pour un nombre de révolutions  $n$ . Négligeant  $t_d$  dans 3-25 :

$$R = \frac{m}{\Delta m} = \frac{1}{2} \frac{t_0}{\Delta t} \approx \frac{n \cdot T}{2 \cdot \sqrt{\Delta t_0^2 + n^2 \Delta T_{foc}^2}} \quad 3-35$$

Le pouvoir de résolution augmente linéairement avec le nombre de révolutions tant que la dispersion temporelle reste approximativement constante, c.à.d. pour les valeurs de  $n$  telles que :  $n \cdot \Delta T_{foc} \ll \Delta t_0$ . Pour les grandes valeurs de  $n$  il tend vers une valeur limite telle que:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} R = \frac{T}{2 \Delta T_{foc}} \quad 3-36$$

Comme on le verra dans la section suivante, on peut choisir judicieusement  $n$  pour atteindre une valeur du pouvoir de résolution suffisamment proche de la valeur 3-36 tout en conservant un temps de vol relativement court. En faisant l'hypothèse d'un spectre de temps de vol gaussien de largeur à mi-hauteur donnée par l'équation 3-34, c.à.d. considérant que  $\Delta t \approx 2.35 \sigma_t$  la précision en masse attendue est de l'ordre de :

$$\frac{\sigma_m}{m} \approx \frac{1}{2.35 \cdot R \cdot \sqrt{N}} \approx \frac{\sqrt{\Delta t_0^2 + n^2 \Delta T_{foc}^2}}{n \cdot T \cdot \sqrt{N}} \quad 3-37$$

Sa valeur limite est :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\sigma_m}{m} = \frac{\Delta T_{foc}}{T \cdot \sqrt{N}}$$

### 3.4.2 Performances

En pratique, les performances du MR-ToF MS peuvent être assez fidèlement reproduites par des codes de simulations commerciaux classiques de trajectoires d'ions dans des champs électromagnétiques, tels que SIMION [139]. C'est cette stratégie qui a été mise en œuvre pour le design du Piège à Ions Linéaire du GANIL pour la Résolution des Isobares et la mesure de Masse (PILGRIM) dans le cadre de la thèse de Pierre Chauveau [10] [9], avec le soutien des équipes techniques du LPC Caen, et en collaboration avec l'université de Greifswald, qui avait réalisé le MR-ToF MS d'ISOLTRAP [134]. PILGRIM est un MR-ToF MS qui permettra d'identifier, séparer et de mesurer la masse des isotopes  $N=Z$  et très lourds qui seront produits à S3, puis capturés et refroidis dans la cellule gazeuse de la ligne basse énergie [29]. La structure de PILGRIM est représentée sur la figure 55, où le nombre, les dimensions, et les positions des électrodes ont été optimisées par SIMION pour optimiser le pouvoir de résolution, c.à.d. réduire au maximum les aberrations optiques. 5 électrodes de 2 cm de long sont utilisées pour les miroirs. L'énergie de piégeage dans PILGRIM est de l'ordre de 2 keV, correspondant à une gamme de tensions pour les miroirs pour laquelle des alimentations très précises sont commercialement disponibles. Des alimentations ISEG de précision  $10^{-5}$  ont été sélectionnées pour PILGRIM, dans une première version sans régulation de température. Celles-ci ont été remplacées au cours des tests par une version plus récente des alimentations ISEG permettant une régulation limitant très fortement les dérives ( $\frac{\partial V}{V} \sim 10^{-5} K^{-1}$ ). La figure 56 présente une photographie de la structure interne, et de la chambre du piège, incluant les caissons de pompages à l'injection et l'extraction. Ne disposant pour l'instant pas de RFQcb pour la formation et l'injection de paquets d'ions dans PILGRIM, l'ensemble des tests hors ligne réalisés jusqu'à maintenant sur le banc de test du LPC Caen ont été réalisés en hachant le faisceau continu d'une source d'alcalins.

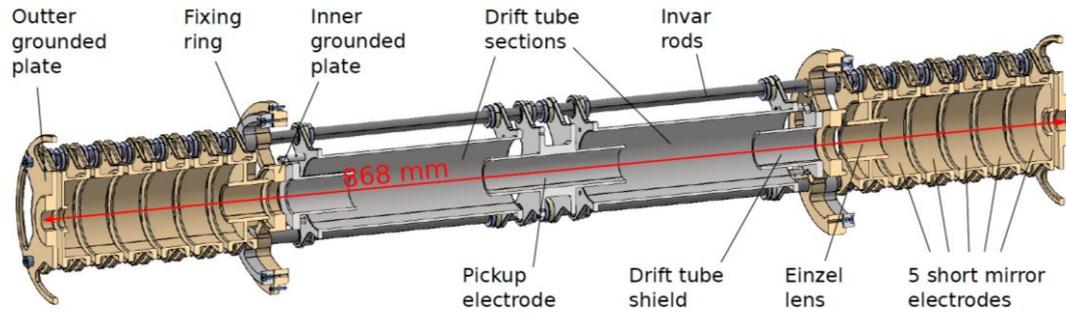


Figure 55: structure de PILGRIM après optimisation des dimensions et positions des électrodes [10].

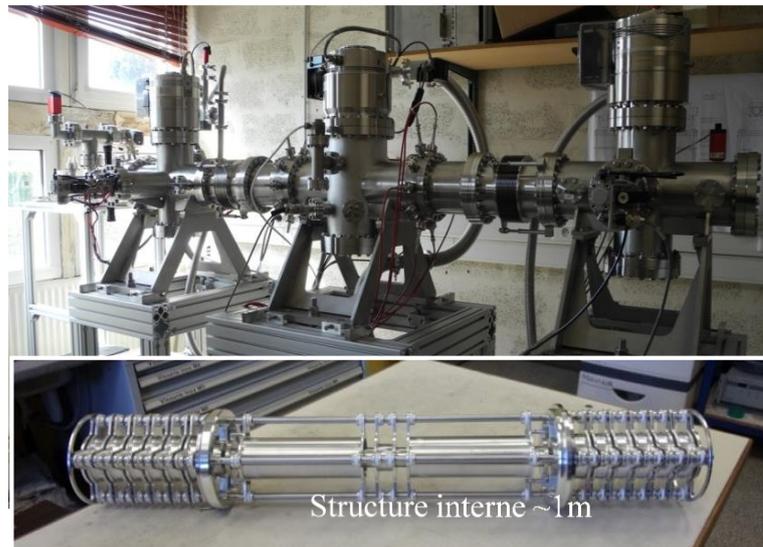


Figure 56: Photographie de la structure interne du piège et chambre de PILGRIM.

Les premiers tests réalisés dans le cadre de la thèse de Pierre ont montré des limitations liées à la formation du pulse d'ions, et à la stabilité des alimentations des miroirs, dont la première version variait significativement avec la température. Pour ces premiers tests, les paquets d'ions étaient formés par la pulsation d'une électrode de déflexion à la sortie de la source d'ions alcalins, résultant dans des fortes dispersions énergétiques ( $\sim 40$  eV FWHM) et un angle moyen non négligeable ( $\sim 1^\circ$ ). Malgré ces conditions défavorables, un pouvoir de résolution  $R = \frac{1}{2} \frac{t_0}{\Delta t}$  (Eq. 3-35) de l'ordre de 65.000 a pu être obtenu, en injectant des paquets d'ions  $^{39}\text{K}^+$  de largeur temporelle initiale de l'ordre de 60 ns et en les piégeant pendant 1000 révolutions (16 ms). Après le piégeage la largeur temporelle du paquet avait doublé. Ces performances ont été nettement améliorées dans le cadre de la thèse de Blaise-Maël Retailleau, où la porte de Bradbury Nielsen est utilisée pour former les paquets, et des alimentations régulées, corrigeant activement les fluctuations liées aux variations de

températures ont remplacé les alimentations utilisées dans le cadre des premiers tests. L'utilisation de la porte de Bradbury Nielsen permet d'obtenir des conditions d'injection beaucoup plus proches de celles attendues d'un RFQcb : angle moyen à l'injection a priori nul, dispersion énergétique initiale proche des 10 eV, avec une dispersion temporelle initiale de l'ordre de 45 ns FWHM. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 57. Les pulses de  $^{39}\text{K}^+$  générés par la porte de Bradbury Nielsen à travers PILGRIM et après 1000 révolutions ( $\sim 16$  ms) sont présentés figure 58. La forme des pulses est bien reproduite par 2 gaussiennes, l'une dominante, donnant l'information sur le temps de vol, et l'autre nettement inférieure. La raison précise de la deuxième gaussienne reste à ce jour à identifier : elle provient soit de la formation du paquet d'ions par la porte de Bradbury Nielsen, soit de la diffusion des ions par le gaz résiduel. Le fait qu'elle soit présente dès la formation du pulse par la porte de Bradbury Nielsen plaide pour la première possibilité.

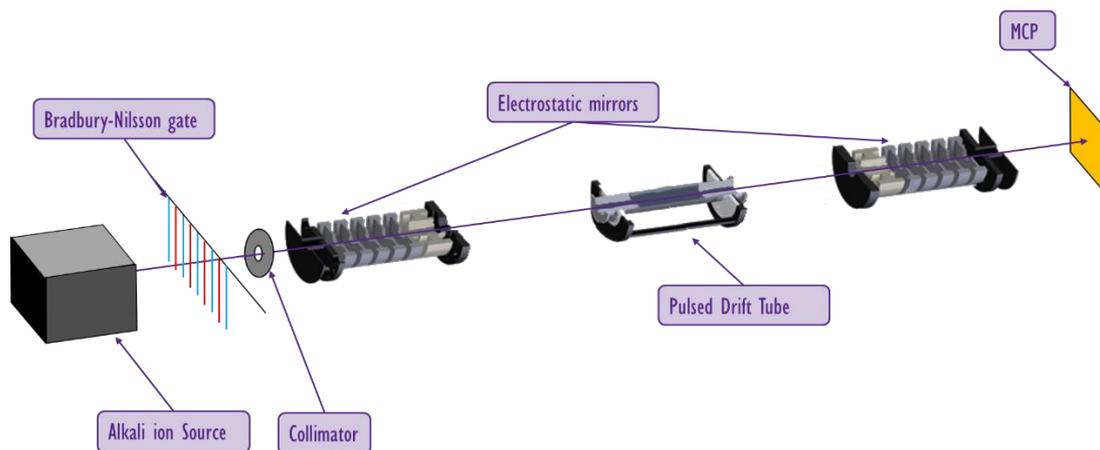


Figure 57: schéma de principe du banc de test réalisé pour la caractérisation du MR-ToF MS PILGRIM au LPC Caen. Issu de la présentation de Blaise-Maël Retailleau à la conférence INPC, Glasgow, 2019.

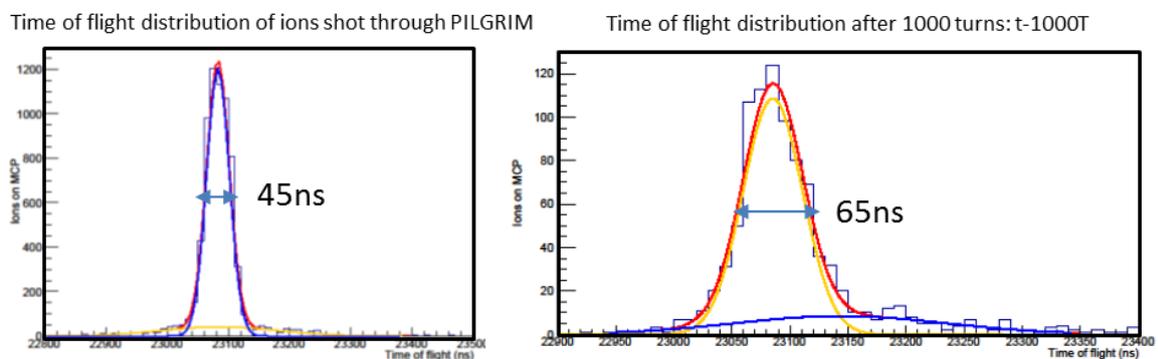


Figure 58: distributions de temps de vol d'ions  $^{39}\text{K}$  traversant PILGRIM et après 1000 révolutions. La référence du spectre de gauche est le pulse de la porte de Bradbury Nielsen. La référence du spectre de droite est celle du spectre de gauche à laquelle 1000 périodes ( $\sim 16$ ms) ont été soustraites. La forme des spectres est bien approximée par l'addition de deux gaussiennes, dont l'une, dominante nettement l'autre, est utilisée pour la mesure de temps de vol.

On calcule donc après 1000 révolutions dans PILGRIM un pouvoir de résolution de l'ordre de  $R \sim 120.000$ . L'évolution du pouvoir de résolution en fonction du nombre de tours, ayant optimisé les miroirs pour 1000 tours, est présenté figure 59. Il est comparé à une expression généralisée de l'équation 3-35 du pouvoir de résolution, pour un nombre de tours  $n$  qui n'est pas forcément égal au nombre de révolutions  $n_0$  pour lequel les miroirs sont optimisés. On peut en effet montrer en utilisant les équations 3-26 à 3-35 que dans le cas général :

$$R \approx \frac{n \cdot T}{\sqrt{\Delta t_0^2 + n^2 \cdot \Delta T_{foc}^2 + \left[ \frac{\partial t_d}{\partial E} \cdot \Delta E \cdot \left( 1 - \frac{n}{n_0} \right) \right]^2}} \quad 3-39$$

On utilise pour l'équation 3-39 des dispersions temporelles  $\Delta t_0 = 45$  ns et  $\Delta T_{foc}$  telle que  $1000 \cdot \Delta T_{foc} = \Delta t_0$ , partant du constat qu'à 1000 tours la dispersion temporelle du paquet a approximativement augmenté d'un facteur  $\sqrt{2}$ . Le facteur lié à l'augmentation de la dispersion du temps de vol dans les sections de dérive,  $\frac{\partial t_d}{\partial E} \cdot \Delta E$ , est calculé en considérant une base de temps de vol entre la source et le détecteur de 3 m, et une dispersion en énergie  $\Delta E \sim 10$  eV pour une énergie  $E_0 = 3$  keV. Avec ces paramètres, la forme de la courbe expérimentale est qualitativement bien reproduite. Les fluctuations expérimentales peuvent être causées par les dérives de température (voir plus loin). Au bout de 1000 révolutions, équivalentes à 16 ms de temps de vol, le pouvoir de résolution atteint à peu près 2/3 de la limite du pouvoir de résolution théorique, de 180,000 d'après l'équation 3-36 (voir figure 60).

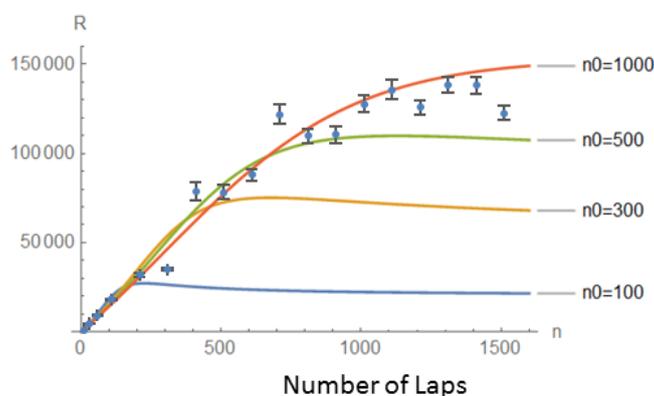


Figure 59: Pouvoir de résolution mesuré en fonction du nombre de tours et optimisé expérimentalement pour 1000 tours (points avec barres d'erreurs expérimentales) comparé aux pouvoirs de résolutions calculés par la formule 3-39. Les hypothèses sont explicitées dans le texte.

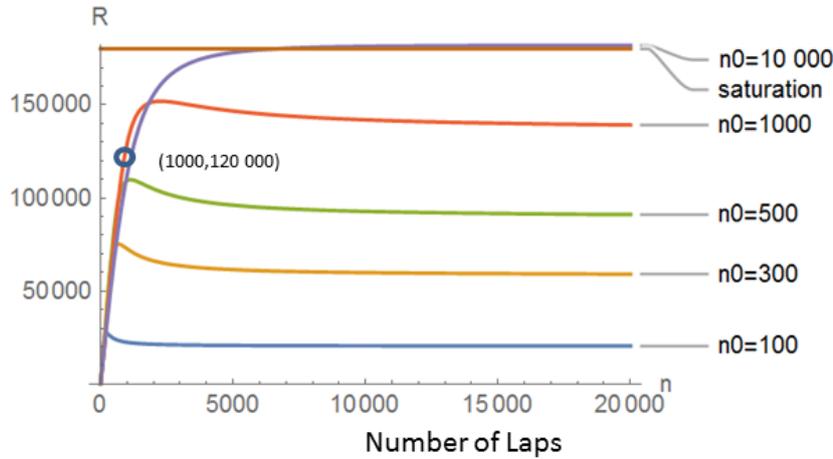


Figure 60: Calculs du pouvoir de résolution avec les mêmes paramètres que la figure 28. Pour les grandes valeurs de  $n$  et  $n_0$ , les courbes tendent vers la valeur asymptotique  $R=180000$ .

Les performances de la mesure de masse avec PILGRIM ont été également éprouvées avec le dispositif expérimental de la figure 57. La source d'alcalins délivre à PILGRIM un cocktail d'ions stables  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$  en quantités quasiment égales, et des ions  $\text{Rb}^+$ , et  $\text{Cs}^+$  en quantité moindre. Les intensités injectées sont très faibles, du fait du diamètre du collimateur (1 mm) et du rapport de temps porte ouverte / porte fermée pour la porte de Bradbury Nielsen ( $\sim 2.5 \cdot 10^{-6}$  considérant des paquets de 50 ns pour un cycle de mesure de 20 ms). Avec des courants de la source d'ions collimatés de l'ordre du pA, et après un découpage du faisceau par la porte de Bradbury Nielsen, on détecte en moyenne 1 ion  $\text{Na}^+$  ou  $\text{K}^+$  par seconde, contre 0,01 à 0,3 ion  $\text{Rb}^+$  ou  $\text{Cs}^+$  par seconde. Avec un vide de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar, le nombre d'ions détectés reste constant que l'on fasse traverser les paquets au travers de PILGRIM, ou qu'on les piège pour un nombre tours supérieur à 2000 : l'efficacité de capture est donc a priori très bonne ( $>50\%$ ) et le piégeage efficace sur des temps supérieurs à ceux requis pour la mesure de temps de vol.

La mesure de masse de l'ion  $^{85}\text{Rb}^+$  a été réalisée en déterminant les coefficients  $a$  et  $b$  de l'équation :

$$\sqrt{m} = a \cdot t + b \quad 3-40$$

par la mesure successive des temps de vol des ions tests de  $^{85}\text{Rb}^+$ , et des ions de référence  $^{23}\text{Na}^+$  et  $^{39}\text{K}^+$ , alternant toute les 10 s (500 cycles de  $\sim 20$  ms). Le résultat de l'analyse d'un exemple de mesure est présenté sur la figure 61. Les variations des

coefficients de l'équation 3-40 sont également représentés, la mesure ayant été divisée en 9 échantillons de 1h, contenant chacun approximativement 3000 ions au total. Le coefficient  $b$  correspond physiquement à un offset causé par différents retards électroniques, par exemple entre le signal détecté et le pulse logique de la porte de Bradbury Nielsen, ou encore entre le pulse logique et le switch des hautes tensions de la porte. Il est quasiment constant durant la mesure. Le coefficient  $a$  est sensible à la base de temps de vol et aux variations des tensions des miroirs :  $a \sim \frac{d}{\sqrt{2E_0}}$  où  $d$  est la base de temps de vol modifiée par les tensions des miroirs. Pour PILGRIM, une forte corrélation du coefficient  $a$  avec la température est expérimentalement observée. Elle est en ce moment l'objet d'une étude approfondie. Une correction basée sur sa seule mesure semble difficile, du fait de l'absence d'une relation simple, ou au moins bijective, entre la valeur  $a$  et la température. Pour autant, la méthode de mesure de masse, échantillonnée toute les heures avec des mesures quasiment simultanées de la masse de l'ion test et des masses de référence pour tenir compte des variations de temps de vol liées aux fluctuations de la température, semble suffisamment robuste pour atteindre des précisions de l'ordre de  $10^{-7}$  dans des temps de l'ordre de 20 ms. L'exemple de mesure présenté sur la figure 61 résulte dans une mesure de la masse de l'ion  $^{85}\text{Rb}^+$  de 79094320(12) keV, avec une déviation par rapport à AME de +8 keV. La précision relative est de  $1,5 \cdot 10^{-7}$ .

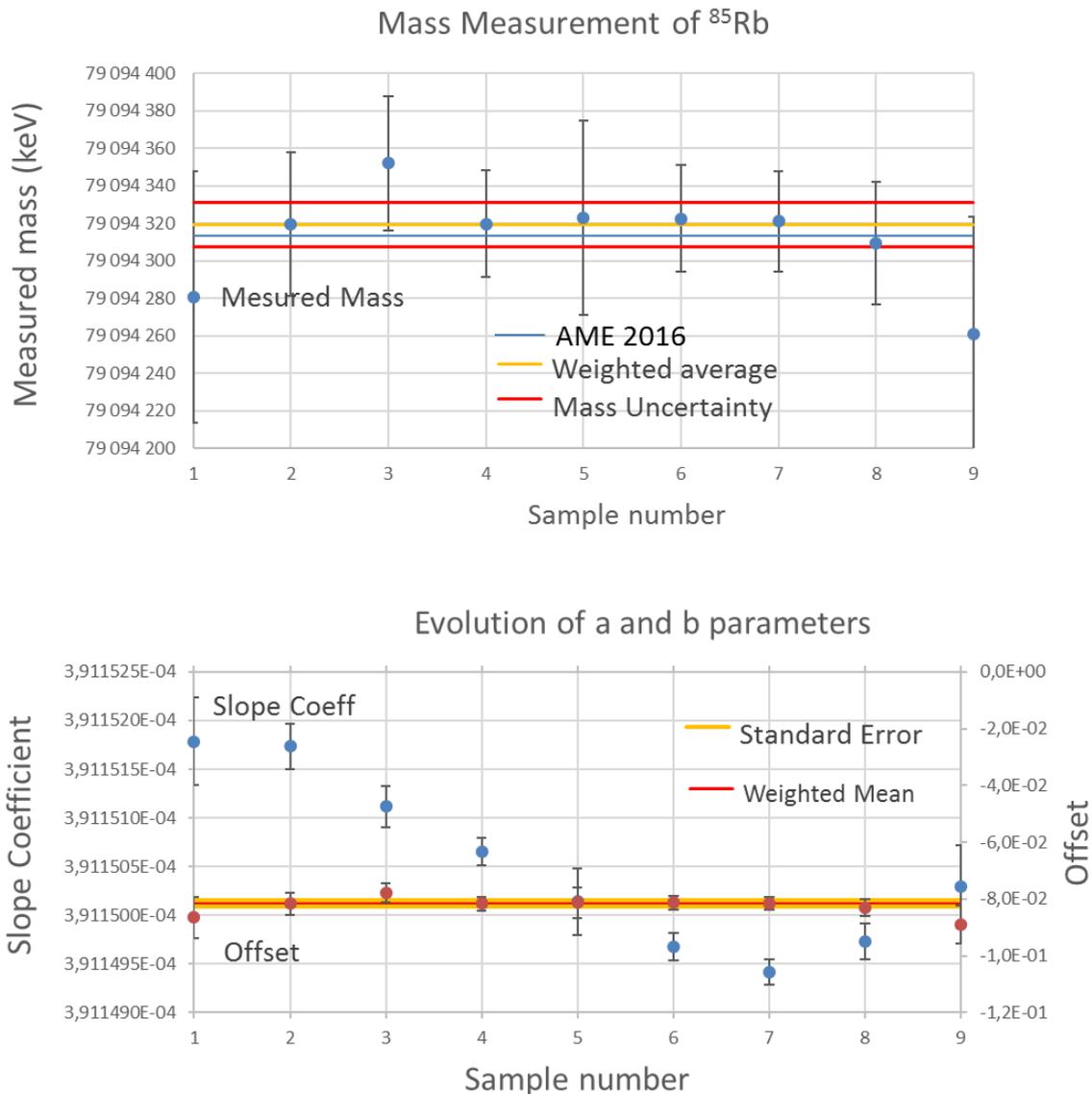


Figure 61: Exemple d'échantillonnage utilisée pour la mesure de la masse des ions  $^{85}\text{Rb}^+$ . Les coefficients  $a$  et  $b$  de l'équation 3-39 sont déterminés par la mesure quasi-simultanée des masses de référence des ions  $^{23}\text{Na}^+$  et  $^{39}\text{K}^+$

### 3.4.3 Perspectives pour PILGRIM

Les mesures réalisées avec PILGRIM hors ligne montrent qu'avec des ions produits à des intensités aussi faibles que quelques fractions de pps, des précisions avoisinant  $10^{-7}$ , de l'ordre de 10 keV pour les masses  $A \sim 100$ , 20 keV pour  $A \sim 200$  peuvent être atteintes pour la mesure de masse en quelques heures seulement. Ces précisions sont bien au-delà de celles des prédictions des modèles microscopiques, ou « mic-mac » [140]. Les résolutions atteintes permettent également la séparation des isobares, et des isomères quand ils sont suffisamment éloignés les uns des autres : 1 MeV pour  $A \sim 100$ , 2 MeV pour  $A \sim 200$ . Les masses de référence ne sont pas

nécessairement proches des ions d'intérêt. Ces performances remarquables seront particulièrement utiles pour la spectroscopie des isotopes  $N=Z$  et très lourds produits à S3 et refroidis par la cellule gazeuse. Elles classent PILGRIM comme l'un des meilleurs spectromètres de sa catégorie. Il a été montré expérimentalement que la limite de charge d'espace pour le fonctionnement de la technique MR-ToF MS est de l'ordre de  $10^4$  ions par paquet [141]. L'utilisation de PILGRIM sera donc bien adaptée aux faisceaux secondaires de la ligne basse énergie de S3, d'intensité maximale prédite de l'ordre de  $10^5$  ions par seconde. Le couplage des MR-ToF MS avec les techniques de spectroscopie laser, et de mesure de décroissance alpha pour l'identification des noyaux et de leurs isomères a prouvé le potentiel d'une telle combinaison à ISOLDE [142]. Par la rapidité du cycle de mesure et les précisions relatives atteintes ( $\frac{\sigma_m}{m} \sim 10^{-7}$  pour des cycles de  $\sim 10$  ms), la technique de mesure de masse et de séparation qu'offre PILGRIM sera très complémentaire de la technique de mesure Penning, plus précise mais plus longue ( $\frac{\sigma_m}{m} \sim 10^{-8}$  pour des cycles  $\geq 100$  ms), qui sera disponible pour les faisceaux de S3 en connectant la ligne basse énergie à DESIR. Le couplage de PILGRIM avec le RFQcb de la ligne basse énergie sera réalisé dans les mois qui viennent. Une investigation des limites de charge d'espace sera alors possible, du fait des intensités nettement supérieures qui seront alors disponibles (jusqu'à  $\sim 10^5$  ions par paquet délivrés par un RFQcb pour des dispersions temporelles inférieures à 1  $\mu$ s).

### 3.5 Conclusions

L'application des pièges de Paul en physique nucléaire pour le refroidissement et l'accumulation des faisceaux  $1+$  s'est généralisée durant les deux dernières décennies. La compréhension du mécanisme de refroidissement par collisions a récemment progressée [5], permettant de bénéficier de prédictions analytiques simples des performances des RFQcb. La technique est particulièrement bien adaptée aux faisceaux ISOL de temps de vie de plusieurs ms. Maintenant bien maîtrisée, elle est devenue incontournable dans l'instrumentation des installations ISOL, qui a largement favorisé le développement de la spectroscopie laser haute résolution. Elle constitue désormais la première étape de préparation du faisceau pour tout piège de précision, et pour les nouvelles sources EBIS réalisant l'élévation de charge avant la ré-accélération du faisceau à CARIBU à ANL [143] et ReA à NSCL [144].

En comparaison, l'application des pièges de Penning pour le refroidissement et l'accumulation du faisceau est beaucoup plus spécifique; plus compliquée à mettre en œuvre, elle nécessite des temps de refroidissement plus longs. L'avantage d'une telle technique est qu'elle permet une séparation en masse du faisceau, actuellement opérationnelle pour quelques milliers d'ions au maximum dans le piège. Elle est de ce fait naturellement adaptée à la mesure de masse de haute précision des ions réalisée dans un piège Penning jouxtant le piège de préparation. La R&D entreprise pour DESIR avec le piège PIPERADE permettra peut-être d'étendre les possibilités de séparation à des nombres d'ions plus importants.

La mesure de masse dans les pièges Penning a bénéficié d'un développement continu des techniques d'excitation et de mesure des résonances, permettant d'envisager atteindre, dans un futur proche, des précisions relatives de  $10^{-9}$  à  $10^{-10}$  sur la mesure de masse des ions radioactifs. En pratique ces précisions sont surtout utiles pour les tests de précision du MS et de l'IMME, ainsi que pour l'identification des isomères. En ce qui concerne l'étude de la structure nucléaire et des processus astrophysiques, les précisions relatives atteintes par les techniques de type MR-ToF MS de l'ordre de  $10^{-7}$  sont suffisantes, ce qui donne des perspectives encourageantes pour le programme de physique au démarrage de la ligne basse énergie de S3, dotée de ce type de spectromètre.

Toujours dans le domaine des mesures de précision, la maîtrise croissante de la technique de refroidissement par collisions dans les pièges de Paul ouvre de nouvelles perspectives pour l'étude de la désintégration  $\beta$ . Le projet MORA [37], détaillé dans le chapitre suivant, est basé sur une optimisation des performances de piégeage et l'introduction de technique de polarisation laser dans un piège inspiré de LPCTrap [5] [6]. MORA devrait permettre, par l'étude approfondie du spectre d'ions radioactifs piégés et polarisés, la recherche d'un signe de violation de CP dans la désintégration  $\beta$  avec une sensibilité sans précédent.

## 4. Le projet MORA

Le projet MORA, pour Matter's Origin from RadioActivity, s'inscrit dans la recherche de la violation de CP qui pourrait expliquer l'asymétrie matière – antimatière observée dans l'univers [37]. Il fait appel à un piège de Paul inspiré de LPCTrap [6] pour le confinement et la polarisation d'ions radioactifs produits par la méthode ISOL suivant une méthode innovante. Les nouveaux faisceaux intenses de SPIRAL 1 [28] et de la ligne basse énergie de S3 [29] sont d'autres atouts importants pour MORA.

### 4.1 Corrélations et recherche de Nouvelle Physique (NP)

La désintégration  $\beta$  nucléaire est un processus semi-leptonique qui met en jeu des énergies très inférieures à la masse des bosons de jauge  $W^\pm$  médiateurs de l'interaction :  $Q_\beta \ll m_{W^\pm}$ . Dans ces conditions, le propagateur se réduit à un simple facteur proportionnel à  $\frac{1}{m_W^2}$ , et l'interaction décrite par Fermi en 1934, de type courant – courant constitue une très bonne approximation (Fig. 62).

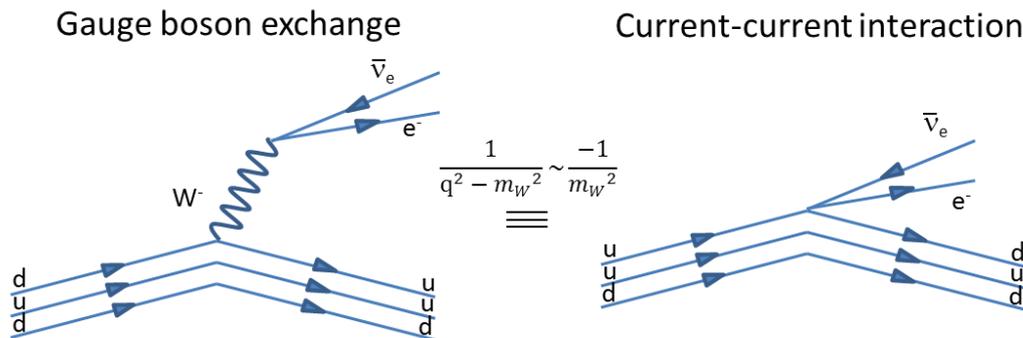


Figure 62: diagramme de Feynman de la désintégration  $\beta^+$ . La théorie de Fermi est basée sur une approximation d'interaction de type courant - courant.

#### 4.1.1 Hamiltonien effectif et corrélations

Utilisant la théorie de Fermi, Lee et Yang formulent un Hamiltonien, invariant de Lorentz le plus général qui soit, qui explicite la possibilité de violation de violation de Parité [17]. Cet Hamiltonien s'exprime sous la forme :

$$\mathcal{H} = \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \sum_{i=V,A,S,T,P} (\bar{\Psi}_p O_i \Psi_n) [\bar{\Psi}_e O^i (C_i + C'_i \gamma_5) \Psi_\nu] + h.c. \quad 4-1$$

Où  $G_F$  est la constante de Fermi,  $V_{ud}$  le premier élément de la matrice CKM et les opérateurs  $O_i$ , de type Vectoriel, Axial, Scalaire, Tenseur et Pseudo scalaires

s'expriment en fonction des matrices de Dirac et *h.c.* désigne l'Hamiltonien conjugué.

En utilisant la notation  $\sigma^{\lambda\mu} = \frac{i}{2}[\gamma^\lambda, \gamma^\mu]$  :

$$O_V = \gamma_\mu; O^V = \gamma^\mu$$

$$O_A = i\gamma_\mu\gamma^5; O^A = i\gamma^\mu\gamma^5$$

$$O_S = 1; O^S = 1$$

$$O_T = \frac{\sigma_{\lambda\mu}}{\sqrt{2}}; O^T = \frac{\sigma^{\lambda\mu}}{\sqrt{2}}$$

$$O_P = \gamma^5; O^P = \gamma^5$$

Dans le cadre du Modèle Standard (MS), l'interaction est de type V-A. Les constantes de couplage, appelé également communément coefficients de Wilson, obéissent à différentes contraintes et sont uniquement déterminées:

- La violation maximale de parité [18] et l'hélicité gauche des neutrinos [19] imposent  $C_i = -C_i'$ ,
- En l'absence de violation de renversement du temps, les  $C_i$  sont réels
- Au niveau des quarks, dans le cadre d'une interaction purement vectorielle et axiale, qui privilégie naturellement l'hélicité gauche des particules
  - $C_V = -C_A = 1$ ,
  - les constantes de couplage S, T, et P sont nulles
- Au niveau des nucléons, le milieu nucléaire influence la force faible, les facteurs de forme  $g_i(q^2) \equiv g_i(0) = \langle p|\bar{u}O_i d|n\rangle$  doivent être pris en compte
  - dans le cadre de l'hypothèse Conserved Vector Current (CVC), la conservation des courants vecteurs est préservée par l'interaction forte,  $C_V = g_V = 1$ ,
  - Les méthodes « lattice QCD » permettent de déterminer le facteur de forme de l'interaction axiale, qui peut être comparé à la valeur expérimentale déduite de la désintégration du neutron. La référence [22] retient la valeur  $C_A = g_A = 1.278(21)(26)$  provenant de [145].

Toute déviation expérimentale de ces valeurs serait un signe de nouvelle physique. Expérimentalement, différentes observables de la désintégration  $\beta$  du neutron et des noyaux radioactifs permettent d'accéder aux valeurs des coefficients

de Wilson. La forme du spectre de désintégration  $\beta$  nucléaire basée sur l'équation 4-1 a été dérivée en 1957 par Treiman, Jackson et Wyld [146]. Elle fait apparaître différentes corrélations du spectre. Les plus communément utilisées pour contraindre les coefficients  $C_i$  sont reportées dans le tableau 9, telles l'asymétrie  $\beta$ ,  $A_\beta$ , mesurée par Wu et collègues en 1958 [18]. L'expression des corrélations en fonction des impulsions  $p_i$ , des énergies  $E_i$  des particules émises lors de la désintégration ( $i = e, \nu$ ) et du spin du noyau  $J$ , détermine leurs propriétés de symétrie vis-à-vis de la Parité P et du renversement du Temps T. Les paramètres  $a_{\beta\nu}$ ,  $b$ ,  $A_\beta$ ,  $B_\nu$  et  $D$  sont des combinaisons des coefficients de Wilson de l'Hamiltonien 4-1 (voir l'article de Jackson, Treiman et Wyld [146] et la référence [22] pour une description complète). Les paramètres de Fierz  $b$  et de corrélation angulaire  $a_{\beta\nu}$  permettent de rechercher des couplages exotiques de type S pour des transitions de type Fermi, T pour des transitions Gamow Teller. Les asymétries  $\beta$  et  $\nu$  violent la parité. Elles sont sensibles à l'existence de courants droitiers. Elles apparaissent dans le spectre de noyaux polarisés.  $A_\beta$  est également utilisé dans la désintégration du neutron pour la détermination du rapport  $\frac{C_A}{C_V}$ , et dans la désintégration nucléaire pour la recherche de courant T. La corrélation  $D$  est discutée dans la section suivante. En plus de ces observables, on peut citer en particulier les temps de vie du neutron et les mesures de  $Ft$  des noyaux radioactifs, qui permettent le test de CVC et la détermination de  $V_{ud}$ .

**Tableau 9: corrélations les plus fréquentes utilisées pour le test du Modèle Standard dans le spectre de désintégration  $\beta$ . Les asymétries  $\beta$ , neutrino et la corrélation  $D$  apparaissent dans le spectre de noyaux polarisés.**

Nom de la corrélation	Terme de corrélation	Symétrie
Corrélation angulaire $\beta$ - $\nu$ $a_{\beta\nu}$	$a_{\beta\nu} \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu}$	P pair T pair
Terme d'interférence de Fierz $b$	$\frac{b m_e}{E_e}$	P pair T pair
Asymétrie $\beta$ $A_\beta$	$A_\beta \frac{\langle \vec{J} \rangle \cdot \vec{p}_e}{J E_e}$	P impair T pair
Asymétrie neutrino $B_\nu$	$B_\nu \frac{\langle \vec{J} \rangle \cdot \vec{p}_\nu}{J E_\nu}$	P impair T pair
Corrélation $D$	$D \frac{\langle \vec{J} \rangle}{J} \cdot \left( \frac{\vec{p}_e}{E_e} \times \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} \right)$	P pair T impair

Grâce aux théories de champ effectif (Effective Field Theory, EFT), les recherches réalisées à basse énergie avec la désintégration du neutron et des noyaux exotiques ont pu récemment être connectées avec les expériences réalisées à haute énergie, principalement au LHC. La figure 63 présente comme exemple le résultat de

l'analyse de [22] pour les interactions de type S et T.  $\epsilon_S$  et  $\epsilon_T$  sont des constantes de couplage du lagrangien effectif au niveau des quarks. Elles sont reliés aux constantes de couplage  $C_S$  et  $C_T$  via les facteurs de forme de sorte que  $C_S - C'_S = 2g_S\epsilon_S$  et  $C_T - C'_T = 2g_T\epsilon_T$ . Les contraintes correspondantes aux ellipses noires correspondent à la combinaison d'expériences provenant de la désintégration  $\beta$ . A elle seule, la mesure des valeurs Ft des décroissances superpermises  $0^+ \rightarrow 0^+$  représente une grande partie des contraintes sur l'existence des courants scalaires (bandes vertes). Les interactions T sont à la fois contraintes par les mesures de corrélation dans la désintégration  $\beta$  nucléaire et la désintégration du pion. Les contraintes liées à l'analyse EFT des données du LHC montrent une grande complémentarité avec les recherches à basse énergie, actuellement comme dans ses projections. Une contrainte de l'ordre de  $10^{-3}$  sur les coefficients de Wilson de l'interaction 4-1 correspond à une limite en masse pour la production directe d'un boson de jauge d'une nouvelle interaction de l'ordre du TeV.

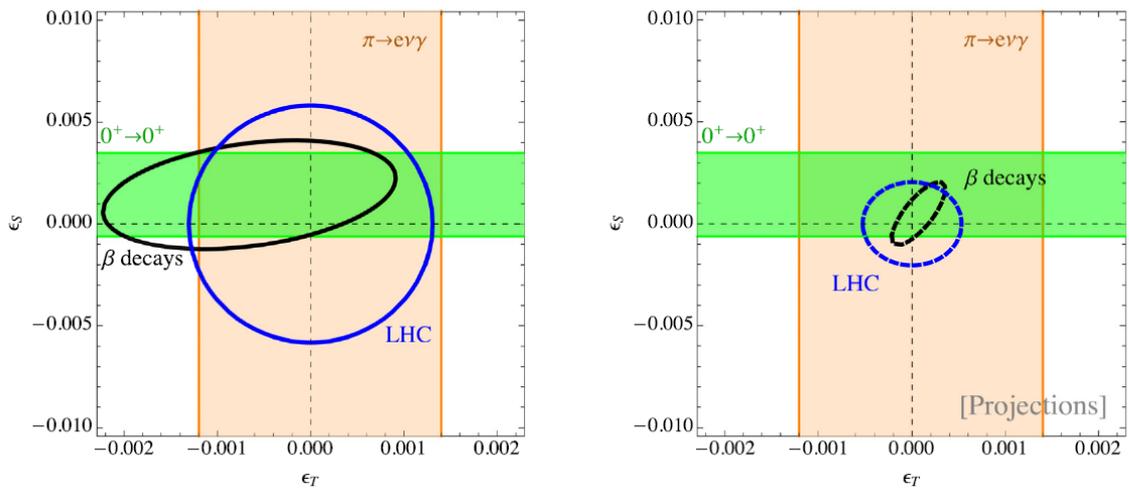


Figure 63: contraintes 90% C.L. sur les paramètres de Wilson S et T depuis les mesures de basse énergie et les mesures entreprises au LHC. Figure issue de [22].

Au GANIL comme à ISOLDE, la recherche de courants S ou T dans la désintégration  $\beta$  a été entreprise par la mesure de la corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  de différents noyaux. LPCTrap d'une part, et WITCH/WISArD d'autre part, sont des expériences basées respectivement sur un piège de Paul et de Penning, au moins dans la version originale de WITCH (section 1-3). A ISOLDE, la possibilité de polariser les faisceaux dans un réfrigérateur à dilution  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  (NICOLE) a récemment permis la recherche de courants tenseurs par la mesure de  $A_\beta$  [147]. En principe ce type de

mesure devrait être possible dans la future ligne VITO, qui permettra de polariser par laser les noyaux produits à ISOLDE grâce à la technique  $\beta$ -NMR. La mesure du terme d'interférence de Fierz présente des contraintes linéaires sur les constantes de couplage en lieu et place de contraintes quadratiques pour la corrélation  $\beta$ - $\nu$  et l'asymétrie  $\beta$ . Elle présente de fait une forte sensibilité pour la recherche de NP. La mesure du spectre  $\beta$  de la désintégration de  ${}^6\text{He}$  et  ${}^{20}\text{F}$  pour en extraire le paramètre de Fierz a été entreprise à NSCL, et devrait se prolonger au GANIL avec les faisceaux de  ${}^6\text{He}$  de SPIRAL 1 et LISE. Un nouveau type de recherche de NP est en préparation au GANIL au travers du projet MORA, qui mesurera la corrélation  $D$  avec un dispositif expérimental inspiré de LPCTrap.

#### 4.1.2 Corrélation $D$

La corrélation  $D$  est une corrélation triple du type  $D \frac{\langle \bar{J} \rangle}{J} \cdot \left( \frac{\bar{P}_e}{E_e} \times \frac{\bar{P}_\nu}{E_\nu} \right)$ , sensible à

la violation de la symétrie de renversement du temps  $T$ . Comme l'asymétrie  $\beta$  et l'asymétrie  $\nu$ , elle apparaît dans la désintégration de noyaux polarisés. Elle n'apparaît en outre que dans les désintégrations mixtes Fermi et Gamow Teller, reliant deux états de même spin, faisant du neutron et des noyaux miroirs  $N=Z-1$  des cas d'étude privilégiés : pour la grande majorité de ces derniers la désintégration  $\beta$  relie 2 états fondamentaux analogues isobariques. L'expression de la corrélation  $D$  dans le cas simplifié  $C_A = -C'_A, C_V = -C'_V$  et en négligeant les termes croisés du second ordre en  $S$  et  $T$  [146] fait apparaître la phase relative entre les courants  $V$  et  $A$ :

$$\begin{aligned}
 D &\equiv -2 \operatorname{Im}(C_V C_A^*) \cdot \frac{1}{C_V C_A} \cdot \frac{\rho}{1 + \rho^2} \cdot \left( \frac{J}{J + 1} \right)^{1/2} \\
 &= 2 \sin(\phi_{AV}) \cdot \frac{\rho}{1 + \rho^2} \cdot \left( \frac{J}{J + 1} \right)^{1/2}
 \end{aligned} \tag{4-2}$$

Où l'on a utilisé  $\rho = \frac{C_A |M_{GT}|}{C_V |M_F|}$ , le rapport de mélange Gamow Teller sur Fermi. Nulle dans le cadre du MS (les couplages doivent être réels pour conserver  $T$ ) la corrélation  $D$

présente donc une sensibilité à une NP qui dépendra des caractéristiques des transitions. Les mesures les plus précises de  $D$  sont :

- pour les noyaux exotiques une combinaison de mesures relativement anciennes dans la désintégration du noyau  $^{19}\text{Ne}$  :  $D(^{19}\text{Ne})=(1 \pm 6) \times 10^{-4}$  (Calaprice [148]),
- pour la désintégration du neutron celles de l'expérience emiT, qui donne une valeur plus récente  $D_n=(0.96 \pm 1.89(stat) \pm 1.01(syst)) \times 10^{-4}$  [149].

Ces deux valeurs sont en accord avec le MS et sont toutes deux dominées par l'incertitude statistique. A elle seule, la mesure de la collaboration emiT contraint le plus fortement la phase  $\phi_{AV}$  violant T, même si la transition est moins sensible à cette dernière, du fait de sa meilleure précision :  $\phi_{AV} = 180.013^\circ \pm 0.028^\circ$  (68% CL). De façon équivalente deux contraintes sont reportées dans la littérature sur la partie imaginaire des constantes de couplage:

- $\frac{1}{g_A} \text{Im}(C_V C_A^*) = (-2.1 \pm 8.0) \times 10^{-4}$  (voir [150] où le facteur  $g_A$  a été oublié),
- $\text{Im}(C_V/C_A) = (1.6 \pm 6.3) \times 10^{-4}$  [37].

L'équation 4-2 fait apparaître un facteur de sensibilité de la corrélation  $D$  à  $\sin(\phi_{AV})$ , qui dépend des caractéristiques de la désintégration étudiée. On définit  $F(X)$  de telle sorte que :

$$F(X) = \frac{2\rho}{1+\rho^2} \left(\frac{J}{j+1}\right)^{1/2} \quad 4-3$$

où  $X$  est le noyau dont la désintégration est étudiée. Le facteur  $F(X)$  est reporté pour différents noyaux  $X$  dans le tableau 10.

#### 4.1.2.1 Recherche de CP

La contrainte sur l'existence d'une phase violant la symétrie T constitue, par l'application de la symétrie CPT, un test de la violation de CP. De fait, la corrélation  $D$  est sensible à l'existence d'une violation de la symétrie CP.

Une violation de la symétrie CP fait partie des 3 ingrédients invoqués par Sakharov pour expliquer l'asymétrie d'abondance matière-antimatière dans l'univers visible [151], les autres étant une violation du nombre baryonique, et un processus hors équilibre lors de l'expansion de l'univers, suivant le big bang. Une violation de la

symétrie CP a été observée dans la désintégration des mésons K, B, et plus récemment  $D^0$ . Pour autant, cette violation, introduite dans le cadre du MS au moyen d'une phase violant CP dans la matrice CKM, n'est pas suffisante à expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée. La violation de CP récemment observée à  $3\sigma$  dans les oscillations de neutrinos [152] pourrait être une piste explication plus tangible : la violation de CP dans le secteur leptonique apparaît dans certains modèles de leptogénèse [153] comme une alternative au scénario de baryogénèse électrofaible. Cette violation de CP n'est pas interdite dans le cadre du MS. Elle est introduite, à l'instar de la phase violant CP de la matrice CKM dans le cas des quarks, comme une phase violant CP dans la matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS). La matrice PMNS est la matrice de passage entre états propres de saveurs et de masses des neutrinos. La mesure du moment dipolaire électrique (Electric Dipole Moment, EDM) du neutron, et des paramètres de corrélation  $D$  et  $R$  dans la désintégration  $\beta$  nucléaire, sont des sondes sensibles à une violation de CP bien plus importante que celle introduite dans le cadre du MS [154]. La corrélation  $D$  offre une possibilité de rechercher de nouvelles interactions auxquelles l'EDM du neutron est moins sensible, en particulier au travers des modèles de LeptoQuarks (LQ) [155] [156] [157]. Les LQ sont des bosons lourds couplant leptons et quarks qui apparaissent dans de nombreuses extensions du MS. Leur décroissance hors équilibre dans le cadre de théories de grande unification a constitué la première hypothèse de non-conservation des nombres baryoniques et leptoniques pour expliquer l'asymétrie d'abondance matière – antimatière [158] [159] [160]. Plus récemment, l'observation d'anomalies violant la conservation de saveur leptonique dans la désintégration des mésons B a suscité un regain d'intérêt considérable dans les modèles utilisant les LQ. Les modèles de LQ occupent donc une place particulière dans la recherche de NP et de violation de CP. C'est dans ce cadre que se situe le projet MORA, ambitionnant une mesure de la corrélation  $D$  avec une sensibilité à une nouvelle physique un ordre de grandeur supérieure à la mesure réalisée dans la désintégration du neutron, recherchant une signature éventuelle de l'existence de LQ de masse de l'ordre du TeV et au-delà.

#### 4.1.2.2 Interaction d'états finals

A un ordre de grandeur  $Z\alpha$ , où  $Z$  est le numéro atomique du noyau fils et  $\alpha$  la constante de structure fine, l'interaction électromagnétique des particules émises lors

de la désintégration peut faire apparaître des termes similaires aux corrélations apparaissant dans le spectre de la désintégration  $\beta$ . Dans le cas de la corrélation  $D$  les interactions d'états finals (Final State Interactions, FSI) sont cependant plus faibles, les interactions électromagnétiques ne générant pas de terme violant T au premier ordre. Les corrections à prendre en compte proviennent d'un effet du recul du noyau, de l'ordre de  $Z\alpha \frac{E_e}{M}$ , où  $E_e$  est l'énergie totale de l'électron et  $M$  est la masse du noyau, généré par le terme de magnétisme faible [161], amplifiant le terme de recul par un facteur proportionnel au nombre de masse  $A$  et au moment magnétique nucléaire isovecteur  $(\mu_f - \mu_i)$  :  $D_{FSI} \sim Z\alpha \frac{E_e}{M} \cdot A(\mu_f - \mu_i)$  [11]. Ainsi, suivant les caractéristiques de la transition étudiée, les termes de corrélation résultant des interaction d'états finals, non nuls dans le cadre du MS, sont de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $10^{-4}$ . Callan et Treiman ont originellement dérivé leur expression pour les transitions miroirs  $J = 1/2 \rightarrow 1/2$  [11] en 1967. Cette dérivation a été étendue aux transitions miroirs  $J = 3/2 \rightarrow 3/2$  par Chen [12] en 1969. Les résultats de Callan, Treiman et Chen ont été reproduits et généralisés à d'autres transitions, par Brodine [13] et Holstein [162] autour de 1970. Très récemment, les calculs de Callan et Treiman ont été précisément reproduits pour la désintégration du neutron par Ando et al. [163], utilisant une approche moderne EFT, montrant en évaluant les effets d'ordre supérieurs, que la valeur déduite était précise à mieux que 1%. Les interaction d'états finals ainsi calculés font apparaître dans le spectre  $\beta$  une corrélation  $D_{FSI}$  qui dépend de l'impulsion de l'électron  $p_e$ :

$$D_{FSI}(p_e) = \left( D_1 \cdot \frac{p_e}{p_{emax}} + D_2 \cdot \frac{p_{emax}}{p_e} \right) \times 10^{-4} \quad 4-4$$

Les valeurs des coefficients  $D_1$  et  $D_2$  sont reportées dans le tableau 10 pour les différentes transitions considérées, en utilisant les calculs de Callan, Treiman [11], et Chen [12] d'une part, et de Brodine [13], d'autre part, qui utilise une approche différente pour l'évaluation de  $D_{FSI}$ . Il en résulte des coefficients sensiblement différents, en particulier pour la désintégration du neutron, pour laquelle les résultats de Callan et Treiman avaient été confirmés par Ando et al. Les calculs des coefficients de l'équation 4-4 ont été réalisés en utilisant les valeurs des moments magnétiques nucléaires issus de [164] et des paramètres de mélange  $\rho$  issus de [165]. Il est évident de ces considérations que la recherche de NP au travers de la corrélation  $D$  à une sensibilité s'approchant de l'ordre de grandeur de  $D_{FSI}$  dépendra du contrôle que l'on aura sur

l'évaluation de ces effets. La réévaluation de  $D_{FSI}$  dans les transitions des noyaux miroirs fait partie des objectifs du projet MORA : elle sera entreprise par les théoriciens de IJCLab (A. Falkowski et collègues). En elle-même, la mesure de  $D$  à quelques  $10^{-5}$  pour un ou plusieurs systèmes permettrait pour la première fois de tester les hypothèses des calculs réalisés pour l'évaluation de  $D_{FSI}$ .

**Tableau 10: Sensibilité  $F(X)$  (eq. 4-3) de différentes désintégration de noyaux miroirs à la phase  $\phi_{AV}$ , et évaluation des effets FSI utilisant les coefficients  $D_1$  et  $D_2$  de la formule 4-4 :  $D_{FSI}(p_e) = \left( D_1 \cdot \frac{p_e}{p_{emax}} + D_2 \cdot \frac{p_{emax}}{p_e} \right) \times 10^{-4}$ .**

		n	<sup>19</sup> Ne	<sup>23</sup> Mg	<sup>35</sup> Ar	<sup>39</sup> Ca
<b>Sensitivity <math>F(X)</math></b>		0,43	-0,52	-0,65	0,41	0,71
<b><math>D_1</math></b>	<b>Callan et al. [11], [12]</b>	0,108	2,326	1,904	0,386	-0,489
	<b>Brodine [13]</b>	0,066	2,291	1,410	0,240	-0,500
<b><math>D_2</math></b>	<b>Callan et al. [11], [12]</b>	0,023	0,169	0,099	0,010	-0,024
	<b>Brodine [13]</b>	0,023	0,170	0,096	0,010	-0,024

## 4.2 Mesure de la corrélation D

### 4.2.1 Présentation générale

Techniquement, le projet MORA fait appel à une technique innovante de polarisation des isotopes qui combine les hautes efficacités du piégeage d'ions dans un piège de Paul, avec celles de la polarisation laser. Les faisceaux intenses du GANIL et de SPIRAL 2 permettront d'acquérir avec cette technique la statistique requise pour mesurer la corrélation  $D$  à une sensibilité de l'ordre de quelques  $10^{-5}$  sur une NP, ambitionnant de repousser les frontières actuelles d'un ordre de grandeur sur la détermination de la phase  $\phi_{AV}$ .

La figure 64 présente un schéma de principe de la mesure de la corrélation  $D$  proposée dans le cadre du projet MORA. Le piège de Paul est un piège inspiré de l'expérience LPCTrap [6] permettant une grande transparence aux particules chargées émises lors de la désintégration, et aux faisceaux laser qui réaliseront la polarisation. Le système de détection permet la mesure de la corrélation dans le plan azimutal du piège, perpendiculaire à l'axe de polarisation, où le produit mixte de la corrélation (Tab. 9) est maximal :  $D \frac{\langle \vec{j} \rangle}{J} \cdot \left( \frac{\vec{p}_e}{E_e} \times \frac{\vec{p}_v}{E_v} \right) = -D \frac{\langle \vec{j} \rangle}{J} \cdot \left( \frac{\vec{p}_e}{E_e} \times \frac{\vec{p}_r}{E_v} \right)$ , où  $\vec{p}_r = -\vec{p}_v - \vec{p}_e$  est l'impulsion de recul des ions. Le degré de polarisation  $\beta$  est contrôlé par la mesure de l'asymétrie

$\beta, A_\beta \frac{\langle \vec{j} \rangle}{J} \cdot \frac{\vec{p}_e}{E_e}$ , au moyen des détecteurs Si situés dans l'axe du piège.

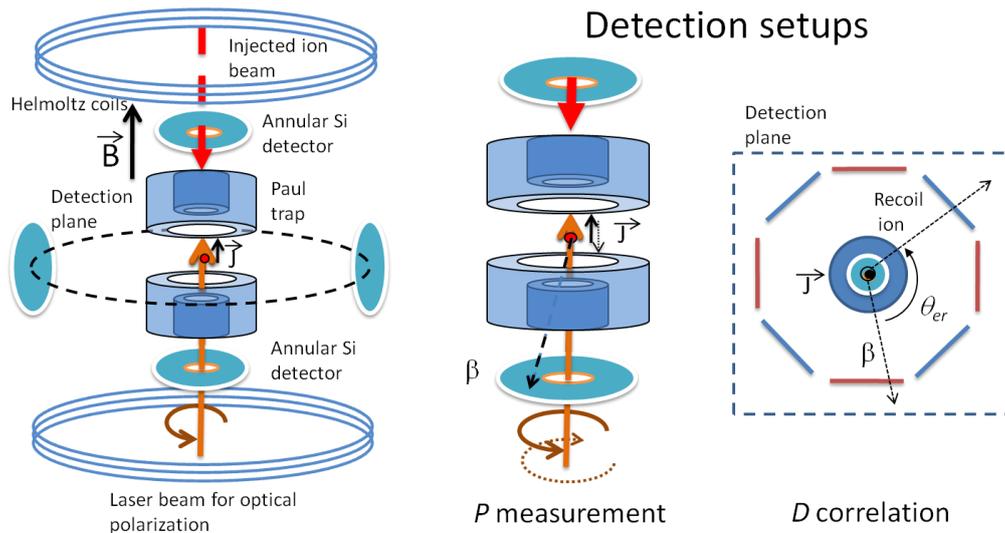


Figure 64: Polarisation dans le piège et système de détection. La polarisation est obtenue en superposant le faisceau laser au nuage d'ions piégés. Des bobines Helmholtz permettent de définir un axe de polarisation privilégié (les bobines transverses ne sont pas montrées pour plus de visibilité). Le degré de polarisation est continuellement mesuré par une différence de statistique entre les 2 détecteurs silicium (Si) annulaires sur l'axe du piège. La corrélation  $D$  est mesurée dans le plan azimutal du piège.

#### 4.2.2 Isotopes candidats à la mesure de $D$

Les isotopes candidats à la mesure de  $D$  doivent remplir les conditions suivantes :

- Présenter des transitions prédominantes sensibles à une NP, (voir la discussion sur le facteur de sensibilité à la phase  $\phi_{AV}$ , équation 4-3)
- Etre efficacement polarisé par l'utilisation de transitions atomiques facilement accessibles par des lasers classiques (transitions dans le visible, ou l'UV / l'infrarouge proche du visible)
- Etre produits en large quantité, sans contamination majeure d'un autre radio-isotope

Proches de la stabilité, présentant un schéma de désintégration simple entre deux états de spins identiques, les noyaux miroirs sont traditionnellement des candidats privilégiés pour la mesure de la corrélation  $D$ , comme mentionné dans la section 4.1.2. Parmi ces candidats, les ions une fois ionisés alcalino-terreux sont facilement polarisables, présentant des configurations atomiques similaire à celles des atomes alcalins, à un électron de valence. Si l'on considère en outre les taux de production dans les installations ISOL, les isotopes  $^{23}\text{Mg}$  et  $^{39}\text{Ca}$  sont les candidats plus évidents à la mesure de  $D$ . Le faisceau de  $^{23}\text{Mg}^+$  a été copieusement produit par SPIRAL 1 lors des tests avec la FEBIAD (voir section 2.1.2). Des taux de production supérieurs à  $10^8$  pps peuvent être atteints grâce à un faisceau primaire de  $^{24}\text{Mg}$ . La production d'un

faisceau de  $^{39}\text{Ca}^+$  est plus délicate. A SPIRAL1 ce faisceau n'a pas encore été produit. A ISOLDE, ce faisceau est produit principalement sous forme moléculaire  $\text{CaF}^+$ , mais à des intensités bien moindres que celles du  $^{23}\text{Mg}^+$ . Une R&D dédiée, y compris pour la production de ce faisceau en cible mince à S3-LEB [29] pourrait donner des perspectives enthousiasmantes, la production dans la cible pouvant atteindre à SPIRAL 1 comme à S3 LEB  $\sim 10^9$  pps. Disponibles tous 2 à DESIR, les faisceaux  $^{23}\text{Mg}^+$  et  $^{39}\text{Ca}^+$  bénéficieront du séparateur de haute résolution HRS [115] pour purifier le faisceau principalement des contaminants alcalins isobares stables (respectivement  $^{23}\text{Na}^+$  et  $^{39}\text{K}^+$ ) ainsi que de l'instrumentation laser nécessaire pour la polarisation. En attendant que DESIR devienne disponible pour MORA, le dispositif expérimental schématiquement représenté sur la figure 64 est en cours d'assemblage pour réaliser une preuve de principe de la polarisation laser dans le piège, et de la mesure de  $D$  à l'université de Jyväskylä (JYFL). JYFL bénéficie d'une instrumentation suffisante dans la ligne IGISOL [166] pour les premières expériences : un RFQcb et un MR-ToF MS pour l'accumulation du faisceau et sa séparation, et un système laser adéquat pour la polarisation des ions  $^{23}\text{Mg}^+$  (voir section 4.3 et Fig. 77). Un test de production de  $^{23}\text{Mg}^+$  a déjà eu lieu, montrant que des intensités de l'ordre de quelques  $10^4$  pps seront disponibles, avec une contamination non négligeable de  $^{23}\text{Na}$ , ( $\sim 10^6$ - $10^7$  pps) mais qui pourra être réduite par l'utilisation d'un sextupole dédié pour la production des ions  $^{23}\text{Mg}^+$  (pièces passivées et nettoyées) et par l'utilisation du MR-ToF MS. En effet, la pollution par un isotope stable trop abondant pourrait limiter la statistique utile pour la mesure de  $D$ , par le remplissage à saturation du piège de Paul limitant le nombre d'ions  $^{23}\text{Mg}^+$  piégés (voir section 4.2.4).

### 4.2.3 Spectres de la désintégration et considérations statistiques

Dans la suite nous considérons essentiellement la mesure de la corrélation  $D$  dans la désintégration de  $^{23}\text{Mg}^+$ , de temps de vie de 11.3 s, pour lequel le taux de production est connu. Une simulation de Monte Carlo de la désintégration  $\beta$  de cet isotope, négligeant dans une première approche les effets instrumentaux de piégeage et de détection (nuage d'ions ponctuel et au repos, pas de seuil sur la détection des ions et des  $\beta$ ), a permis de déterminer la sensibilité du système de détection au degré de polarisation d'une part, et à la corrélation  $D$  d'autre part [37].

### 4.2.3.1 Mesure de la polarisation

La mesure de la polarisation sera réalisée par la mesure de l'asymétrie  $\beta$  suivant l'axe du piège, par les détecteurs Si annulaires situés sur cet axe. En notant  $P$  le degré de polarisation,  $N_{\beta^+}^{\uparrow}$ , le nombre de  $\beta$  détectés suivant la direction de polarisation des ions, et  $N_{\beta^+}^{\downarrow}$  le nombre de  $\beta$  détectés suivant la direction opposée, on peut construire une asymétrie proportionnelle au produit  $A_{\beta} \cdot P$  :

$$\frac{N_{\beta^+}^{\uparrow} - N_{\beta^+}^{\downarrow}}{N_{\beta^+}^{\uparrow} + N_{\beta^+}^{\downarrow}} \propto A_{\beta} \cdot P \quad 4-5$$

Afin de s'affranchir du bruit de fond inhérent à la détection d'évènements  $\beta$  « single », des coïncidences  $\beta$  - ion de recul pourront être préférées, où l'ion de recul est détecté par les galettes de micro-canaux dans le plan azimutal du piège. Dans ce cas la coïncidence contraint l'impulsion du neutrino, du fait de la loi de conservation des impulsions. En conséquence, l'asymétrie ainsi formée est proportionnelle à une combinaison linéaire de l'asymétrie  $\beta$  et de l'asymétrie  $\nu$ :

$$\frac{N_{\beta^+ \text{coinc.}}^{\uparrow} - N_{\beta^+ \text{coinc.}}^{\downarrow}}{N_{\beta^+ \text{coinc.}}^{\uparrow} + N_{\beta^+ \text{coinc.}}^{\downarrow}} = (\alpha A_{\beta} + \beta B_{\nu}) \cdot P \quad 4-6$$

où  $N_{\beta^+ \text{coinc.}}^{\uparrow}$  et  $N_{\beta^+ \text{coinc.}}^{\downarrow}$  correspondent à des coïncidences avec des particule  $\beta$  respectivement détectées dans la direction, et la direction opposée à la polarisation des noyaux. Les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  sont déterminés précisément par la simulation de Monte Carlo, et les coefficients des corrélations sont connus à une précision meilleure que 1%,  $A_{\beta} = -0.5584 \pm 0.0017$  et  $B_{\nu} = -0.7404 \pm 0.0040$  d'après [165]. Dans ces conditions, la détermination du degré de polarisation avec une précision de l'ordre de  $\sim 2\%$  peut être atteinte, avec suffisamment de statistique. Les effets systématiques liés à une non-uniformité de détection pourront être efficacement supprimés par le renversement régulier du sens de polarisation. La formule 4-6 permet de déduire en première approche l'incertitude statistique sur la mesure de  $P$  :

$$\frac{\sigma_P}{P} \cong \frac{\sqrt{N_{\beta^+ \text{coinc.}}^{\uparrow} + N_{\beta^+ \text{coinc.}}^{\downarrow}}}{N_{\beta^+ \text{coinc.}}^{\uparrow} - N_{\beta^+ \text{coinc.}}^{\downarrow}} \quad 4-7$$

La possibilité d'utiliser une méthode alternative, optique, pour déterminer précisément le degré de polarisation, est en cours d'investigation. Elle permettrait de

déduire des formules 4-5 et 4-6 des évaluations précises et indépendantes des corrélations  $A_\beta$  et  $B_\nu$ . Ces évaluations permettraient par exemple d'enrichir la détermination de  $V_{ud}$  extraite des noyaux miroir d'autres mesures de corrélations, qui au travers de la valeur de mélange  $\rho$  constituent la source dominante d'incertitude pour ces transitions [22] [23] [34]. Pour la mesure de la corrélation  $D$  en revanche une précision de l'ordre de quelques % sur le degré de polarisation est amplement suffisante pour la recherche de NP et la première approche expérimentale de  $D_{FSI}$ .

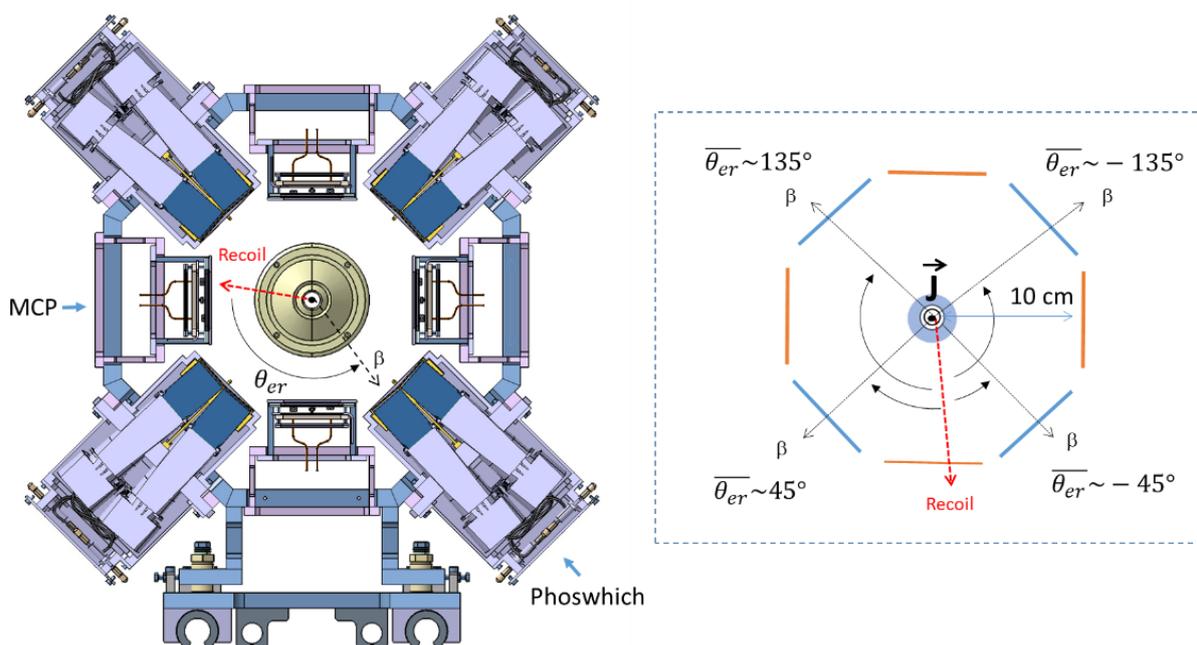
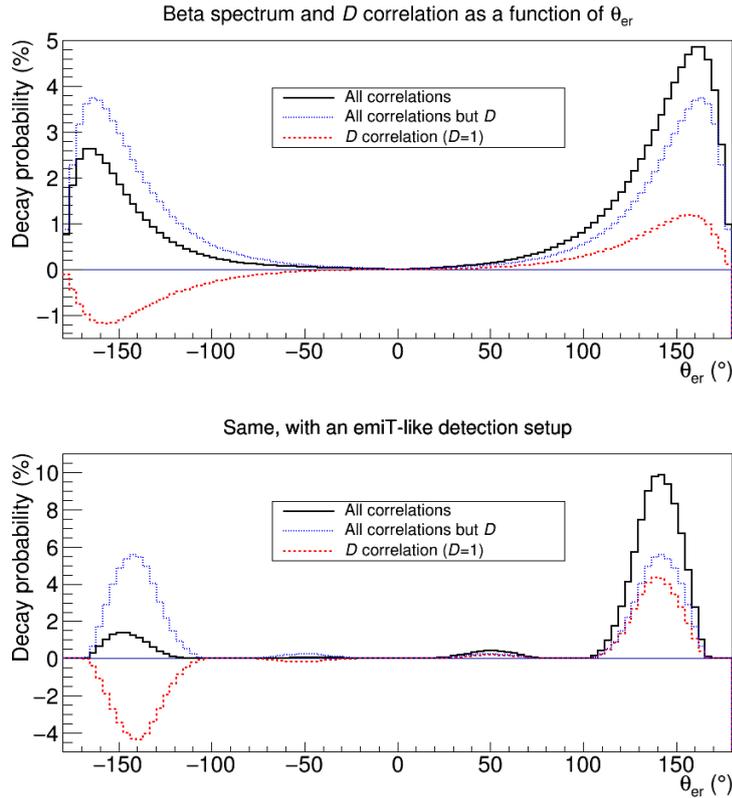


Figure 65: Gauche: plan en coupe du dispositif de détection. Les électrodes du piège sont visibles au milieu des détecteurs. Droite : coïncidences qui seront détectées pour la mesure de la corrélation  $D$ . L'angle  $\theta_{er}$  est défini comme l'angle entre les impulsions du noyau de recul et de la particule  $\beta$ .

#### 4.2.3.2 Mesure de la corrélation $D$

La figure 65 présente une vue détaillée du dispositif de détection dans le plan azimutal du piège. La coupe de droite permet de distinguer les électrodes du piège les galettes de micro-canaux employées pour la détection des ions de recul et des détecteurs phoswichs employés pour la détection des  $\beta$  (voir section 4.2.6). Le spectre de désintégration  $\beta$  en fonction de l'angle électron – ion de recul  $\theta_{er}$  comme défini sur le panneau de droite de la figure 65, simulé par Monte Carlo, est représenté sur la figure 66 pour l'ensemble de l'espace des phases et pour l'espace des phases sélectionné par le dispositif de détection. Le spectre  $\beta$  fait apparaître la somme des corrélations reportées dans le tableau 9 et dont les valeurs ont été compilées pour les

transitions miroirs dans la référence [165]. Pour des questions de visibilité, la corrélation  $D$  a été arbitrairement amplifiée à une valeur  $D=1$ . La corrélation  $D$  fait apparaître une asymétrie entre les angles  $\theta_{er} \in [0, \pi]$  d'une part et  $\theta_{er} \in [-\pi, 0]$  d'autre part. Cette asymétrie est maximale pour des angles de l'ordre de  $155^\circ$ , c'est-à-dire très proches de ceux qui sont accessibles par la configuration octogonale présentée Fig. 66, inspirée elle-même de la configuration utilisée par la collaboration emiT pour la mesure de la corrélation  $D$  dans la désintégration du neutron [167].



**Figure 66:** spectre  $\beta$  et corrélation  $D$  en fonction de l'angle entre l'éjection et l'ion de recul,  $\theta_{er}$ , dans la désintégration de  $^{23}\text{Mg}$ . Le coefficient  $D$  a été arbitrairement fixé à 1 pour plus de visibilité. Courbe noire: spectre  $\beta$  en fonction of  $\theta_{er}$ , contenant toutes les corrélations du tableau 9, et en utilisant les valeurs des paramètres de corrélation compilées pour les noyaux miroirs dans [165]. Courbe bleue: idem que la courbe noire sans la corrélation  $D$ . Courbe rouge pointillée: contribution de la corrélation  $D$  au spectre  $\beta$ . Haut: pas de coupure d'espace des phases. Bas : avec une coupure d'espace des phases correspondant au système de détection représenté Fig. 65.

La corrélation  $D$  peut donc se déduire expérimentalement de l'asymétrie :

$$\frac{N_{coinc}^{+45^\circ} + N_{coinc}^{+135^\circ} - N_{coinc}^{-45^\circ} - N_{coinc}^{-135^\circ}}{N_{coinc}^{+45^\circ} + N_{coinc}^{+135^\circ} + N_{coinc}^{-45^\circ} + N_{coinc}^{-135^\circ}} = \delta \cdot D \cdot P \quad 4-8$$

où  $N_{coinc}^{+45^\circ}$ ,  $N_{coinc}^{+135^\circ}$ ,  $N_{coinc}^{-45^\circ}$ ,  $N_{coinc}^{-135^\circ}$  sont les nombres des coïncidences détectées à un angle moyen  $\bar{\theta}_{er}$  tel qu'indiqué sur le panneau de gauche de la figure 65, et  $\delta$  est une constante dépendant de l'angle solide et des paramètres de la désintégration,

tels les masses des noyaux miroirs. Dans les conditions de la simulation,  $\delta=0.775(1)$ . Comme développé dans [37] les approximations de cette première simulation n'affectent qu'au second ordre l'estimation de  $\delta$  : l'angle solide de détection ne sera que marginalement affecté par la taille du nuage, très inférieure à celle des détecteurs (quelques mm à comparer à ~5 cm de diamètre), l'utilisation de tension accélératrices en face avant des galettes de micro-canaux permettront de disposer de seuils de détection suffisamment bas pour les ions de recul pour conserver la majorité des évènements de la désintégration  $\beta$ . L'utilisation de coïncidences devraient efficacement supprimer le bruit de fond, comme il a été observé pour la mesure de la corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  réalisée par LPCTrap. La valeur de  $\delta$  peut donc être comparée à la valeur du facteur  $|K|\sim 0.3$  mentionné dans [167] pour l'expérience emiT. Le gain significatif en sensibilité est attribué au piégeage des ions, qui permet dans le cas de l'expérience MORA de sélectionner le plan de détection où la corrélation  $D$  est maximale, ce que ne permet pas la mesure en vol de la corrélation  $D$  réalisée dans la désintégration du neutron. De l'équation 4-8 on déduit la sensibilité de la mesure à une valeur non-nulle de la corrélation  $D$  :

$$D \cong \left( \delta \cdot P \cdot \sqrt{N_{coinc}^{+45^\circ} + N_{coinc}^{+135^\circ} + N_{coinc}^{-45^\circ} + N_{coinc}^{-135^\circ}} \right)^{-1} \quad 4-9$$

Cette estimation est en bon accord avec ce que reporte la collaboration emiT [149].

#### 4.2.3.3 Effets systématiques

Comme il a été montré pour la mesure de  $D$  dans la désintégration du neutron [168], les symétries du système de détection présenté sur la Fig. 65 permettent de limiter efficacement la dépendance de la mesure dans les effets systématiques provenant de l'alignement des détecteurs, de leur efficacité, seuils de détection, de l'inhomogénéité de la polarisation de la source et de son orientation. En conséquence l'incertitude de la mesure est dominée par l'incertitude statistique, les effets instrumentaux étant réduits à quelques  $10^{-5}$ . Sans entrer dans une étude détaillée qui n'est actuellement pas encore réalisée, le confinement des ions dans le piège proposée dans le cadre du projet MORA est un atout pour la mesure de la corrélation  $D$ . Un examen des incertitudes reportées dans la table IV de la référence [168] révèle que les effets dominants (« Asymmetric-beam-Transverse-Polarization » et « Beam

Expansion ») sont dus à une taille du faisceau de neutron et une inhomogénéité de la polarisation qui seront efficacement réduits dans le cadre de MORA : la taille du nuage sera de quelques mm à comparer à un faisceau de plusieurs cm dans le cas de l'expérience emiT, et le degré de polarisation devrait tendre rapidement vers une valeur uniforme proche de 100% d'après l'étude présentée dans la section 4.2.5. Ces considérations donnent des perspectives encourageantes pour la mesure de la corrélation  $D$  par MORA, pour laquelle la statistique sera certainement l'élément déterminant jusqu'à une sensibilité de l'ordre de quelques  $10^{-5}$ .

#### 4.2.3.4 Considérations statistiques

Les équations 4-7 et 4-9 permettent de donner des perspectives pour la preuve de principe de la polarisation et de la corrélation  $D$  à JYFL, puis pour la mesure de corrélation à DESIR. Le tableau 11 présente les incertitudes statistiques sur  $P$  et sur la corrélation  $D$  faisant l'hypothèse de paquets de l'ordre de  $2 \cdot 10^4$  ions dans le cas de JYFL, et de  $10^6$  à  $5 \cdot 10^6$  ions dans le cas de DESIR. L'estimation du nombre de coïncidences détectées tient compte de l'espace des phases de la désintégration accessible par le système de détection déduit de la simulation de Monte Carlo. Une efficacité de 25% pour les galettes de microcanaux a été supposée, tenant compte de la probabilité des noyaux de recul de rester neutres après la désintégration (~50%), et faisant l'hypothèse d'une efficacité de détection typique de 50% pour les autres, qui seront ionisés par le phénomène de shake-off [169].

En ce qui concerne le nombre d'ions piégés, le temps de vie de  $^{23}\text{Mg}$  (11.3 s) doit permettre d'accumuler les ions pendant plusieurs secondes dans le RFQcb avant de les injecter dans le piège de Paul de MORA. A JYFL, le nombre d'ions par paquet sera limité par la production de  $^{23}\text{Mg}^+$ , et éventuellement par la contamination isobarique qui pourrait saturer le piège d'ions  $^{23}\text{Na}^+$  stables. A DESIR, le faisceau de  $^{23}\text{Mg}^+$  sera a priori pur et disponible à des intensités bien supérieures à la capacité du piège de Paul, qui sera donc le facteur limitant pour la statistique. La capacité du piège de LPCTrap est de l'ordre de  $2,5 \cdot 10^5$  ions [6]. Dans le cadre de MORA, une capacité supérieure est attendue (section 4.2.4), ce qui permet de distinguer deux cas : un cas conservatif avec une capacité quatre fois supérieure de celle de LPCTrap, et une avec une capacité « nominale », plus d'un ordre de grandeur supérieur à LPCTrap. Ces ordres de grandeur sont justifiés dans la section suivante. Dans les 2 cas, la mesure

de  $D$  avec la sensibilité reportée dans le tableau 11 pour DESIR permettrait de sonder pour la première fois les interactions états finals dans la désintégration  $\beta$  de  $^{23}\text{Mg}^+$  (voir Tableau 10), en plus d'être sensible à une NP violant CP. Si une déviation du MS ou des calculs de  $D_{FSI}$  est mise en évidence, alors il deviendra particulièrement pertinent d'étendre la mesure de la corrélation  $D$  à d'autres isotopes, tels que  $^{39}\text{Ca}$ .

**Tableau 11: Perspectives pour la mesure de degré de polarisation du nuage d'ions piégés et de la corrélation  $D$  à JYFL puis à DESIR.**

Place and type of measurement	Trapped ions /cycle	Decays/s	Meas. time (days)	Detected coinc. (P)	$\sigma_P/P$ stat (%)	Detected coinc. (D)	Sensitivity on $D$
JYFL: P	2,00E+04	1,23E+03	8	1,7E+05	1,9E+00	1,5E+06	1,0E-03
JYFL: D	2,00E+04	1,23E+03	32	6,7E+05	9,4E-01	6,1E+06	5,2E-04
DESIR: D(1)	1,00E+06	6,13E+04	24	2,5E+07	1,5E-01	2,3E+08	8,5E-05
DESIR: D(2)	5,00E+06	3,07E+05	24	1,3E+08	6,9E-02	1,2E+09	3,8E-05

(1) with conservative trapping capacity

(2) with nominal trapping capacity

#### 4.2.4 Dispositif de piégeage

Le développement du piège de LPCTrap dont est inspiré le piège de MORA est décrit dans la référence [6]. Sa géométrie tubulaire très simple (Fig. 67) été optimisée pour minimiser les harmoniques du potentiel d'ordre supérieur à 2 au centre du piège. Son rayon de piégeage effectif  $r_{eff}$ , défini comme le rayon au-delà duquel les harmoniques d'ordre supérieurs à 2 occasionnent l'instabilité des trajectoires des ions, a été évalué à une fraction de son rayon  $r_0$  équivalent [6]:

- $r_{eff} = 7\text{mm} \sim \frac{r_0}{2}$  ( $r_0 = 12.875\text{ mm}$ ) sans tenir compte de l'environnement du piège,
- $r_{eff} = 4.5\text{mm} \sim \frac{r_0}{3}$ , en tenant compte de la perturbation du potentiel par l'environnement du piège (collimateurs du système de détection, optiques d'injection et d'extraction).

Dans le cas d'un piège réel tel que LPCTrap, où la géométrie des électrodes s'éloigne significativement de la forme hyperboloïde qui épouse les lignes équipotentielles du potentiel quadrupolaire présentée sur la figure 35 (section 3.2.1), la zone de piégeage peut donc être considérablement réduite. La géométrie transparente de LPCTrap rend en outre cette dernière particulièrement sensible aux champs de fuite provenant de l'environnement immédiat. Il résulte de ces considérations un puits de pseudo-

potentiel effectif largement réduit pour LPCTrap, par rapport au puits de pseudo-potentiel défini dans la section 3-2-3 (eq. 3-13) :

$$D_{z_{eff}} = \frac{q_z V_{eff}}{8} = 2D_{r_{eff}} = D_z \frac{r_{eff}^2}{r_0^2} \quad 4-10$$

où  $V_{eff} = V_0 \frac{r_{eff}^2}{r_0^2}$  est le potentiel quadrupolaire maximal auquel sont exposés les ions à la périphérie de la zone de piégeage d'après l'équation 3-7. La faiblesse du rapport  $\frac{r_{eff}}{r_0}$  affecte les performances de LPCTrap de deux manières :

- Elle génère une perte des ions par évaporation au-dessus du puits de potentiel effectif, causée par les collisions des ions avec le gaz résiduel  $^4\text{He}$  utilisé pour le refroidissement dans le piège [6].
- Elle limite la capacité du piège.

Expérimentalement, un temps de vie de piégeage des ions de l'ordre de 500 ms est observé, et des capacités de piégeage de l'ordre de  $2,5 \times 10^5$  ions par paquet ont été estimés pour LPCTrap. Dans le cadre des objectifs du projet MORA, des temps de piégeage de plusieurs secondes sont souhaités pour s'approcher de la période radioactive de  $^{23}\text{Mg}$  (11,3s), et une capacité d'un ordre de grandeur supérieure à celle de LPCTrap doit permettre d'atteindre les objectifs de sensibilité de quelques  $10^{-5}$  sur la mesure de la corrélation.

L'expression du temps de vie de piégeage en fonction du puits de pseudo-potentiel effectif et de la température des ions a été dérivée dans [5]. En ce qui concerne la capacité théorique du piège, elle peut être dérivée de l'équation 3-14, qui donne la densité de charge maximale dans le piège dans l'approximation du puits de pseudo-potentiel (voir section 3.2.4.2). Dans le cas d'un piège 3D idéal, on obtient un résultat très similaire à l'équation 3-19 employée pour estimer la capacité du RFQcb ISCOOL :

$$\begin{aligned} Q_{max} &\approx \rho_{max} \cdot \frac{4}{3} \pi r_{eff}^2 z_{eff} = 16\pi \varepsilon_0 \cdot D_{r_{eff}} \cdot z_{eff} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \pi \varepsilon_0 q_z \cdot r_{eff} V_{eff} \end{aligned} \quad 4-11$$

où l'on considéré un nuage ellipsoïde de largeur  $r_{eff}$  et d'élongation  $z_{eff} = r_{eff}/\sqrt{2}$  et on a utilisé l'expression du puits de pseudo-potentiel 3-13 pour faire apparaître explicitement les paramètres du piège et de la tension radiofréquence.

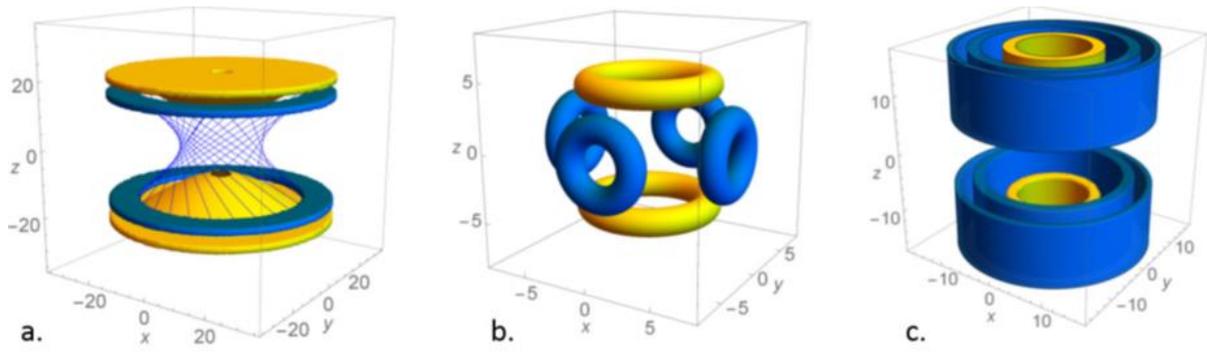


Figure 67: Géométries initialement considérées pour LPCTrap [6]. Les dimensions des axes sont en mm. La géométrie c. est celle qui a permis de réaliser les mesures de corrélations angulaires  $\beta$ - $\nu$  au GANIL.

L'optimisation du piège a été récemment entreprise pour MORA [7] sur la base de la géométrie initiale de LPCTrap [6] : la géométrie résultante, même si toujours cylindrique de révolution, est conique. Ce degré de liberté supplémentaire a permis à la fois d'agrandir la zone où l'harmonique quadrupolaire du potentiel domine, et de bénéficier d'un plus grand angle solide de détection dans l'axe du piège. Les électrodes dans l'environnement immédiat du piège ont été prises en compte, consistant principalement dans des lentilles d'injection et d'extraction. Les collimateurs du dispositif de détection de MORA ont été tronqués, et seront bien plus loin de la zone de piégeage que dans le cas de LPCTrap. Ils ne perturberont donc que très peu le potentiel du piège. La figure 68 permet de comparer les géométries des pièges de MORA et de LPCTrap. Les rayons  $r_0$  respectifs sont reportés dans le tableau 12. Le piège de MORA possède un  $r_0$  augmenté d'un facteur  $\sim 1.5$  par rapport à LPCTrap. La figure 69 présente l'ensemble piège, lentilles d'injection et d'extraction, pris en compte dans l'optimisation [7] et réalisé par l'atelier mécanique du LPC Caen.

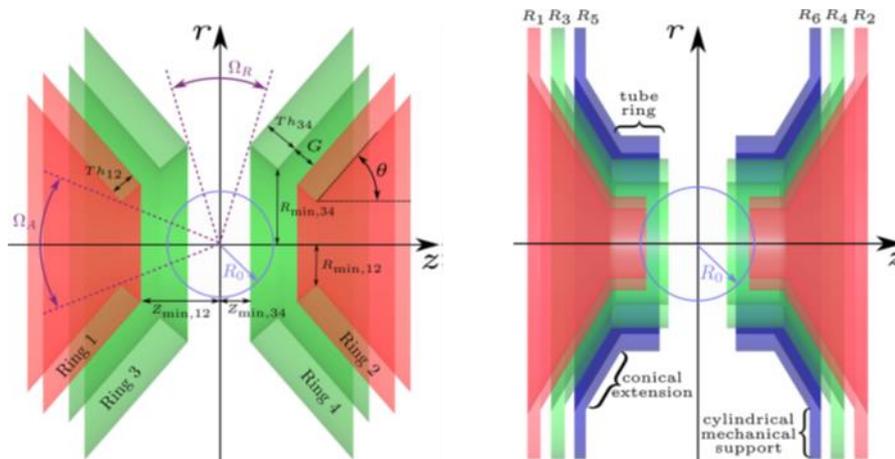


Figure 68: géométrie du piège de MORA (à gauche) comparée à celle de LPCTrap (à droite). Les paramètres libres de l'optimisation réalisée dans [7] apparaissent sur la figure de gauche. Les dimensions  $r_0$  sont reportées dans le tableau 12. D'après [7].

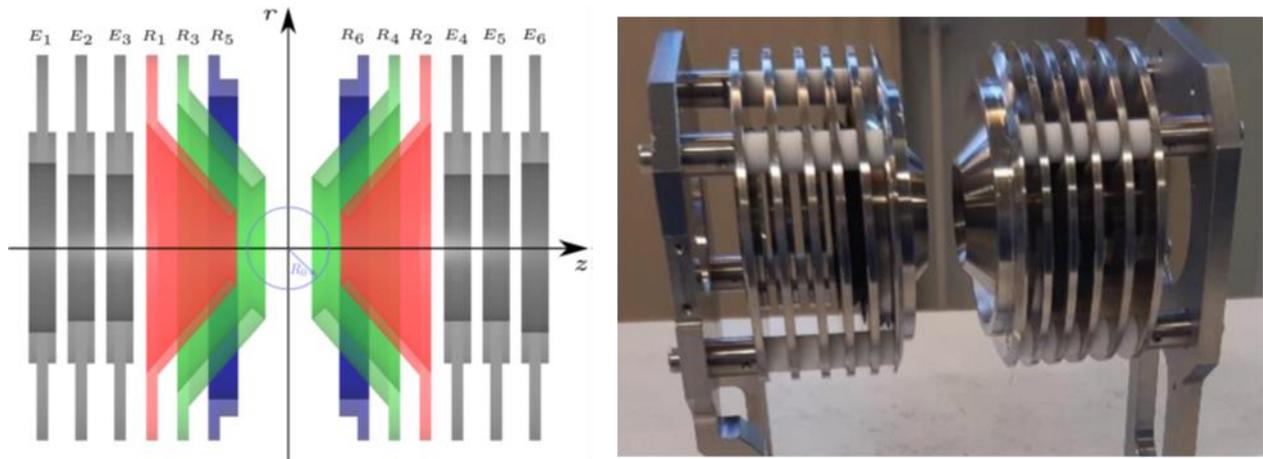


Figure 69: Ensemble du piège et des électrodes d'injection et d'extraction. A gauche : schéma de l'ensemble. A droite : photo de l'ensemble mécanique correspondant, réalisé au LPC Caen.

Afin d'évaluer le bénéfice des modifications sur les performances du piège, le rayon de piégeage effectif  $r_{eff}$  de la nouvelle géométrie est estimé ici en appliquant la même méthode que celle décrite dans la référence [6] : considérant une distribution initiale d'ions dont l'espace des phases excède la taille du piège, le nombre d'ions piégés dans un rayon donné par le piège de Paul réaliste est comparé à celui qui serait piégé par un piège idéal de même  $r_0$ . Cette comparaison est présentée pour le piège de Paul de LPCTrap, sans environnement, et celui de MORA, dans son environnement, sur la figure 70. Pour LPCTrap, une version homothétique, de même  $r_0$  que MORATRAP, est également considérée. L'augmentation relative de la taille de la zone de piégeage, atteignant un rayon  $r_{eff}=12.5 \text{ mm} \sim 2/3 r_0$ , est bien visible. L'amélioration est d'autant plus significative que dans le cas de MORA, l'environnement immédiat a été pris en compte dans l'optimisation [7]. Ceci a été rendu possible par la suppression des collimateurs dans le voisinage des électrodes du piège, qui brisaient la symétrie cylindrique de LPCTrap.

Le tableau 12 présente les capacités de charge et temps de piégeage mesurés pour LPCTrap, et les compare aux projections théoriques des pièges considérés sur la figure 70. Dans le cas de MORA, une tension RF supérieure à celle de LPCTrap sera disponible du fait de l'évolution technique favorable des amplificateurs RF commerciaux disponibles aux fréquences désirées ( $\sim 1 \text{ MHz}$ ). Un paramètre de Mathieu typique  $q_z=0.4$  est considéré pour l'évaluation des performances. L'équation 4-11 est utilisée pour la capacité de charge et la référence [5] pour le temps de piégeage.

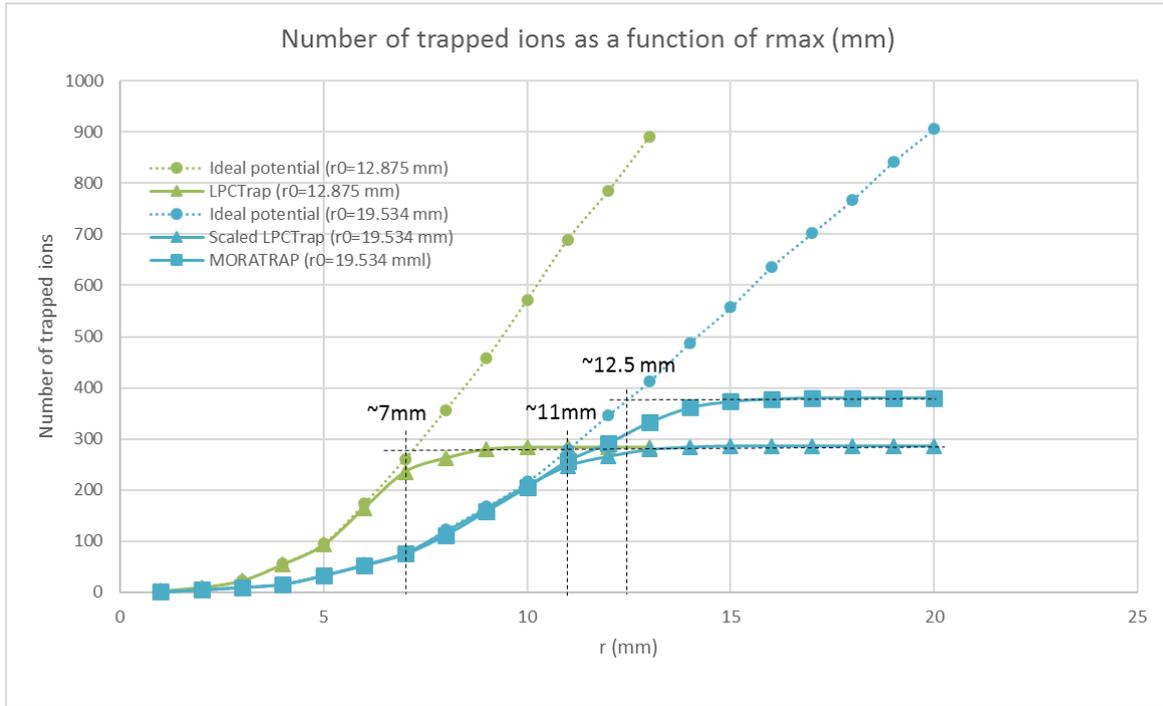


Figure 70: nombre d'ions piégés en fonction du rayon (mm) pour une distribution initiale d'ions excédant la taille du piège considéré. Les estimations des rayons de piégeage effectifs  $r_{eff}$  sont reportés sur le graphe.

Comme observé dans l'étude menée pour ISCOOL dans la section 3.2.4.2, la capacité théorique issue de l'approximation du puits de potentiel pseudo-effectif correspond bien à une estimation majorant la capacité réelle du piège. Les projections réalisées dans le tableau 12 indiquent qu'en relatif, la capacité du piège de Paul de MORA sera un peu plus d'1 ordre de grandeur plus importante que celle de LPCTrap. La référence [5] exprime les temps de piégeage comme le nombre moyen de collisions de sphères dures requis pour évaporer un ion (voir l'équation 62 de cette référence). La fréquence de collisions a donc été fixée de sorte à reproduire le résultat de LPCTrap : une fréquence de  $\sim 300$  collisions par seconde est considérée, correspondant à une pression résiduelle de  $^4\text{He}$  de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar, de façon consistante avec les observations faites en [6] pour l'estimation de la cette dernière. Les temps de piégeage estimés dépendent exponentiellement du paramètre  $\alpha_{Er} = \frac{Dr_{eff}}{kT_{eff}}$  [5]. Tous les pièges considérés sur la figure 70 possèdent des potentiels effectifs  $V_{eff}$  nettement supérieurs à LPCTrap. Pour ces derniers les temps de piégeage excèdent largement le temps de vie de  $^{23}\text{Mg}$ . Les projections du tableau 12 justifient donc les hypothèses faites sur les projections statistiques réalisées pour la mesure de la corrélation  $D$  dans le cadre du projet MORA à DESIR (section 4.2.3).

Tableau 12: Capacités de charge  $Q_{\max}/e$ , en ions par paquets et temps de piégeage mesurés avec LPCTrap et leurs projections pour les différentes géométries considérées sur la figure 70, en fonction des paramètres  $r_{\text{eff}}$  et  $V_{\text{eff}}$  et considérant un paramètre de Mathieu typique  $q_z=0.4$ . Dans le cas des temps de piégeage, l'estimation est réalisée à partir des équations 58, 60 et 62 de la référence [5].

Type de piège	$r_0$ (mm)	$r_{\text{eff}}$ (mm)	$V_0$ (V)	$V_{\text{eff}}$ (V)	$Q_{\max}/e$ (mesuré)	$Q_{\max}/e$ (eq. 4-11)	Demi-vie de piégeage (s) mesurée / d'après [5]	
LPCTrap	12,875	4,5	60	7,3	5,0E+05	1,6E+06	0,5	0,5
LPCTrap sans environnement	12,875	7	60	17,7		6,1E+06		29,5
LPCTrap sans environnement	19,534	11	100	31,7		1,7E+07		1892,7
MORATRAP avec environnement	19,534	12,5	100	40,9		2,5E+07		13961,0

#### 4.2.5 Orientation du spin des ions piégés

L'orientation des ions dans le piège de Paul s'inspire des techniques d'orientation optique  $\beta$ -NMR, utilisées par exemple par la collaboration COLLAPS à ISOLDE. Son aspect novateur est l'utilisation de cette technique dans le piège de Paul transparent.

La technique  $\beta$ -NMR à ISOLDE utilise l'accélération électrostatique des ions radioactifs, réalisée au moyen de la tension de plateforme de la source, pour réduire la dispersion doppler des transitions atomiques hyperfines. Dans ce cas, la largeur doppler s'exprime sous la forme :

$$\frac{\sigma_\nu}{\nu} = \sigma_\beta = \frac{1}{2} \beta_0 \cdot \frac{\sigma_E}{E_0} = \frac{\sigma_E}{\sqrt{2mc^2 E_0}} = \frac{\sigma_E}{p_0} \quad 4-12$$

où  $\nu$  est la fréquence de la transition d'intérêt,  $\beta_0$ ,  $E_0$ , et  $p_0$  sont respectivement la vitesse réduite moyenne, l'énergie cinétique moyenne et l'impulsion moyenne des ions, et  $\sigma_\nu$  la largeur doppler,  $\sigma_\beta$  la dispersion en vitesse réduite et  $\sigma_E$  la dispersion en énergie correspondante. Dans cette formule,  $\sigma_E$  est une caractéristique de la source radioactive utilisée (plusieurs eV, voir chapitre 2), ou si le faisceau est refroidi par un RFQcb, du type de rampe utilisé (de 1 à 10 eV, voir 3.2.4.2). Avec des potentiels électrostatiques d'accélération de 30 à 60 kV, la largeur doppler est typiquement réduite à quelques dizaines de MHz.

Dans le cas de la polarisation dans le piège de Paul, les ions sont au refroidis à une température avoisinant 600 K [5], sans vitesse moyenne. La largeur doppler s'exprime sous la forme :

$$\frac{\sigma_v}{v} = \sigma_\beta = \sqrt{\frac{kT}{mc^2}} \quad 4-13$$

Dans le cas des ions  $^{23}\text{Mg}^+$ , cette largeur correspond à 1.6 GHz, rendant les lasers continus de largeur spectrale étroite, normalement utilisés pour la spectroscopie laser, mal adaptés à la polarisation. Les transitions d'intérêt pour la polarisation des ions  $^{23}\text{Mg}^+$  sont représentées sur la figure 71. La structure hyperfine des ions couple le moment magnétique de l'atome avec celui du noyau :  $F=I+J$ , où  $I$  est le moment angulaire de l'atome,  $J$  le spin du noyau et  $F$  le moment angulaire total. Compte tenu de l'élargissement doppler des transitions liées à la température des ions dans le piège, un laser de type Ti :Sa pulsé, de large bande (3-5 GHz), sera naturellement adapté à l'excitation simultanée dans l'ensemble des transitions hyperfine d'intérêt. Un triplage en fréquence permettra d'atteindre la longueur d'onde d'intérêt :  $\lambda \sim 280$  nm. Un polariseur linéaire suivi d'une lame quart-d'onde réaliseront la polarisation circulaire  $\sigma_+$  ou  $\sigma_-$  requise pour atteindre les état magnétiques maximum des ions, respectivement  $M_F=+2$  ou  $M_F=-2$ .

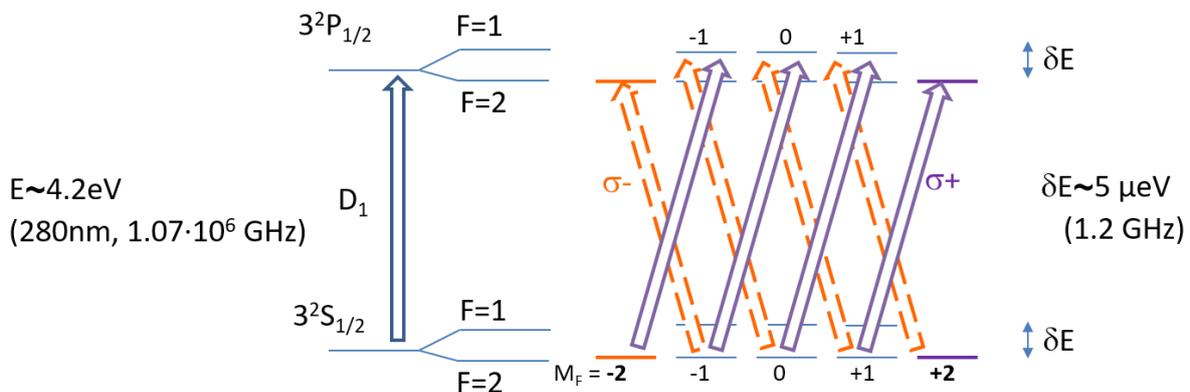


Figure 71: transitions hyperfines qui seront utilisées pour la polarisation laser des ions  $^{23}\text{Mg}^+$ .

Des simulations ont été réalisées pour calculer le degré de polarisation qui devrait être atteint dans le piège, utilisant des outils développés pour l'expérience COLLAPS à ISOLDE [170]. Les résultats de cette simulation sont présentés Fig. 72, où des pulses de 5  $\mu\text{J}$  sur un nuage de diamètre de 3 mm ont été considérés. Ces résultats montrent qu'avec un taux de répétition typique de 10 kHz et donc une

puissance moyenne de 50 mW, le taux de polarisation devrait saturer à plus de 99% en moins de 10 ms. La puissance considérée pour les lasers Ti:Sa est a priori conservative : une puissance moyenne de 200 mW devrait être atteignable à JYFL et DESIR avec le type de laser considéré. Dans le piège de Paul, les ions seront accumulés pendant des cycles de plusieurs secondes, et subiront des collisions avec le gaz tampon d'hélium pour leur refroidissement. D'après [5] (Eq. 41), le nombre de collisions de type sphères dures nécessaires au refroidissement des ions sera de l'ordre d'une vingtaine. Si l'on considère une fréquence de collision typique de 300 Hz, le nuage atteindra un état d'équilibre thermique dans des temps inférieurs à 100 ms. Considérant d'une part la faiblesse de la fréquence de collision par rapport au taux de répétition du laser, et d'autre part que les collisions des ions avec l'état fondamental du gaz hélium ( $l=j=s=0$ ) ne seront pas dépolarisantes, la dépolarisation des ions entre deux pulses laser devrait être marginale. Des bobines de Helmholtz placées à l'extérieur du piège (voir Fig. 64, où seules les bobines axiales sont représentées) permettront de maintenir un champ magnétique de l'ordre de quelques mT dans l'axe du piège, afin de prévenir la dépolarisation par précession de Larmor. Dans ces conditions, le degré de polarisation devrait être essentiellement limité par le degré de polarisation du faisceau laser, qui pourra être typiquement maintenu à mieux que 99%. Lors de l'expérience, l'orientation du spin des ions pourra facilement être inversé par une rotation du polariseur linéaire de  $\pi/2$ .

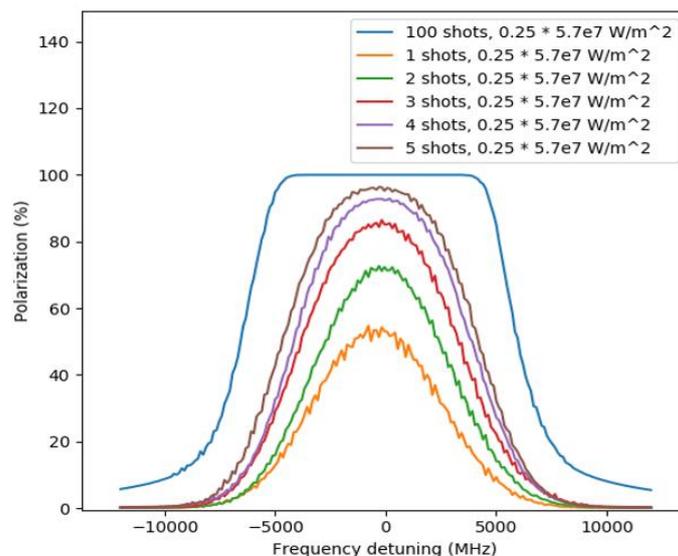


Figure 72: Résultats de la simulation du degré de polarisation en fonction du detuning pour des pulses de 5  $\mu$ J sur un nuage d'ions de diamètre 3 mm.

#### 4.2.6 Dispositif de détection

Le dispositif de détection présenté schématiquement sur les figures 64 et 65 est en cours de test au LPC Caen et au GANIL. Il est basé sur des techniques classiques de détection des ions et des électrons, maîtrisée par la collaboration LPC Caen et GANIL. L'ensemble, ne comportant pas plus de 50 voies, fait appel au système d'acquisition FASTER.

La figure 73 présente un ensemble phoswich sur le banc de test au LPC Caen, et le signal obtenu d'une source de  $^{207}\text{Bi}$ . L'ensemble phoswich comprend 4 quadrants, consistant d'un scintillateur lent et d'un rapide, suivi d'un photomultiplicateur. Le signal lent en fonction du signal rapide permet de distinguer  $\gamma$  et électrons. L'ensemble maintenu sous un vide primaire sera encapsulé dans l'enceinte de MORA. La simulation GEANT 4 des détecteurs a été initiée.

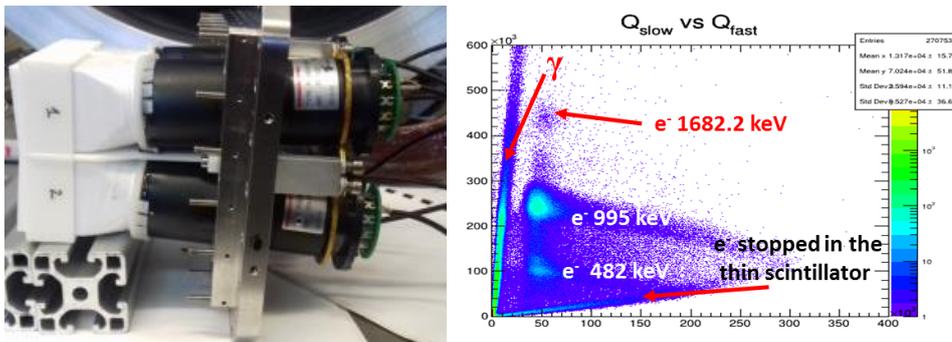


Figure 73: Gauche: ensemble phoswich combinant 4 scintillateurs lents et rapides et suivis de 4 photomultiplicateurs. La taille de chaque quadrant scintillant est approximativement de 5x5x5 cm. Droite : spectre de désintégration d'une source de  $^{207}\text{Bi}$ .

Le système de détection des ions est basé sur des galettes de microcanaux suivies d'anodes résistives, suivant un procédé développé par le service de détection du LPC Caen. Ce système est actuellement testé au GANIL. Une efficacité de détection supérieure à 50% a été déterminée, ainsi qu'une relative insensibilité à la lumière UV qui sera employée pour la polarisation laser. Les anodes résistives devraient permettre un positionnement des ions à mieux qu'un mm. En pratique l'information sur la position des particules  $\beta$  et des ions de recul n'est requise que pour l'investigation de la réponse des détecteurs, et finalement des effets systématiques. La symétrie du système de détection rend la détermination de  $D$  quasi indépendante de cette information. Les composants d'un détecteur d'ion de recul (galette + anode) sont présentés sur la figure 74.

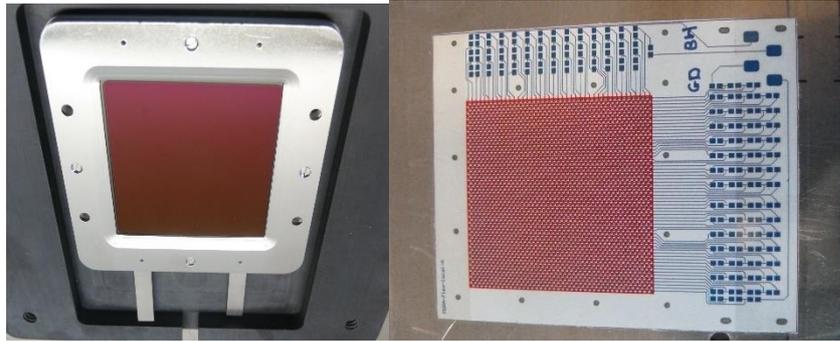


Figure 74: galette de micro-canaux 5x5 cm de chez Photonis pour la détection des ions de recul (photo de gauche), et anode résistive suivant un design développé par le LPC Caen (photo de droite).

Les détecteurs annulaires Si segmentés qui seront utilisés pour la détermination du degré de polarisation ont été délivrés par l'entreprise Micron. Ils seront testés dans les mois qui viennent au GANIL, faisant suite aux tests des détecteurs d'ions de recul. La face active du détecteur est protégé des UV par un écran de 100  $\mu\text{m}$  d'aluminium. Le schéma du détecteur et une photographie du détecteur livré et monté avec l'écran sont présentés figure 75.



Figure 75: schéma d'un des 2 détecteurs Si annulaire et de son support (à gauche), et ensemble monté avec les câbles et délivré par Micron (à droite). Le diamètre extérieur du détecteur est de 40 mm, le diamètre interne de 12 mm.

### 4.3 Perspectives

En parallèle des tests détecteurs, l'ensemble mécanique du piège et de la ligne d'injection qui sera utilisée à JYFL est en cours d'assemblage au LPC Caen (Fig. 76), dans un local dédié. L'optique d'injection sera testée par l'utilisation d'une source d'alcalins similaire à celle utilisée pour les tests de PILGRIM. Après la période de test hors ligne au LPC Caen (printemps 2021) l'ensemble du dispositif MORA sera transporté et installé à JYFL (Fig. 77), pour y réaliser la preuve de principe de la polarisation et de la mesure de la corrélation  $D$ . Le dispositif MORA devrait rester à JYFL jusqu'en 2023, année durant laquelle le Hall DESIR devrait être prêt à recevoir les premiers dispositifs expérimentaux.

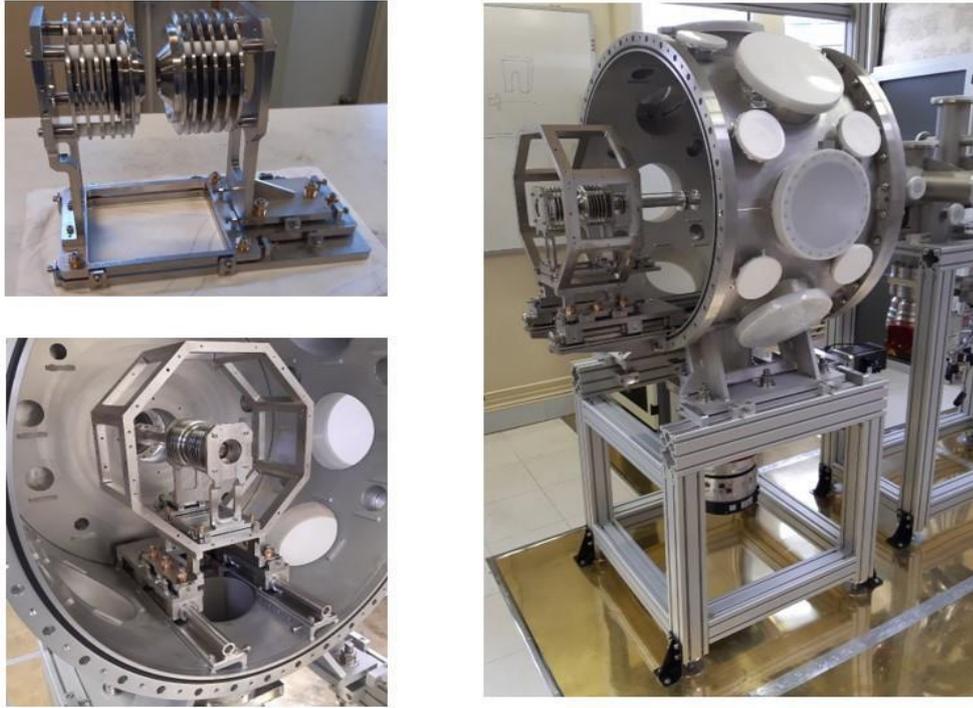


Figure 76: photographies de la chambre du piège et de la structure supportant les détecteurs de MORA.

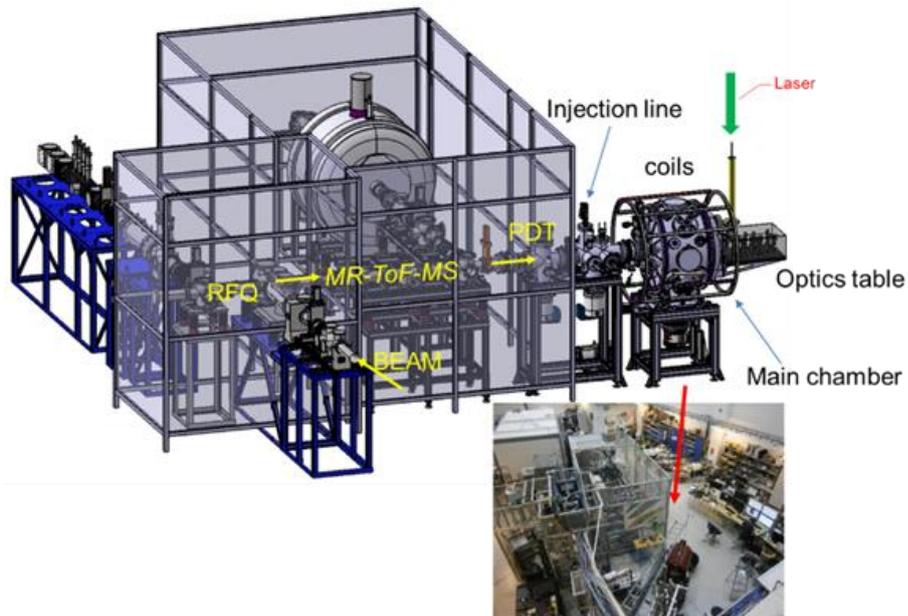


Figure 77: installation de MORA à JYFL.

La période à JYFL sera extrêmement importante pour l'étude des effets systématiques pouvant affecter la mesure de la corrélation  $D$ . Une simulation de haut niveau pour l'investigation de ces effets, plus élaborée que celle présentée en [37], est en cours d'élaboration. Elle intégrera au fur et à mesure de leur disponibilité les détails instrumentaux du piégeage, et du système de détection. Les caractéristiques du piégeage d'ions seront d'abord appréhendés en utilisant le modèle analytique

présenté en [5], puis en utilisant des outils de simulations tels que SIMION [139], et finalement ceux développés par le LPC Caen pour un calcul de la trajectoire de particules chargés dans des potentiels électromagnétiques, prenant en compte les effets de charge d'espace, et des potentiels d'interaction ion-atome réaliste. Du point de vue de la détection, les simulations GEANT 4 permettront en particulier d'évaluer les effets de la diffusion élastique des électrons sur leur détection par les phoswichs et détecteurs Si annulaires. Les effets instrumentaux liés à la détection de l'ion de recul, notamment l'effet de la perturbation de la trajectoire de l'ion de recul par la RF du piège, et du phénomène de shake-off sur l'efficacité de détection seront traités indépendamment de la simulation GEANT4, cet outil étant mal adapté à la simulation du transport des ions dans des champs électriques et à leur détection à des énergies aussi basses que quelques keV.

Il a été montré récemment dans le cadre des théories EFT que la mesure de l'EDM du neutron pouvait indirectement contraindre la NP sondée par corrélation  $D$  [157]. Les mêmes interactions violant CP dans la désintégration  $\beta$  peuvent générer, à un ordre supérieur, une contribution dans les EDM du neutron et des noyaux. Dans certains scénarios, les EDMs induisent des contraintes 2 ordres de grandeurs plus fortes sur la NP que celles de la désintégration  $\beta$ . Pour les LQ cette contrainte reste moins forte que la mesure directe de  $D$ , qui est aussi plus claire à interpréter en terme de signature de NP. La mesure de la corrélation  $D$  pourrait être également sensible à de nouvelles particules légères qui sortiraient du cadre de la théorie EFT [22]. Une classification des modèles auxquels la mesure de  $D$  est sensible et ne sont pas déjà exclus par les mesures des EDMs sera entreprise par les théoriciens de IJCLab. Les calculs datant des années 1970 des effets d'interaction des états finals, auxquels MORA devrait être sensible, seront également revisités (voir section 4.1.2.2).

#### 4.4 Conclusions

L'expérience MORA utilisera une technique innovante de polarisation laser dans un piège de Paul inspiré de LPCTrap pour la mesure de la corrélation  $D$ , sensible à une NP violant la symétrie CP dans la désintégration  $\beta$ . Les projections donnent des capacités de piégeage bien supérieures à LPCTrap. Les symétries du système de détection ont été étudiées pour annuler une grande partie des effets systématiques. La corrélation  $D$  apparaissant comme le résultat d'une simple asymétrie dans le

nombre de coïncidences détectées (Eq. 4-8), l'analyse devrait plus directe que celle de la corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  mesurée par LPCTrap apparaissant comme un facteur de forme dans le spectre de temps de vol de l'ion de recul détectée [37].

En pratique, du fait de sa capacité à piéger un grand nombre d'ions et de son angle solide de détection bien supérieur à LPCTrap, le dispositif MORA pourrait être utilisé pour mesurer d'autres corrélations que la corrélation  $D$  dans la désintégration  $\beta$  d'ions polarisés ou non, telles que celles présentées dans le tableau 9. La géométrie octogonale du support du système de détection permet d'autres configurations que celles présentées sur la figure 65. La polarisation pourrait être réalisée dans le plan azimutal du piège en remplaçant un couple de détecteurs par des optiques laser. La recherche de NP par la mesure d'autres corrélations que la corrélation  $D$  avec MORA pourrait ouvrir de riches perspectives à DESIR. L'étude de la sensibilité à une NP des autres observables accessibles par le dispositif MORA fait également partie des objectifs des théoriciens de IJCLab, et plus généralement de la collaboration.

MORA est un exemple d'expérience de précision rendue possible par le développement des techniques de manipulation des faisceaux radioactifs dans les installations ISOL. Son objectif premier est très fondamental : la recherche de violation de CP dans la désintégration  $\beta$ , comme un signe de NP qui pourrait expliquer l'asymétrie d'abondance matière – antimatière. Si une déviation du MS était observée, les répercussions seraient considérables. Le développement des théories EFT rapproche ce type de mesure de précision, réalisée à basse énergie dans une installation ISOL, des expériences réalisées à haute énergie, au LHC, permettant d'exploiter au mieux les complémentarités, et les spécificités de ces recherches menées dans des conditions expérimentales très différentes.

## 5. Conclusion

Résumant une expérience d'une vingtaine d'années auprès des installations ISOLDE et SPIRAL 1, cet exposé témoigne de la richesse de la R&D qui forme le cœur de ces installations, dans le domaine particulier des sources d'ionisation, des techniques de piégeage, et de manipulation des faisceaux de basse énergie. Une R&D d'égale intensité a animé d'autres domaines clés pour ces installations, tels les développements cibles, et les techniques de spectroscopie laser à ISOLDE, le développement des détecteurs, ou séparateurs couplés aux faisceaux SPIRAL 1, par exemple.

Depuis leur origine, les installations de faisceaux radioactifs de type ISOL ont dû faire face à un certain nombre de défis qui leur sont inhérents : la méthode de production n'est pas universelle, les intensités et la pureté des faisceaux dépendent fortement des propriétés chimiques des éléments et des procédés mis en œuvre. La méthode ISOL pénalise nécessairement les isotopes de courts temps de vie par rapport à la séparation en vol. La ré-accélération des faisceaux demande la mise en œuvre de techniques de manipulation des faisceaux d'ions élaborées. Au premier abord, le « produit » des processus ISOL nécessaires à la production du faisceau conduit souvent à des efficacités trop faibles (Eq. 1-1) pour réaliser les expériences ambitieuses que la communauté de physique imagine ; s'en suit un long travail d'optimisation de chacun des processus, au cas par cas, élément par élément, isotope par isotope. Pour autant, les installations ISOL ont su trouver leur voie, développant des techniques qui leur sont propres et qui leur ont assuré une attractivité sans cesse renouvelée. Parmi ces techniques figurent assurément les techniques d'ionisation, de piégeage et d'élévation de charge. Bien maîtrisées, elles permettent de maximiser l'efficacité des processus ISOL, et d'en tirer un meilleur parti.

Comme l'exemple de la FEBIAD le démontre, les techniques d'ionisation traditionnellement utilisées dans les installations ISOL n'ont pas encore livré tous leurs secrets. Même si leur maîtrise progresse régulièrement, un potentiel d'amélioration significative des performances est encore envisageable, qu'une compréhension accrue des mécanismes d'ionisation principaux devrait permettre d'exploiter au mieux. La possibilité d'utiliser l'ionisation laser résonante dans les sources FEBIAD, dans une tentative de conjuguer efficacité et sélectivité, a été récemment testée à ISOLDE. La

combinaison de ces deux méthodes traditionnelles d'ionisation, novatrice, est un autre exemple de la vitalité de ce domaine de R&D.

L'avènement des techniques de piégeage n'a pas été seulement profitable durant les deux dernières décennies aux expériences de précision menées à basse énergie, pour la spectroscopie de masse, la spectroscopie laser ou l'étude de la désintégration  $\beta$ . Couplées à des sources EBIS ou ECRIS, ces techniques ont également permis la ré-accélération efficace des faisceaux radioactifs ISOL. Elles permettront de bénéficier de moyens de séparation inédits à DESIR et S3-LEB. Dans le futur, elles pourraient jouer un rôle clef dans un scénario de collisionneur  $e^-$  - ion au GANIL.

MORA est un exemple d'expérience de précision basée sur la technique de piégeage d'ions radioactifs. Cette technique, associée aux techniques de polarisation laser, renouvelle les perspectives de sensibilité à une NP des expériences qui ont marqué l'histoire de la construction de la théorie électrofaible. Le développement des théories EFT durant les dernières années ont rapproché le domaine des mesures de précision de celui des hautes énergies, accentuant leur complémentarité. L'absence de signe de physique au-delà du MS par la production directe de nouvelles particules aux énergies aujourd'hui accessibles par le LHC, réoriente l'intérêt de la communauté de physique des particules vers des mesures de précisions, tels les études d'anomalies des désintégrations des mésons B, de violation de la conservation de la saveur. Dans ce contexte, les mesures réalisées à basse énergie, telles l'étude de la désintégration  $\beta$ , la mesure de l'EDM des neutrons et noyaux, permettant d'atteindre des sensibilités pour certains modèles de NP nettement supérieures à celles du LHC, prennent tout leur sens.

## 6. Remerciements

L'ensemble des résultats présentés ici n'aurait pas pu être obtenu sans le concours de techniciens, ingénieurs, et physiciens, dédiant leurs efforts aux différents projets décrits ici. Sont listés ici les principaux contributeurs, dans l'ordre d'apparition des travaux dans le texte.

L'upgrade de SPIRAL 1 a été réalisée sous ma supervision scientifique grâce au concours de l'ensemble des groupes techniques du GANIL, et particulièrement du groupe cible - source : Mickaël Dubois (chef de projet), Laurent Maunoury (ex-chef de projet), Olivier Bajeat, Stéphane Hormigos, et Pascal Jardin. Dans le groupe de physique, Jean Charles Thomas et Marie Geneviève Saint Laurent ont eu une participation notable dans la préparation des temps de faisceaux en ligne. Pedja Ujic, alors post-doctorant sous ma supervision, a approfondi l'étude de la FEBIAD. Le couplage de la FEBIAD aux cibles de SPIRAL 1 a bénéficié d'une collaboration avec ISOLDE, principalement représenté par Thierry Stora et Bernard Crépieux. Les tests du booster Phoenix ont été réalisés avec le soutien du LPSC, Julien Angot et Thierry Lamy principalement. L'intégration optique du booster Phoenix dans les lignes de faisceaux de SPIRAL 1 a été étudiée par Emil Traykov, alors post-doctorant sous ma supervision. Les études théoriques de la capture des faisceaux SPIRAL 1 dans le booster Phoenix ont été réalisées dans le cadre de la thèse de Arun Annaluru, sous la supervision conjointe de Laurent Maunoury et de moi-même.

La préparation du faisceau à REX-ISOLDE était principalement réalisé lors de mon postdoctorat sous la responsabilité de Friedhelm Ames et Fredrik Wenander. Les mesures de masses à ISOLTRAP étaient réalisées sous la supervision de Klaus Blaum, puis Alexander Herlert, avec le concours de Franck Herfurth, Alban Kellerbauer, et Chabouh Yazidjian, alors en thèse.

Les tests du booster Phoenix à ISOLDE ont été réalisés avec Mélanie Marie-Jeanne, première doctorante sous ma responsabilité, et avec le concours de Charles Barton (université de York), Thierry Lamy (LPSC), Oliver Kester (actuellement à TRIUMF).

Les techniciens et ingénieurs d'ISOLDE et du CERN doivent être chaleureusement remerciés pour leur soutien, Erwin Siesling, Pascal Fernet, Tim

Giles, Ermano Barbero, et bien d'autres, non seulement pour REX-ISOLDE, mais également pour l'installation et les tests de ISCOOL, que j'ai supervisés et réalisés avec Hanna Franberg. Pendant cette période, Mats Lindroos et Richard Catherall étaient coordinateurs techniques d'ISOLDE, et Peter Butler physics group leader.

PILGRIM a été conçu grâce au travail de thèse de Pierre Chauveau, réalisé sous ma supervision, et des services techniques du LPC Caen, Yvan Merrer, Jean François Cam, Christophe Vandamme, Philippe Desrues, Joël Brégeault, Frédéric Bougard et bien d'autres. Actuellement Blaise-Maël Retailleau termine sa thèse sous ma supervision pour la caractérisation des performances de PILGRIM pour la mesure de masse.

J'ai réalisé ma thèse de 1998 à 2002 sur le développement du piège LPCTrap. J'étais alors encadré par Oscar Naviliat-Cuncic et Gilles Ban. Etienne Liénard, Xavier Flécharde et Dominique Durand faisaient alors partie de l'équipe. Arrivé au GANIL en 2009, j'ai co-supervisé avec Etienne Liénard la thèse de Claire Couratin, sur les développements des faisceaux FEBIAD d'intérêt pour LPCTrap.

La collaboration MORA regroupe le GANIL, le LPC Caen, IJCLab, JYFL (Finlande), KU-Leuven (Belgique), ISOLDE (CERN, Suisse) et l'université de Manchester (Angleterre). La région Normandie finance l'ensemble de l'investissement, alors que l'ANR finance les contrats des doctorants et post-doctorants lors de la première phase du projet, à JYFL. J'assure la coordination scientifique du projet, avec Etienne Liénard (coordinateur adjoint, LPC Caen) et Adam Falkowski (coordinateur adjoint, IJCLab). La coordination technique est assurée par Yvan Merrer (LPC Caen). L'ensemble des services techniques du LPC Caen participe à MORA. Les participants principaux des laboratoires sont François De Oliveira et Nishu Goyal, doctorante actuellement sous ma supervision (GANIL), Xavier Flécharde, Gilles Quémener et Mériem Benali (LPC Caen), Iain Moore, Tomi Eronen et Ruben de Groote (JYFL), Nathal Severijns (KU Leuven), Gerda Neyens et Magda Kowalska (ISOLDE), Mark Bissell (Université de Manchester).

A tous, et à tous ceux que j'ai oubliés, un grand merci pour le chemin parcouru ensemble, et un grand bravo pour les succès accomplis.

Finalement, un grand merci à Gilles pour son parrainage, sans oublier, Hanna, Elisa et Selma pour le soutien quotidien.

## 7. Bibliographie

- [1] Y. Blumenfeld, T. Nilsson et P. Van Duppen, «Facilities and methods for radioactive ion,» *Phys. Scr.*, vol. T152, p. 014023, 2013.
- [2] L. Penescu, R. Catherall, J. Lettry et T. Stora, «Development of high efficiency Versatile Arc Discharge Ion Source at CERN ISOLDE,» *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 81, p. 02A906, 2010.
- [3] A. Annaluru, L. Maunoury, P. Delahaye et M. Dubois, «The study of incident 1+ ion beam interaction in an ECR charge breeder ion source plasma using Monte Carlo Charge Breeding Code (MCBC),» *Submitted to PSST*.
- [4] A. T. Annaluru, «Beam optics transport and fundamental processes involving a charge breeder in the upgraded SPIRAL1 facility,» Thèse, Normandie Université, Caen, 2019.
- [5] P. Delahaye, «Analytical model of an ion cloud cooled by collisions in a Paul trap,» *Eur. Phys. J. A*, p. 55, 2019.
- [6] P. Delahaye, G. Ban, M. Benali, D. Durand, X. Fabian, X. Fléchar, M. Herbane, E. Liénard, F. Mauger, A. Méry, Y. Merrer, O. Naviliat-Cuncic, G. Quéméner, B. Retailleau, D. Rodriguez, J. Thomas et P. Ujic, «The open LPC Paul trap for precision measurements in beta decay,» *Eur. Phys. J. A*, p. 55, 2019.
- [7] M. Benali, G. Quéméner, P. Delahaye, X. Fléchar, E. Liénard et B. M. Retailleau, «Geometry optimisation of a transparent axisymmetric ion trap for the MORA project,» *European Physical Journal A*, vol. 56, p. 163, 2020.

- [8] S. George, S. Baruah, B. Blank, K. Blaum, M. Breitenfeldt, U. Hager, F. Herfurth, A. Herlert, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, M. Kretschmar, D. Lunney, R. Savreux, S. Schwarz, L. Schweikhard et C. Yazidjian, «Ramsey Method of Separated Oscillatory Fields for High-Precision Penning Trap Mass Spectrometry,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 162501, 2007.
- [9] P. Chauveau, P. Delahaye, G. D. France, S. E. Abir, J. Lory, Y. Merrer, M. Rosenbusch, L. Schweikhard et R. Wolf, «PILGRIM, a Multi-Reflection Time-of-Flight Mass Spectrometer for Spiral2-S3 at GANIL,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* , vol. 376, p. 211, 2016.
- [10] P. Chauveau, Design, simulations and test of a Time-of-Flight spectrometer for mass measurement of exotic beams from SPIRAL1/SPIRAL2 and gamma-ray spectroscopy of nuclei close to 100Sn, Caen: Nuclear Experiment [nucl-ex]. Thèse de l'Université de Caen Normandie., 2016.
- [11] C. G. Callan et S. B. Treiman, «Electromagnetic Simulation of T Violation in Beta Decay,» *Physical Review* , vol. 162, p. 1494, 1967.
- [12] H. H. Chen, «Electromagnetic Simulation of Time-Reversal Violation in Mirror Spin-3/2 Beta Decay,» *Physical Review* , vol. 185 , p. 2003, 1969.
- [13] J. C. Brodine, «Electromagnetic Final-State Interactions and Tests of Time-Reversal Invariance in Nuclear Beta Decay,» *Physical Review D* , vol. 1, p. 100, 1970.
- [14] P. Delahaye, «Observables et outils de mesure dans les expériences ISOL de basse énergie,» Rapport au Conseil Scientifique de l'IN2P3, 26-27 Oct. 2017, "Physique Nucléaire sur les installations de type ISOL: propriétés fondamentales du noyau", Paris, CNRS, 2017.

- [15] N. Orr et al., «Focus section: physics with Reaccelerated ISOL beams,» *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, vol. 38, p. 020301, 2010.
- [16] E. Fermi, *Zeitschrift für Physik*, vol. 88, p. 161, 1934.
- [17] T. D. Lee et C. N. Yang, «Question of Parity Conservation in Weak Interactions,» *Phys. Rev.*, vol. 104, p. 254, 1956.
- [18] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes et R. P. Hudson, «Experimental test of Parity Conservation in Beta Decay,» *Phys. Rev.*, vol. 105, p. 1413, 1957.
- [19] M. Goldhaber, L. Grodzins et A. Sunyar, «Helicity of neutrinos,» *Phys. Rev.*, vol. 109, p. 1015, 1958.
- [20] R. P. Feynman et M. Gell-Mann, «Theory of the Fermi interaction,» *Phys. Rev.*, vol. 109, p. 193, 1958.
- [21] E. C. G. Sudarshan et R. E. Marshak, «Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction,» *Phys. Rev.*, vol. 109, p. 1860, 1958.
- [22] M. González-Alonso, O. Naviliat-Cuncic et N. Severijns, «New physics searches in nuclear and neutron  $\beta$  decay,» *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 104, p. 165, 2019.
- [23] J. Hardy et I. Towner, «Nuclear beta decays and CKM unitarity,» chez *arXiv:1807.01146v1 [nucl-ex]*.
- [24] C.-Y. Seng, M. Gorchtein et M. J. R.-M. Ramsey-Musolf, «Dispersive evaluation of the inner radiative correction in neutron and nuclear  $\beta$  decay,» *PHYSICAL REVIEW D*, vol. 100, p. 013001, 2019.

- [25] A. Czarnecki, W. J. Marciano et A. Sirlin, «Pion beta decay and Cabibbo-Kobayashi-Maskawa unitarity,» *PHYSICAL REVIEW D*, vol. 101, p. 091301(R), 2020.
- [26] J. Grinyer, G. Grinyer, M. Babo, H. Bouzomita, P. Chauveau, P. Delahaye, M. Dubois, R. Frigot, P. Jardin, C. Leboucher, L. Maunoury, C. Seiffert, J. Thomas et E. Traykov, «High-precision half-life measurements of the  $T = 1/2$  mirror beta decays  $^{17}\text{F}$  and  $^{33}\text{Cl}$ ,» *Phys. Rev. C*, vol. 92, p. 045503, 2015.
- [27] J. Grinyer, G. Grinyer, M. Babo, H. Bouzomita, P. Chauveau, P. Delahaye, M. Dubois, R. Frigot, P. Jardin, C. Leboucher, L. Maunoury, C. Seiffert, J. Thomas et E. Traykov, «High-precision half-life measurement for the isospin  $T = 1/2$  mirror beta decay of  $^{21}\text{Na}$ ,» *Phys. Rev. C*, vol. 91, p. 032501, 2015.
- [28] P. Delahaye, M. Dubois, L. Maunoury et e. al., « New exotic beams from the SPIRAL 1 Upgrade,» *Nucl. Instrum. Meth. B*, vol. 463, p. 339, 2020.
- [29] R. Ferrer, B. Bastin, D. Boilley, P. Creemers, P. Delahaye, E. Liénard, X. Fléchar, S. Franchoo, L. Ghys, M. Huyse, Y. Kudryavtsev, N. Lecesne et al., «In gas laser ionization and spectroscopy experiments at the Superconducting Separator Spectrometer (S3): Conceptual studies and preliminary design,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 317, p. 570, 2013.
- [30] E. M. Ramirez, P. Alfaut, M. Aouadi, P. Ascher, B. Blank, K. Blaum, J.-F. Cam, P. Chauveau, L. Daudin, P. Delahaye, F. Delalee, P. Dupré, S. E. Abbeir, M. Gerbaux, S. Grévy, H. Guérin, D. Lunney, F. Metz, S. Naimi, L. Perrot, A. d. Roubin et al., «Conception of PIPERADE: A high-capacity Penning-trap mass separator for high isobaric

contamination at DESIR,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 376, p. 298, 2016.

- [31] C. Weber, R. Meißner, P. Müller et P. G. Thirolf, «Status of the MLLTRAP setup and future plans,» *Hyperfine Interact.*, vol. 227, p. 247, 2014.
- [32] E. M. Ramirez, P. Chauveau, S. Franchoo, J. Ljungvall, A. Lopez-Martens, D. Lunney, M. MacCormick, L. Perrota et P. Thirolf, «New program for measuring masses of silver isotopes near the N=82 shell closure with MLLTRAP at ALTO,» *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B*, vol. 463, p. 315, 2020.
- [33] B. Blank, J. Souin, P. Ascher, L. Audirac, G. Cachel, M. Gerbaux, S. Grevy, J. Giovinazzo, H. Guerin, T. K. Nieto, I. Matea, H. Bouzomita, P. Delahaye, G. Grinyer et J. Thomas, «High-precision efficiency calibration of a high-purity co-axial germanium detector,» *Nucl. Instrum. Meth. A* 776 (2015) 34 .
- [34] E. Liénard, G. Ban, C. Couratin, P. Delahaye, X. F. B. F. D. Durand, X. Fléchar, P. Finlay, F. Mauger, A. Méry, B. Pons, T. Porobic et al., «Precision measurements with LPCTrap at GANIL,» *Hyp. Int.*, vol. 236, p. 1, 2015.
- [35] M. Beck, S. Coeck, V. Y. Kozlov, M. Breitenfeldt, P. Delahaye, P. Friedag, F. Glück, M. H. A. Herlert, I. S. Kraev, J. Mader, M. Tandeki, S. V. Gorp, F. Wauters, C. Weinheimer, F. Wenander, N. Severijns et t. I. Collaboration, «First detection and energy measurement of recoil ions following beta decay in a Penning trap with the WITCH experiment,» *Eur. Phys. J. A*, vol. 45, p. 47, 2011.
- [36] V. Araujo-Escalona, D. Atanasov, X. Fléchar, P. Alfaut, P. Ascher, B. Blank, L. Daudin, M. Gerbaux, J. Giovinazzo, S. Grévy, T. Kurtukian-Nieto, E. Liénard, G. Quéméner, N. Severijns, S.

Vanlangendonck, M. Versteegen et D. Zákoucký, «Simultaneous measurements of the  $\beta$ -neutrino angular correlation in  $^{32}\text{Ar}$  pure Fermi and pure Gamow-Teller transitions using  $\beta$ -proton coincidences,» *Physical Review C*, vol. 101, p. 055501, 2020.

- [37] P. Delahaye, E. Liénard, I. Moore, M. Benali, M. L. Bissel, L. Canete, T. Eronen, A. Falkowski, X. Fléchar, M. Gonzalez-Alonso, W. Gins, R. P. D. Groote, A. Jokinen, A. Kankainen, M. Kowalska, N. Lecesne, R. Leroy, Y. Merrer, G. Neyens et al., «The MORA project,» *Hyp. Int.*, vol. 240, p. 63, 2019.
- [38] R. Kirchner et E. Roeckl, «A novel ISOL ion source,» *Nucl. Instrum. Meth.* , vol. 139, p. 291, 1976.
- [39] R. Kirchner, «Review of ISOL target-ion-source Systems,» *Nucl. Instrum. Meth. B*, vol. 204, p. 179, 2003.
- [40] V. Fedosseev et al., «Ion beam production and study of radioactive isotopes with the laser ion source at ISOLDE,» *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 44, vol. 44, p. 084006, 2017.
- [41] A. C. C. Villari et S. group, «The accelerated ISOL technique and the SPIRAL project,» *Nuclear Physics A*, vol. 693, p. 465, 2001.
- [42] O. Bajeat, P. Delahaye, M. D. C. Couratin, H. Franberg-Delahaye, J. Henares, Y. H. et e. al., « Development of target ion source systems for radioactive beams at GANIL,» *Nucl. Instrum. Meth. B*, vol. 317, p. 411 , 2013 .
- [43] W. Lotz, «An Empirical Formula for the Electron-Impact Ionization Cross-Section,» *Zeitschrift ftir Physik* , vol. 206, p. 205, 1967.

- [44] P. Chauveau, P. Delahaye, M. Babo et e. al., «A new FEBIAD-type ion source for the upgrade of SPIRAL1 at GANIL,» *Nucl. Instrum. Meth. B*, vol. 376, p. 35, 2016.
- [45] R. Kirchner, «On the release and ionization efficiency of catcher-ion-source systems,» *Nucl. Instrum. Meth. B*, vol. 70, p. 186, 1992.
- [46] S. Lukic, F. Gevaert, A. Kelic, M. Ricciardi, K.-H. Schmidt et O. Yordanov, «Systematic comparison of ISOLDE-SC yields with,» *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 565, p. 784, 2006.
- [47] K. Sümmerer et B. Blank, «EPAX version 2: a modified empirical parametrization of fragmentation cross sections,» *Nuclear Physics A* , vol. 701, p. 161, 2002.
- [48] P. Delahaye, «Résumé des tests faisceaux FEBIAD 2019 et analyse de leur impact scientifique pour le projet UPSP1,» Note interne GANIL-0381, 2020.
- [49] Y. M. Palenzuela, B. Marsh, J. Ballof, R. Catherall et e. al., «Enhancing the extraction of laser-ionized beams from an arc discharge ion source volume,» *Nuclear Inst, and Methods in Physics Research B* 431 (2018) 59–66, vol. 431, p. 59, 2018.
- [50] T. D. Goodacre, J. Billowes, R. Catherall et e. al., «Blurring the boundaries between ion sources: The application of the RILIS inside a FEBIAD type ion source at ISOLDE,» *Nucl. Instrum. Meth. B*, vol. 376, p. 39, 2016.
- [51] F. M. Millana, T. D. Goodacre et A. Gottberg, «Multiphysics simulation of a FEBIAD ion source,» *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B* , vol. 463, p. 302, 2020.

- [52] M. C. Mhamed et A. Zhang, «An optimized plasma ion source for difficult ISOL beams,» *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 463, p. 107, 2020.
- [53] B. Roussière, O. Bajeat, N. Barre et e. al., «Release of Kr, Ag, Sn, I and Xe from UCx targets,» *Nucl. Instrum. Meth. B*, vol. 246, p. 288, 2006.
- [54] B. Blank, G. Canchel, F. Seis et P. D. , «Evaluation of fusion-evaporation cross-section calculations,» *Nuclear Inst, and Methods in Physics Research B* , vol. 416, p. 41, 2018.
- [55] C. Vuckovick, «Study of radioactive ion beam sources,» M1 internship report at GANIL, Erasmus Mundus on Nuclear Physics, 2019.
- [56] W. Lotz, «Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions,» *Astrophys. J. Supp.*, vol. 14, p. 207, 1967.
- [57] U. Köster, P. Carbonez, A. Dorsival et e. al, «(Im-)possible ISOL beams,» *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, p. 285, 2007.
- [58] P. Delahaye et M. Marie-Jeanne, «Potentials of the ECR 1+ n+ charge breeding for radioactive ions,» *Nucl. Instrum. Meth. B*, vol. 266, p. 4429, 2008.
- [59] P. Delahaye, O. Kester, T. Lamy, M. Marie-Jeanne et F. Wenander, «Evaluation of charge breeding options for EURISOL (review article),» *Eur. Phys. J. A* , vol. 46 , p. 421, 2010.
- [60] P. Delahaye, «ECRIS and EBIS charge state breeders: Present performances, future potentials,» *Nucl. Instrum. Meth. B* , vol. 317, p. 389, 2013.

- [61] J. Cederkall, F. Ames, P. Butler, P. Delahaye, V. Fedoseev, M. Lindroos et e. al., «REX-ISOLDE - experiences from the first year of operation,» *Nucl. Phys. A* , vol. 746, p. 17, 2004.
- [62] F. Wenander, P. Delahaye, R. Scrivens et R. Savreux, «The REX-ISOLDE charge breeder as an operational machine,» *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 77, p. 03B104, 2006.
- [63] D. Voulot, F. Wenander, E. Piselli, R. Scrivens, M. Lindroos, H. Jeppesen, L. Fraile, S. Sturm, P. Delahaye et t. R. collaboration, «Radioactive beams at REX–ISOLDE: Present status and latest developments,» *Nucl. Instrum. Meth. B*, vol. 266, p. 4103, 2008.
- [64] E. D. Donets, «Electron beam ion sources and their development at JINR,» *Review of Scientific Instruments* , vol. 61, p. 225, 1990.
- [65] R. Becker, «Electron beam ion sources and traps,» *Review of Scientific Instruments* , vol. 71, p. 816 , 2000.
- [66] R. Becker et O. Kester, «Electron beam ion source and electron beam ion trap,» *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 81, p. 02A513, 2010.
- [67] R. Becker, O. Kester<sup>2</sup> et T. Stoehlker, «Simulation of charge breeding for trapped ions,» *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 58 , p. 102, 2007.
- [68] O. R. Sander, «Transverse emittance: Its definition, applications, and measurement,» *AIP Conference Proceedings*, vol. 212, p. 127, 1990.
- [69] F. Wenander, B. Jonson, L. Liljeby, G. Nyman et t. R.-I. collaboration, «REXEBS, the Electron Beam Ion Source for the REX-ISOLDE Project, Design and Simulations,» CERN-OPEN-2000-320, 2000.

- [70] F. Ames, G. Bollen, P. Delahaye, O. Forstner, G. Huber, O. Kester, K. Reisinger et P. Schmidt, «Cooling of radioactive ions with the Penning trap REXTRAP,» *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 538, p. 17, 2005.
- [71] F. Wenander, J. Lettry et M. Lindroos, «Transverse emittance investigation of the ISOLDE target-ion sources,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 204, p. 261, 2003.
- [72] J. V. d. Walle, V. Bildstein, N. Bree, J. Cederkall, P. Delahaye, J. Diriken et al., «In-trap decay of  $^{61}\text{Mn}$  and Coulomb excitation of  $^{61}\text{Mn}/^{61}\text{Fe}$ ,» *Eur. Phys. J. A*, vol. 42, p. 401, 2009.
- [73] E. Clément, M. Zielinska, S. Péru, H. Goutte, S. Hilaire, A. Georgen, W. Korten, D. T. Doherty, B. Bastin, C. Bauer, A. Blazhev, N. Bree, B. Bruyneel, P. A. Butler, J. Butterworth, J. Cederkall, P. Delahaye, A. Dijon et al., «Low-energy Coulomb excitation of  $^{96,98}\text{Sr}$  beams,» *Phys. Rev. C* 94, 054326 (2016).
- [74] P. Delahaye, F. Ames, I. Podadera, R. Savreux et F. Wenander, «Recent developments of the radioactive beam preparation at REX-ISOLDE,» *Eur. Phys. J. A*, Vols. %1 sur %225, s01, p. 739, 2005.
- [75] A. M. Hurst, P. A. Butler, D. G. Jenkins, P. Delahaye, F. Wenander et al., «Measurement of the Sign of the Spectroscopic Quadrupole Moment for the  $2(1)^+$  State in  $^{70}\text{Se}$ : No Evidence for Oblate Shape,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 072501, 2007.
- [76] P. Delahaye, B. Blank et S. Sturm, «Trap-assisted spectroscopy with REXTRAP,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 266 (2008) 4647–4651.
- [77] C. Tamburella, J. L. Belmont, G. Bizouard, J. F. Bruandet, R. Geller, G. Gimond et B. Vignon, «Production of multicharged radioactive ion beams: The  $1^+$  to  $n^+$  charge state transformation for the Production,

Ionisation, Accélération de Faisceaux Exotiques project,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, p. 2319, 1997.

- [78] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*, Bristol: IOP Publishing, 1996.
- [79] A. Müller et E. Salzborn, «Scaling of cross sections for multiple electron transfer to highly charged ions colliding with atoms and molecules,» *Physics Letters*, vol. 62A, p. 391, 1977.
- [80] G. D. Shirkov, «A classical model of ion confinement and losses in ECR ion sources,» *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 2, p. 250, 1993.
- [81] D. J. McLaughlin et Y. Hahn, «Scaling behavior of radiative recombination cross sections and rate coefficients,» *PHYSICAL REVIEW A*, vol. 43, p. 1313, 1991.
- [82] L. Maunoury, P. Delahaye, M. Dubois, J. Angot, P. Sole, O. Bajeat, C. Barton, R. Frigot, A. Jeanne, P. Jardin, O. Kamalou, P. Lecomte, B. Osmond, G. Peschard, T. Lamy et A. Savalle, «Charge breeder for the SPIRAL1 upgrade: Preliminary results,» *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 87, p. 02B508, 2016.
- [83] P. Delahaye, A. Galata, J. Angot, G. Ban, L. Celona, J. Choinsk, P. G. A. Jakubowski, P. Jardin, T. Kalvas, H. Koivisto, V. Kolhinen, T. Lamy, D. Lunney, L. Maunoury, A. M. Porcellato et al., «Prospects for advanced electron cyclotron resonance and electron beam ion source charge breeding methods for EURISOL,» *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 83, p. 02A906, 2012.
- [84] P. Delahaye, A. Galatà, J. Angot, J. F. Cam, E. Traykov, G. Ban, L. Celona et al., «Optimizing charge breeding techniques for ISOL facilities in Europe: Conclusions from the EMILIE project,» *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 87, p. 02B510, 2016.

- [85] O. Tarvainen, T. Lamy, J. Angot, T. Thuillier, P. Delahaye, L. Maunoury, J. Choinski, L. Standylo, A. Galatà, G. Patti et H. Koivisto, «Injected 1+ ion beam as a diagnostics tool of charge breeder ECR ion source plasmas,» *Plasma Sources Sci. Technol.* , vol. 24, p. 035014, 2015.
- [86] O. Tarvainen, H. Koivisto, A. Galatà, J. Angot, T. Lamy, T. Thuillier, P. Delahaye, L. Maunoury, D. Mascali et L. Neri, «Diagnostics of a charge breeder electron cyclotron resonance ion source helium plasma with the injection of  $^{23}\text{Na}^{1+}$  ions,» *Phys. Rev. Accelerators and Beams*, vol. 19, p. 053402, 2016.
- [87] «<https://www.far-tech.com/mcbc.php>,» [En ligne].
- [88] V. Mironov, S. Bogomolov, A. Bondarchenko, A. Efremov et V. Loginov, «Numerical model of electron cyclotron resonance ion source,» *Phys. Rev. ST Accel. Beams* , vol. 18, p. 123401, 2015.
- [89] A. Leduc, L. Maunoury et T. Thuillier, «Plasma modelization and study for the Phoenix V3 ECR ion source,» *JACoW-ECRIS2018-WEB2*, n° %1doi:10.18429/JACoW-ECRIS2018-WEB2, p. 176, 2018.
- [90] B. Jacquot, F. Chautard et A. Savalle, «GANIL Status Report,» *JACoW - 17th International Conference on Cyclotrons and their Applications - Cyclotrons 2004*, pp. arXiv:nucl-ex/0502016, 2004.
- [91] A. Galata, M. Comunian, L. Bellan, M. Maggiore, G. Patti, C. Roncolato, G. Bisoffi, A. Russo, L. Calabretta, J. Angot et T. Lamy, «Status of the SPES-charge breeder (SPES-CB) and its beam line at INFN-LNL,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 376, p. 329, 2016.
- [92] P. D. P. Delahaye, C. J. Barton, K. Connell, T. Fritioff, O. Kester, T. Lamy, M. Lindroos, P. Sortais et G. Tranströmer, «Recent results with

the Phoenix booster at ISOLDE, CERN,» *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 77, p. 03B105 , 2006.

- [93] M. Marie-Jeanne, Investigation of the performances of an ECR charge breeder at ISOLDE: a study of the 1+ n+ scenario for the next generation ISOL facilities, Grenoble: Thèse de l'université Joseph Fourier, 2009.
- [94] M. Marie-Jeanne et P. Delahaye, «Charge breeding ions for nuclear physics with the PHOENIX ECRIS,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 266, p. 4387, 2008.
- [95] C. Barton, J. Cederkall, P. Delahaye, O. Kester, T. Lamy et M. Marie-Jeanne, «Status of the PHOENIX electron cyclotron,» *Rev. Sci. Instrum.* 79, 02A905 (2008);
- [96] R. Geller, T. Lamy et P. Sortais, «Charge breeding of isotope on-line-created radioactive ions using an electron cyclotron resonance ion trap,» *Rev. Sci. Instrum.* , vol. 77, p. 03B107, 2006.
- [97] R. Vondrasek, P. Delahaye, S. Kutsaev et L. Maunoury, «Improved charge breeding efficiency of light ions with an electron cyclotron resonance ion source,» *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 83, p. 113303, 2012.
- [98] P. Delahaye, L. Maunoury et R.Vondrasek, «Charge breeding of light metallic ions : Prospects for SPIRAL,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 693, p. 104, 2012.
- [99] P. Ujčić, J. C. B. Retailleau, E. T. Ł. Standyło, J. Choiński et P. Delahaye, «EBIS debuncher experimental performance,» *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, vol. 918, p. 30, 2019.
- [100] L. Maunoury, M. Dubois, P. Delahaye, A. Annaluru, O. Bajeat, R. Frigot et al., «Charge breeding at GANIL: Improvements, results, and

comparison with the other facilities,» *Rev. Sci. Instrum.* , vol. 91, p. 023315, 2020.

- [101] P. Delahaye, *PHYSIQUE NUCLEAIRE INSTRUMENTALE*, chapitre Pièges à ions, Seignosse: Ecole Internationale Joliot Curie (CENBG), 2008.
- [102] W. Paul et H. Steinwedel, «A new mass spectrometer without a magnetic field,» *Z. Naturforsch.*, vol. 8a, p. 448, 1953.
- [103] P. H. Dawson, *Quadrupole Mass Spectrometry and its Application*, Editions American Vacuum Society Classics, 1976.
- [104] F. M. Penning, «Die glimmentladung bei niedrigem druck zwischen koaxialen zylindern in einem axialen magnetfeld,» *Physica*, vol. 3, p. 873, 1936.
- [105] J. Pierce, *Theory and Design of Electron Beams*, Chap. 3., New York: D. van Nostrand Co., 1949.
- [106] H. Dehmelt, «Experiments with an isolated subatomic particle at rest,» *Rev. Mod. Phys.*, vol. 62, p. 525, 1990.
- [107] W. Paul, «Electromagnetic traps for charged and neutral particles,» *Rev. Mod. Phys.*, vol. 62, p. 531, 1990.
- [108] R. E. March et J. F. J. Todd, *Quadrupole Ion Trap Mass Spectrometry, Chemical Analysis*, a series of monographs on analytical chemistry and its applications, Series Editor J. D. Winefordner, Wiley, 2005.
- [109] H. Franberg, P. Delahaye, J. Billowes, K. Blaum, R. Catherall, F. Duval, O. Gianfrancesco, T. Giles, A. Jokinen, M. Lindroos, D. Lunney, E. Mane et I. Podadera, «Off-line commissioning of the ISOLDE cooler,»

*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 266, p. 4502, 2008.

- [110] E. Mané, J. Billowes, K. Blaum, P. Campbell, B. Cheal, P. Delahaye, K. Flanagan, D. Forest, H. Franberg, C. Geppert et al., «An ion cooler-buncher for high-sensitivity collinear laser spectroscopy at ISOLDE,» *Eur. Phys. J. A*, vol. 42, p. 503, 2009.
- [111] R. Boussaid, G. Ban, G. Quéméner, Y. Merrer et J. Lorry, «Development of a radio-frequency quadrupole cooler for high beam currents,» *Phys. Rev. Accel. Beams*, vol. 20, p. 124701, 2017.
- [112] G. Darius, G. Ban, J. Brégeault, P. Delahaye, P. Desrues, D. Durand, X. Fléchar, M. Herbane, M. Labalme, C. LeBrun, E. Liénard, F. Mauger, Y. Merrer, A. Méry, O. Naviliat-Cuncic, J. Szerypo, P. Vallerand et C. Vandamme, «Linear radio frequency quadrupole for the cooling and bunching of radioactive ion beams,» *Rev. Sci. Instrum.* 75 (2004) 4804.
- [113] F. G. Major et H. G. Dehmelt, «Exchange-Collision Technique for the rf Spectroscopy of Stored Ions,» *Phys. Rev.*, vol. 170, p. 91, 1968.
- [114] P. Delahaye, Etudes et tests préliminaires à une mesure de la corrélation angulaire b-v dans la désintégration du noyau  $^6\text{He}$  à l'aide d'un piège de Paul., Caen: Thèse de l'Université de Basse Normandie., 2002.
- [115] T. Kurtukian-Nieto, R. Baartman, B. Blank, T. Chiron, C. Davids, F. Delalee, M. Duval, S. E. Abbeir, A. Fournier, D. Lunney, F. Méot, L. Serani, M.-H. Stodel, F. Varenne et H. Weick, «SPIRAL2/DESIR high resolution mass separator,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 317, p. 284, 2013.
- [116] M. König, G. Bollen, H.-J. Kluge, T. Otto et J. Szerypo, «Quadrupole excitation of stored ion motion at the true cyclotron

frequency,» *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, vol. 142, p. 95, 1995.

- [117] P. Delahaye, G. Audi, K. Blaum, F. Carrel, S. George, F. Herfurth, A. Herlert, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, D. Lunney, L. Schweikhard et C. Yazidjian, «High-accuracy mass measurements of neutron-rich Kr isotopes,» *PHYSICAL REVIEW C*, vol. 74, p. 034331, 2006.
- [118] G. Audi, A. H. Wapstra et C. Thibault, «The AME2003 atomic mass evaluation,» *Nucl. Phys. A*, vol. 729, p. 337, 2003.
- [119] S. Eliseev, K. Blaum, M. Block, A. Dörr, C. Droese, T. Eronen, M. Goncharov, M. Höcker, J. Ketter, E. M. Ramirez, D. A. Nesterenko, Y. N. Novikov et L. Schweikhard, «A phase-imaging technique for cyclotron-frequency measurements,» *Appl. Phys. B (2014) 114:107–128*.
- [120] D. Nesterenko, A. Kankainen, J. Kostensalo, C. Nobs, A. Bruce, O. Beliuskina, L. Canete, T. Eronen, E. Gamba, S. Geldhof et al., «Novel Penning-trap techniques reveal isomeric states in  $^{128}\text{In}$  and  $^{130}\text{In}$  for the first time,» *arXiv:2005.09398v1 [nucl-ex]*, 2020.
- [121] S. Naimi, G. Audi, D. Beck, K. Blaum, C. Böhm, C. Borgmann, M. Breitenfeldt, S. George, F. Herfurth, A. Herlert, M. Kowalska, S. Kreim, D. Lunney, D. Neidherr, M. Rosenbusch, S. Schwarz, L. Schweikhard et K. Zuber, «Critical-Point Boundary for the Nuclear Quantum Phase Transition Near  $A = 100$  from Mass Measurements of  $^{96};^{97}\text{Kr}$ ,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 032502, 2010.
- [122] V. Manea, D. Atanasov, D. Beck, K. Blaum, C. Borgmann, R. B. Cakirli, T. Eronen, S. George, F. Herfurth, A. Herlert, M. Kowalska, S. Kreim, Y. A. Litvinov, D. Lunney, D. Neidherr, M. Rosenbusch, L. Schweikhard, F. Wienholtz, R. N. Wolf et K. Zuber, «Collective degrees of freedom of neutron-rich  $A \approx 100$  nuclei and the first mass measurement of the short-lived nuclide  $^{100}\text{Rb}$ ,» *Phys. Rev. C*, vol. 88, p. 054322, 2013.

- [123] M. Breitenfeldt, C. Borgmann, G. Audi, S. Baruah, D. Beck, K. Blaum, C. Böhm, R. B. Cakirli, R. F. Casten, P. Delahaye, M. Dworschak, S. George, F. Herfurth, A. Herlert, A. Kellerbauer, D. L. M. Kowalska, E. Minaya-Ramirez, S. Naimi et D. Neidherr, «Approaching the N=82 shell closure with mass measurements of Ag and Cd isotopes,» *Phys. Rev. C* 81 (2010) 034313 .
- [124] M. Dworschak, G. Audi, K. Blaum, P. Delahaye, S. George, U. Hager, F. Herfurth, A. Herlert, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, D. Lunney, L. Schweikhard et C. Yazidjian, «Restoration of the N = 82 Shell Gap from Direct Mass Measurements of  $^{132,134}\text{Sn}$ ,» *Phys. Rev. Lett.* , vol. 100, p. 072501 , 2008.
- [125] C. Guénaut, G. Audi, D. Beck, K. Blaum, G. Bollen, P. Delahaye, F. Herfurth, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, J. Libert, D. Lunney, S. Schwarz, L. Schweikhard et C. Yazidjian, «High-precision mass measurements of nickel; copper; and gallium isotopes and the purported shell closure at N=40,» *Phys. Rev. C*, vol. 75, p. 044303 , 2007.
- [126] W. Geithner, T. Neff, G. Audi, K. Blaum, P. Delahaye, H. Feldmeier, S. George, C. Guenaut, F. Herfurth, A. Herlert, S. Kappertz, M. Keim, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, M. Kowalska, P. Lievens, D. Lunney, K. Marinova, R. Neugart, L. Schweikhard et al., «Masses and Charge Radii of  $^{17-22}\text{Ne}$  and the Two-Proton-Halo Candidate  $^{17}\text{Ne}$ ,» *Phys. Rev. Lett.* , vol. 101, p. 252502, 2008.
- [127] K. Blaum, G. Audi, D. Beck, G. Bollen, F. Herfurth, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, E. Sauvan et S. Schwarz, «Masses of  $^{32}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$  for Fundamental Tests,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 260801, 2003.
- [128] M. Mukherjee, A. Kellerbauer, D. Beck, K. Blaum, G. Bollen, F. Carrel, P. Delahaye, J. Dilling, S. George, C. Guénaut, F. Herfurth, A. Herlert, H.-J. Kluge, U. Köster, D. Lunney, S. Schwarz, L. Schweikhard

et C. Yazidjian, «The Mass of  $^{22}\text{Mg}$ ,» *Phys. Rev. Lett.* , vol. 93, p. 150801, 2004.

- [129] A. Kellerbauer, G. Audi, D. Beck, K. Blaum, G. Bollen, B. A. Brown, P. Delahaye, C. Guénaut, F. Herfurth, H.-J. Kluge, D. Lunney, S. Schwarz, L. Schweikhard et C. Yazidjian, «Direct Mass Measurements on the Superaligned Emitter  $^{74}\text{Rb}$  and Its Daughter  $^{74}\text{Kr}$ : Isospin-Symmetry-Breaking Correction for Standard-Model Tests,» *Phys. Rev. Lett.* 93; 072502 (2004).
- [130] «Unambiguous Identification of Three beta-Decaying Isomers in  $^{70}\text{Cu}$ ,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 112501, 2004.
- [131] S. Sturm, K. Blaum, M. Breitenfeldt, P. Delahaye, A. Herlert, L. Schweikhard et F. Wenander, «Investigation of Space-Charge Phenomena in Gas-Filled Penning Traps,» *AIP Conference Proceedings*, vol. 1114, p. 185 , 2009.
- [132] I. Matea, J. Souin, J. Äystö, B. Blank, P. Delahaye, V.-V. Elomaa, T. Eronen, J. Giovinazzo, U. Hager, J. Hakala, J. Huikari, A. Jokinen, A. Kankainen, I. Moore, J.-L. Pedroza, S. Rahaman, J. Rissanen, J. Ronkainen, A. Saastamoinen, T. Sonoda et C. Weber, «Precise half-life measurement of the  $^{26}\text{Si}$  ground state,» *Eur. Phys. J. A*, vol. 37, p. 151, 2008.
- [133] H. Wollnik et M. Przewloka, «Time-of-flight mass spectrometers with multiply reflected ion trajectories,» *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, vol. 96, p. 267, 1990.
- [134] R. N. Wolf, M. Eritt, G. Marx et L. Schweikhard, «A multi-reflection time-of-flight mass separator for isobaric purification of radioactive ion beams,» *Hyperfine Interact*, vol. 199, p. 115, 2011.

- [135] R. Wolf, D.Beck, K.Blaum, Ch.Böhm, Ch.Borgmann, M.Breitenfeldt, F.Herfurth, A. Herlert, M.Kowalska, S.Kreim, D.Lunney, S.Naimi, D.Neidherr, M.Rosenbusch, L. Schweikhard, J.Stanja, F.Wienholtz et K.Zuber, «On-line separation of short-lived nuclei by a multi-reflection time-of-flight device,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , vol. 686, p. 82, 2012.
- [136] F. Wienholtz, D. Beck, K. Blaum, C. Borgmann, M. Breitenfeldt, R. B. Cakirli, S. George, F. Herfurth, J. Holt, M. Kowalska, S. Kreim, D. Lunney, V. Manea, J. Menéndez, D. Neidherr, M. Rosenbusch, L. Schweikhard, ..., R. N. Wolf et K. Zuber, «Masses of exotic calcium isotopes pin down nuclear forces,» *Nature*, p. 346, 498.
- [137] N. E. Bradbury et R. A. Nielsen, «Absolute Values of the Electron Mobility in Hydrogen,» *Physical Review*, vol. 49, p. 388, 1936.
- [138] R. N. Wolf, G. Marx, M. Rosenbusch et L. Schweikhard, «Static-mirror ion capture and time focusing for electrostatic ion-beam traps and multi-reflection time-of-flight mass analyzers by use of an in-trap potential lift,» *International Journal of Mass Spectrometry*, vol. 313, p. 8, 2012.
- [139] «<https://simion.com/>,» Scientific Instrument Services (SIS) by Adaptas Solutions, LLC. [En ligne].
- [140] D. Lunney, J. M. Pearson et C. Thibault, «Recent trends in the determination of nuclear masses,» *Reviews of Modern Physics*, vol. 75, p. 1038, 2003.
- [141] M. Rosenbusch, P. Chauveau, P. Delahaye, G. Marx, L. Schweikhard, F. Wienholtz et R. N. Wolf, «Delayed Bunching for Multi-Reflection Time-of-Flight Mass Separation,» *AIP Conference Proceedings*, vol. 1668, p. 050001, 2015.

- [142] S. Sels, T. D. Goodacre, B. A. Marsh, A. Pastore, W. Ryssens, Y. Tsunoda, N. Althubiti, B. Andel et al, «Shape staggering of midshell mercury isotopes from in-source laser spectroscopy compared with density-functional-theory and Monte Carlo shell-model calculations,» *Physical Review C*, vol. 99, p. 044306, 2019.
- [143] R. C. Vondrasek, C. A. Dickerson, M. Hendricks, P. Ostroumov, R. Pardo, G. Savard, R. Scott et G. Zinkann, «Charge breeding of radioactive isotopes at the CARIBU facility with an electron beam ion source,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 89, p. 052402, 2018.
- [144] A. Lapierre, G. Bollen, D. Crisp, S. Krause, L. E. Linhardt, K. Lund, S. Nash, R. Rencsok, R. Ringle, S. Schwarz, M. Steiner, C. Sumithrarachchi, T. Summers, A. C. C. Villari, S. J. Williams et Q. Zhao, «First two operational years of the electron-beam ion trap charge breeder at the National Superconducting Cyclotron Laboratory,» *Physical Review Accelerators and Beams*, vol. 21, p. 053401, 2018.
- [145] E. Berkowitz, D. Brantley, C. Bouchard, C. C. Chang, M. A. Clark, N. Garron et al, «An accurate calculation of the nucleon axial charge with lattice QCD,» *arXiv:1704.01114*, 2017.
- [146] J. D. Jackson, S. B. Treymen et H. W. Wyld, «Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta Decay,» *Physical Review*, vol. 106, p. 517, 1957.
- [147] G. Soti, F. Wauters, M. Breitenfeldt, P. Finlay, P. Herzog, A. Knecht, U. Köster, I. S. Kraev, T. Porobic, P. N. Prashanth, I. S. Towner, C. Tramm, D. Zakoucky et N. Severijns, «Measurement of the  $\beta$ -asymmetry parameter of  $^{67}\text{Cu}$  in search for tensor-type currents in the weak interaction,» *Physical Review C*, vol. 90, p. 035502, 2014.

- [148] F. Calaprice, «The use of atomic beam and optical methods in the study of fundamental symmetries,» *Hyperfine Interactions*, vol. 22, p. 83, 1985.
- [149] H. P. Mumm, T. E. Chupp, R. L. Cooper, K. P. Coulter, S. J. Freedman, B. K. Fujikawa, A. Garcia, G. L. Jones, J. S. Nico, A. K. Thompson, C. A. Trull, J. F. Wilkerson et F. E. Wietfeldt, «New Limit on Time-Reversal Violation in Beta Decay,» *Physical Review Letters*, vol. 107, p. 102301, 2011.
- [150] O. Naviliat-Cuncic et M. Gonzalez-Alonso, «Prospects for precision measurements in nuclear  $\beta$  decay in the LHC era,» *Annalen der Physik*, vol. 525, p. 600, 2013.
- [151] A. D. Sakharov, «Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe,» *JETP Letters*, vol. 5, p. 24, 1967.
- [152] The\_T2K\_collaboration, «Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations,» *Nature*, vol. 580, p. 339, 2020.
- [153] M. Fukugita et T. Yanagida, «Baryogenesis without Grand Unification,» *Physics letters B*, vol. 174, p. 45, 1986.
- [154] P. Herczeg et I. B. Khriplovich, «Time-reversal violation in beta decay in the standard model,» *Physical Review D*, vol. 56, p. 80, 1997.
- [155] P. Herczeg, «Beta Decay Beyond the Standard Model,» *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 46, p. 413, 2001.
- [156] P. Herczeg, «The T-Odd R and D Correlations in Beta Decay,» *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, vol. 110, p. 453, 2005.

- [157] K. K. Vos, H. W. Wilschut et R. G. E. Timmermans, «Symmetry violations in nuclear and neutron  $\beta$  decay,» *Reviews of Modern Physics*, vol. 87, p. 1483, 2015.
- [158] A. Y. Ignatiev, N. V. Krasnikov, V. A. Kuzmin et A. N. Tavkhelidze, «Universal CP-noninvariant superweak interaction and baryon asymmetry of the universe,» *Physics Letters*, vol. 76B, p. 436, 1978.
- [159] M. Yoshimura, «Unified Gauge Theories and the Baryon Number of the Universe,» *Physical Review Letters*, vol. 5, p. 281, 1978.
- [160] S. Weinberg, «Cosmological Production of Baryons,» *Physical Review Letters*, vol. 42, p. 850, 1979.
- [161] M. Gell-Mann, «Test of the Nature if the Vector Interaction in beta decay,» *Physical Review*, p. 362, 1958.
- [162] B. R. Holstein, «Tests for T Invariance in Allowed Nuclear Beta Decay,» *Physical Review C*, vol. 5, p. 1529, 1972.
- [163] S. Ando, J. A. McGovern et T. Sato, «The D coefficient in neutron beta decay in effective field theory,» *Physics Letters B*, vol. 677, p. 109, 2009.
- [164] N. Stone, «Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments,» *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 90, p. 75, 2005.
- [165] N. Severijns, M. Tandecki, T. Phalet et I. S. Towner, «Ft values of the T = 1/2 mirror  $\beta$  transitions,» *Physical Review C*, vol. 78, p. 055501, 2008.
- [166] I. D. Moore, T. Eronen, D. Gorelov, J. Hakala, A. Jokinen, A. Kankainen, V. K. a, J. Koponen, H. Penttilä, I. Pohjalainen, M. Reponen, J. Rissanen, A. Saastamoinen, S. Rinta-Antila, V. Sonnenschein et J.

Äystö, «Towards commissioning the new IGISOL-4 facility,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 317, p. 208, 2013.

- [167] H. P. Mumm, A. Garcia, L. Grout, M. Howe, L. P. Parazzoli, R. G. H. Robertson, K. M. Sundqvist, J. F. Wilkerson, S. J. Freedman, B. K. Fujikawa, L. J. Lising, M. S. Dewey, J. S. Nico, A. K. Thompson, T. E. Chupp, R. L. Cooper, K. P. Coulter et al., «emiT: An apparatus to test time reversal invariance in polarized neutron decay,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, p. 5343, 2004.
- [168] T. E. Chupp, R. L. Cooper, K. P. Coulter, S. J. Freedman, B. K. Fujikawa, A. Garcia, L. Jones, H. P. Mumm, J. S. Nico, A. K. Thompson, C. A. Trull, F. E. Wietfeldt et J. F. Wilkerson, «Search for a T-odd, P-even triple correlation in neutron decay,» *Physical Review C*, vol. 86, p. 035505, 2012.
- [169] B. Pons, communication privée.
- [170] M. Kowalska, D. T. Yordanov, K. Blaum, P. Himpe, P. Lievens, S. Mallion, R. Neugart, G. Neyens et N. Vermeulen, «Nuclear ground-state spins and magnetic moments of  $^{27}\text{Mg}$ ,  $^{29}\text{Mg}$ , and  $^{31}\text{Mg}$ ,» *Physical Review C*, vol. 77, p. 034307, 2008.
- [171] U. Köster, P. Carbonez, A. Dorsival et e. al., «(Im-)possible ISOL beams,» *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 150, p. 285, 2007.
- [172] P. Delahaye, F. Ames et A. Kellerbauer, «Study of the charge exchange process at low energy with REXTRAP,» *Nuclear Physics A*, vol. 746, p. 604, 2004.
- [173] K. Blaum, G. Audi, D. Beck, G. Bollen, P. Delahaye, S. George, C. Guénaut, F. Herfurth, A. Herlert, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, D. Lunney, M. Mukherjee, S. Schwarz, L. Schweikhard et C. Yazidjian, *Nucl. Phys. A*, vol. 752, p. 317, 2005.

- [174] P. Delahaye, B. Blank et S. Sturm, «Trap-assisted spectroscopy with REXTRAP,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 266, p. 4647, 2008.
- [175] C. Couratin, P. Velten, X. Fléchar, E. Liénard, G. Ban, A. Cassimi, P. Delahaye, D. Durand, D. Hennecart, F. Mauger, A. Méry, O. Naviliat-Cuncic, Z. Patyk, D. Rodríguez, K. Siegień-Iwaniuk et J. Thomas, «First Measurement of Pure Electron Shakeoff in the Decay of Trapped  $6\text{He}^+$  Ions,» *Physical Review Letters*, vol. 108, p. 243201, 2012.
- [176] C. Couratin, X. Fabian, B. Fabre, B. Pons, X. Fléchar, E. Liénard, G. Ban, M. Breitenfeldt, P. Delahaye, D. Durand, A. Méry, O. Naviliat-Cuncic, T. Porobic, G. Quéméner, D. Rodríguez, N. Severijns, J.-C. Thomas et a. S. V. Gorp, «Electron shakeoff following the beta+ decay of trapped  $35\text{Ar}^+$  ions,» *Physical Review A*, vol. 88, p. 041403, 2013.
- [177] X. Fabian, X. Fléchar, B. Pons, E. Liénard, G. Ban, M. Breitenfeldt, C. Couratin, P. Delahaye, D. Durand, P. Finlay, B. Guillon, Y. Lemièr, F. Mauger, A. Méry, O. N.-C. Porobic, G. Quéméner, N. Severijns et J.-C. Thomas, «Electron shakeoff following the beta+ decay of  $19\text{Ne}^+$  and  $35\text{Ar}^+$  trapped ions,» *Physical Review A*, vol. 97, p. 023402, 2018.

## 8. Annexe : CV détaillé

### Pierre Delahaye

#### Détails personnels

Né le 02/17/1975,

Nationalité: Française

Laboratoire: GANIL, CEA/DRF – CNRS/IN2P3, Bd Henri Becquerel BP 55027 – 14076 CAEN

Téléphone: +33 231 454 456 / Fax: +33 231 454 421 / email: [delahaye@ganil.fr](mailto:delahaye@ganil.fr)

#### Fonctions et responsabilités actuelles

Chargé de recherche CNRS dans la Division Physique du GANIL

Coordination scientifique du projet **Matter's Origin from RadioActivity (MORA)** 2018-...

- Nouvel instrument pour l'orientation du spin d'ions radioactifs piégés, permettant la recherche de la violation de la symétrie CP dans la désintégration  $\beta$  nucléaire
- Financements obtenus de la Région Normandie (2017, 632k€) et de l'ANR (2019, 439k€)
- Coordination de la collaboration GANIL – LPC Caen – IJCLab – JYFL – IKS Leuven – CERN ISOLDE – Manchester University

Personne de contact à l'IN2P3 pour les expériences de basse énergie sondant les interactions fondamentales 2028- ...

Coordination scientifique de la R&D faisceaux d'ions radioactifs

- Au niveau national, responsable du Master Projet IN2P3 "Ions Radioactifs" avec Fadi Ibrahim 2017-...
- Au GANIL, coordinateur scientifique de l'upgrade SPIRAL 1 2010-...

Coordination scientifique du projet **Enhanced Multi-Ionization of short Lived Isotopes for Eurisol (EMILIE)** 2012-2017

- R&D sur les techniques d'élévation de charge dans les sources de type EBIS et ECRIS, requise pour la réaccélération des faisceaux d'ions radioactifs
- Collaboration de 8 laboratoires européens, financés par l'ERA-NET NuPNET sous FP7 (350k€ distribués parmi les laboratoires): GANIL, LPSC, LPC Caen, JYFL, INFN-LNS, INFN-LNL, HIL, CSNSM

Coordination scientifique du projet **Manipulation of Ions in Traps and Ion sources for Atomic and Nuclear Spectroscopy (MITICANS)** 2018 - 2020

- "Projet International de Collaboration Scientifique" (PICS) entre la France et la Finlande
- Financement d'échanges entre JYFL et les laboratoires français du CNRS partenaires (~7k€/an)

## Carrière Scientifique

2009- : Chargé de recherche CNRS au GANIL – CEA/DRF-IRFU – CNRS/IN2P3

2005-2009: Physicien staff à ISOLDE, CERN, Genève

- Coordination de la R&D manipulation de faisceaux radioactifs à ISOLDE
  - Techniques d'élévation de charges dans les sources EBIS et ECRIS
  - Piégeage et refroidissement d'ions dans les « RFQ coolers » et pièges Penning
- Spectrométrie de masse de haute resolution des isotopes exotiques à ISOLTRAP
- Tests de l'interaction faible dans la désintégration  $\beta$  nucléaire
  - Expérience "WITCH" pour la mesure de la corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  dans la désintégration de  $^{35}\text{Ar}$
  - Mesure de précision des temps de vie des émetteurs  $0^+ \rightarrow 0^+ \beta$  à ISOLDE ( $^{38}\text{Ca}$ ) et JYFL ( $^{26}\text{Si}$ ) avec le CENBG

2003 -2005: post-doctorat à ISOLTRAP et REX-ISOLDE, ISOLDE, CERN, Genève

- Spectrométrie de masse de haute resolution des isotopes exotiques à ISOLTRAP
- R&D piégeage et refroidissement d'ions radioactifs à REX-ISOLDE
  - Refroidissement, accumulation dans un Piège Penning
  - Elévation de charge dans une source EBIS
- Préparation des faisceaux d'ions radioactifs pour leur excitation Coulombienne à REX-ISOLDE

1998-2002: Thèse de doctorat au LPC Caen, université de Caen Basse Normandie

- Titre : *Etudes et tests préliminaires à la mesure du paramètre de corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  dans la décroissance de  $^6\text{He}$*
- Directeur de thèse : Prof. O. Naviliat-Cuncic, université de Normandie
- Encadrant : Prof. G. Ban, ENSICAEN

## Encadrements de thèses

Taux d'encadrement entre parenthèses

**2019-... : N. Goyal**, *Detection of the decay of laser-oriented trapped radioactive isotopes for the MORA project* (60% - 40% Dir. F. De Oliveira)

**2017-... : B. M. Retailleau**, *Ground state properties of trapped radioactive isotopes* (70% - 30% Dir. G. De France)

**2016-2019 : Arun Tejaswee Annaluru**, *Beam optics transport and fundamental processes involving a charge breeder in the upgraded SPIRAL 1 facility* (30%-70% Dir. L. Maunoury)

**2013-2016 : P. Chauveau**, *Développement d'un spectromètre de temps de vol pour les noyaux exotiques produits par GANIL – SPIRAL 2* (70% - 30% Dir. G. De France)

**2010- 2013: C. Couratin**, *Développements techniques, de la source à la mesure, pour l'étude des corrélations  $\beta$ - $\nu$  dans les décroissances miroirs de noyaux exotiques* (30%-70% Dir. E. Liénard)

**2006-2009: M. Marie-Jeanne**, *Investigation des performances d'un élévateur de l'état de charge par ECR à ISOLDE : une étude du scénario  $1+ n+$  pour les installations ISOL de la prochaine génération* (95% - 5% Dir. Ana Lacoste)

## Publications

**128 publications, voir liste complète sur <https://orcid.org/0000-0002-8851-7826>**

- 59 articles réguliers dans des journaux internationaux avec comité de lecture
- 56 actes de conférence dans des journaux internationaux avec comité de lecture
- 13 autres actes de conférences dans des journaux internationaux

Relecteur pour EPJ A, International Journal of Mass Spectrometry , Review of Scientific Instruments, Physical Review Accelerators and Beams

## Invitations à des conférences internationales

18th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Related Topics (EMIS 2018), CERN, Genève, Switzerland: “New exotic beams from the SPIRAL 1 upgrade”, premier orateur de la conférence

14<sup>th</sup> international conference on Heavy Ion Accelerator Technologies (HIAT 2018) Lanzhou, China: “Trends and challenges in Radioactive Ion Beam processes”

Third international conference on Advances in Radioactive Isotope Science (ARIS 2017) Keystone, Colorado: "Charge breeding techniques for European facilities"

XIIth Rencontres du Vietnam, High Sensitivity Experiments Beyond the Standard Model, 2016, Qui Nhon : “D correlation measurement in nuclear  $\beta$  decay: In trap laser polarization of radioactive ion beams using LPCTrap”

European Physical Society Divisional Conference: Towards EURISOL Distributed Facility, 2016 (Leuven, Belgium): “Selective production and purification techniques for EURISOL DF.”

12th International Symposium on Electron Beam Ion Sources and Traps (EBIST'14), MSU, East Lansing, US: “Study of advanced techniques of charge breeding for EURISOL : the EMILIE project”

18th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Related Topics (EMIS 2018), Matsue, Japan: “ECRIS and EBIS charge state breeders : present performances, future potentials”

European Radioactive Ion Beam Conference 2012 (EURORIB'12), Padova, Italy : “Charge breeding of radioactive ion beams: status and perspectives”

## **Invitations à des écoles**

2017 : MEDICIS –PROMED school: « specialized training on Radioactive Ion Beam production techniques », Leuven, La Foresta, 2017/09/05 – 07: « Radioactive ion beam manipulation techniques ».

2008 : Ecole Joliot Curie « Physique nucléaire expérimentale ». 22-27 Sept. 2008, Seignosse: « Pièges à ions ».

## **Invitations à des revues internationales**

ARIEL target and ion source review and workshop, TRIUMF, Vancouver, Canada, 2017. Revue de projet et workshop international associé. Chairman de la revue.

ARIEL Electron Target Station East Conceptual Design, TRIUMF, Vancouver, Canada, 2016. Revue internationale. Chairman de la revue.

RISP (RAON) project review, Daejeon, Korea, 2016. Revue Internationale. Membre de la revue.

Review of the design of the future EBIS source for ARIEL/TRIUMF « CANREB EBIS », MPIK Heidelberg, Germany, 2015. Revue internationale. Chairman de la revue.

RISP (RAON) project review, Daejeon, Korea, 2014. Revue Internationale. Membre de la revue.