Etudes et conception d'un refroidisseur radiofréquence à gaz-tampon pour des faisceaux de hautes intensités

F. Duval

▶ **To cite this version:**

F. Duval. Etudes et conception d'un refroidisseur radiofréquence à gaz-tampon pour des faisceaux de hautes intensités. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2009. Français. NNT : . tel-00435557v2

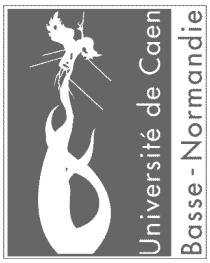
HAL Id: tel-00435557

https://theses.hal.science/tel-00435557v2

Submitted on 26 Mar 2010

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.



Université de CAEN/BASSE NORMANDIE

U.F.R. de SCIENCES

ECOLE DOCTORALE 181 : SIMEM

THESE

présentée par

M. Florian Duval

et soutenue

le 16 Novembre 2009

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN
Spécialité : Constituants élémentaires et Physique théorique

(Arrêté du 7 août 2006)

Etudes et conception d'un refroidisseur radiofréquence pour des faisceaux radioactifs de haute intensité.

…

MEMBRES du JURY

M. Bertram Blank, Directeur de recherche CNRS, CENBG, Bordeaux, France ***(rapporteur)***
M. Jean-Marie De Conto, Professeur, LPSC, Grenoble, France ***(rapporteur)***
M. Pierre Delahaye, Chargé de recherche CNRS, GANIL, Caen, France
M. Marek Lewitowicz, Directeur de recherche CNRS, GANIL, Caen, France
M. David Lunney, Directeur de recherche CNRS, CSNSM, Orsay, France
M. Gilles Ban, Professeur, ENSICAEN, Caen, France ***(directeur de thèse)***

Sommaire

Introduction 9

1 - Contexte scientifique - Motivations 13

1-1 Les faisceaux de Spiral2@Ganil 13

1-2 Les contraintes en termes de qualité de faisceaux – Apport de SHIRaC à l'installation DESIR. 19

1-3 L'état de l'art des refroidisseurs RF 25

1-4 Synthèse 29

2 – Le refroidisseur radiofréquence à gaz-tampon et son application aux faisceaux de hautes intensités 31

2-1 Le champ quadripôlaire 31

2-2 Le mouvement des ions – les paramètres de Mathieu 33

2-3 Refroidissement des ions par l'interaction ions-gaz 37

2-3-1 Lien entre la dispersion en énergie transverse et la température 37

2-3-2 Les mécanismes d'interactions ion-atome 40

2-3-3 L'amortissement du mouvement radial 42

2-3-4 Le potentiel de collision ion-atome dit « le potentiel réaliste » 44

2-4 La charge d'espace 47

2-3-1 Le champ de charge d'espace 47

2-3-2 La limite de confinement 48

2-3-3 L'effet de la charge d'espace sur les équations de Mathieu 50

2-3-4 L'effet de la charge d'espace sur le refroidissement 51

2-3-5 L'effet de la charge d'espace sur l'émittance du faisceau extrait 54

2-5 Le champs axial 56

2-6 La simulation du dispositif 56

2-7 Synthèse 61

3 – Le prototype SHIRaC-Phase1 63

3-1 Description et développement mécanique de SHIRaC-Phase1 63

3-2 Description et développement électronique de SHIRaC-Phase1 68

3-3 Banc de test du dispositif 74

3-4 Etude des décharges électriques 76

3-4-1 Fondamentaux 76

3-4-2 Le dispositif expérimental 77

3-4-3 Résultats expérimentaux 79

3-4-4 Conclusions de ces études 83

3-5 Etudes expérimentales 83

3-5-1 Etudes en transmission 83

3-5-2 Etudes de la dispersion énergétique longitudinale 87

3-5-3 Etudes de la réduction de l'émittance 90

3-5-4 Bilan - Conclusion 92

3-6 Synthèse 93

4 – Le prototype SHIRaC-Phase2 95

4-1 Définition du prototype SHIRaC-Phase2 95

4-1-1 L'injection 95

4-1-2 Le quadripôle 100

4-1-3 L'extraction 102

4-2 Réalisation technique de SHIRaC-Phase2 104

4-2-1 La réalisation mécanique 104

4-2-2 Le système de vide 106

4-2-3 Le développement électronique 113

4-3 Synthèse 115

Conclusions - Perspectives 117

Abréviations

CARIBU	CAlifornium Rare Ion Breeder Upgrade
CENBG	Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan
CERN	Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire
COLETTE	COoLing for EmiTTance Elimination
DESIR	Désintégration, Excitation et Stockage d'Ions Radioactifs.
GANIL	Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
HRIBF	Holifield Radioactive Ion Beam Facility
HRS	High Resolution Separator
IGISOL	Ion Guide Isotope Separator On-Line
ISCOOL	Isolde COOLer
ISOL	Isotope Separator On-Line
ISOLTrap	ISOLde TRAP experiment
JYFL	Jyväskylä Yliopisto Fysiikan Laitos
LEBIT	Low-Energy Beam and Ion Trap
MAFF	Munich Accelerator For Fission Fragments
MISTRAL	Mass measurement at Isolde with a Transmission Radiofrequency spectrometer on-Line
MOT	Magneto-Optical Trap
MSU	Michigan State University
NSCL	National Superconducting Cyclotron Laboratory
ORNL	Oak Ridge National Laboratory
RFQ	RadioFrequency Quadrupole
RFQCB	RadioFrequency Quadrupole Cooler and Buncher
SHIRaC	Spiral2 High Intensity Radiofrequency Cooler
SPIG	*SextuPole* Ion Guide
Spiral	Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne
Triumf	TRI-University Meson Facility
TRIμP	Trapped Radioactive Isotopes: Micro-Laboratories for fundamental Physics

Remerciements.

Comme toute thèse qui se respecte, l'heure est venue de rédiger les remerciements comme il se doit.

Je tiens à remercier Bertram Blank et Jean-Marie de Conto d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, de l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux et des précieux commentaires qu'ils ont fait. De chaleureux remerciements aussi à Dave Lunney qui a initié cet ambitieux projet avec Bob Moore et Omar Gianfrancesco (que je remercie aussi). De même, merci à Marek Lewitowicz d'avoir accepté de faire partie de ce jury. Enfin, merci à Pierre Delahaye pour ses remarques pertinentes sur ces travaux (ainsi que pour m'avoir donné la possibilité de travailler sur ISCOOL).

Je remercie Jean-Claude Steckmeyer, directeur du laboratoire, de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. J'en profite pour remercier tout ceux qui font tout bien fonctionner : Michelle de Claverie, Aurélie Gontier, Evelyne Goutodier, Lydie Lancien et Catherine Mahia.

Si l'accomplissement d'un tel travail est compliqué, il serait impossible sans l'apport des services techniques tant au CSNSM-Orsay qu'au LPC-Caen. On ne saurait assez mettre en valeurs les qualités des techniciens et des ingénieurs dans la réalisation et le développement d'un tel dispositif. Puisqu'il n'est pas possible de faire un deuxième tome à cette thèse pour décrire les contributions de chacun, je me limiterai donc à énumérer les noms : Fréderic Boumard, Joël Bregeault, Régis Buisson, Jean-François Cam, Hugues de Preaumont, Philippe Desrues, Yvan Merrer, Hervé Plard, Christophe Vandamme… Il s'agit d'une liste non exhaustive car beaucoup d'autres membres des services techniques ont plus ponctuellement travaillé sur SHIRaC comme Olivier Guesnon, Yoann Lebassard ou encore Jérôme Langlois.

De même, un grand merci à Stéphane Cabaret qui était chargé de travailler sur SHIRaC à Orsay et à Marco Di Giacomo dont les connaissances en radiofréquence nous ont été d'une aide précieuse pour les développements de l'électronique. Bon courage à Teresa Kurtukian-Nieto pour la conception de l'HRS.

En plus de ces personnes avec qui j'ai travaillé, je tiens à mentionner certaines autres pour les bons moments que nous avons pu partager tant au labo qu'en dehors. Donc, un grand merci à Sandro Barlini et Benjamin Braunn. Une mention spéciale à Damien Mercier dont les capacités à expertiser les boites de nuit, préparer des étranges mélanges d'alcools forts et réconforter les âmes (féminines) en peine n'ont d'égales que sa capacité à assurer le SAV et couvrir les frasques nocturnes d'un certain Jeremy B.

Cependant, ces trois années ne se sont pas limitées à rester enfermé dans le laboratoire face à SHIRaC et au refroidissement de faisceaux de haute intensité. Je remercie donc ma famille pour leur soutien, mon cher Thibaut, ma petite Nolwenn (6 ans), Charline, Fanny K., Claire (Bonne chance pour ton M2), Fanny L. (♥♥♥), le personnel du Vesuvio (Tony, Nasser, Morgan) et son livreur de vin rouge, …

Enfin, il m'est impossible de conclure ces remerciements sans avoir une pensée pour Jean-Marc Gautier qui a activement contribué à ce projet et qui nous a brutalement quittés en Octobre 2008.

Introduction.

Le travail effectué au cours de cette thèse consiste en la réalisation d'un refroidisseur radiofréquence à gaz-tampon pour des faisceaux de haute intensité. Ce développement technique s'est fait au sein d'une collaboration entre le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen (LPC-Caen), le Centre de Spectroscopie Nucléaire et de Spectroscopie de Masse d'Orsay (CSNSM-Orsay) et l'université de McGill (Canada).

Ce projet s'inscrit dans le cadre des nouvelles installations de Physique Nucléaire comme Spiral2 ou Fair. En effet, les connaissances actuelles sur la structure nucléaire ont pendant longtemps été basées sur l'étude des noyaux stables. L'extension à des systèmes exotiques requiert de grandes quantités de données qui nécessitent de repousser les limites de la production, de séparation et de manipulation des faisceaux d'ions radioactifs.

Ainsi, à côté de la prochaine extension du GANIL, le projet DESIR (pour « *Désintégration, Excitation et Stockage d'Ions Radioactifs* ») sera une installation dans laquelle des faisceaux de quelques dizaines de keV seront utilisés pour des études de structure nucléaire (les mesures de masses atomiques, les expériences de spectroscopie laser, …) et de décroissance β [LoI06].

Cependant, l'augmentation des intensités produites induira immanquablement une hausse de la contamination. Compte-tenu de la faible production de certains ions, cette pollution est susceptible de recouvrir la statistique de l'espèce d'intérêt. Il est par conséquent nécessaire d'effectuer une séparation, de préférence, au niveau isobarique.

La solution envisagée est l'utilisation d'un séparateur haute résolution. Il faut malgré tout atteindre une résolution en masse assez élevée pour séparer les isobares ($\frac{m}{\Delta m} \approx 10^4$) tout en conciliant une transmission idéalement proche de 100%. Dans ces conditions, il est nécessaire de réduire l'émittance du faisceau à l'entrée de plusieurs dizaines de π.mm.mrad à une valeur inférieure à 3 π.mm.mrad [Dav08].

L'objectif de cette thèse est d'obtenir cette qualité de faisceau. Dans ce but, nous avons développé SHIRaC pour *« Spiral2 High Intensity Radiofrequency Cooler »* que nous allons présenter dans ce manuscrit. SHIRaC est un refroidisseur de faisceaux à gaz tampon basé sur une technologie très répandue dans les installations de Physique Nucléaire.

Le principe général du dispositif peut être décomposé en trois grandes étapes (Fig. 1).

La première est **l'injection**. Il s'agit de décélérer les ions de 60 keV à environ 100 eV grâce à un potentiel électrostatique appliqué sur l'ensemble du dispositif puis de les injecter dans le quadripôle.

Le quadripôle constitue la seconde partie. Dans cette structure, les ions sont confinés à l'aide de deux potentiels radiofréquences en opposition de phase. Un gaz léger, typiquement de l'hélium, y est injecte et les ions perdront de l'énergie à chaque collision sur les atomes ce qui correspond au refroidissement. Cela se caractérise par un amortissement du mouvement radial des ions. Enfin, les ions sont guidés au travers du dispositif à l'aide d'un champ longitudinal continu.

L'extraction conclut le fonctionnement. Les ions sont alors réaccélérés à l'énergie correspondant à la haute tension.

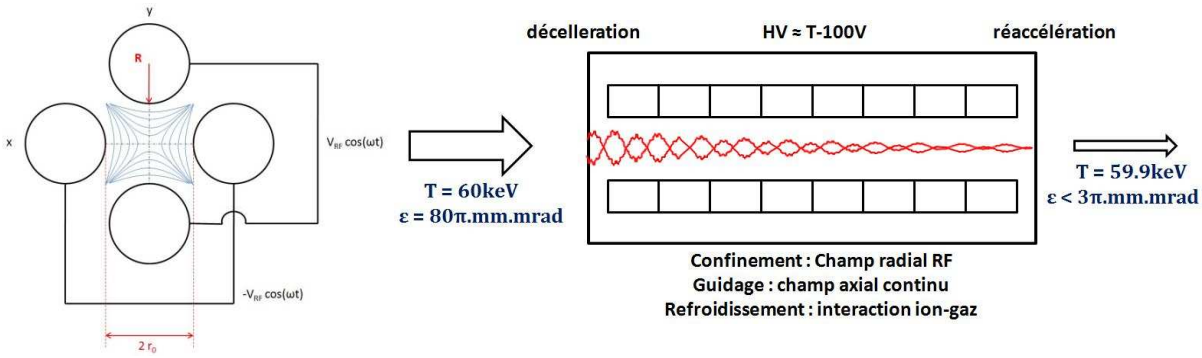


Figure 1 : Schéma de principe d'un refroidisseur de faisceaux. A gauche, l'application des potentiels RF permettant le confinement. A droite est décrit le mode opératoire : le faisceau est ralenti à 100 eV par la haute tension appliquée sur l'ensemble du dispositif, est refroidi dans le quadripôle puis est extrait et réaccéléré.

Dans un premier temps, nous verrons les deux installations pour lesquelles ce refroidisseur est destiné : Spiral2, la nouvelle extension du Ganil et la future installation basse énergie DESIR. Ce sont elles qui nous imposeront leurs conditions de fonctionnement et leurs exigences concernant la qualité des faisceaux à fournir. Nous présenterons l'état de l'art des refroidisseurs existants afin de mettre en perspective les originalités de notre projet.

La principale spécificité de notre projet concerne les intensités de faisceaux à refroidir. En effet, la technologie actuelle n'excède pas des courants de 100 nA quand les faisceaux de Spiral2 pourront atteindre des intensités de l'ordre du microampère. Concrètement, cela se manifeste par une répulsion coulombienne plus importante entre les ions ce que nous appelons la charge d'espace. Pour contrer cette dernière, il faut faire appel à des champs de confinement élevés dont l'obtention passe par une structure à faible rayon interne (r_0 ~ 3 à 5 mm) et de grandes amplitudes RF (V_{RF} ~ 10 kV_{pp}) qu'il faudra produire.

Le premier chapitre de cette thèse introduit le contexte et les motivations scientifiques de ce projet. Nous exposerons en détail les raisons et l'origine des contraintes appliquées à SHIRaC par Spiral2 et par le séparateur de DESIR. Nous passerons en revue les refroidisseurs existants pour mieux situer notre projet et ses spécificités.

Le deuxième chapitre décrit le principe de fonctionnement d'un refroidisseur de faisceaux. Dans cette partie, nous détaillerons tout le formalisme et les règles qui gouvernent ces instruments. Les méthodes de simulation utilisées pour ces travaux seront aussi exposées.

Un soin particulier sera apporté à l'étude de la charge d'espace. Ce phénomène devenant prédominant dans notre projet, il s'agira de nous intéresser à ses effets. Cela concerne entre autre, les intensités de faisceaux que peut confiner le quadripôle ou l'impact de la répulsion coulombienne sur le refroidissement des ions.

Le troisième chapitre expose les travaux accomplis sur un premier prototype, SHIRaC-Phase 1, construit au CSNSM-Orsay et déplacé fin 2007 au LPC-Caen. La description des aspects mécaniques et électroniques ainsi que leur développement seront au cœur de ce chapitre. Le principal effort en terme de R&D s'est porté sur le développement d'un système RF permettant de produire des amplitudes de quelques 1000 V_{pp} à des fréquences de plusieurs MHz à une puissance de 300 W. Compte-tenu de nos conditions de fonctionnement, le phénomène de décharges électriques peut intervenir et sera donc abordé. Nous finirons par l'étude expérimentale du refroidisseur pendant laquelle nous vérifierons que ce dispositif est capable de remplir les exigences du cahier des charges.

Le chapitre quatre présente les études et la conception d'un second prototype, SHIRaC-Phase 2, adapté aux exigences de Spiral2. Seront abordés les calculs de l'injection, du quadripôle et de l'extraction effectués à l'aide du logiciel Simion et de notre simulation Monte-Carlo. Une fois les

grandeurs caractéristiques définies, nous nous intéresserons aux développements techniques comprenant la mécanique, le système de vide et l'électronique.

1 – Contexte scientifique – Motivations.

Cette partie sera consacrée au cadre de cette thèse. Nous voulons refroidir des faisceaux ayant une intensité de l'ordre du microampère ce qui accroitra la répulsion coulombienne entre les ions au sein du quadripôle. Ceci est un phénomène qui prendra une place très importante dans ce projet, plus que dans la technologie actuelle.

1 – Les faisceaux de Spiral2@Ganil.

Pour obtenir des faisceaux radioactifs de haute intensité, la production dans Spiral2 reposera principalement sur la méthode ISOL (*« Isotopes Separator On Line »*). Les ions seront obtenus par le bombardement d'un convertisseur, soit par des faisceaux de deutérons $^{2}_{1}H^{+}$ de 40 MeV (jusqu'à 5 mA), soit par des ions lourds de 14 MeV/u (jusqu'à 1 mA) et induire une production d'ions radioactifs dans une cible de carbure d'uranium UC_x. Une description exhaustive et l'état de ce projet sont disponibles dans [Spiral2] et [Ganil]. La figure 2 présente la partie production de Spiral2.

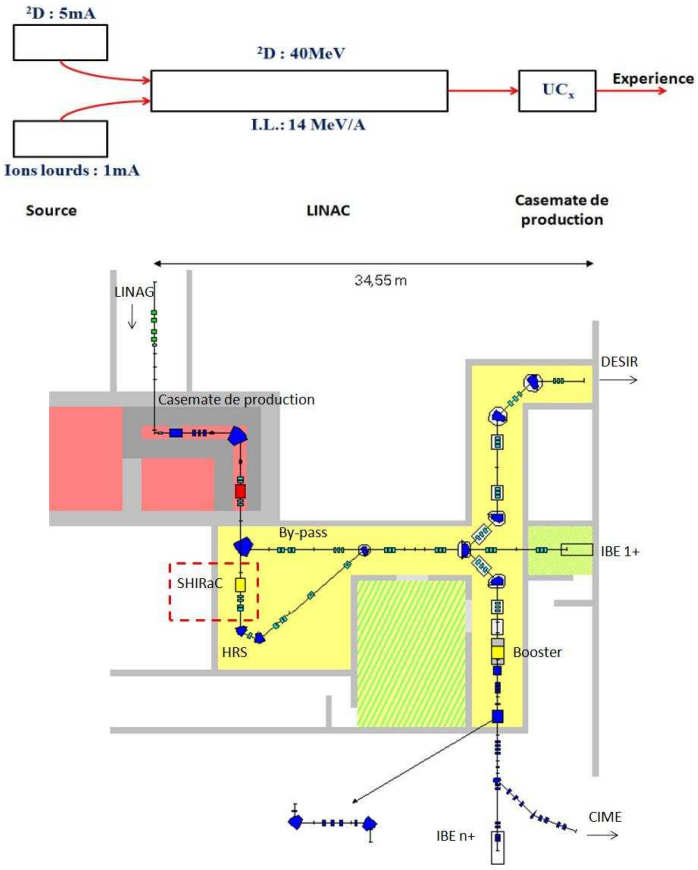


Figure 2 : En haut, schéma de principe de Spiral2 : un faisceau de deutons ou d'ions lourds accélérés par un LINAC interagit dans un convertisseur et induit la production d'ions radioactifs. En bas, intégration de SHIRaC : SHIRaC interviendra dans la purification du faisceau et se situe donc entre la source (zone rouge) et les installations de Physique Nucléaire.

Le schéma du bas montre l'ensemble de Spiral2. Si nous nous concentrons sur la partie dans laquelle est implanté SHIRaC, nous voyons que les ions produits peuvent être envoyés vers les salles d'expériences soit directement par un « by-pass », soit par l'ensemble SHIRaC + HRS afin de fournir un faisceau ne contenant idéalement que l'espèce d'intérêt.

L'installation Spiral2 imposera ses conditions de fonctionnement concernant les faisceaux que devra refroidir SHIRaC :

- Une intensité maximale de faisceau du microampère contre des courants de l'ordre de 10 nA actuellement.
- Un domaine en masse compris entre 10 UMA et 250 UMA.
- Une émittance non normalisée de plusieurs dizaines de π.mm.mrad à 60 keV.

L'objectif de Spiral2 est d'obtenir des noyaux radioactifs en plus grande quantité. Cela implique d'avoir à traiter **des intensités de faisceaux** plus importantes. A titre d'exemple, la figure 3 montre la production des isotopes du krypton dans les installations actuelles et futures. Si on considère les productions actuelles (Spiral1, GSI, REX-Isolde), on note que celles de Spiral2 seront supérieures de deux à trois ordres de grandeur.

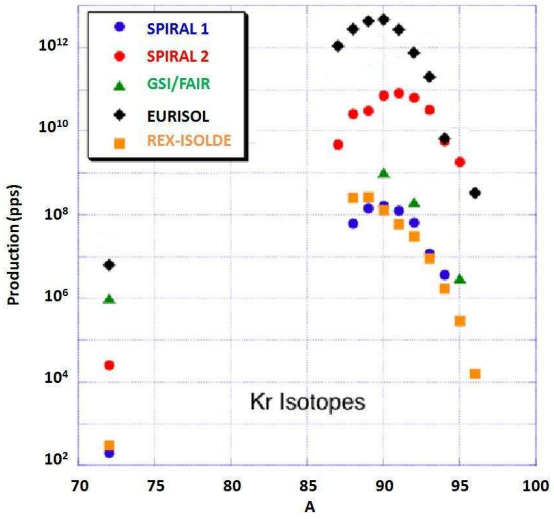


Figure 3 : Comparaison de la production des isotopes du krypton dans les installations actuelles et l'intensité prévue pour Spiral2[Ganil].

Le nombre d'ions augmentant, cela aura pour effet d'accroître la répulsion coulombienne au sein du faisceau. De plus, l'augmentation de la production des ions d'intérêt s'accompagne inévitablement d'une plus grande contamination qui augmente encore l'intensité.

La première conséquence est que « la charge d'espace », c'est-à-dire la répulsion coulombienne entre les ions, est beaucoup plus importante par rapport à la technologie actuelle.

Comme nous le verrons par la suite, la manipulation de hautes intensités nécessite un fort champ de confinement. Ce dernier dépend de l'amplitude V_{RF} du potentiel et du rayon interne r_0 du quadripôle tel que :

$$E_{RF} \propto \frac{V_{RF}}{r_0} \qquad \text{(eq. 1-1)}$$

Les quadripôles existants peuvent traiter des courants de l'ordre de quelques 10nA avec des champs radiofréquences de l'ordre de 10 V/mm tandis qu'il faudra atteindre des valeurs de l'ordre de 1000 V/mm pour des intensités de l'ordre du µA. Cela nous imposera donc l'usage d'une amplitude

élevée et d'un rayon interne faible. De plus, dans un milieu rempli de gaz à basse pression (entre *0.01* à *0.1 mbar*), la proximité des électrodes et le potentiel utilisé peuvent poser des problèmes de décharges électriques.

En résumé, l'intensité est donc un paramètre qui influencera sur l'amplitude du potentiel RF, le rayon interne du quadripôle et l'état de surface des électrodes.

Comme l'illustre la figure 4, le second aspect à aborder concerne **l'étendue des masses** que le RFQ doit refroidir. De par la variété des méthodes de production, Spiral2 sera capable de produire un large éventail d'ions radioactifs. SHIRaC doit donc être capable de les manipuler pour les expériences ayant lieu dans DESIR, des plus légers [TITAN, mesure de la masse du ^{11}Li, Smi08] aux plus lourds [Isoltrap, mesure de la masse des noyaux autour du ^{208}Pb, Web08].

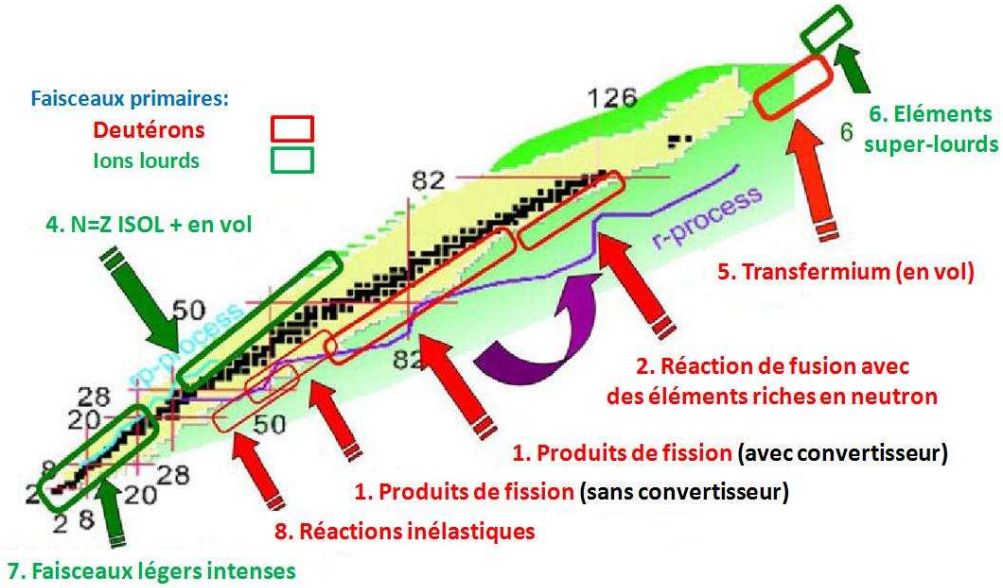


Figure 4 : Carte des éléments produits et méthodes de production à Spiral2 [Ganil]

Nous verrons au chapitre suivant que la stabilité des ions dans le quadripôle est gouvernée par les paramètres de Mathieu *q* qui doivent être maintenus entre 0 et 0.908 dans le cas de SHIRaC :

$$q = \frac{2.e.V_{RF,pp}}{m.r_0^2.\omega_{RF}^2} \qquad \text{(eq. 1-2)}$$

Avec :

- $V_{RF,pp}$, l'amplitude du potentiel RF.
- m, la masse de l'ion.
- r_0, le rayon interne du quadripôle.
- $\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$, la pulsation du potentiel RF.

Considérant que les ions sont monochargés, la géométrie figée et l'amplitude radiofréquence à sa valeur maximale, la masse influera sur la fréquence RF qui est le dernier paramètre libre. Si on considère une structure avec un rayon interne de 3 mm et une amplitude RF de 3000 V_{pp}, nous aurons besoin d'une fréquence de 18 MHz pour un ion de 10 UMA et de 4 MHz pour 200 UMA. Une telle étendue en fréquence aura un impact sur le développement de l'électronique de puissance.

Le dernier point concerne **l'émittance du faisceau** en entrée de SHIRaC *($\varepsilon \approx 80\ \pi$.mm.mrad)* et l'acceptance du dispositif. Elle caractérise la qualité d'un faisceau et reflète une prise en compte globale de la dynamique des ions.

Cette notion d'émittance est d'une très grande importance car l'objectif est de la réduire à des valeurs inférieures à 3 π.mm.mrad. Nous verrons ce point dans la partie consacrée aux contraintes apportées par DESIR.

Si, pour toutes les particules de l'ensemble dont la densité est $\rho(x,y)$, on considère leur position (x, y, z) et leur impulsion (p_x, p_y, p_z), l'émittance transverse sera définie par l'hypervolume :

$$\varepsilon = \int_V \rho(x,y)dx\ dp_x\ dy\ dp_y\ dz\ dp_z \qquad \text{(eq. 1-3)}$$

D'après le théorème de Liouville, « *sous l'action de forces conservatives, le mouvement d'un groupe de particules est tel que la densité locale des points représentatifs dans l'espace des phases demeure constante* ». En d'autres termes, si ces particules ne sont soumises qu'à des forces conservatives, l'émittance est conservée à énergie constante. A l'inverse, les forces non conservatives provenant des phénomènes comme l'interaction ion-gaz ou la charge d'espace peuvent la modifier.

Il est possible de considérer que l'émittance dans une dimension peut être décorrélée de celle dans les deux autres. On prendra les émittances transversales ε_x et ε_y et l'émittance longitudinale ε_z telles que :

$$\varepsilon_u = \int_u du\ dp_u \qquad \text{avec } u = x, y, z \qquad \text{(eq. 1-4)}$$

L'émittance longitudinale se réfère à la structure temporelle Δt et à la dispersion énergétique longitudinale ΔE des paquets d'ions. Celle-ci est utile lorsque le refroidisseur sert à accumuler les ions ce qui ne sera pas le cas de SHIRaC.

L'émittance transversale reflétera la dispersion des ions dans le plan normal à l'axe du faisceau. On distinguera alors deux représentations de l'émittance.

Une première dite normalisée est représentée dans la plan (u, p_u) tenant compte des dispersions en position et en vitesse transverses. Dans cette représentation, l'émittance s'exprime en mm^2/s.

L'émittance dite non normalisée est une représentation dans le plan (u,u') et considère la dispersion angulaire en lieu et place de la dispersion en vitesse suivant l'équation (1-5) pour des petits angles :

$$u'_{(mrad)} \approx \frac{v_u}{v_l} \qquad \text{(eq. 1-5)}$$

Avec :

- v_u, la vitesse suivant la direction u
- v_l, la vitesse longitudinale

Dans cette dernière représentation, on parlera d'espace des traces en lieu et place de l'espace des phases.

La principale différence entre ces deux définitions sera que la valeur de l'émittance normalisée sera indépendante de la vitesse longitudinale du faisceau tandis que l'on aura pour l'émittance non normalisée :

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 . \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \qquad \text{(eq. 1-6)}$$

Avec ε_1 et ε_2 respectivement les émittances aux énergies T_1 et T_2.

Il existe une autre définition de l'émittance dite généralisée ou rms. Dans le diagramme d'espace des traces (u,u'), l'équation de l'ellipse est donnée par l'équation suivante :

$$\varepsilon_{rms} = \gamma u^2 + 2\alpha u' u + \beta u'^2 \qquad \text{(eq. 1-7)}$$

où A, B et C sont les paramètres de Twiss définis par :

$$\alpha = -\frac{< uu' >}{\varepsilon_{rms}} \qquad \text{(eq. 1-8)}$$

$$\beta = \frac{< u'^2 >}{\varepsilon_{rms}} \qquad \text{(eq. 1-9)}$$

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1 \qquad \text{(eq. 1-10)}$$

La relation entre l'aire de cette ellipse et l'emittance correspond à :

$$\varepsilon_{rms} = \frac{aire\ de\ l'ellipse}{\pi} \qquad \text{(eq. 1-11)}$$

Il existe un lien entre les valeurs « critiques » de l'ellipse et ces paramètres de Twiss. Ainsi, si on se réfère à la figure 5, on a :

$$u_{max} = \sqrt{\varepsilon\,\beta} \qquad \text{(eq. 1-12)}$$

$$u_{int} = \sqrt{\varepsilon/\gamma} \qquad \text{(eq. 1-13)}$$

$$u'_{max} = \sqrt{\varepsilon\,\gamma} \qquad \text{(eq. 1-14)}$$

$$u'_{int} = \sqrt{\varepsilon/\beta} \qquad \text{(eq. 1-15)}$$

La forme d'un diagramme est celle d'une ellipse (Fig. 5) dont l'aire correspond à l'émittance du faisceau. Les forces conservatives pourront déformer cette ellipse mais son aire sera inchangée.

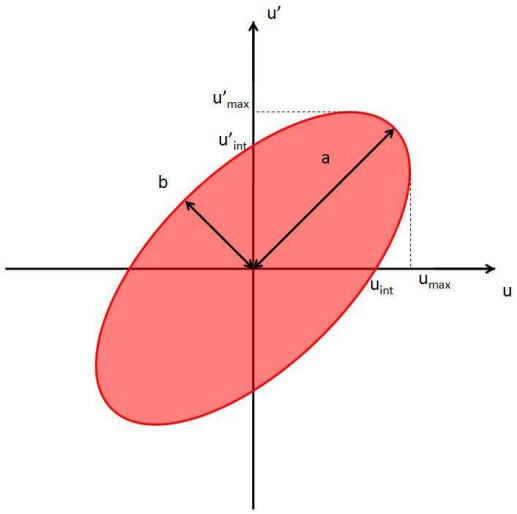


Figure 5 : Calcul de l'émittance – Les différentes relations sont présentées par les relations (1-16).

Sur la figure 5, nous avons répertorié les différentes valeurs pouvant nous permettre de calculer cette émittance :

- Soient *a* et *b* respectivement le grand axe et le petit axe de l'ellipse.
- Soient u_{int} et u'_{int}, les valeurs aux intersections entre l'ellipse et les axes.
- Soient u_{max} et u'_{max}, les valeurs maximales de la position et de la divergence.

A partir de ces grandeurs, l'aire de l'ellipse et donc l'émittance équivaut à :

$$\begin{cases} \varepsilon_{(\pi.mm.mrad)} = a * b \\ \varepsilon_{(\pi.mm.mrad)} = u_{int} * u'_{max} \\ \varepsilon_{(\pi.mm.mrad)} = u_{max} * u'_{int} \end{cases} \quad \text{(eq. 1-16)}$$

En fonction de l'orientation de l'ellipse (Fig. 6), on peut distinguer :

- Un faisceau divergent pour lequel les ions s'éloignent de l'axe.
- Un faisceau convergent lorsque les particules se rapprochent de l'axe.
- Un faisceau focalisé où les trajectoires se croisent en un point de l'axe.

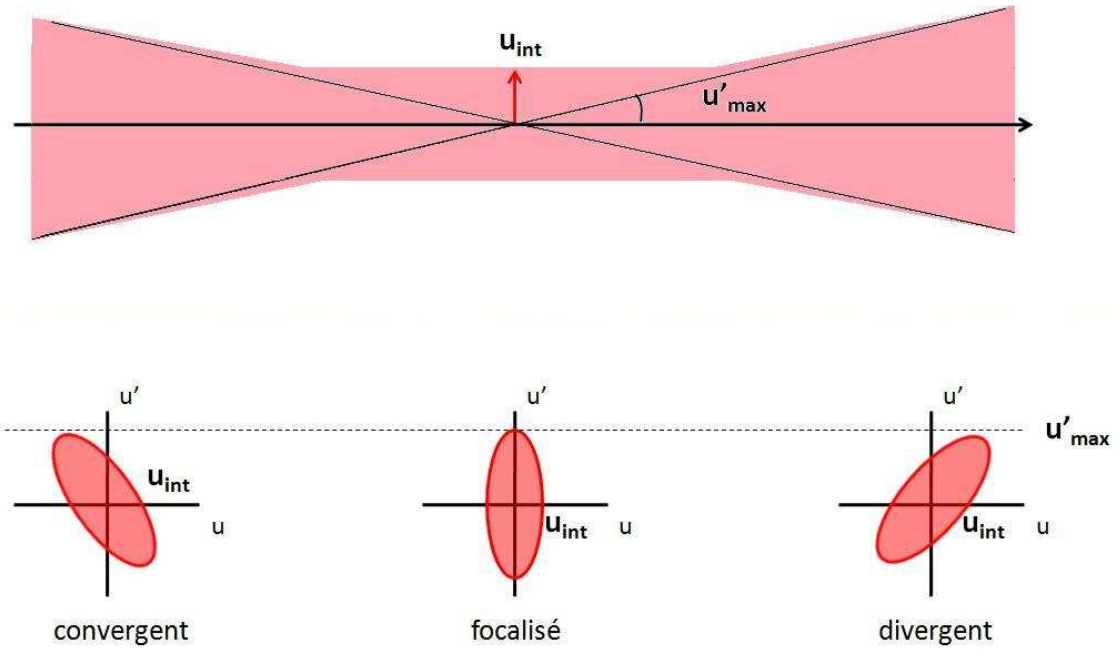


Figure 6 : Les différentes orientations du diagramme d'émittance d'un faisceau dans le diagramme d'espace des phases.

L'émittance caractérise la dimension transversale et la divergence et, donc, la place qu'il occupe dans l'espace des phases. Par conséquent, pour avoir une bonne efficacité d'injection, il faut que SHIRaC soit susceptible de le recevoir : on parle alors d'acceptance. Cette notion peut être définie comme l'émittance maximale que peut traiter le refroidisseur. Celle-ci dépendra du dispositif lui–même comme ses optiques d'injection (taille des orifices, …) mais aussi des éléments de faisceaux placés en amont ou encore de la phase du potentiel RF. Pour que la transmission soit optimale, il est absolument nécessaire que ces deux grandeurs coïncident (Fig. 7).

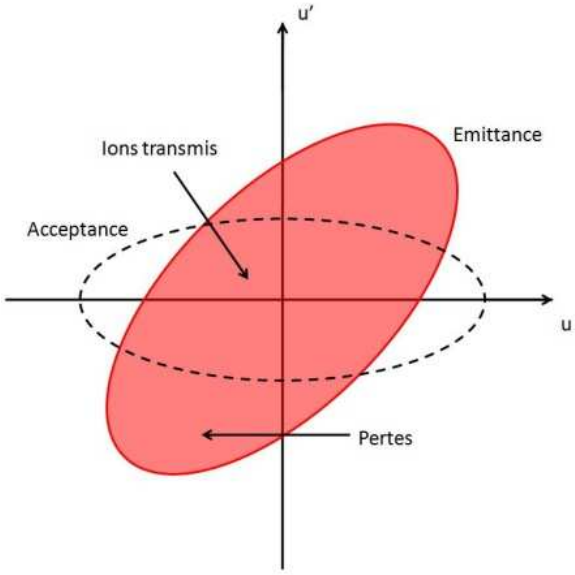


Figure 7 : Comparaison entre l'émittance du faisceau et l'acceptance de l'appareil.

Lors de ces travaux, nous verrons qu'un des paramètres critiques agissant sur l'acceptance est le rayon interne du quadripôle. Il s'agira donc de trouver le bon compromis entre un rayon assez faible pour l'obtention d'un champ élevé mais suffisamment grand pour garantir une acceptance convenable.

Nous prendrons comme valeur de référence, une émittance de 80 π.mm.mrad. Celle-ci est la valeur servant aux dimensionnements des faisceaux du Ganil et de Spiral [Var05].

2 - Les contraintes en termes de qualité de faisceaux – Apport de SHIRaC à l'installation DESIR.

L'installation DESIR (Fig. 8) pour *« Désintégration, Excitation et Stockage d'Ions Radioactifs »* est une installation basse énergie utilisant des faisceaux de quelques 10keV et à laquelle est destinée SHIRaC. Une description exhaustive est donnée par [LoI06], [Bla08] et [Desir].

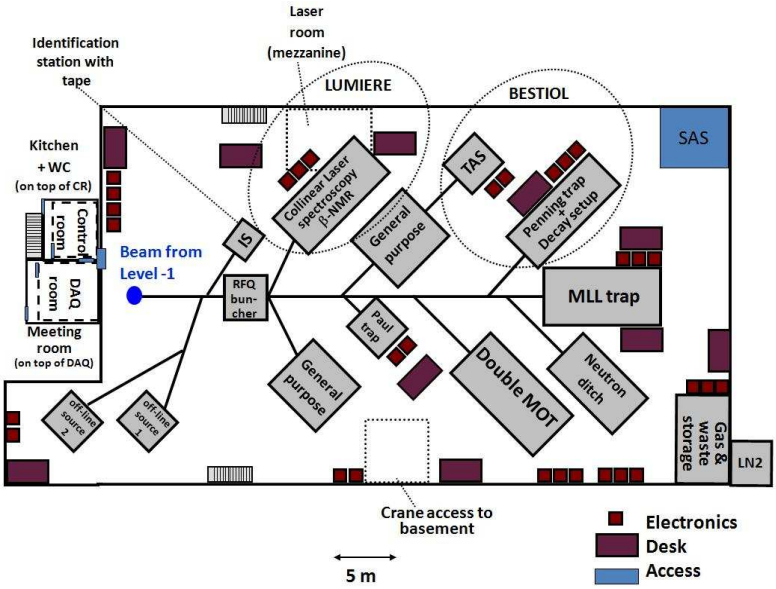


Figure 8 : Schéma d'implantation de DESIR au 27-01-2009 [Bla09].

Les objectifs de cette installation sont de mener des études en structure nucléaire comme les mesures de masses [Lun03] et, dans une moindre mesure, la recherche de Physique au-delà du Modèle Standard [Sev06]. Sur la figure 8, nous avons le MLLTrap pour les mesures de masses, LUMIERE pour la spectroscopie laser, BESTIOL et le LPCTrap (Paul trap) pour les études de désintégration β, …

La problématique dans laquelle s'insère SHIRaC s'articule autour de la contamination isobarique. Elle est un problème pour bon nombre d'expériences dans ce type d'installation [Kos01] [Lun01][Bar03] [Bla03][Piq03] car elle introduit généralement des sources de bruit de fond comme par exemple les événements issues de la désintégration des polluants.

Un exemple des effets engendrés par la contamination isobarique est donné par Karny et al. [Kar06] dans le cadre d'une étude de la désintégration β sur le « *total absorption spectrometer* » à GSI. La désintégration β des étains ^{102}Sn et ^{104}Sn sont étudiés à partir de l'implantation d'ions à 55 keV sur une bande de transport. Les contaminants, en plus des noyaux-fils, introduisent des événements parasites dont on peut noter la présence sur la figure 9.

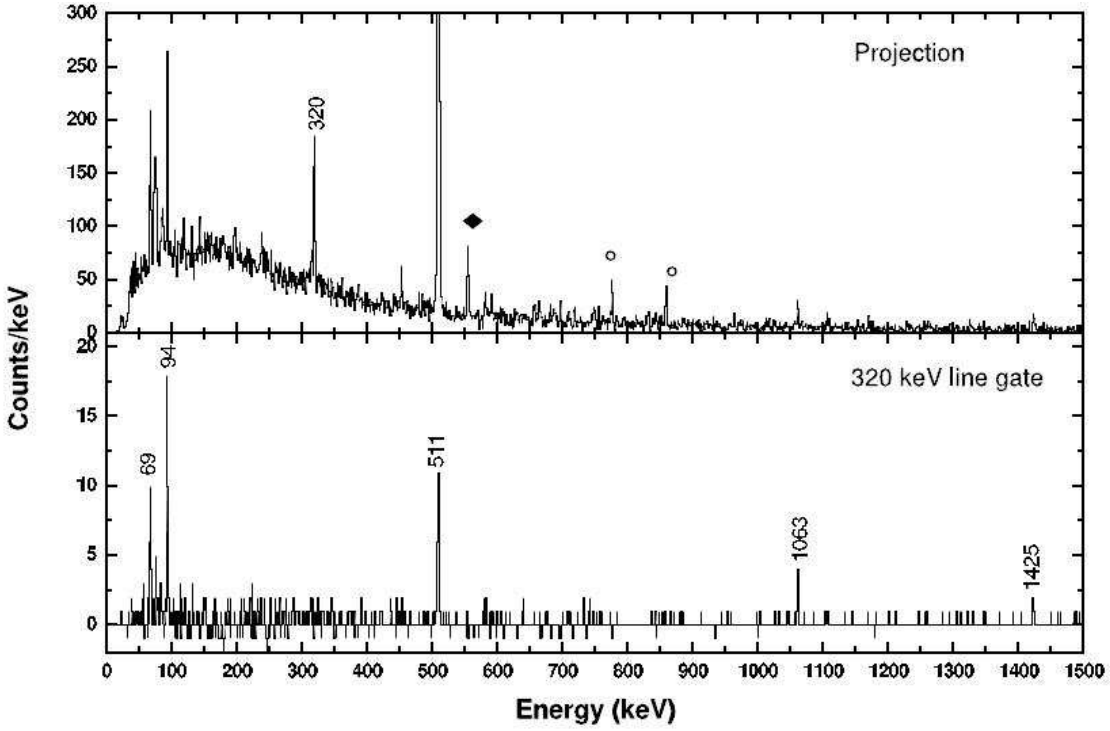


Figure 9 : Spectres obtenus pour l'étude de la désintégration de ^{102}Sn brut (en haut) et après suppression du bruit de fond. Dans le cas présent, les deux sources de bruit de fond sont le ^{102}In issu de la désintégration et de la contamination isobarique du ^{102}Ag [Kar06].

L'importance de la contamination isobarique est montrée par la figure 10 [Let08] qui représente le taux de production des noyaux en fonction du nombre de nucléons A pour une source UC_x à Isolde. Dans chaque cas, l'évolution atteint un maximum pour un noyau stable et diminue à mesure que l'on s'éloigne de la stabilité. Cependant, à la sortie de la source, on sélectionne un groupe isobarique. Par exemple, à A = 100, l'étain n'est produit qu'à un taux de 10 noyaux/s quand, dans le même temps, le technétium ^{100}Mo (qui se désintègre par décroissance β^-) l'est à un taux de 10^{10} noyaux/s. La séparation devient alors nécessaire pour que la statistique de l'étain soit discernable.

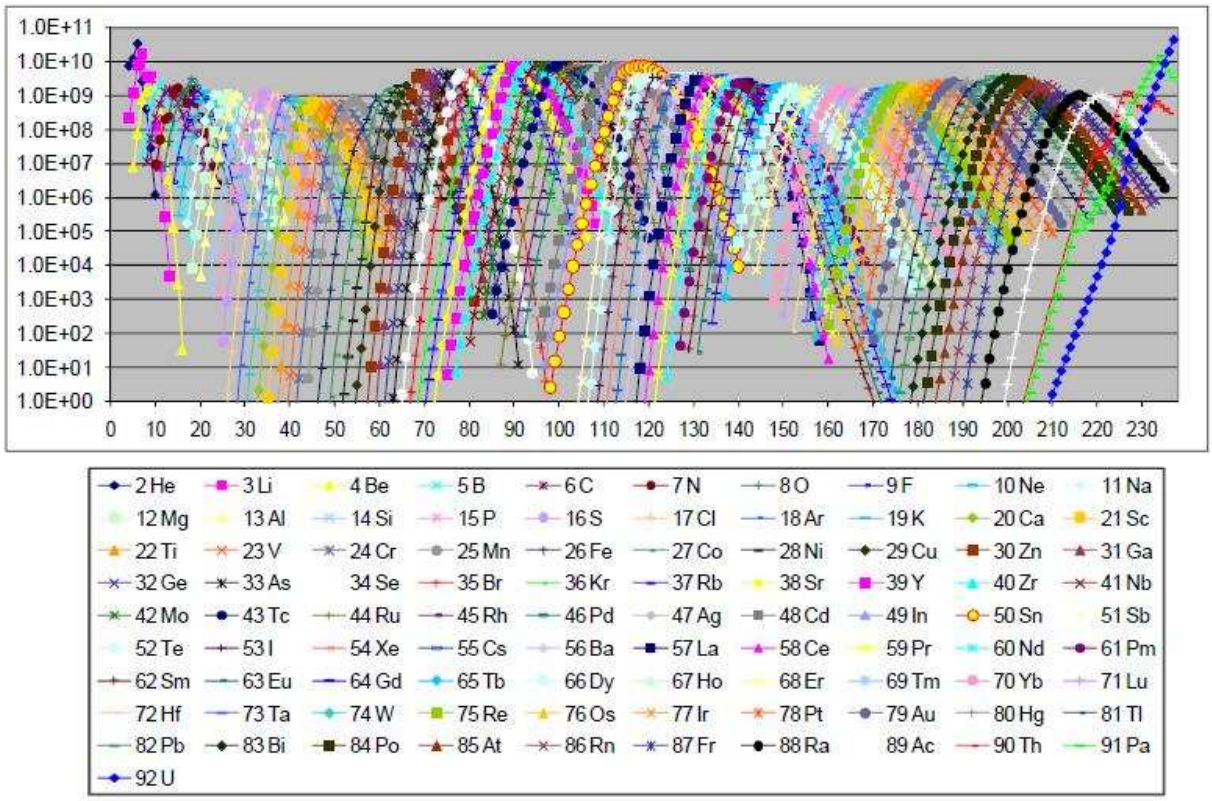


Figure 10 : Taux de production pour une cible UC_2C (50g/cm2 238U, 1µA à 1.4GeV p) [Let08]. Chaque courbe correspond à un élément de la classification périodique. Chacune d'entre elle atteint un maximum pour les noyaux proches de la stabilité puis le taux de production diminue à mesure qu'on s'en éloigne.

Or, s'il est relativement facile de sélectionner un groupe isobarique (tâche effectuée par un aimant d'analyse situé à la sortie de la source), il est plus compliqué de discriminer les ions sur leur seul excès de masse. Les instruments ayant un fort pouvoir de résolution présentent généralement une faible transmission. Les pièges de Penning servant aux mesures de masse l'illustrent puisqu'ils peuvent atteindre des résolutions en masse $\frac{m}{\Delta m} \sim 10^8$ mais ne peuvent contenir que de l'ordre d'une dizaine d'ions. L'inverse est souvent vrai lui-aussi lorsque la qualité du faisceau et des phénomènes de charge d'espace réduisent la capacité de résolution.

L'une des seules solutions permettant de concilier transmission et résolution est l'utilisation d'un séparateur haute résolution (HRS) [LoI06] dont le développement est actuellement en cours au CENBG-Bordeaux [Kur09]. La figure 11 présente une configuration basée sur le projet CARIBU d'Argonne [Dav08]. Dans ce dernier, les ions radioactifs sont issus d'un « *gas catcher* ». Une fois extraits, il s'agit alors de purifier le faisceau pour ne garder idéalement que les ions d'intérêt.

L'atout de ce système est la haute qualité du faisceau en sortie du « *gas catcher* » de laquelle on profite ($\varepsilon \leq 3\ \pi.mm.mrad\ ;\ \Delta E \leq 1\ eV$) pour effectuer cette séparation isobarique avec cet HRS.

Pour rappel, l'obtention de ces conditions de faisceaux est l'objectif de SHIRaC.

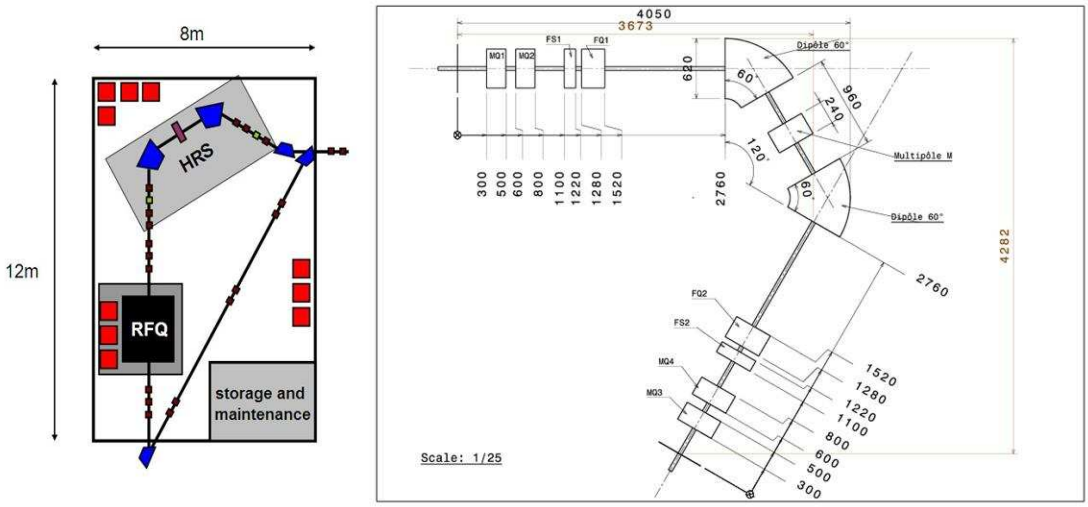


Figure 11 : Aménagement de l'ensemble SHIRaC-HRS et design du séparateur [Bla08]. Les deux principaux éléments de cet ensemble sont les dipôles magnétiques dans lesquels les ions empruntent des trajectoires différentes sous l'effet de la force de Lorentz. Il suffit alors d'interposer des fentes de sélection pour arrêter les contaminants.

Les éléments principaux de cet ensemble sont ses deux dipôles magnétiques dans lesquelles s'exercera la force de Lorentz :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q.\vec{v} \wedge \vec{B} \qquad \text{(eq. 1-17)}$$

Dans le cas présent, les ions ont des trajectoires circulaires et le champ magnétique $\vec{B}$ leur est perpendiculaire. On en arrive pour un faisceau mono-énergétique :

$$m\frac{v^2}{r} = q.B \quad \Rightarrow \quad B.r = \frac{m}{q}.v = \frac{1}{q}\sqrt{2.m.T} \qquad \text{(eq. 1-18)}$$

Où :

- q est la charge.
- m est la masse.
- T est l'énergie cinétique.
- $(B.r)$ est la rigidité magnétique avec B, le champ magnétique et r, le rayon de courbure de la trajectoire.

Ainsi, chaque ion aura une trajectoire spécifique suivant sa masse (Fig. 12). La sélection se fait alors au moyen de fentes qui seront placées de manière à intercepter uniquement les contaminants.

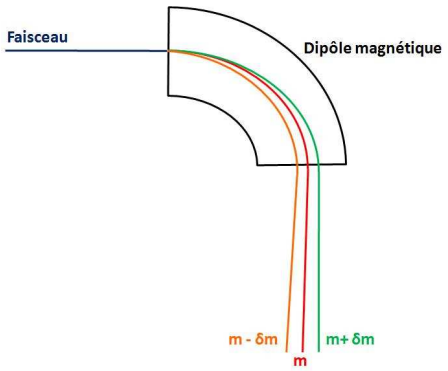


Figure 12: Déviation des ions dans le dipôle magnétique.

Les tableaux suivants présentent des résolutions prises en compte pour la conception de l'HRS [Kur09].

Noyau	Masse (uma)	$\mathcal{R}_{voisin}$	$\mathcal{R}(^{78}Ni)$
$^{78}Ni_{28}$	77.9631800	6949	
$^{78}Cu_{29}$	77.9519600	5766	6949
$^{78}Zn_{30}$	77.9384402	11408	3151
$^{78}Ga_{31}$	77.9316082	8901	2469
$^{78}Ge_{32}$	77.9228527	**75988**	1933
$^{78}As_{33}$	77.9218273	**17249**	1885
$^{78}Se_{34}$	77.9173091		1700

Noyau	Masse (uma)	$\mathcal{R}_{voisin}$	$\mathcal{R}(^{31}Ar)$
$^{31}Ar_{18}$	31.012123	1573	
$^{31}Cl_{17}$	30.9924131	2410	1573
$^{31}S_{16}$	30.9795547	5348	952
$^{31}P_{15}$	30.9737616	**19339**	808
$^{31}Si_{14}$	30.9753632	3609	844
$^{31}Al_{13}$	30.9839466	2459	1101
$^{31}Mg_{12}$	30.9965460	1819	1991
$^{31}Na_{11}$	31.0135855	1588	**21206**
$^{31}Ne_{10}$	31.0331100	1136	1478
$^{31}F_{9}$	31.0604290		642

Tableau 1 : Résolutions $\mathcal{R}$ pour les isobares A = 78 (à gauche) et A = 31 (à droite) [Kur09].

A une exception ($^{78}Ge_{32}$) près, le tableau ci-dessus montre qu'une résolution de l'ordre de 20000 est nécessaire. Cette dernière doit être obtenue avec une transmission idéalement la plus proche possible de 100%. Cependant, l'obtention d'une résolution élevée requiert que le faisceau en entrée soit de très haute qualité en termes de dispersion énergétique longitudinale et d'émittance.

Ceci trouve une justification dans le processus de séparation. A partir de l'équation (1-18), on introduit le rayon de courbure R tel que pour une masse m et un champ B donnés, on a :

$$R = \frac{m.v}{q.B} \quad \rightarrow \quad \frac{\Delta R}{|R|} = \frac{\Delta m}{|m|} + \frac{\Delta v}{|v|} + \frac{\Delta B}{|B|} \qquad \text{(eq. 1-19)}$$

Concernant directement le faisceau, il s'agira alors de réduire $\frac{\Delta v}{|v|}$. A 60 keV, on a $v \approx v_z$ et cela revient donc à minimiser la dispersion en énergie longitudinale.

La séparation des ions dans l'HRS se fait au moyen de fentes qui arrêteront les contaminants tout en laissant passer les ions d'intérêt. Dans ces conditions, la résolution en masse s'exprime :

$$R = \frac{m}{\Delta m} = \frac{D}{\Delta x} \qquad \text{(eq. 1-20)}$$

Avec :

- *D*, la fonction de dispersion.
- *Δx*, la largeur du faisceau au point objet.

Or, l'émittance ε du faisceau est équivalente à :

$$\varepsilon = \delta x \, \delta a \qquad \text{(eq. 1-21)}$$

Avec :

- δx, la largeur du faisceau
- δa, la divergence du faisceau.

Le cas où la séparation est optimum aussi bien en termes de résolution qu'en termes de transmission correspond au cas où la largeur de la fente coïncide avec celle du faisceau. Ainsi, cela signifie que nous aurons pour la résolution en masse :

$$R = \frac{m}{\Delta m} \leq \frac{D.\delta a}{\varepsilon} \qquad \text{(eq. 1-22)}$$

Avec, cette fois, δa, l'acceptance angulaire de l'aimant.

L'équation 1-22 montre qu'il est nécessaire de réduire l'émittance du faisceau pour espérer atteindre une bonne résolution en masse. La figure 13 montre cela au travers de calculs effectués dans le cadre du développement de l'HRS.

Les résultats montrent que la résolution en masse diminue à mesure que l'émittance du faisceau à l'injection augmente.

Ceci est visible sur les spectres par l'accroissement de la largeur à mi-hauteur de la distribution pour chacune des masses. L'équation 1-22 met en évidence ce lien entre cette largeur et la résolution.

Cela aura aussi un impact sur la transmission du séparateur. En effet, pour séparer deux masses voisines, il faudra refermer les fentes jusqu'à une largeur δx assez faible pour avoir la résolution adéquate. Or, si cette largeur de fente est plus faible que celle de la distribution, une partie des ions sera perdue.

Les contraintes sur la qualité du faisceau à extraire de SHIRaC seront donc dictées par l'HRS situé juste en aval. Le cahier des charges est le suivant :

- Transmission :
  - 20 % pour m = 12 UMA.
  - 40 % pour m = 40 UMA.
  - 60 % pour m = 90 UMA.
- Caractéristiques de sortie du faisceau [Dav08][Kur09] :
  - Émittance en sortie : $\varepsilon_{sortie} \leq 3\ \pi.mm.mrad$ à $60\ keV$.
  - Dispersion en énergie : $\Delta E_{FWHM} \leq 1\ eV$.
  -

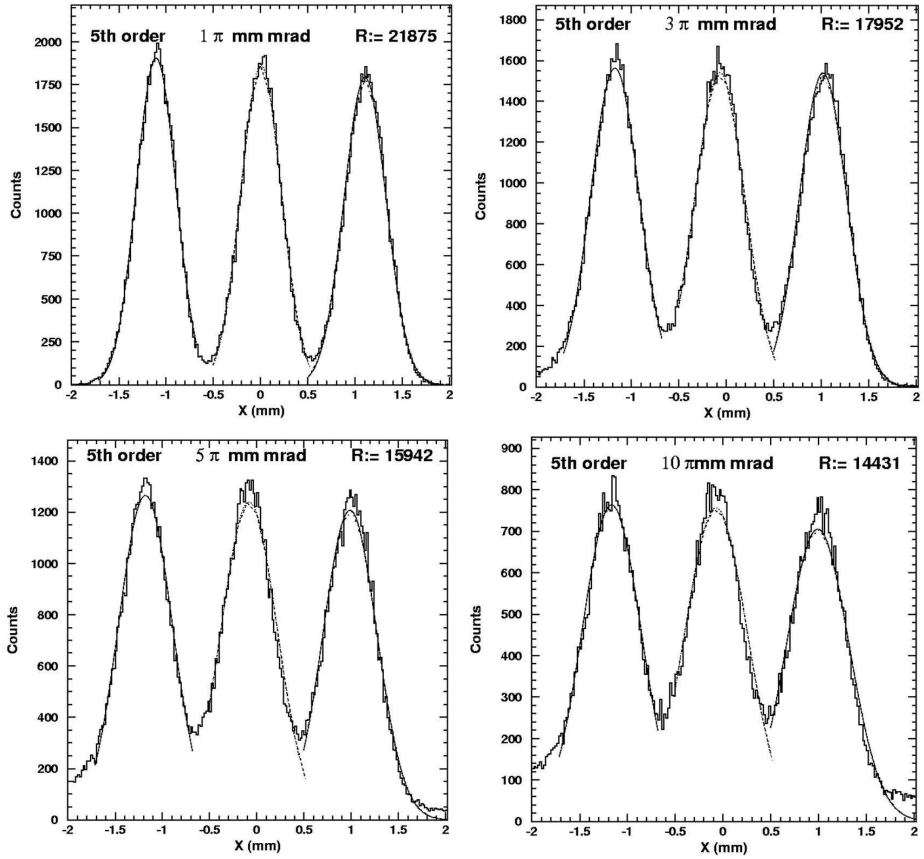


Figure 13 : Séparation en masse calculée avec COSY INFINITY pour différentes émittances de faisceau à l'entrée [Kur09b]. Les pics représentés ici correspondent à des masses équivalentes à 0.99995m, m et 1.00005m.

3 – L'état de l'art des refroidisseurs RF

Il s'agit maintenant de faire l'état de l'art des refroidisseurs existants. L'objectif de cette partie est de mettre en perspective les objectifs de SHIRaC par rapport aux performances actuelles.

En termes de performances, nous nous intéresserons à la transmission de ces dispositifs, le domaine en masse, l'émittance en sortie et à l'intensité qu'ils peuvent refroidir. De cette dernière découle alors un intérêt sur le rayon interne du quadripôle et l'amplitude du potentiel RF puisque l'obtention d'un champ de confinement élevé est la condition sine qua non pour vaincre la répulsion coulombienne entre les ions.

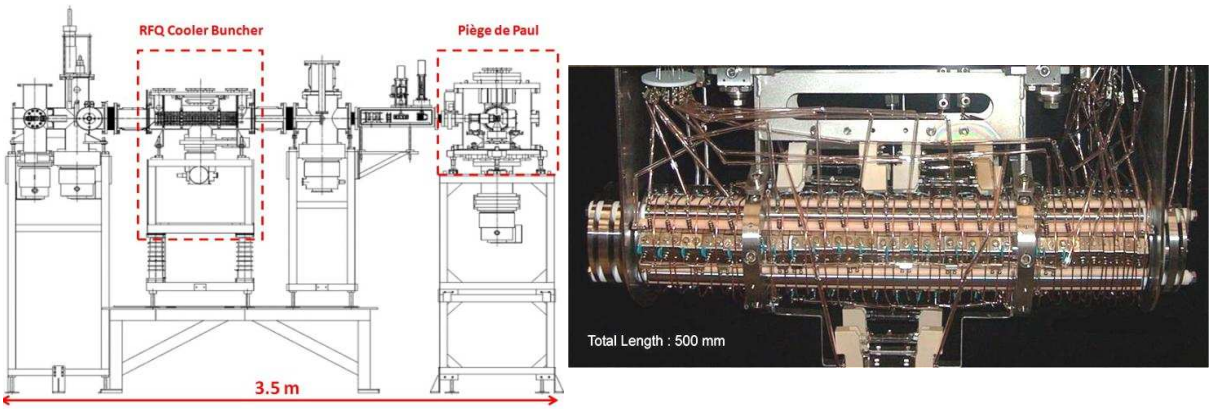


Figure 14 : A gauche, la ligne LPCTrap comprenant un RFQ Cooler Buncher (en photo à droite) pour la préparation et le regroupement du faisceau et un piège de Paul 3D pour la mesure.

Comme nous l'avons vu avec Isoltrap ou le LPCTrap, la plupart sont attachés à des expériences qui leur sont propres. Il s'agit de refroidir et de mettre en forme le faisceau pour une injection efficace dans un autre système. De fait, certains d'entre eux peuvent être optimisés pour certains faisceaux ou certains ions en particulier. Par exemple, le RFQCB du LPCTrap (Fig. 14) utilisent de l'hydrogène H_2 pour pouvoir refroidir et accumuler des ions $^{6}He^{+}$.

Il n'existe que très peu de quadripôles dont la seule fonctionnalité est de refroidir. L'un d'eux est Colette, un refroidisseur installé juste en amont de l'expérience Mistral à Isolde [Bac04] : l'utilisation d'un quadripôle faisant uniquement du refroidissement est motivé dans ce cas par la durée de vie des espèces radioactives étudiées par cette expérience qui est de l'ordre de la dizaine de millisecondes ($T_{1/2}(^{11}Li)$ = 8.59 ms), l'accumulation nécessitant des cycles de l'ordre de 10ms à 100ms.

Les tableaux 2 et 3 font un inventaire non exhaustif des caractéristiques de certains de ces systèmes ainsi que les objectifs de notre projet. Puisqu'il faut atteindre des champs de confinement plus élevés, nous nous concentrerons sur l'amplitude du potentiel V_{RF} et le rayon interne r_0 du quadripôle puisque :

$$E_{RF} \propto \frac{V_{RF}}{r_0} \qquad \text{(eq. 1-23)}$$

La fréquence est choisie de manière à assurer la stabilité de la trajectoire des ions en accord avec les paramètres de Mathieu comme nous le verrons au chapitre suivant.

Le tableau 2 fait ressortir une grande famille de RFQ aux caractéristiques géométriques et radiofréquences proches. Suivent d'autres ayant chacun leur particularité.

	$V_{RF}(V_{pic\ à\ pic})$	$f_{RF}(MHz)$	$r_0(mm)$	Références
SHIRaC (DESIR)	~ 10 000	8 – 12	3	Ces travaux
Isoltrap (Isolde)	~ 250	~ 1	6	[Her01]
Colette (Isolde)	500	0.4 – 1.3	7	[Bac04][Sew05][Gue05]
SHIPTrap (GSI)	200	0.8 – 1.2	3.9	[Mar01][Rod03]
Triμp (KVI)	220	0.54 – 1.5	5	[Tra06]
JYFLTrap (Igisol)	300	0.3 – 0.8	10	[Nie01][Nie02][Jok02]
Titan RFCT (Triumf)	1000	0.3 – 3	10	[Dil06]
LPCTrap (GANIL)	500	0.5 – 2.5	15	[Dar04]
ISCool (Isolde)	450	0.3 – 1.3	20	[Pod06][Pod06b][Del07]
LEBIT (NSCL)	800 – 1000	1.15	3.5 – 12.5	[Sun06][Sun06b]
HRIBF (ORNL)	50-200	~ 2.75	3.5	[Liu02][Liu07]
Funnel (MAFF)	100 – 150	3 – 5	30 (anneaux)	[Hei04]
SPIG (JYFL)	0-600	3-4	5	[Kar08]
SPIG (Leuven)	0-150	4.7	1.5	[VdB97]

Tableau 2 : Inventaire des caractéristiques des dispositifs existants.

La technologie actuelle doit traiter des intensités de faisceaux beaucoup moins importantes et l'on retrouve cette tendance dans les caractéristiques techniques. En effet, les champs de confinement qui sont alors nécessaires sont beaucoup moins importants ce qui se traduit alors par des potentiels RF moins élevés et des rayons internes plus grands.

Ainsi, les refroidisseurs actuels sont en mesure de produire des champs de l'ordre de 10 V/mm, le champ RF prévu devrait être d'environ 1500 V/mm ce qui doit théoriquement permettre de confiner des faisceaux 150 fois plus intenses (nous verrons plus tard que le champ de charge d'espace est proportionnel à l'intensité confinée).

La plupart des RFQ consistent en un quadripôle dont les barreaux sont segmentés mais il existe certaines exceptions.

Le Funnel [Hei04] est la plus notable puisque ce refroidisseur n'est pas un quadripôle mais est composé d'un ensemble de 223 anneaux. Un autre exemple est ISCool qui se distingue par ses électrodes axiales entourant un quadripôle non segmenté facilitant ainsi la superposition du potentiel de piégeage et le gradient longitudinal – le couplage par un filtre passe-bas n'étant plus nécessaire.

Le refroidisseur de faisceau utilisé à LEBIT présente lui aussi des spécificités : ce refroidisseur est composé d'une section pour le refroidissement et d'une section pour l'accumulation des ions, les deux étant couplées par un micro-RFQ de rayon interne de 3.5 mm. Ce dernier permettra de définir un vide différentiel avec une zone de refroidissement à $P_{He} \approx 10^{-1}$ mbar pour refroidir les ions et une zone d'accumulation à $P_{He} = 10^{-3}$ mbar, la pression plus basse permettant d'éviter de détériorer la dispersion en énergie du paquet et de « réchauffer » les ions. La seconde originalité concerne ses électrodes axiales de forme trapézoïdale : cette forme a pour conséquence de faire varier la pénétration du champ statique dans le quadripôle et de fournir ainsi un champ de guidage à partir de deux potentiels continus uniquement. Cette configuration simplifie le dispositif en permettant de réduire le nombre d'électrodes nécessaires et de se passer d'un couplage électronique pour la RF et le statique.

Les méthodes de couplage utilisées par ISCool et LEBIT sont séduisantes pour notre projet puisqu'elles nous permettraient de nous affranchir d'une électronique rendue complexe par une amplitude élevée du potentiel de confinement. Cependant, elle est rendue difficilement applicable par la géométrie étroite de notre quadripôle qui empêche la pénétration d'un champ externe ou l'introduction d'électrodes sans provoquer de décharges électriques.

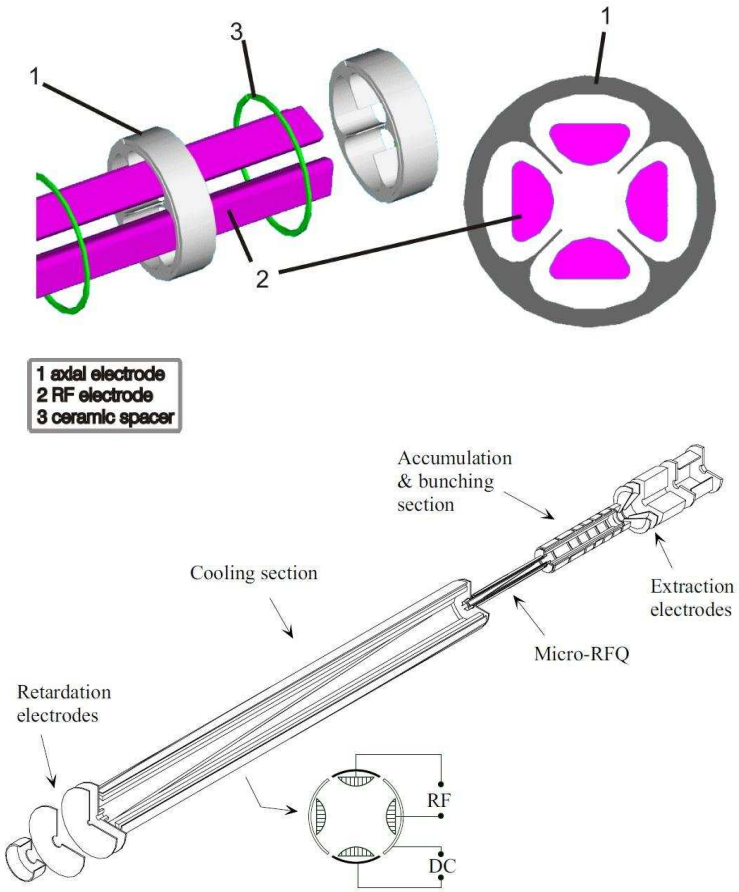


Figure 15 : Des géométries « exotiques » : (en haut), l'architecture du quadripôle d'ISCool [Pod06] et (en bas) LEBIT [Sun06].

Dans cet inventaire, le refroidisseur SPIG (Fig. 16) est celui qui manipule les plus hautes intensités [Kar08]. Ce refroidisseur, conçu à Jyväskylä, est place à la sortie d'une source à ionisation laser pour en améliorer la transmission ainsi que les caractéristiques du faisceau de sortie (comme une réduction de la dispersion énergétique de *100 eV* à *1 eV*) et permettre l'interaction entre les espèces étudiées et le laser servant à l'ionisation. L'utilisation d'un sextupole en lieu et place d'un quadripôle est motivé par le fait qu'un multipôle à 2N crée un puit de pseudo-potentiel dont la profondeur est proportionnelle à N^2 pour une géométrie et une tension RF donnés permettant de conduire un courant plus important [Xu93][Kar08].

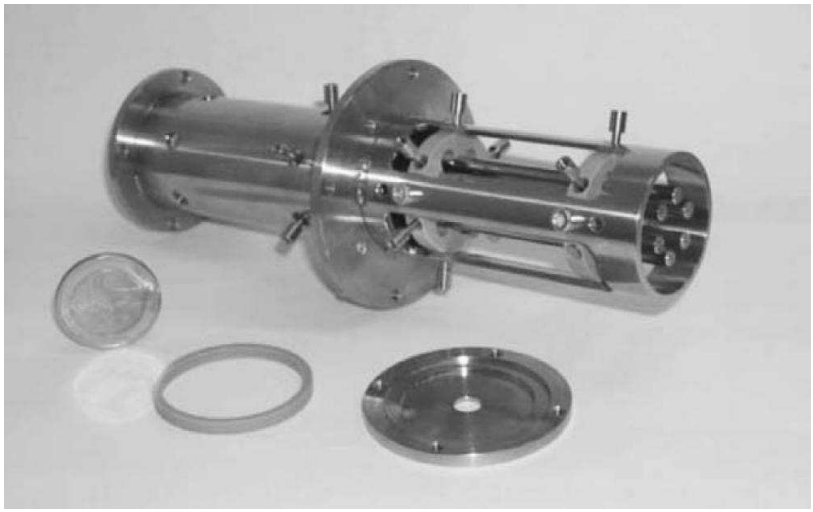


Figure 16 : SPIG [Kar08]. Sur la droite, nous pouvons distinguer la structure hexapolaire du dispositif.

Cependant, ce n'est pas pour autant qu'un multipôle sera plus adapté qu'un quadripôle pour notre application. En effet, considérons l'expression du potentiel pour une structure d'ordre N :

$$U_{max}(r,t) = V_{RF}.\left(\frac{r}{r_0}\right)^N.\cos(N\theta).\cos(\omega t) \qquad \text{(eq. 1-24)}$$

La figure 17 montre la représentation du potentiel effectif maximum (*cos(Nθ) = 1, cos(ωt) = 1*) en fonction de la position radiale pour des multipôles d'ordre N différents pour une amplitude et un rayon interne proche de celui de notre projet. Il apparaît que l'augmentation de l'ordre de la structure affaiblit le potentiel au centre. Or, le refroidissement des ions nous impose de « compresser » au maximum le faisceau ce qui rend le quadripôle (N = 2) le plus adéquat pour notre cas surtout en présence d'une charge d'espace qui tendra à augmenter de l'extension spatiale des ions [Ger95].

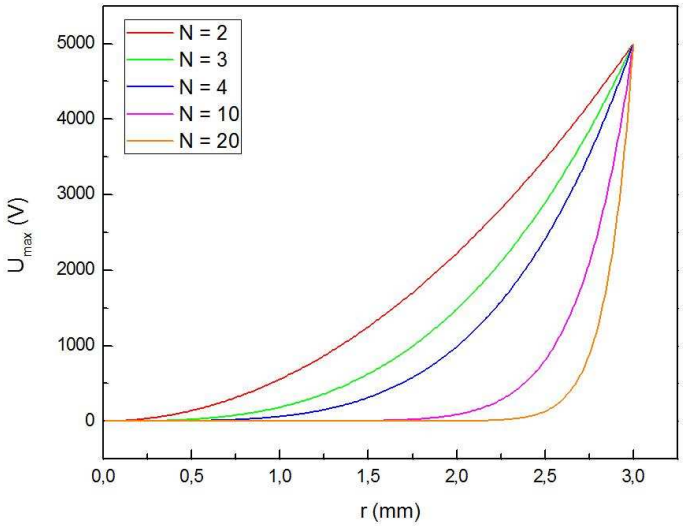


Figure 17 : Potentiel effectif (eq. 1-24) en fonction de la position radiale pour des multipôles d'ordre N avec V_{RF} = 5 kV_{0p} et r_0 = 3 mm. Lorsque N augmente, le puits de pseudo-potentiel s'élargit et le potentiel effectif est plus faible au centre de la structure.

Le tableau suivant présente les objectifs de notre projet et les compare aux performances actuelles :

	$\varepsilon_{sortie}(\pi.mm.mrad)$	I	$Transmission$ (%)	Masse (UMA)
SHIRaC	~1	~1000 nA	60	6 - 250
Isoltrap	10		40	6 - 250
Colette	8		60	
SHIPTrap		54 nA	20	< 260
Triμp		5.1 10^5/s	33	6 – 250
JYFLTrap	~3	5 nA	60	
LPCTrap		0.1 nA	10 – 50	6 - 40
Titan RFCT	~6	32 nA	90	8 - 224
IsCool	2.2	100 nA	80	6 - 300
LEBIT	3.3	10 nA	70	6 – 250
HRIBF		20 nA	27 - 52 (anion) 60 - 70 (cation)	
SPIG		100% à 100 nA 50% à 600 nA		< 223
Funnel (JYFL)	6	20 nA	65	
Funnel (Leuven)				

Tableau 3 : Inventaire des performances des refroidisseurs existants.

Pour permettre de concilier à la fois une bonne purification du faisceau tout en ayant une transmission correcte dans l'HRS, il est nécessaire d'atteindre une émittance inférieure à 3 π.mm.mrad. Ceci est exigeant par rapport à la technologie actuelle mais reste du même ordre.

Nous retrouvons la problématique centrale de cette thèse, la charge d'espace. En effet, nous voulons obtenir de hautes performances comparables à la technologie actuelle mais à des intensités beaucoup plus élevées. Ceci se retrouve dans le tableau des caractéristiques où nous arrivons donc à un quadripôle au rayon interne plus faible et au potentiel RF élevé, seules conditions pour obtenir de forts champs de confinement.

4 – Synthèse.

Pour ce projet, nous devons nous adapter aux conditions de fonctionnement de Spiral2 et de DESIR. Le tableau 4 regroupe l'ensemble des exigences que nous avons à remplir.

Intensité	~ µA	
Masse	6 – 240 UMA	
Acceptance	80 π.mm.mrad à 60 keV	
Transmission	> 12 UMA	20 %
	> 40 UMA	40 %
	> 90 UMA	60 %
Emittance en sortie	< 3 π.mm.mrad à 60 keV	
ΔE	≤ 1 eV	

Tableau 4 : Cahier des charges du projet

En fournissant cette qualité de faisceaux, le séparateur haute résolution situé juste en aval devrait être capable d'atteindre le niveau de performances requis ($\frac{m}{\Delta m} \approx 10^4$) pour effectuer une séparation isobarique des ions.

La solution envisagée est l'implantation d'un refroidisseur radiofréquence de faisceaux entre la source et l'HRS. Cependant, celui-ci devra fonctionner à des intensités 10 à 100 fois plus élevés que la technologie actuelle.

Cela nécessitera des champs de confinement plus important pour vaincre la répulsion coulombienne entre les ions. Le tableau 5 présente la différence entre les dispositifs existants et notre projet.

	Technologie actuelle	Ces travaux
Intensité	< 100 nA	~ µA
Amplitude RF	~ 500 V_{pp}	~ 10 kV_{pp}
Rayon interne	10 mm	3 mm

Tableau 5 : Comparaison entre la technologie actuelle et notre projet

Dans la suite de cette thèse, nous présenterons le fonctionnement et le développement d'un tel dispositif. La problématique centrale de ce projet est la charge d'espace et son étude aura une place importante dans la suite de ce mémoire.

Chapitre 2 :

Le refroidisseur radiofréquence à gaz tampon et son application aux faisceaux de hautes intensités.

Dans l'introduction de ce manuscrit, nous avons vu le principe général d'un refroidisseur RF. Dans cette partie, nous aborderons le fonctionnement d'un refroidisseur et des différents phénomènes y intervenant comme l'interaction ion-atome. Le formalisme y sera détaillé dans son intégralité.

Nous nous concentrerons sur les processus ayant lieu à l'intérieur du quadripôle. Au préalable, les ions ont été ralentis de 60 keV à environ 100 eV.

La spécificité de ce projet est l'intensité de faisceaux qu'il doit refroidir ce qui implique une augmentation de la répulsion coulombienne. Ce domaine de fonctionnement n'a encore jamais été atteint. Cela amène de nouvelles questions qu'il s'agit d'étudier et de résoudre comme l'apport de la charge d'espace à la température des ions ou la capacité du quadripôle à confiner ces ions. De même, il faut savoir quels effets peuvent induire l'utilisation de champ de confinement élevé comme, par exemple, le chauffage RF.

Nous nous intéresserons aussi aux modèles et aux techniques qui nous ont permis de simuler ce dispositif au cours de nos travaux.

1 – Le champ quadripôlaire

Pour pouvoir refroidir un ion, nous allons le piéger au sein de la structure à l'aide d'un champ quadripôlaire. Ce dernier dépend linéairement des différentes dimensions de l'espace et son expression générale est de la forme suivante :

$$\vec{E} = E_0\,(\alpha x\,\overrightarrow{u_x} + \beta y\,\overrightarrow{u_y} + \gamma z\,\overrightarrow{u_z}) \qquad \text{(eq. 2-1)}$$

Dans cette expression, α, β et γ sont des coefficients de pondération et E_0, un facteur indépendant de la position mais pouvant dépendre du temps. Si on applique l'équation de Maxwell-Gauss en l'absence de distribution de charges à cette expression, on obtient alors :

$$div\,\vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = E_0.(\alpha + \beta + \gamma) = 0 \;\Rightarrow\; \alpha + \beta + \gamma = 0 \qquad \text{(eq. 2-2)}$$

De ceci, nous obtenons deux solutions simples :

- $\alpha = \beta$ et $\gamma = -2\alpha$: Nous obtenons alors un champ dépendant des trois dimensions de l'espace. Celui-ci est utilisé dans le cas des pièges de Paul 3D.
- $\alpha = -\beta$ et $\gamma = 0$: Ce champ n'est dependant que de la position transverse de l'ion. Il est utilisé dans les quadripôles (confinement à deux dimensions).

Dans la suite de cet exposé, nous considérerons uniquement la seconde combinaison puisque cette thèse est dédiée à l'étude et la conception d'un piège linéaire. Par convention et dans la suite de ce chapitre, nous adopterons l'axe O_z comme étant l'axe longitudinal du dispositif. Nous obtenons ainsi :

$$\vec{E} = E_0 \, (\alpha x \, \overrightarrow{u_x} - \beta y \, \overrightarrow{u_y}) \qquad \text{(eq. 2-3)}$$

La relation classique entre un champ électrique et le potentiel dont il dérive est :

$$\vec{E} = \; - \overrightarrow{grad} \, V(x,y) = \; - \frac{\partial V}{\partial x} \overrightarrow{u_x} - \frac{\partial V}{\partial y} \overrightarrow{u_y} \qquad \text{(eq. 2-4)}$$

Partant de ces deux dernières expressions et considérant que le potentiel est nul au centre $(x = 0; y = 0)$ de la structure, on obtient la relation suivante :

$$V(x,y) = \frac{E_0 \alpha}{2} \, (x^2 - y^2) \qquad \text{(eq. 2-5)}$$

Pour déterminer le coefficient α, on utilise les conditions aux limites données par le fait que le quadripôle a un rayon interne r_0 et est polarisé par des potentiels RF d'amplitude V_0 :

$$\left. \begin{array}{l} V(x = r_0; y = 0) = V_0 \\ V(x = 0; y = r_0) = -V_0 \end{array} \right\} \qquad E_0 \alpha = \frac{2.V_0}{r_0^2} \qquad \text{(eq. 2-6)}$$

On obtient pour ce potentiel, l'expression suivante dont une représentation est donnée par la figure 18.

$$V(x,y) = \frac{V_0}{r_0^2} \, (x^2 - y^2) \cos \, (\omega_{RF}.t) \qquad \text{(eq. 2-7)}$$

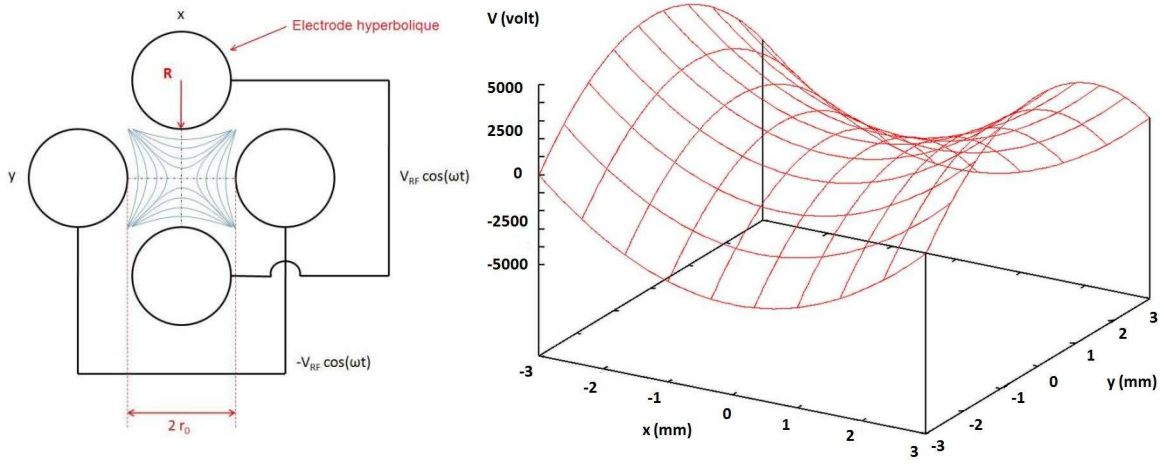


Figure 18 : Tracée du potentiel analytique avec V_0 = 5000 V et r_0 = 3 mm. L'obtention d'un potentiel purement quadripôlaire implique des électrodes hyperboliques pour correspondre avec les équipotentielles.

Dans une configuration statique, le potentiel présente un axe de fuite. L'application de la modulation radiofréquence permet d'alterner les axes permettant ainsi de rappeler les ions vers le centre de la structure dans des conditions d'équilibre bien précises.

La forme idéale des électrodes est hyperbolique pour leur permettre ainsi de suivre les équipotentielles et d'obtenir un champ purement quadripôlaire :

$$V(x,y) = constante \implies \frac{x^2}{r_0^2} - \frac{y^2}{r_0^2} = constante \qquad \text{(eq. 2-8)}$$

Cependant, par souci de fabrication, l'utilisation d'électrodes cylindriques plus simples est plus répandue ce qui a pour effet de rajouter des termes d'ordre supérieur et de réduire la zone purement quadripôlaire servant au confinement. Dans ce cas, Lee-Whiting et Yamazaki [Lee71] ont montré que la relation entre le rayon interne du quadripôle r_0 et celui des électrodes R permettant l'obtention d'un champ le plus proche possible d'un champ quadripôlaire est donnée par :

$$R = 1.145\, r_0 \qquad \text{(eq. 2-9)}$$

Soumis à ce potentiel de confinement, nous allons maintenant voir le comportement qu'y adoptent les ions.

2 – Le mouvement des ions – les paramètres de Mathieu

Dans cette partie, nous considérerons le mouvement radial des ions obtenu sous l'action du potentiel RF. Pour cela, nous commençons par le principe fondamental de la dynamique pour des ions positifs monochargés :

$$m\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -e.\overrightarrow{grad}\, V(x,y) \qquad \text{(eq. 2-10)}$$

$$\begin{cases} m\dfrac{d^2x}{dt^2} = -e.\dfrac{\partial V(x,y)}{\partial x} & \text{(eq. 2-11)} \\ m\dfrac{d^2y}{dt^2} = -e.\dfrac{\partial V(x,y)}{\partial y} & \text{(eq. 2-12)} \end{cases}$$

En reprenant l'expression du potentiel RF (eq. 2-7), nous obtenons les relations suivantes :

$$\begin{cases} \dfrac{d^2x}{dt^2} + \dfrac{2e}{m.r_0^2}V_0.x = 0 & \text{(eq. 2-13)} \\ \dfrac{d^2y}{dt^2} - \dfrac{2e}{m.r_0^2}V_0.y = 0 & \text{(eq. 2-14)} \end{cases}$$

Dans le cas le plus général, le potentiel appliqué sur le quadripôle correspond à celui de confinement (eq. 2-7) auquel on superposera un potentiel continu pour le filtrage de masse (voir plus loin sur la figure 19) nous amenant donc à :

$$V_0 = \pm(V_{DC} + V_{RF}.\cos(\omega_{RF}.t)) \qquad \text{(eq. 2-15)}$$

A partir des équations précédentes, on aboutit alors aux expressions suivantes :

$$\begin{cases} \dfrac{d^2x}{dt^2} + \dfrac{2e}{m.r_0^2}(V_{DC} + V_{RF}.\cos(\omega_{RF}.t)).x = 0 & \text{(eq. 2-16)} \\ \dfrac{d^2y}{dt^2} - \dfrac{2e}{m.r_0^2}(V_{DC} + V_{RF}.\cos(\omega_{RF}.t)).y = 0 & \text{(eq. 2-17)} \end{cases}$$

Nous introduisons maintenant les paramètres de Mathieu $a_x = -a_y = a = \frac{8.e.V_{DC}}{m.\omega_{RF}^2.r_0^2}$ et $q_x = -q_y = q = \frac{4.e.V_{RF}}{m.\omega_{RF}^2.r_0^2}$ qui caractérisent la stabilité des trajectoires ainsi que la grandeur sans dimension $\tau = \frac{1}{2}\omega_{RF}.t$.

On obtient alors deux équations différentielles de la forme [Mat1868]:

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} + (a - 2q.\cos(2.\tau)).u = 0 \qquad \text{(eq. 2-18)}$$

Les solutions de ces équations différentielles peuvent prendre la forme de séries infinies [McL47][Wue59] :

$$u(\tau) = A.e^{\mu\tau}\sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n}.e^{2ni\tau} + B.e^{-\mu\tau}\sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n}.e^{-2ni\tau} \qquad \text{(eq. 2-19)}$$

Dans cette expression, les quantités μ et C_{2n} sont fonctions des paramètres a et q. Les termes en exponentielle de μ sont importants puisqu'ils déterminent la stabilité des trajectoires. Pour que ces dernières soient stables, il faut absolument que μ soit un imaginaire pur, l'amplitude de ces termes augmentant exponentiellement dans le cas contraire. Si on pose $\mu = i\beta$ où β est un nombre réel non entier, la série (eq. 2-20) prend la forme suivante :

$$u(\tau) = A.\sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n}.\cos[(2n \pm \beta)\tau] \qquad \text{(eq. 2-20)}$$

Le mouvement des ions correspond donc à la superposition d'oscillations de pulsation :

$$\omega_n = \frac{(2n \pm \beta)}{2}\omega_{RF} \qquad \text{(eq. 2-21)}$$

Il existe un certain nombre d'approximations pour exprimer β en fonction de a et de q. Une expression plus précise est proposée dans [Car72] ([Daw95]):

$$\beta = \left[a - \frac{(a-1)q^2}{2(a-1)^2 - q^2} - \frac{(5a+7)q^4}{32(a-1)^3(a-4)} - \frac{(9a^2 - 58a + 29)q^6}{64(a-1)^5(a-4)(a-9)}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad \text{(eq. 2-22)}$$

Une relation plus simple pour a $\ll$ 1 et q $\ll$ 1 est donnée par l'équation 2-23.

$$\beta = \sqrt{a + \frac{q^2}{2}} \qquad \text{(eq. 2-23)}$$

C'est à partir de β qu'est déterminée la stabilité de la trajectoire d'un ion. Des diagrammes (Fig. 19) retranscrivent les conditions nécessaires pour le confinement des ions en fonction des paramètres de Mathieu. Chaque composante dans une dimension donnée correspond aux valeurs de $\beta = -i.\mu$ réelles non entières permettant d'obtenir la stabilité des trajectoires, leurs frontières étant définies par les valeurs entières de β pour lesquelles les trajectoires sont périodiques mais instables.

Pour assurer le confinement des ions, la stabilité doit être respectée dans les deux directions transverses (sachant que $a_x = -a_y$ *et* $q_x = -q_y$). Les zones de fonctionnement correspondront aux intersections des différentes composantes où *x* et *y* sont stables (Fig. 19).

En jouant sur les deux paramètres de Mathieu, il est possible d'effectuer une séparation en masse des ions transitant dans le quadripôle. Pour cela, il s'agit de se placer dans des conditions permettant de limiter la zone de stabilité, c'est-à-dire, près des frontières ($\beta_y = 0$; $\beta_x = 1$). Si on considère alors la région la plus basse (Fig. 19), la meilleure résolution sera obtenue au somment de cette zone, correspondant aux paramètres (a = 0.235 ; q = 0.706). Si ces conditions sont réunies pour une masse m, les ions ayant une masse différente auront des trajectoires instables et seront perdus ce qui permet la séparation.

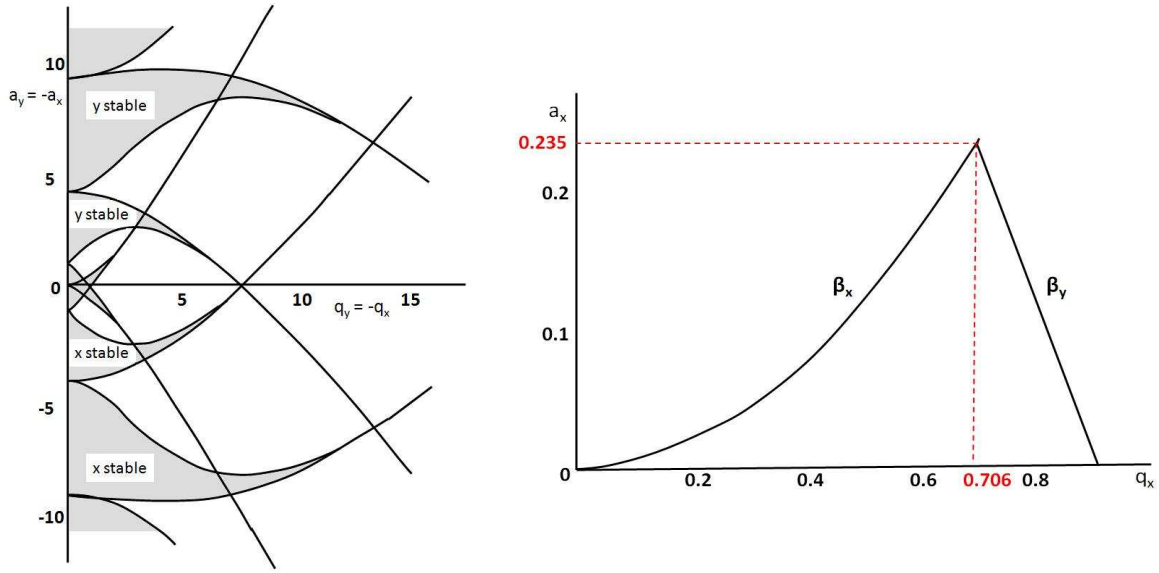


Figure 19 : Diagrammes de stabilité - A droite, la région de stabilité la plus basse (a ≈ 0) correspondant à notre application [Daw95]. Lorsque les conditions de fonctionnement font que les paramètres de Mathieu sont à l'intérieur de ces zones, la trajectoire des ions est stable.

Dans le cas de SHIRaC, nous serons dans le cas où $a = 0$. Le domaine de stabilité correspond aux valeurs de *q* suivantes :

$$0 < q < 0.908 \qquad \text{(eq. 2-24)}$$

Quand on respecte ces conditions, les ions adoptent une trajectoire qui correspond à une superposition d'harmoniques et C_{2n} tend rapidement vers 0 quand *n* augmente. Par conséquent, il est d'usage de ne considérer que les deux premières harmoniques, appelées macromouvement ($n = 0$) et micromouvement ($n = 1$).

Le macromouvement est l'harmonique ayant la plus grande amplitude et la fréquence la plus faible. Il correspond au mouvement de l'ion dans le puits d'un oscillateur harmonique appelé « puits de pseudo-potentiel ». Le micromouvement oscille à une fréquence proche de celle du potentiel de confinement et a une amplitude plus faible que le premier nommé (ceci est notamment vrai pour des paramètres de Mathieu faibles ($q < 0.4$) comme nous pouvons le voir sur les figures 20).

Les figures 20 représentent le mouvement radial suivant une des directions transversales des ions pour différentes valeurs du paramètre q.

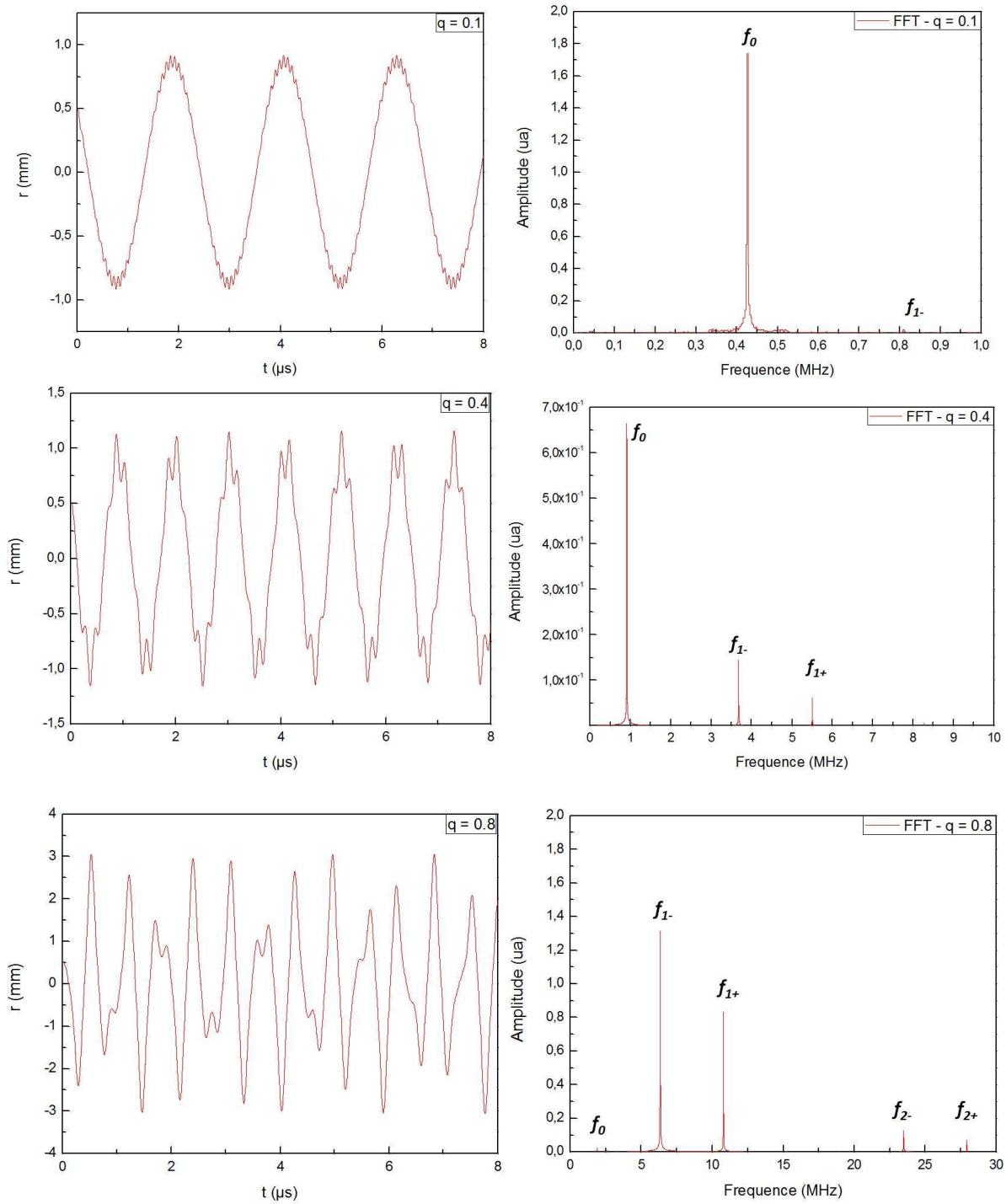


Figure 20 : Mouvement radial d'un ion $^{133}Cs^{+}$ et Transformée de Fourier associé dans un quadripôle r_0 = 5 mm et un potentiel de 10 kV_{pp} pour q=0.1, q=0.4 et q=0.8 avec les mêmes conditions initiales.

Pour comprendre l'évolution et l'importance de ces deux harmoniques l'une par rapport à l'autre, il faut se rappeler que les solutions des équations différentielles gérant la trajectoire des ions au sein du quadripôle sont obtenues à partir d'un développement en série finie dont nous ne gardons que les termes correspondant au macromouvement $u_{mac}(\tau)$ et au micromouvement $u_{mic}(\tau)$. Considérons donc l'expression suivante :

$$u(\tau) = u_{mac}(\tau) + u_{mic}(\tau) \qquad \text{(eq. 2-25)}$$

A partir de l'équation 2-18 et en se plaçant dans le cas où $u_{mic} \ll u_{mac}$ et $\frac{du_{mac}}{d\tau} \ll \frac{du_{mic}}{d\tau}$ (ces approximations s'expliquent par l'amplitude et la fréquence de ces mouvements notamment pour q < 0.4) et en considérant $a = 0$ puisqu'il n'y a pas de filtre en masse dans la cas de SHIRaC, on obtient alors l'équation suivante :

$$\frac{d^2u_{mic}}{d\tau^2} = 2\,q\cos(2\tau)\,u_{mac} \qquad \text{(eq. 2-26)}$$

Par deux intégrations successives, on en arrive à la description suivante du mouvement radial suivant le paramètre de Mathieu :

$$u = u_{mac}\,(1 - \tfrac{q}{2}\cos(2\tau)) \qquad \text{(eq. 2-27)}$$

On retrouve que le mouvement radial des ions est la superposition de deux harmoniques dont une a une fréquence très proche de la fréquence RF. Comme cela est visible sur la figure 20 et l'équation 2-27, la contribution du micromouvement devient de plus en plus importante à mesure que le paramètre de Mathieu augmente.

3 – Refroidissement des ions par l'interaction ions-gaz.

Refroidir les ions revient à réduire leur espace de phases. C'est ce à quoi s'emploiera SHIRaC avec les faisceaux de Spiral 2.

Il existe différentes techniques de refroidissement d'ions appliquées dans des contextes très différents comme le refroidissement par électron [Dan95] ou par correction de trajectoire [VdM85] dans les anneaux de stockage. L'utilisation de lasers est une autre méthode dans les pièges magnéto-optiques pour les atomes. Dans notre cas, nous ferons appel à un refroidissement faisant intervenir un gaz-tampon.

Nous injectons donc au sein du quadripôle un gaz à une pression comprise entre 10^{-2} mbar et quelques 10^{-1} mbar dans lequel l'interaction des ions sur celui-ci amènera une perte d'énergie et donc au refroidissement. Les avantages de cette méthode sont qu'elle est relativement rapide (de l'ordre de 100 µs) au regard des temps de vie des espèces radioactives et qu'elle est universelle à tous les ions.

3-1) Lien entre la dispersion en énergie transverse et la température.

L'évolution de la dynamique d'un système dans son espace des phases repose sur les positions et moments cinétiques par l'intermédiaire des équations canoniques de Hamilton :

$$\dot{p_i} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \qquad\qquad \dot{q_i} = \frac{\partial H}{\partial p_i} \qquad \text{(eq. 2-28)}$$

où :

- q_i correspond aux coordonnées généralisées.

- p_i correspond aux moments généralisées.
- H est l'hamiltonien du système.

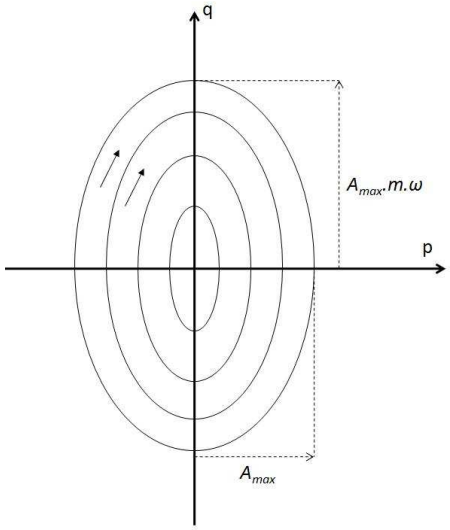
A partir des formules (2-28), la Mécanique Hamiltonienne permet de décrire l'évolution de l'espace des phases des particules. On peut considérer le cas de ce projet où les ions sont plongés dans un potentiel RF de confinement. En l'absence d'interactions entre les particules et de forces non conservatives et si on considère, en première approche, que le mouvement de l'ion est une oscillation harmonique, l'Hamiltonien de cette distribution prend la forme :

$$H = \sum_{i=0}^{n} \left(\frac{p_i^2}{2m} + k.\frac{q_i^2}{2} \right) \qquad \text{(eq. 2-29)}$$

où k est la constante d'oscillation.

Si on reprend les équations (2-28) et (2-29), nous nous retrouvons dans le cas d'un oscillateur harmonique et les solutions $p_i(t)$ et $q_i(t)$ décrivent au cours du temps des ellipses dans l'espace des phases (Fig. 21) :

$$\left.\begin{array}{l} \dot{p_\iota} = -k.q_i \\ \\ \dot{q_\iota} = \dfrac{p_i}{m} \end{array}\right\} \quad \ddot{q_\iota} + \frac{k}{m}.q_i = \ddot{q_\iota} + \omega^2.q_i = 0 \qquad \text{(eq. 2-30)}$$



$$\left\{\begin{array}{ll} q_i = A_i.\cos(\omega t) & \text{(eq. 2-31)} \\ p_i = A_i.m.\omega.\sin(\omega t) & \text{(eq. 2-32)} \end{array}\right.$$

Figure 21 : Évolution de l'espace de phase de particules soumises à un potentiel RF.

Si on considère donc ce mouvement harmonique avec un faisceau adapté en emittance, on a dans le plan d'espace des phases (u, u') (où u' est la vitesse associée à la coordonnée u) des ellipses concentriques de demi-axe a et a.ω (Fig. 21). L'aire de ces ellipses s'exprime de la façon suivante :

$$A = \frac{\pi}{4}\, 2a\, 2\omega a = \pi\, \omega\, a^2 \qquad \text{(eq. 2-33)}$$

Supposons que l'ellipse à un profil gaussien, on a alors :

$$n(u,u') \propto \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_{u'}}.exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma_u^2}\right).exp\left(-\frac{u'^2}{2\sigma_{u'}^2}\right) \qquad \text{(eq. 2-34)}$$

De par la forme des ellipses, il existe une relation entre les écart-types en u et u', ce qui nous amène à la relation suivante :

$$\sigma_{u'} = \omega.\sigma_u \;\Rightarrow\; n(u,u') = \frac{1}{2\pi\omega\sigma_u^2}.exp\left(-\frac{1}{2\sigma_u^2}\left(u^2+\frac{u'^2}{\omega^2}\right)\right) \qquad \text{(eq. 2-35)}$$

En considérant l'ellipse (u = a ; u' = ωa), il est possible de faire apparaitre l'aire de cette ellipse dans l'argument de l'exponentielle :

$$n(u,u') = \frac{1}{2\pi\omega\sigma_u^2}.exp\left(-\frac{2\pi\omega a^2}{2\pi\sigma_u^2}\right) = \frac{1}{2\pi\omega\sigma_u^2}.exp\left(-\frac{2A}{2\pi\sigma_u^2}\right) \qquad \text{(eq. 2-36)}$$

Si on pose $\bar{A} = \pi\omega\sigma_u^2$ à l'aire moyenne des ellipses :

$$n(A) = \frac{1}{2\bar{A}}.exp\left(-\frac{A}{\bar{A}}\right) \qquad \text{(eq. 2-37)}$$

En normalisant cette distribution, on obtient au final :

$$n(A) = \frac{1}{\bar{A}}.exp\left(-\frac{A}{\bar{A}}\right) \qquad \text{(eq. 2-38)}$$

Considérons l'énergie d'une particule sur l'ellipse (u = a ; u' = ωa) :

$$E(t) = \frac{1}{2}ma^2\omega^2 sin^2(\omega t) \;\Rightarrow\; E = \frac{1}{T}\int_0^T E(t).dt = \frac{1}{4}ma^2\omega^2 = \frac{m\omega A}{4\pi} \qquad \text{(eq. 2-39)}$$

A partir des équations (2-38) et (2-39), on obtient alors :

$$n(A)\,dA = \frac{1}{\bar{A}}.exp\left(-\frac{A}{\bar{A}}\right)dA = \frac{4\pi}{m\omega\bar{A}}.exp\left(-\frac{4\pi E}{m\omega\bar{A}}\right)dE = n(E).dE \qquad \text{(eq. 2-40)}$$

On retrouve alors la distribution de Gibbs en introduisant l'énergie moyenne :

$$\bar{E} = \frac{m\omega\bar{A}}{4\pi} \;\Rightarrow\; n(E) = \frac{1}{\bar{E}}.exp\left(-\frac{E}{\bar{E}}\right) \qquad \text{(eq. 2-41)}$$

L'emittance généralisée ε_{rms} s'exprime de la façon suivante :

$$\varepsilon_{rms} = \sigma_u\sigma_{u'} = \frac{\bar{A}}{\pi} \qquad \text{(eq. 2-42)}$$

L'énergie moyenne d'un système $\bar{E}$ et sa température T sont liées par la constante de Boltzmann k dans la relation suivante et permet d'établir une relation avec l'émittance :

$$\bar{E} = k.T = \frac{m\,\omega\,\varepsilon_{rms}}{4} \;\Rightarrow\; \varepsilon_{rms} = \frac{4\,k\,T}{m\,\omega} \qquad \text{(eq. 2-43)}$$

De fait, la réduction de l'emittance passera par une diminution de la température c'est-à-dire un refroidissement.

3-2) Les mécanismes d'interactions ion-atome.

L'utilisation d'un gaz-tampon fait principalement intervenir trois mécanismes : le refroidissement par collision, le refroidissement par évaporation et le chauffage RF.

Le refroidissement par collision.

Le refroidissement par collision est le processus majoritaire. Il s'agit de la perte d'énergie occasionnée par les collisions élastiques entre les ions et les atomes du gaz.

La collision d'un ion avec un atome de gaz moins énergique diminue son énergie. Cette succession d'interaction sur l'ensemble des ions aura, par conséquent, pour effet un refroidissement. Dans le cas idéal, la dispersion en énergie transverse est ramenée à celle du gaz ce qui représente une réduction depuis une énergie de l'ordre de quelques eV (dispersion en énergie transverse) à environ 25 meV.

L'expression de la variation d'énergie lors d'une collision de sphères dures est proposée dans l'équation (2-44) :

$$\frac{E'}{E} = \frac{m_1^2 + m_2^2 + m_1.m_2.\cos\theta_{cm}}{(m_1 + m_2)^2} \leq 1 \qquad \text{(eq. 2-44)}$$

Avec :

- E, l'énergie de l'ion avant la collision.
- E', l'énergie de l'ion après la collision.
- m_1 et m_2, respectivement la masse de l'ion et de l'atome de gaz.
- θ_{cm}, l'angle de déflection dans le centre de masse.

Dans ce modèle simple, chaque collision amène une perte d'énergie ($\frac{E'}{E} \leq 1$) et cette succession de collisions amène le refroidissement.

La conséquence est que l'on observe un amortissement du macromouvement jusqu'à ce que les ions atteignent la température du gaz, ce dernier agissant en termes de Mécanique Statistique comme un thermostat.

Le refroidissement par évaporation.

Il existe un second mécanisme de refroidissement dit par évaporation qui consiste en l'éjection des ions les plus « chauds ». La température et le refroidissement sont étroitement liés à la dispersion en énergie transverse [Ved83][Kim97] :

$$\sigma_{vx}^2 + \sigma_{vy}^2 = \frac{2\,k_B\,T}{m} \qquad \text{(eq. 2-45)}$$

où σ_v^2 sont les variances sur les composantes de la vitesse instantanée transverse des ions.

Les ions « les plus chauds » seront ceux dont l'énergie transverse est la plus élevée. A cause de cette dernière, ces ions peuvent entrer en collision avec les électrodes ou sortir du piège et sont donc perdus. Puisque ceci ne concerne que les ions les plus énergétiques, on observe alors une diminution de l'énergie moyenne des ions, c'est-à-dire, un refroidissement. Malgré tout, ce phénomène est négatif dans le fonctionnement puisque l'on perd l'ion.

Le chauffage radiofréquence.

Il existe un dernier phénomène, appelé « chauffage radiofréquence » dont l'effet sera d'augmenter la température des ions.

Nous avons vu dans ce chapitre que le mouvement radial des ions correspondait à la superposition de deux harmoniques :

- Le macromomouvement amorti pendant le refroidissement et qui est pris en compte pour considérer la température.
- Le micromouvement qui est une oscillation entretenue par le potentiel RF et qui est peu influencé par le refroidissement. De plus, il n'intervient pas dans le calcul de la température.

Le chauffage RF se manifeste lors d'une collision lorsqu'une partie de l'énergie du micromouvement est transféré vers le macromouvement. Cette dernière harmonique déterminant la température, cette augmentation d'énergie induira donc un chauffage des ions.

Ce phénomène a été mis en évidence dès le commencement de ces dispositifs et a été démontré dès le début par HG Dehmelt et FG Major [Deh67][Maj68]. Dans ces références, les auteurs ont calculé la variation d'énergie de l'ion lors d'une collision moyennée sur une phase RF :

$$< \Delta E >_{av} = m(1 - \cos\theta)\left[\frac{m_{gaz}}{m + m_{gaz}} < w^2 >_{av} - \frac{m.m_{gaz}}{(m\ +\ m_{gaz})^2} < v^2 + w^2 >_{av}\right] \quad \text{(eq. 2-46)}$$

Avec :

- m et m_{gaz}, la masse respectivement de l'ion et de l'atome de gaz.
- θ_{cm}, l'angle de diffusion dans le centre de masse.
- v et w, la vitesse instantanée du macromouvement et du micromouvement.

Ce phénomène est principalement considéré lorsque le rapport $\frac{m_{gaz}}{m}$ n'est pas très inférieur à 1.

Si nous considérons le cas où $\frac{m_{gaz}}{m} \gg 1$, l'équation (2-46) s'approche de la forme :

$$< \Delta E >_{av} \approx m\,(1 - \cos\theta) < w^2 >_{av} \geq 0 \quad \text{(eq. 2-47)}$$

La collision se traduit alors par un gain d'énergie pour l'ion et dégrade donc le refroidissement. Ceci est aussi mis en évidence en introduisant le temps de libre parcours des ions T_r. L'équation 2-48 donne alors l'évolution de l'énergie moyenne de l'ion et dans le cas présent, c'est une augmentation de l'énergie moyenne qui en résultera.

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = \frac{1}{T_r}\bar{E} \quad \text{(eq. 2-48)}$$

Si on considère l'autre cas qui correspond typiquement à notre application ($\frac{m_{gaz}}{m} \ll 1$), l'équation 2-46 devient alors :

$$< \Delta E >_{av} = m_{gaz}\,(1 - \cos\theta)\ [< w^2 >_{av} - < w^2 + v^2 >_{av}] \leq 0 \quad \text{(eq. 2-49)}$$

En suivant le même raisonnement que précédemment, on obtient alors, à partir de l'équation 2-49, une décroissance exponentielle de l'énergie. Cela se traduit concrètement par un amortissement du macromouvement (identique à l'approche macroscopique.

La température finale des ions résultera donc d'un équilibre entre le mécanisme collisionel et le chauffage RF (cet équilibre est ce qui différencie l'approche microscopique de celle macroscopique à $T \rightarrow 0$).

Dans notre projet, l'amplitude des champs de confinement est susceptible d'accroître l'apport du chauffage RF. En effet, la variation d'énergie moyenne dépend de l'amplitude du micromouvement. Or, les équations du mouvement radial ont la forme suivante :

$$\begin{cases} u = \bar{u} + u_{mic} = \bar{u} - \dfrac{e.E_u}{m.\omega_{RF}^2} cos(\omega_{RF} t) & \text{(eq. 2-50)} \\ w = \dfrac{du_{mic}}{dt} = \dfrac{e.E_u}{m.\omega_{RF}} \sin(\omega_{RF}.t) & \text{(eq. 2-51)} \end{cases}$$

Compte-tenu de l'influence du micromouvement, nous nous placerons dans des conditions de fonctionnement qui tendront à limiter cette harmonique. Cela se traduit dans l'équation 2-27 par des valeurs faibles du paramètre de Mathieu. Concrètement, nous ne dépasserons pas une valeur de q = 0.5.

La dépendance en E_u fait que ce mécanisme risque d'intervenir de manière plus importante que dans la technologie actuelle puisque nous utilisons des champs plus importants.

L'échange de charge.

En dehors des considérations de refroidissement, l'échange de charges est un autre mécanisme de pertes dans le RFQ.

Dans notre cas, nous avons l'avantage d'utiliser le gaz ayant le potentiel d'ionisation le plus élevé (α_{He} = *24.59 eV*) ce qui l'assujettit beaucoup moins à ce phénomène que pour les autres gaz. Cependant, il reste quand même des impuretés comme l'eau provenant du gaz résiduel à l'intérieur de l'enceinte ou de la bouteille d'hélium. Cela nous contraint d'ailleurs à utiliser des gaz très purs (au plus quelques ppm de contaminants).

L'échange de charges avec un hélium se traduira de la façon suivante :

$$^{A}X^{+} + Y \longrightarrow {}^{A}X + Y^{+} \qquad \text{(eq. 2-52)}$$

L'espèce d'intérêt n'étant plus chargée, elle n'est de fait plus confinée et est donc perdue. Il faut donc veiller à la qualité du gaz-tampon afin d'atténuer au maximum ce mécanisme de pertes.

3-3) L'amortissement du mouvement radial.

Il existe plusieurs manières de concevoir l'effet du refroidissement sur le mouvement radial des ions. La première approche est une dite macroscopique puisqu'elle consiste à modéliser l'effet global du gaz-tampon par l'utilisation d'une force de frottement visqueux. Cela revient alors à considérer que le mouvement de l'ion plongé dans un potentiel de confinement est assimilable à l'oscillateur harmonique amorti. Dans ces conditions, on définit la mobilité *K* de l'ion dans le gaz tampon suivant la formule suivante [McD73] :

$$\vec{v}_d = K.\vec{E} \qquad \text{(eq. 2-53)}$$

Avec :
- $\vec{v}_d$, la vitesse de dérive.
- $\vec{E}$, le champ électrique.

Lorsque l'accélération due au champ électrique est compensé par la force de frottement, on atteint une vitesse de dérive v_d et l'équation de Mathieu (2-18) prend la forme de l'équation (2-54) :

$$f_c = e.E = e.\frac{v_d}{K} \qquad \text{(eq. 2-54)}$$

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{e}{m.K}\frac{du}{dt} - 2q.\cos(\omega_{RF}.t).u = 0 \qquad \text{(eq. 2-55)}$$

Dans le cas du frottement visqueux, l'évolution de la vitesse au cours du temps nous amène typiquement à :

$$\frac{du}{dt} = -\frac{e}{mK} \implies v(t+\Delta t) = v(t)e^{-\frac{e.\Delta t}{m.K}} \qquad \text{(eq. 2-56)}$$

Avec :

- $v(t)$ et $v(t+\Delta t)$, les vitesses respectivement à t et $t+\Delta t$.
- e, la charge élémentaire
- Δt, le pas d'intégration
- m, la masse de l'ion
- K, la constante de mobilité des ions dans le gaz

Dans le cas de la mobilité, une méthode de détermination est donnée dans [Lun99]. Elle consiste à ajuster les valeurs expérimentales de constante de mobilité réduite K_0 disponible dans la littérature [Ell76][Ell78][Ell84][Vie95] par la relation suivante (Fig. 22) :

$$K_{0[cm^2.V.s]} = \frac{1}{c_1 + c_2 v + c_3 v^2} \qquad \text{(eq. 2-57)}$$

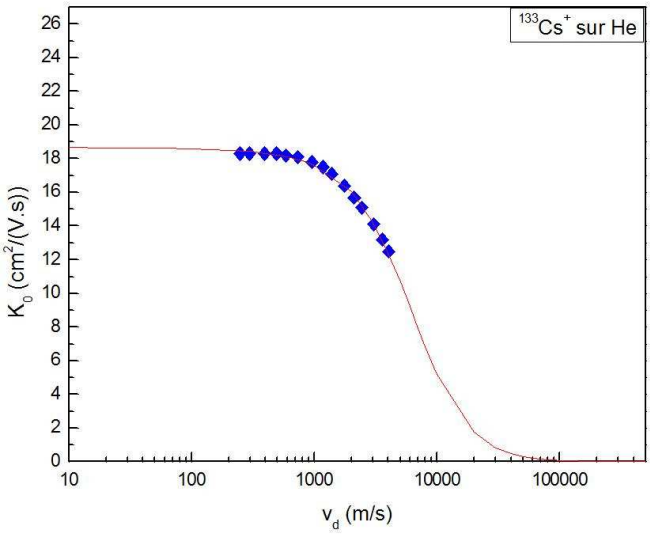


Figure 22 : Constante de mobilité en fonction de l'énergie de l'ion pour des ions Cs^+ interagissant avec des atomes d'Hélium.

Une fois les coefficients c_1, c_2 et c_3 obtenus, il est alors possible de déterminer K_0 en fonction de la vitesse de l'ion. La relation entre K et K_0 est alors :

$$K_{[cm^2.V.s]} = K_0.\frac{T}{T_N}.\frac{P_N}{P} \qquad \text{(eq. 2-58)}$$

Avec :

- T et P respectivement la température du gaz
- T_N et P_N, la température et la pression de référence pour K_0

Cette approche est très simple pour être utilisée dans Simion. Cependant, elle n'est pas rigoureuse puisqu'il n'y a pas de diffusion en particulier à basse énergie. De plus, ce modèle fait tendre l'énergie de l'ion vers zéro.

3-4) Le potentiel de collision ion-atome dit « le potentiel réaliste ».

Une autre approche consiste à faire appel à un potentiel d'interaction appelé « le potentiel réaliste ». Dans cette approche, il s'agit de prendre en compte les collisions une à une (d'où le terme *microscopique*). Dans ce modèle, on considère le potentiel d'interaction suivant ([McD73], [Ell78]) :

$$V(r) = \frac{B_n}{r^n} - \frac{A_6}{r^6} - \frac{A_4}{r^4} \qquad \text{(eq. 2-59)}$$

Où :

- Le terme B_n est un terme de répulsion avec *n* compris généralement entre 8 et 12.
- Le terme A_6 est un terme d'attraction quadripôlaire.
- Le terme A_4 est un terme d'attraction dipolaire.

Ce potentiel dépend des structures atomiques de l'ion et de l'atome de gaz. Le terme B_n exprime la répulsion liée à la collision telle qu'on peut la trouver dans le cas des collisions de sphères dures et domine surtout pour des distances de l'ordre de quelques angströms. Les termes attractifs vont quant à eux correspondre à la polarisation du cortège électronique de l'atome à l'approche de l'ion.

On préférera néanmoins exprimer ce potentiel d'ionisation sous la forme suivante en faisant appel aux paramètres sans dimension $(n, \gamma, \varepsilon, r_m)$ [Vie75] (Fig. 23) :

$$V(r) = \frac{n.\varepsilon}{n(3+\gamma) - 12(1+\gamma)} \left(\frac{12\,(1+\gamma)}{n}\left(\frac{r_m}{r}\right)^n - 4\gamma\left(\frac{r_m}{r}\right)^6 - 3(1-\gamma)\left(\frac{r_m}{r}\right)^4\right) \qquad \text{(eq. 2-60)}$$

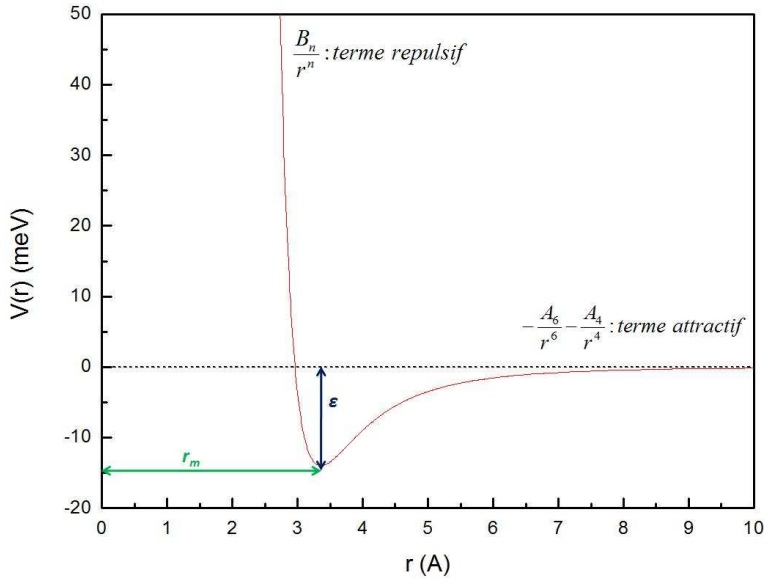


Figure 23 : Puits de potentiel pour $^{133}Cs^+$ sur He. ε est la profondeur du puits de potentiel et r_m, sa position.

Dans cette expression, le paramètre sans dimension *n* concerne la pente du terme répulsif dans le potentiel (n,6,4). Le paramètre γ qui est un réel sans dimension compris entre 0 et 1 exprime les forces relatives entre les termes dipolaire ($\propto \frac{1}{r^4}$) et quadripôlaire ($\propto \frac{1}{r^6}$). ε et r_m sont respectivement la profondeur et la distance du minimum de potentiel (Fig. 23).

Par identification avec la première expression, on peut isoler les expressions de A_4 et de A_6 :

$$\begin{cases} A_4 = \dfrac{n\varepsilon}{n(3+\gamma) - 12(1+\gamma)} . 3\,(1+\gamma)\, r_m^4 & \text{(eq. 2-61)} \\ A_6 = \dfrac{n\varepsilon}{n(3+\gamma) - 12(1+\gamma)} . 4\,\gamma\, r_m^6 & \text{(eq. 2-62)} \end{cases}$$

Or, expérimentalement, ces constantes ne dépendent que de la polarisabilité α (qui est lié à la modification de la répartition du cortège électronique) et du potentiel d'ionisation χ_v de l'atome du gaz-tampon :

$$A_4 = \frac{1}{2} e^2 \alpha \qquad A_6 = \frac{\alpha . \chi_v}{e^2} \qquad \text{(eq. 2-63)}$$

Avec :

- e, la charge élémentaire.
- α, la polarisabilité de l'atome ($\alpha(He) = 0.2050\ 10^{-24}\ cm^3$).
- χ_v, le potentiel d'ionisation du gaz ($\chi_v(He) = 24.59\ eV$).

Cela permet donc pour un couple (n,γ), choisi par l'utilisateur, de calculer la position et la profondeur du puits de potentiel.

La modélisation de ces interactions ion-neutre passe par le calcul de matrice de diffusion $\Theta(b, T_{cm})$ pour lesquelles on donne les paramètres n et γ. Chaque élément de matrice est obtenu via l'intégrale donnant l'angle de déflection en fonction de l'énergie cinétique T et du paramètre d'impact b :

$$\Theta(b, T_{cm}) = \pi - 2b \int_{r_{min}}^{\infty} \left[1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{V(r)}{T_{cm}} \right]^{-\frac{1}{2}} \frac{dr}{r^2} \qquad \text{(eq. 2-64)}$$

Avec :

- b, le paramètre d'impact de la collision
- T_{cm}, l'énergie cinétique dans le centre de masse
- r_{min}, la distance minimale d'approche déterminée par la relation suivante :

$$1 - \frac{b^2}{r_{min}^2} - \frac{V(r_{min})}{T_{cm}} = 0 \qquad \text{(eq. 2-65)}$$

Pour une collision donnée, la matrice est validée par la comparaison de données calculées avec l'expérience [Ell76][Ell78][Ell84][Vie95]. Les observables de référence (Fig. 24) sont :

- Les sections efficaces de diffusion où T_{eff} est la température effective dépendant de la température T du gaz et de la vitesse de dérive v_d que $\frac{3}{2} . k_B . T_{eff} = \frac{3}{2} . k_B . T + \frac{1}{2} . M . v_d^2$:

$$\Omega(T_{eff}) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} (1 - \cos(\theta)) . b . e^{-\frac{T_{cm}}{k . T_{eff}}} . T_{cm}^2 . db . dT_{cm} \qquad \text{(eq. 2-66)}$$

- La vitesse de dérive des ions.
- La mobilité des ions.

Pour bien se rendre compte des différences entre le frottement visqueux et le potentiel réaliste, il suffit de comparer les deux graphes de la figure 25.

Dans les deux cas, on note bien une réduction du mouvement radial. Le frottement visqueux continue à amortir jusqu'à devenir nul ce qui correspond en principe à une température nulle ce qui est physiquement absurde puisque la température des ions ne peut descendre en dessous de celle du gaz. A l'inverse, on observe toujours un mouvement radial et de la diffusion à basse énergie avec le potentiel réaliste, introduit notamment les effets répulsifs (terme B_n).

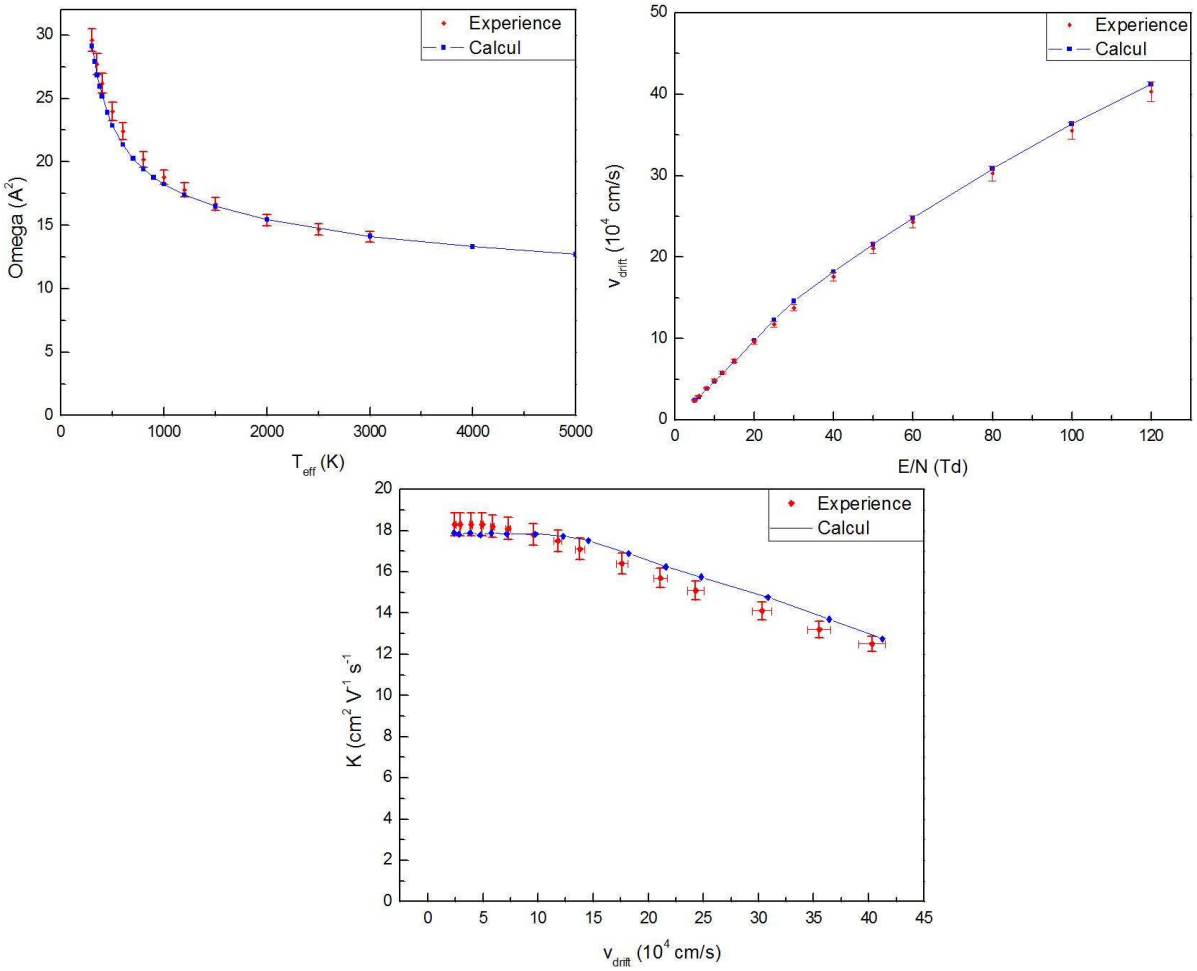


Figure 24 : Comparaison entre le calcul et les données expérimentales [Ell78] pour Cs^+ sur He.

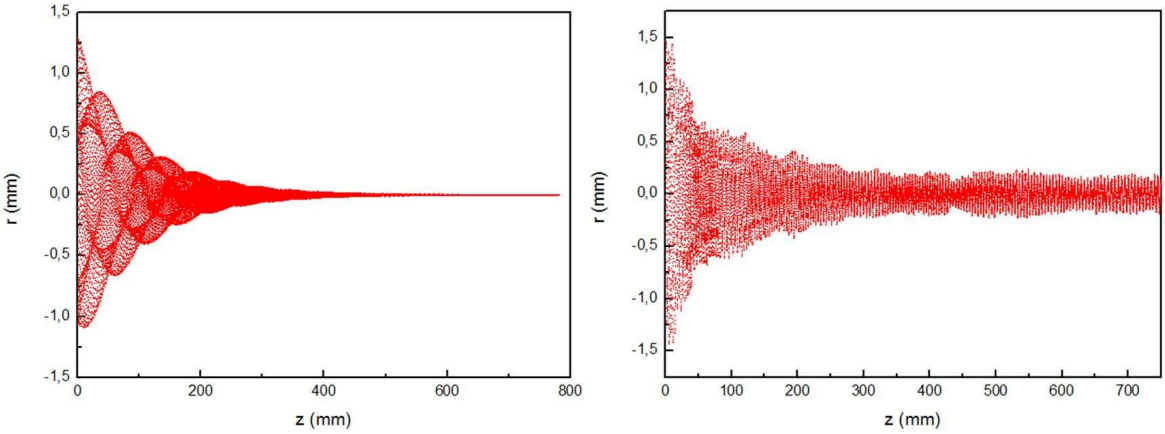


Figure 25 : Mouvement radial d'un ion $^{133}Cs^+$ en fonction de la position longitudinale dans l'hélium avec le frottement visqueux (à gauche) et le potentiel réaliste (à droite)

4 – La charge d'espace

La charge d'espace est la problématique centrale de notre projet. Sa spécificité est de devoir refroidir des courants de l'ordre du microampère soit 10 à 100 fois plus que la technologie actuelle.

De fait, la répulsion coulombienne entre les ions est beaucoup plus importante dans notre cas et représente un défi primordial. Pour vaincre ce phénomène, notre refroidisseur est conçu pour produire des champs de confinement de l'ordre de 1000 V_{pp}/mm quand les instruments existants n'atteignent que 10 à 50 V_{pp}/mm.

Les implications nouvelles de la charge d'espace seront présentées aussi bien son comportement que ses effets sur les performances du dispositif. Si nous regardons au-delà, nous nous intéresserons aussi à la conservation de l'émittance refroidi par SHIRaC une fois les ions extraits.

4-1) Le champ de charge d'espace

Les effets de la charge d'espace sont la conséquence de la répulsion entre les ions confinés dans le quadripôle. Il s'exerce entre les charges une force coulombienne telle que :

$$\overrightarrow{F_e} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}.\frac{q^2}{|\vec{r}-\vec{r}'|^2} \qquad \text{(eq. 2-67)}$$

Pour déterminer le potentiel de charge d'espace, nous pouvons utiliser le théorème de Gauss pour une source cylindrique de rayon r_{charge} et de densité uniforme de charge ρ. Considérant la symétrie de la distribution d'ions (Fig. 26), nous obtenons un champ purement radial tel que :

$$\oint_S \vec{E}.\overrightarrow{dS} = \frac{\rho_{int}}{\varepsilon_0}$$

$$\begin{cases} \overrightarrow{E_{SC}}(r < r_{charge}) = \dfrac{\rho.r}{2\varepsilon_0}.\overrightarrow{u_r} & \text{(eq. 2-68)} \\ \overrightarrow{E_{SC}}(r > r_{charge}) = \dfrac{\rho.r_{charge}^2}{2.\varepsilon_0.r}.\overrightarrow{u_r} & \text{(eq. 2-69)} \end{cases}$$

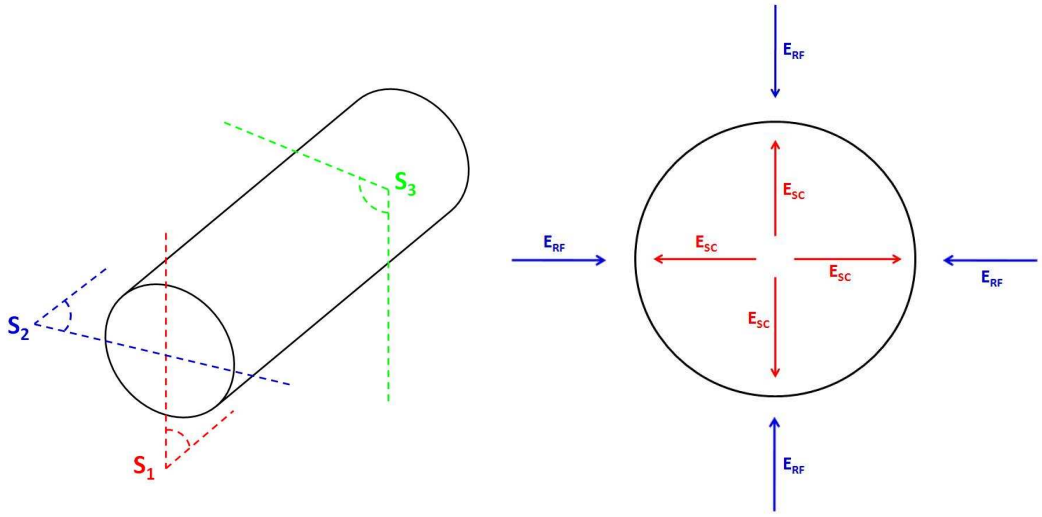


Figure 26 : Symétrie de la distribution de charge - Compétition radiale entre le confinement et la charge d'espace.

Le lien entre la densité de charge et l'intensité du faisceau est donné par la relation suivante :

$$\rho . v = \frac{I}{S} = \frac{I}{\pi . r_{charge}^2} \qquad \text{(eq. 2-70)}$$

Avec :
- *I*, l'intensité de faisceau.
- *v*, la vitesse des ions.
- $S = \pi . r^2_{charge}$, la section de la distribution de charge.

Les équations 2-68 et 2-69 s'expriment alors sous la forme suivant :

$$\begin{cases} \overrightarrow{E_{SC}}(r < r_{charge}) = \dfrac{I.r}{2\pi\varepsilon_0\, v\, r_{charge}^2} . \overrightarrow{u_r} & \text{(eq. 2-71)} \\ \overrightarrow{E_{SC}}(r > r_{charge}) = \dfrac{I}{2\pi\varepsilon_0\, v\, r} . \overrightarrow{u_r} & \text{(eq. 2-72)} \end{cases}$$

Avec :
- *I*, l'intensité du faisceau
- *r*, la position radiale de l'ion.
- ε_0, la permittivité du vide avec $\varepsilon_0 = 8.854\ 10^{-12}$ F m^{-1}.
- v_z, la vitesse longitudinale de l'ion.
- r_{charge}, le rayon de la source.

Nous pouvons de nouveau voir que la dépendance en fonction de l'intensité rend ce phénomène important pour notre projet. L'augmentation d'un facteur 10 nécessite de plus grand champ de confinement. Nous allons étudier cette limite de confinement en commençant par le modèle de Dehmelt.

4-2) La limite de confinement

L'importance nouvelle de cette charge d'espace influe obligatoirement sur la conception de SHIRaC. Nous allons continuer à justifier nos choix en déterminant la limite de confinement par le modèle de Dehmelt qui considère que les ions sont piégés dans un puits de potentiel harmonique. Nous avons montré que le mouvement radial des ions pouvait s'exprimer de la manière suivante :

$$u = \ u_{mac}\ (1 - \frac{q}{2}\cos(2\tau)) \qquad \text{(eq. 2-73)}$$

En injectant cette relation dans l'équation différentielle (2-26) et en faisant la moyenne sur une période du potentiel RF, on obtient alors :

$$\frac{d^2 u_{mac}}{dt^2} = -\ q^2 \frac{\omega_{RF}^2}{8} u_{mac} \ = -\left(\frac{2e^2 V^2}{m^2\, r_0^4 \omega_{RF}^2}\right) u_{mac} \qquad \text{(eq. 2-74)}$$

A partir de cette expression, on peut déduire du principe fondamental de la dynamique pour une charge plongée dans un pseudo-potentiel électrique D dont la profondeur $\overline{D}$ est :

$$m . \frac{d^2 u_{mac}}{dt^2} = -\frac{2\ e^2\ V_{RF}^2}{m\ r_0^4\ \omega_{RF}^2}\ r = -e . \frac{dD}{dr} \ \Longrightarrow \overline{D} = \int_{r=0}^{r=r_0} \frac{dD}{dr}\ dr = \frac{e\ {V_{RF}}^2}{m\ r_0^2\ \omega_{RF}^2} = \frac{q\ V_{RF}}{4} \qquad \text{(eq. 2-75)}$$

L'intensité maximale pouvant être refroidie est directement liée à ce pseudo-potentiel. En effet, cette limite intervient lorsque ce potentiel ne fait plus que compenser celui créé par la charge d'espace. En considérant l'équation de Poisson, nous avons pour la charge d'espace ϕ :

$$\Delta\phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \qquad \text{(eq. 2-76)}$$

Le potentiel effectif ψ_{eff} à l'intérieur du quadripôle s'exprimera :

$$\psi_{eff}(x,y) = \frac{\overline{D}}{r_0^2}\,(x^2 + y^2) \qquad \text{(eq. 2-77)}$$

Il en ressort que la densité maximale d'ions correspond à :

$$\Delta\psi + \Delta\phi = 0 = \frac{2\,\overline{D}}{r_0^2} - \frac{\rho_{max}}{\varepsilon_0} \;\Rightarrow\; \rho_{max} = \frac{q\,\varepsilon_0\,V_{RF}}{2\,r_0^2} \qquad \text{(eq. 2-78)}$$

La dépendance en fonction de l'amplitude RF et du rayon interne du quadripôle accrédite l'utilisation de champs de confinement élevés et donc la direction prise pour le développement de notre quadripôle pour des faisceaux de haute intensité.

L'équation 2-78 relève cependant d'un traitement statique. Si on considère un faisceau d'intensité I, de section S et d'énergie T, nous obtenons alors :

$$I = \rho.v.S = \rho\sqrt{\frac{2T}{m}}.S \quad\Rightarrow\quad I_{max} = \frac{q\,\varepsilon_0\,V\,S}{8\,r_0^2}\sqrt{\frac{2T}{m}} \propto \frac{V_{RF}}{r_0^2}\sqrt{\frac{2T}{m}} \qquad \text{(eq. 2-79)}$$

Ce résultat montre clairement une diminution de la capacité du quadripôle allant de pair avec le refroidissement ce qui argue de nouveau d'une opposition entre charge d'espace et refroidissement. En effet, ce dernier intervient sur l'énergie en la réduisant de 100 eV à quelques eV et sur la section en la ramenant à des diamètres inferieurs au millimètre.

A titre d'exemple, considérons l'application numérique suivante pour les ions césium $^{133}Cs^+$:

$$\left.\begin{array}{l} V_{RF} = 5000\ V_{0p} \\ r_0 = 3\ \text{mm} \\ \omega_{RF} = 2\pi\,(9\ 10^6)\ \text{rad.s}^{-1} \\ \\ T = 1\ \text{eV} \\ S = \pi\,(0.5\ \text{mm})^2 \end{array}\right\} \quad I_{max} \approx 1.2\ \mu\text{A} \qquad \text{(eq. 2-80)}$$

Ce calcul révèle de nouveau l'importance centrale que revêt la charge d'espace puisqu'il nous faut faire appel à des conditions de fonctionnement délicates (rayon faible, amplitudes élevées) pour refroidir des faisceaux de hautes intensités. Ces paramètres qui représentent une difficulté pour concevoir un tel refroidisseur tant pour les développements techniques que pour en maitriser les phénomènes comme les décharges électriques.

Nous pouvons vérifier cette limite de confinement dans un programme C++ que nous présenterons dans la partie 2-6 et pour lequel, nous utilisons le théorème de Gauss (eq. 2-71 et 2-72).

Dans les mêmes conditions (2-71) l'évolution de la transmission en fonction de l'intensité de faisceau est présentée sur la figure 27. Nous n'observons aucune perte due à la charge d'espace jusqu'à 1 µA ce qui est en accord avec le modèle de Dehmelt.

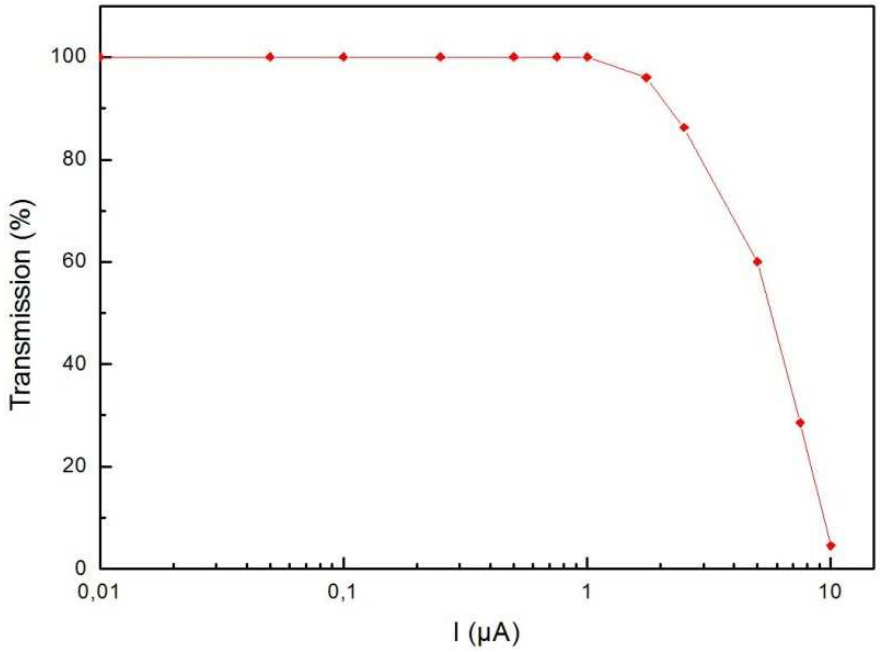


Figure 27 : Transmission simulée (avec les paramètres (2-80)) en fonction de l'intensité de faisceau.

4-3) Effets de la charge d'espace sur les équations de Mathieu.

Maintenant que nous avons défini ce champ de charge d'espace, nous pouvons regarder son implication et en premier lieu, sur les équations de Mathieu.

Les équations 2-16 et 2-17 ne prennent pas en compte la charge d'espace. Si on considère un potentiel $V_{SC}(x,y)$ pour représenter l'effet global de la répulsion coulombienne des ions, l'équation 2-18 est modifié par l'apparition d'un terme supplémentaire correspondant au champ de charge d'espace :

$$m.\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -e.\overrightarrow{grad}\,V_{RF}(x,y,t) - e.\overrightarrow{grad}\,V_{SC}(x,y) \qquad \text{(eq. 2-81)}$$

$$m.\frac{d^2u}{dt^2} + (a - 2q.\cos(\omega_{RF}.t)).u = -\frac{e}{m}.\frac{\partial V_{SC}(x,y)}{\partial u} \qquad \text{(eq. 2-82)}$$

L'apparition de ce terme supplémentaire dans les équations de Mathieu a pour première conséquence d'introduire un décalage en fréquence dans le mouvement transverse des ions [Ved84]. Ceci concerne surtout les applications liées à la spectrométrie de masse. Un exemple est donnée par [Sch02] et [Sev04]. Les quadripôles appliquent une mesure de la masse par l'excitation du macromouvement des ions par une tension sinusoïdale de même fréquence. La figure 6a de [Sch02] montre ce décalage appelé « mass shift ». La fréquence de référence (eq. 2-21) et celle mesurée diffèrent à cause de la charge d'espace ce qui introduit un biais sur la mesure de la masse.

Cependant, cette application n'est pas envisagée pour notre projet.

Il reste intéressant d'évaluer cet effet pour notre projet. Contrairement au cas sans charge d'espace (eq. 2-18), l'équation (2-82) ne peut pas être résolue par les séries finies. Il faut faire appel à des méthodes numériques pour reconstituer les trajectoires qui découlent de cette équation différentielle.

Dans les conditions de SHIRaC, on commence à observer un décalage de 10 kHz pour une intensité de 75 nA. La figure 28 montre la transformée de Fourier de trajectoires obtenues à partir de l'équation 2-82 et des formules 2-71 et 2-72 appliquées à notre projet pour trois intensités différentes. Les autres paramètres présentés dans le tableau 6 sont identiques dans les trois cas.

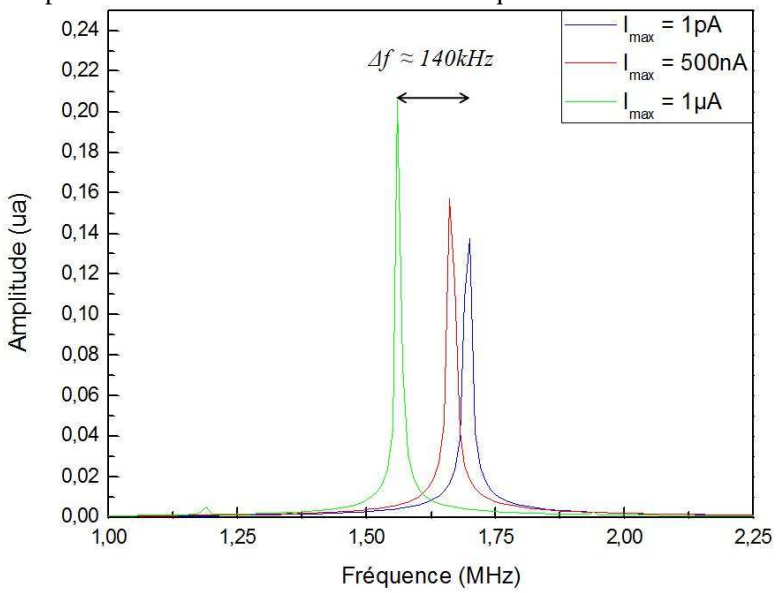


Figure 28 : Transformée de Fourier du macromouvement pour trois intensités de faisceaux.

Ion	Masse m = 133 UMA
	Charge q = +1 e
	Énergie T = 1 eV
	Position initiale (x = 0.25 mm, y = 0 mm)
Confinement	Amplitude V_{RF} = 10 kV_{pp}
	Fréquence f_{RF} = 9 MHz
	Rayon interne r_0 = 3 mm
Faisceau	Rayon de la source r_{charge} = 0.5 mm

Tableau 6 : Paramètres utilisés pour la transformée de Fourier (Fig. 28)

Par souci de visibilité, la figure 28 ne présente que les fréquences relatives au macromouvement. Un décalage de 140 kHz est observe ce qui représente une différence de l'ordre de 10% pour un écart en intensité de six ordres de grandeur. Un décalage identique a été observé pour le micromouvement avec cette fois :

$$\begin{cases} f_{1-}(1\mu A) = f_{1-}(1pA) + \Delta f & \text{(eq. 2-83)} \\ f_{1+}(1\mu A) = f_{1+}(1pA) - \Delta f & \text{(eq. 2-84)} \end{cases}$$

L'autre observation de la figure 27 est la contribution de la charge d'espace à la température des ions. Puisque cette dernière dépend de l'amplitude du macromouvement, cela montre un réchauffement. Ceci peut donc avoir un impact sur la performance du refroidisseur.

4-4) Effets de la charge d'espace sur le refroidissement.

Dans le cas idéal, le refroidissement amène les ions à avoir la même température que le gaz, c'est-à-dire, en général, 300 K. Cependant, la charge d'espace tendra vers une expansion de la

distribution. Cela augmentera donc l'émittance du faisceau extrait et abaissera les performances de l'ensemble SHIRaC + HRS.

A l'équilibre thermique, la distribution radiale *n(r)* des particules [Rei94][Dav01] est :

$$n(r) = n(r=0)\ exp\left(-\frac{m\omega_0^2 r^2 + e\phi^s(r)}{2\ kT}\right) \qquad \text{(eq. 2-85)}$$

Avec :

- *m*, la masse de l'ion confiné.
- ω_0, la pulsation du macromouvement.
- $\phi^s(r)$, le potentiel de charge d'espace.
- *k*, la constante de Boltzmann avec $k = 8.617\ 10^{-5}\ eV.K^{-1}$.
- *T*, la température des ions.

Lors du refroidissement, le produit kT tend vers 25 meV (gaz à T = 300 K) ce qui signifie que $(m\omega_0^2\ r^2 + e.\phi^s(r))$ doit lui aussi tendre vers une valeur nulle pour que *n(r)* reste finie. Lorsqu'en plus, les effets de charge d'espace sont importants, la densité de particules est quasiment uniforme [Gil04].

A l'équilibre, le confinement des ions peut être défini par l'équation 2-86 [Chu07].

$$\frac{\partial}{\partial r}P_\perp(r) = -q\ n(r)\frac{\partial}{\partial r}\phi^s(r) - m\omega_0^2\ n(r)\ r \qquad \text{(eq. 2-86)}$$

Avec :

- $P_\perp(r)$, le profil de pression transverse
- $-q\ n(r)\frac{\partial}{\partial r}\phi^s(r)$, le terme de charge d'espace
- $-m\omega_0^2\ n(r)\ r$, le terme de confinement

Le calcul à partir des équations 2-85 et 2-86 nous amène alors à la relation 2-78 [Gil04] :

$$m\ \omega_0^2\ r_{charge}^2 = 2kT_{ion} + \frac{\mathcal{N}\ e}{4\pi\varepsilon_0} \qquad \text{(eq. 2-87)}$$

Avec :
- r_{charge}, le rayon du faisceau.
- $\mathcal{N}$, la distribution linéique de charge.
- e, la charge élémentaire avec $e = 1.6\ 10^{-19}\ C$.

Puisque nous nous plaçons dans le cas d'une forte charge d'espace, la densité de charge ρ est uniforme. Nous obtenons donc :

$$\rho = \frac{N}{\pi.r_{charge}^2} \Rightarrow I = \rho\ v\ \pi.r_{charge}^2 = \mathcal{N}.v \qquad \text{(eq. 2-88)}$$

Avec :
- *I*, l'intensité du faisceau.
- *v*, la vitesse des ions.

Nous arrivons à mettre en évidence la dépendance en fonction de l'intensité :

$$m\,\omega_0^2\,r_{charge}^2 = 2kT_{ion} + \frac{I\,e}{4\pi\varepsilon_0 v} \qquad \text{(eq. 2-89)}$$

Si on considère le cas des ions $^{133}Cs^+$ à 1 eV et à une intensité de 1 µA, le terme de charge d'espace contribue à hauteur de 7.32 eV.

Cette dépendance linéaire entre la température des ions et l'intensité du faisceau a été mis évidence expérimentalement par Kim [Kim97] au travers de mesure de profil dont les résultats sont montrés par la figure 29.

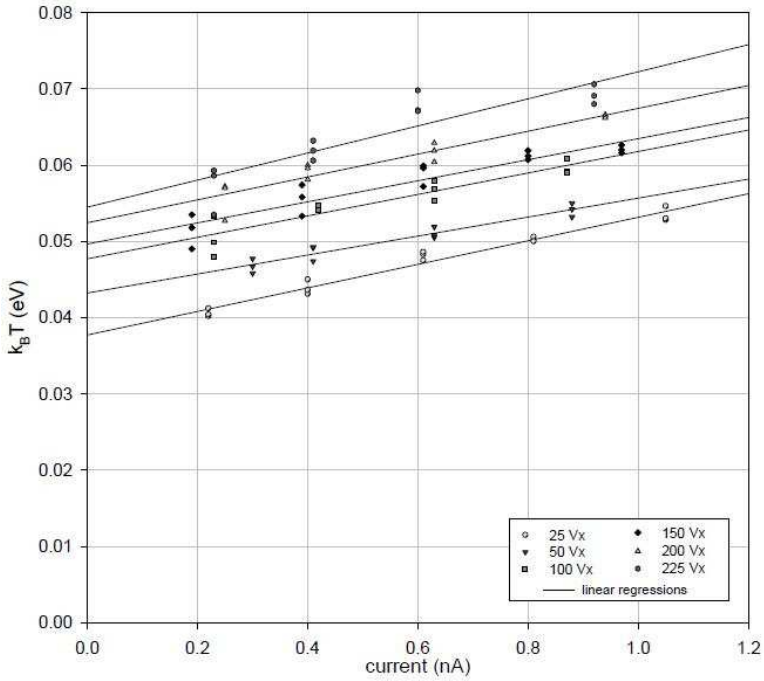


Figure 29 : Température en fonction de l'intensité du faisceau [Kim97]. Le potentiel RF est de 300 V_{0p} à 700 kHz. Le rayon interne du quadripôle est de 6.9mm. La pression du gaz-tampon (de l'azote N_2) est de 8.10^{-2} mbar. Cette systématique est effectuée pour différentes valeurs du potentiel d'extraction Vx (La température augmente avec ce dernier. Les interactions ion-neutre font que la dispersion en énergie à la sortie est proportionnelle à Vx).

Ces mesures ont été faites pour des ions césiums $^{133}Cs^+$ dans de l'azote N_2. Les données du tableau 7 représentent une des systématiques de la figure 29.

I (nA)	kT (eV)
0.22	0.0402
0.4	0.0431
0.61	0.0483
0.81	0.0502

Tableau 7 : Systématique de la figure 28 pour le potentiel d'extraction de 25V

Ces mesures montrent un chauffage du faisceau à hauteur de 17.7 meV/nA soit une différence d'un facteur 2.5 avec notre évaluation. Cela peut néanmoins s'expliquer par la dépendance en fonction de la vitesse. Nous avons pris un exemple typique à 1 eV mais dans le cas des mesures de Kim, cela correspondrait à une énergie de 0.178 eV ce qui reste cohérent avec l'énergie d'ions refroidis par un gaz-tampon à 300 K (kT = 25 meV).

Une fois le faisceau extrait et réaccéléré à 60 keV et toujours à cause de cette dépendance en fonction de la vitesse, cette énergie est réduite de 7.32 eV à 30.49 meV.

Dans l'équation (2-90), nous trouvons une autre justification au confinement de hautes intensités par de forts champs radiofréquences. En effet, pour que les ions soient maintenus dans le quadripôle, il faut que le terme RF soit supérieur ou égal aux termes thermiques et de charge d'espace :

$$m\,\omega_0^2\,r_{charge}^2 \geq 2kT + \frac{I\,e}{4\pi\varepsilon_0 v} \qquad \text{(eq. 2-90)}$$

Pour un paramètre de Mathieu q et un rayon interne r_0 donnés, on a :

$$m\,\omega_0^2\,r_{charge}^2 = m\frac{q^2}{8}\omega_{RF}^2 r_{charge}^2 \qquad \text{(eq. 2-91)}$$

Pour augmenter le confinement, il faut donc augmenter la fréquence du potentiel RF. Or, comme le paramètre de Mathieu doit idéalement être compris entre 0.4 et 0.5, si ω_{RF} augmente alors, il faut diminuer le rayon interne r_0 et augmenter l'amplitude V_{RF} du potentiel RF. Cela signifie donc de nouveau d'utiliser de forts champs de confinement.

4-5) Effets de la charge d'espace sur l'émittance du faisceau extrait.

Nous avons vu la réduction d'émittance dans le quadripôle. Il nous reste à savoir ce qui se passera entre SHIRaC et le séparateur haute-résolution de DESIR. En effet, entre ces deux dispositifs, il n'existe aucun confinement.

Si on se réfère à l'équation 2-92, on note que ce phénomène est plus contraignant à l'extraction qu'à l'injection.

$$\overrightarrow{E_{SC}}(r < r_{charge}) = \frac{I.r}{2\pi\varepsilon_0\, v\, r_{charge}^2}.\overrightarrow{u_r} \qquad \text{(eq. 2-92)}$$

Avec un faisceau à l'extraction de 1mm de diamètre (ε < 3 π.mm.mrad à 60 keV) contre 20 mm de diamètre (ε < 80 π.mm.mrad à 60 keV), la charge d'espace sera 400 fois plus importante. Il s'agit donc de vérifier que l'HRS bénéficiera bien du refroidissement effectué par SHIRaC.

La première observation que nous pouvons faire est de calculer la variation d'émittance d'un faisceau extrait. Pour cette observation, nous utilisons les conditions initiales suivantes :

- Ion : $^{133}Cs^+$
- Energie : *T = 60 keV*.
- Emittance : *ε = 1 π.mm.mrad*.
- Diamètre : *Φ = 1 mm*.
- Intensité : *I = 1 μA*.

Le résultat de la propagation de ce faisceau sur une distance de 1m est présenté par les figures 30.

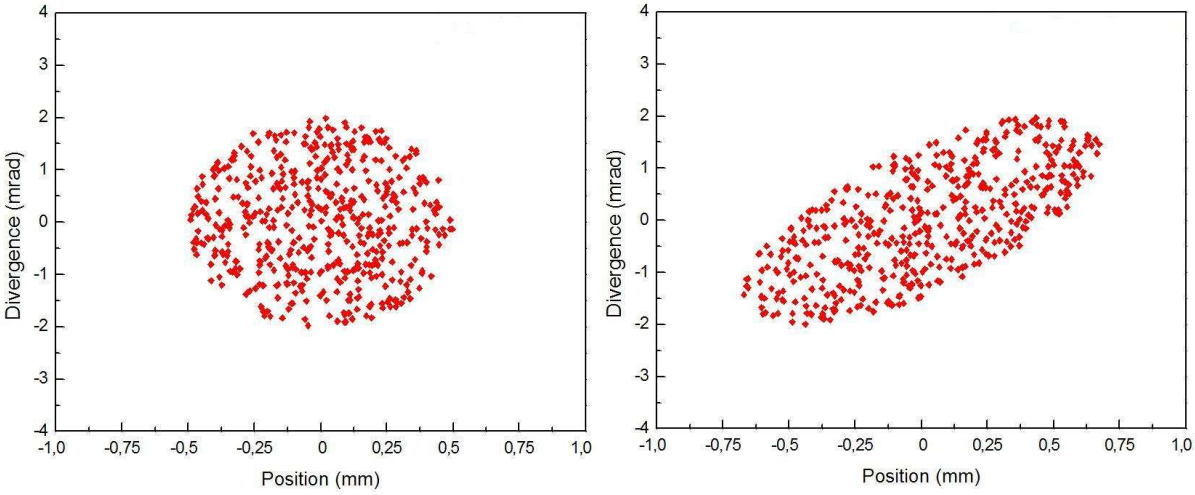


Figure 30 : Diagramme d'émittance avant la propagation (à gauche) et après la propagation (à droite). L'émittance est sensiblement identique.

L'émittance après la propagation est toujours de 1 π.mm.mrad à 60 keV. Ceci est un bon point car cela signifie qu'il n'y a pas de détérioration attendue de la qualité du faisceau. Si on prolonge cette systématique, on observe les effets de la charge d'espace à partir de 10 µA.

La charge d'espace dépend aussi de l'énergie du faisceau. Dans l'équation 2-92, on observe que ce champ électrique est inversement proportionnel à la vitesse des ions. Si on effectue la systématique, l'émittance du faisceau augmente à partir de 5 keV. Pour une énergie de 1 keV, nous obtenons une valeur de 28 π.mm.mrad. Cela signifie que la charge d'espace risque de se manifester dans l'extraction du refroidisseur quand les ions sont réaccélérés de quelques eV à 60 keV. Lors des travaux de développement, il faudra donc vérifier que le faisceau n'explose pas à la sortie de SHIRaC.

Il existe un autre moyen d'étudier cela en faisant appel à la loi de Child-Langmuir [Rei94] dont la formulation non relativiste est donnée par (2-93).

$$I = 1.67\pi 10^{-3} \left(\frac{q}{mc^2}\right)^{\frac{1}{2}} V_0^{\frac{3}{2}} \left(\frac{r_s}{d}\right)^2 \qquad \text{(Eq. 2-93)}$$

Avec (dans le système MKSA) :

- I, le courant limite du faisceau.
- q, la charge de l'ion.
- m, la masse de l'ion.
- V_0, la tension de réaccélération.
- r_s, le rayon du faisceau supposé circulaire.
- d, la distance entre les électrodes dans l'optique d'extraction.

En considérant un faisceau de $^{133}Cs^+$ à 60 keV et de rayon r_s = 0.5 mm (c'est-à-dire, l'exemple de la figure 30) et une distance inter-électrode d = 50 mm, nous obtenons avec l'équation (2-93) un courant limite de 21,9 µA, valeur rassurante puisque très supérieure aux intensités que devra refroidir SHIRaC.

5 – Le champ axial

Le quadripôle est segmenté en différentes sections isolées entre elles. Il est ainsi possible d'appliquer un potentiel axial tout le long de la structure (Fig. 31), typiquement de la forme :

$$\vec{E_z} = E_0 \, \overrightarrow{u_z}. \qquad \text{(eq. 2-94)}$$

Ce potentiel sert à compenser la perte d'énergie suivant l'axe longitudinal causée par le gaz puis à les extraire. Sans ce champ axial, les ions seraient arrêtés et par conséquent, perdus. De la même façon, il peut servir à finaliser la décélération des ions en abaissant leur énergie à quelques eV à l'intérieur du quadripôle.

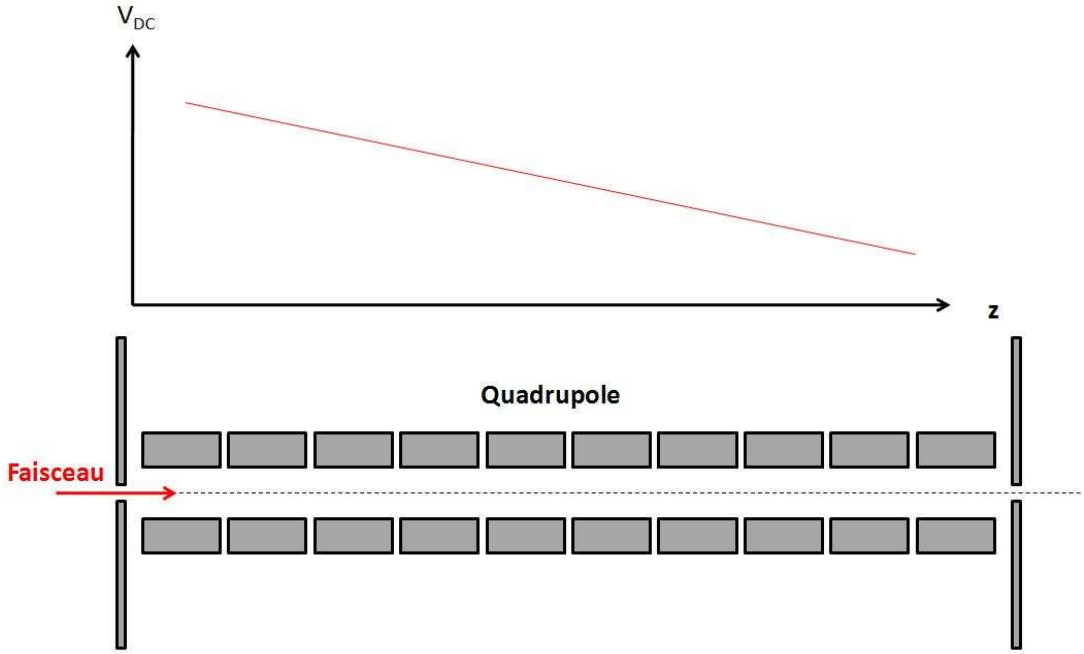


Figure 31 : Application du potentiel de guidage sur le quadripôle. Ceci est obtenu par l'application de potentiel continu sur un quadripôle ségmenté.

6 – Simulation du dispositif

Pour nous aider dans la suite de nos travaux, nous avons fait appel à deux outils de simulation : le logiciel Simion [Dah00] et un programme de simulation Monte-Carlo en langage C++.

Simion est un logiciel de simulation d'optiques ioniques dans lequel il est possible de définir la géométrie des électrodes et d'imposer leur tension. A partir de cette configuration donnée, le logiciel résout l'équation de Laplace à partir d'une méthode des différences finies. Les ions se propagent ensuite dans un volume de simulation où ils sont soumis aux potentiels calculés. Nous l'avons principalement utilisé pour l'étude des éléments électrostatiques comme les optiques d'injection et d'extraction.

Le refroidissement a été modélisé dans un programme en C++. En effet, ce langage est plus simple à utiliser que celui de Simion pour mettre en place une simulation de l'interaction ion-gaz par le potentiel réaliste. De plus, le tout peut se faire en un temps de calcul raisonnable puisqu'il n'y a pas, par exemple, d'interface graphique à gérer comme c'est le cas pour Simion. Pour la charge d'espace, nous avons repris le champ électrique défini plus tôt avec le théorème de Gauss (eq. 2-71 et 2-72). Dans la suite de cette partie, nous présenterons le fonctionnement de ce programme Monte-Carlo.

Le calcul des trajectoires.

L'algorithme consiste à faire simultanément la simulation de chaque ion ayant ses paramètres propres (temps de vol, énergie, position). Cependant, nous faisons en sorte, qu'à tout moment du calcul, ceux-ci soient approximativement à la même position longitudinale dans le quadripôle. Comme les ions circulent de l'injection vers l'extraction, il suffit à une itération donnée d'imposer que l'ion le plus en arrière soit celui qui est propagé. Nous avons besoin de procéder ainsi pour les effets collectifs comme la charge d'espace qui nécessitent de connaître la taille de la distribution.

Dans le quadripôle, les ions sont soumis à trois champs électriques :

- Le champ de confinement des ions $\vec{E}_{RF} = \vec{E}_{RF,x} + \vec{E}_{RF,y}$
- Le champ de guidage $\vec{E}_{DC} = \vec{E}_{DC,z}$
- Le champ de charge d'espace $\vec{E}_{SC} = \vec{E}_{SC,x} + \vec{E}_{SC,y}$.

Le premier potentiel que nous avons modélisé est **le potentiel RF** servant pour le confinement des ions. Puisqu'il est strictement radial, le choix a été fait de calculer les cartes 2D à partir d'une géométrie composée de 4 disques représentant la section du quadripôle.

Pour obtenir ces cartes, nous résolvons l'équation de Poisson via une méthode de relaxation :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0 \qquad \text{(eq. 2-95)}$$

Cette méthode consiste à converger vers la solution V par approximations successives. On commence par attribuer à chaque nœud du réseau une valeur de V approchée quelconque. Dans notre cas, nous considérons une valeur initiale suivant deux cas :

- Si le nœud du réseau se situe dans la section d'une électrode, on lui impose le potentiel de cette dernière.
- Pour un point quelconque (x, y) de la carte, on définit la valeur initiale telle que :

$$V_{initiale} = \frac{\sum_i \frac{V_i}{d_i}}{\sum_i \frac{1}{d_i}} \qquad \text{(eq. 2-96)}$$

Avec :

- V_i, le potentiel de l'électrode $i = 1,2,3,4$
- d_i, la distance entre le point (x, y) et le centre de l'électrode *i.*

On choisit arbitrairement un sens de parcours du réseau que l'on conservera pour toutes les itérations. On parcourt le réseau une première fois et en chaque nœud (i, j), on calcule un résidu à partir des plus proches voisins de celui-ci :

$$r = V_{i+1,j} + V_{i-1,j} + V_{i,j+1} + V_{i,j-1} - 4V_{i,j} \qquad \text{(eq. 2-97)}$$

On y fixe alors la nouvelle valeur de $V'_{i,j}$:

$$V'_{i,j} = V_{i,j} + \frac{r}{4} \qquad \text{(eq. 2-98)}$$

Pour chaque nœud du réseau, la suite des valeurs de V ainsi obtenue converge vers la solution du système. On réitère ainsi le parcours du réseau jusqu'à ce que la précision souhaitée soit atteinte (eq. 2-99).

$$\frac{V'_{ij} - V_{ij}}{V'_{ij}} < 10^{-5} \qquad \text{(eq. 2-99)}$$

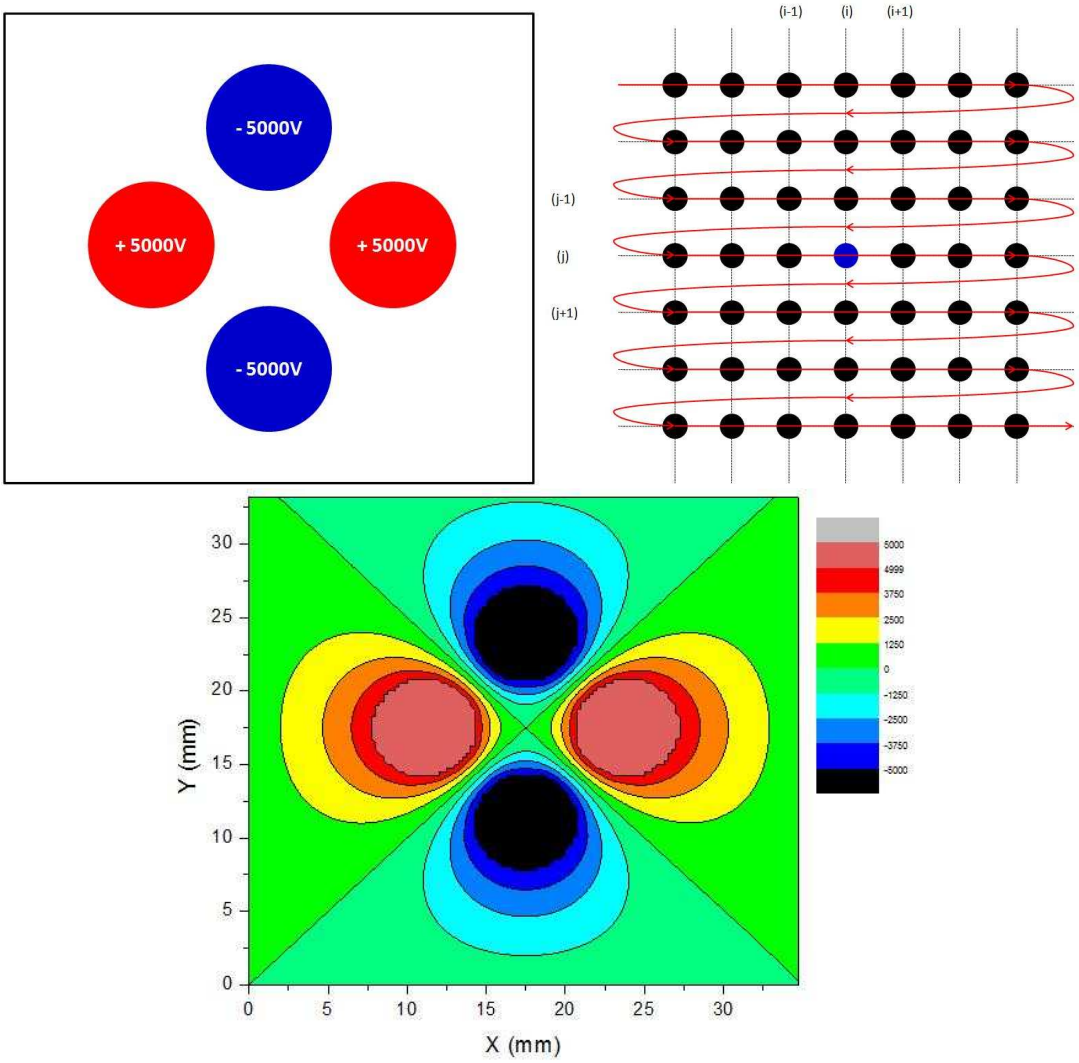


Figure 32 : Résolution du potentiel : les conditions initiales (en haut à gauche), l'algorithme de relaxation (en haut à droite) et le résultat d'une carte de potentiel pour une amplitude de 10kVpp et un rayon interne de 3mm.

Une fois ces cartes de potentiel obtenues, on peut déduire les cartes de champ en appliquant le gradient sur cette carte avec une méthode de dérivée au point milieu. Ensuite, pour une position *(x,y)*, on détermine les composantes du champ RF à partir de ces cartes et d'interpolations linéaires. Ainsi, à l'instant *t* et suivant la direction *u*, nous avons :

$$\left\|\overrightarrow{E_{RF}}(x,y)\right\|_u = \frac{\partial V_{RF}(x,y)}{\partial u}.\cos\omega_{RF}t \quad \text{avec} \quad u = x,y \qquad \text{(eq. 2-100)}$$

Pour le champ de guidage longitudinal, nous l'avons modélisé par un gradient longitudinal.

$$\vec{E}_z = -\overrightarrow{grad}(\alpha z) \propto E_z\,\vec{u}_z \qquad \text{(eq. 2-101)}$$

$$E_z = \frac{V_k - V_{k-1}}{l_{section}} \qquad \text{(eq. 2-102)}$$

Avec :

- E_z, la valeur du champ longitudinal.

- V_k, la tension continue appliquée sur la k-ième section.
- $l_{section}$, la longueur de la section.

Pour la charge d'espace, nous appliquons le champ que nous avons défini plus tôt avec le théorème de Gauss (eq. 2-71).

$$\begin{cases} \overrightarrow{E_{SC}}(r < r_{charge}) = \dfrac{I.r}{2\pi\varepsilon_0\, v\, r_{charge}^2}.\overrightarrow{u_r} & \text{(eq. 2-103)} \\ \overrightarrow{E_{SC}}(r > r_{charge}) = \dfrac{I}{2\pi\varepsilon_0\, v\, r}.\overrightarrow{u_r} & \text{(eq. 2-104)} \end{cases}$$

Avec :
- I, l'intensité du faisceau r, la position radiale de l'ion.
- ε_0, la permittivité du vide avec $\varepsilon_0 = 8.854\ 10^{-12}$ F m^{-1}.
- v_z, la vitesse longitudinale de l'ion.
- r_{charge}, le rayon de la source.

La charge d'espace est un effet collectif des ions et nous avons donc besoin de connaitre la distribution de charge dans la section du faisceau. La prise en compte de cet ensemble se reflète dans le rayon de charge r_{charge}. En considérant la position moyenne des ions dans la section du faisceau et une section de faisceau uniformément chargée, on obtient :

$$\bar{r} = \frac{\int_0^{r_{charge}} 2\,\pi\, r^2\, dr}{\int_0^{r_{charge}} 2\,\pi\, r\, dr} = \frac{r_{charge}^3}{3}\,\frac{2}{r_{charge}^2} = \frac{2}{3}\,r_{charge} \Longrightarrow r_{charge} = \frac{3}{2}\,\bar{r} \qquad \text{(eq. 2-105)}$$

A un temps t et une position *(x,y)* connus, nous connaissons donc l'ensemble des composantes de chaque champ. Il résulte du principe fondamental de la dynamique, le système d'équations différentielles suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 x}{\partial t^2} = \dfrac{e}{m}\,(E_{RF,x} + E_{SC,x}) & \text{(eq. 2-106)} \\ \dfrac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \dfrac{e}{m}\,(E_{RF,y} + E_{SC,y}) & \text{(eq. 2-107)} \\ \dfrac{\partial^2 z}{\partial t^2} = \dfrac{e}{m}\,E_{DC,z} & \text{(eq. 2-108)} \end{cases}$$

Il suffit ensuite d'effectuer une première intégration pour obtenir la vitesse puis une seconde pour obtenir la position. Dans notre cas, nous avons utilisé la méthode d'Euler :

$$\begin{cases} v_u(t + \Delta t) - v_u(t) = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}.\Delta t & \text{(eq. 2-109)} \\ u(t + \Delta t) - u(t) = \dfrac{\partial u}{\partial t}.\Delta t & \text{(eq. 2-110)} \end{cases}$$

Les ions sont ainsi propagés à l'intérieur du quadripôle mais à ce stade, nous ne simulons que le confinement de faisceaux intenses. Il nous faut maintenant y ajouter le refroidissement.

Le calcul des collisions.

Une fois la propagation de l'ion effectuée, il nous faut calculer son éventuelle collision avec un atome du gaz. La première étape consiste à définir le partenaire de l'interaction à partir des paramètres servant à définir ce gaz (masse, température, pression, …). La diffusion est considérée comme étant ponctuelle. Il nous reste alors à calculer aléatoirement les composantes de la vitesse de l'atome suivant une distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$P(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\,\pi\,k_B\,T}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{m\,(v_x^2+v_y^2+v_z^2)}{2\,k_B\,T}} \qquad \text{(eq. 2-111)}$$

$$\begin{cases} v_x = \left(\frac{k_B T}{m_{gaz}}.(-2\ln(r_1.\cos(2\pi r_2)))\right)^{\frac{1}{2}} & \text{(eq. 2-112)} \\ v_y = \left(\frac{k_B T}{m_{gaz}}.(-2\ln(r_3.\cos(2\pi r_4)))\right)^{\frac{1}{2}} & \text{(eq. 2-113)} \\ v_z = \left(\frac{k_B T}{m_{gaz}}.(-2\ln(r_5.\cos(2\pi r_6)))\right)^{\frac{1}{2}} & \text{(eq. 2-114)} \end{cases}$$

Avec :

- k_B, la constante de Boltzmann.
- T, la température du gaz.
- m_{gaz}, la masse d'un atome de gaz.
- r_i , des nombres aléatoires tirés uniformément entre 0 et 1.
- v_u, les composantes de la vitesse de l'atome de gaz

Une fois toutes les données connues, nous pouvons calculer cette collision. Pour commencer, il s'agit de déterminer si elle a effectivement lieu. La probabilité est exprimée par la formule suivante :

$$P = 1 - e^{-N.\sigma_{coll}.v_{rel}.\Delta t} \qquad \text{(eq. 2-115)}$$

Avec :

- *N*, le nombre d'atomes par unité de volume.
- σ_{coll}, la section efficace de collision telle que $\sigma_{coll} = \pi b_{max}^2$ où b_{max} est le paramètre d'impact maximum.
- v_{rel} est la vitesse relative entre les deux partenaires définie par :

$$\overrightarrow{v_{rel}} = \overrightarrow{v_{ion}} - \overrightarrow{v_{gaz}} \qquad \text{(eq. 2-116)}$$

- Δt, le pas d'intégration en temps

On peut dès lors déterminer s'il y a effectivement une collision en tirant uniformément un nombre aléatoire *r* compris entre 0 et 1 :

- Si $r < P$ alors il n'y a pas d'interaction ion-atome et on arrête le calcul de la diffusion.
- Si $r > P$ alors il y a une collision et on passe à la suite du calcul

Dans le cas où il y aurait collision, l'étape suivante consiste à tirer le paramètre d'impact suivant la relation suivante :

$$b = b_{max}\sqrt{r} \qquad \text{(eq. 2-117)}$$

Avec *r*, un nombre tiré uniformément entre 0 et 1.

Connaissant l'énergie et le paramètre d'impact de la collision, nous pouvons alors déterminer l'angle de déflection dans le centre de masse à l'aide des matrices de diffusion définies plus tôt (eq. 2-64) par :

$$\Theta(b, T_{cm}) = \pi - 2b \int_{r_{min}}^{\infty} \left[1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{V(r)}{T_{cm}}\right]^{-\frac{1}{2}} \frac{dr}{r^2} \qquad \text{(eq. 2-118)}$$

Nous avons ainsi un programme de simulation permettant de reproduire exactement le refroidissement en présence de la charge d'espace. Celui-ci nous sera utile par la suite pour nos études et nos analyses.

7 – Synthèse.

Nous venons de voir le fonctionnement et le formalisme d'un refroidisseur de faisceaux à gaz-tampon ainsi que la problématique centrale de notre projet, la charge d'espace. Cette dernière peut être considérer comme un champ électrique purement radial.

Pour refroidir les ions et vaincre la répulsion qu'ils exercent entre eux, nous avons vu que nous devons y opposer un champ de confinement de l'ordre de 1000 V_{pp}/mm. Nous avons ainsi défini un quadripôle ayant les caractéristiques suivantes :

$$\begin{cases} \text{Rayon interne : } r_0 = 3 \text{ mm} \\ \text{Amplitude RF : } V_{RF} = 10 \text{ kV}_{pp} \end{cases}$$

A partir de ce formalisme, nous avons aussi développé un programme de simulation en C++ qui tient compte de la charge d'espace. Cela nous sera utile pour la suite de nos travaux et analyser les effets de la répulsion coulombienne notamment sur le refroidissement.

Maintenant que nous avons cerné la problématique de notre projet, nous devons passer à la partie expérimentale. Pour cela, nous avons commencé par développer et étudier un premier prototype, SHIRaC-Phase1.

3 – Le prototype SHIRaC-Phase 1

Les études expérimentales de cette thèse ont commencé avec un premier prototype SHIRaC-Phase1 construit au CSNSM-Orsay [Gia08] en collaboration avec McGill (Canada) et installé au LPC-Caen en Novembre 2007. Avec son rayon interne très faible et ses potentiels RF élevés, l'objectif a été d'étudier la faisabilité du confinement et du refroidissement de faisceaux intenses à l'aide de forts champs RF.

Dans ce chapitre, nous aborderons tous les travaux et développements instrumentaux. La proximité des électrodes et les potentiels utilisés peuvent amener des décharges électriques auxquels nous nous intéresserons. Enfin, nous nous consacrerons à l'étude expérimentale et aux performances de ce prototype.

1 – Description et développements mécaniques.

Nous commencerons par voir les aspects mécaniques. Ce prototype a subit sur ce point plusieurs modifications que nous détaillerons.

La structure de la Phase 1 (Fig. 33) consiste en un quadripôle de 652 mm de longueur et de rayon interne r_0 = 3 mm (ce qui induit donc un rayon d'électrode de 3.45 mm [Lee71]). Pour pouvoir appliquer le potentiel de guidage, le quadripôle est divisé en 17 sections d'une longueur de 40 mm à l'exception de 3 d'entre elles (#13, #14 et #15) situées dans la seconde moitié du RFQ et qui sont réduites à 20 mm. L'application de ces dernières étant destinée au cas où il serait utile d'effectuer un regroupement des ions (*« bunching »*). En effet, cela se justifie dans ce cas par la nécessite de réduire l'extension temporelle du nuage d'ions. Cependant, cette fonctionnalité est plus axé vers la manipulation d'ions pour la prospective concernant Eurisol [Eurisol]. Elle ne nous sera pas utile dans cette thèse puisqu'il s'agit d'améliorer la résolution en masse d'un HRS. Les sections sont espacées de 2 mm les unes des autres.

Les électrodes de chaque barreau sont fixées sur une poutre métallique dont elles sont isolées par des pièces de céramique. Cette poutre intervient dans l'acheminement de la RF aux électrodes et dans le couplage des potentiels RF et statique.

A chaque extrémité se trouve un jeu de trois électrodes dont la conception a été étudiée par Ricardo Lambo [Lam05]. A l'entrée du quadripôle, il permet une décélération et une injection efficace du faisceau.

Cet ensemble (Fig. 34), identique à l'injection et à l'extraction, se compose d'une électrode de masse, d'un anneau et d'un cône. La première, de masse, est hyperbolique d'un rayon de 45 mm ayant en son centre un orifice de 6 mm de diamètre et qui est polarisé à la masse. L'anneau hyperbolique a un rayon interne de 12 mm et est solidaire du cône supportant l'ouverture de 4 mm de diamètre vers le quadripôle.

Le principe de ces électrodes est basé sur le postulat selon lequel l'injection des ions dans le quadripôle sera la plus efficace si les diagrammes d'espace des phases sont similaires pendant la décélération et le confinement.

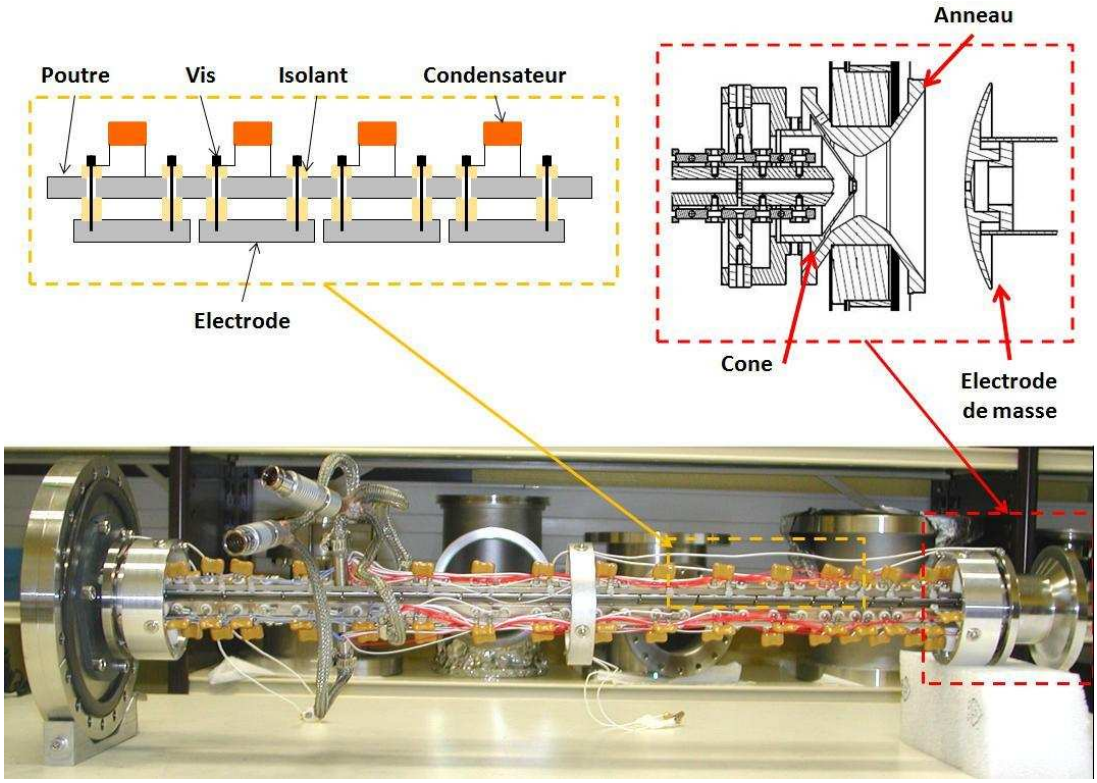


Figure 33 : Quadripôle de la phase 1. L'ensemble est présenté sur la photo du bas. Le montage des barreaux est présenté en haut à gauche (les électrodes sont montés sur une poutre de support de laquelle elles sont isolées par des pièces en céramique. En haut à droite, la CAO présente les électrodes d'injection et d'extraction.

Pour déterminer les dimensions des électrodes, Lambo fait une approximation par rapport à l'oscillateur harmonique (eq. 1-5 à 1-7) de chacune de ces deux étapes.

Ainsi, pour cette approche, seul le macromouvement est considéré lors du confinement dans le RFQ et nous retrouvons donc la pulsation du mouvement séculaire (eq. 3-1). Ceci est notamment vrai pour q < 0.4.

$$\omega_0 = \frac{q}{2\sqrt{2}}.\omega_{RF} \qquad \text{(eq. 3-1)}$$

Pour la décélération, la conception de ces électrodes est fortement inspirée de celle d'un piège de Paul à 3 dimensions hormis que les potentiels y sont statiques.

En appliquant la même méthode de calcul qu'au chapitre 2 (Eq. 2-1 à 2-7) pour le cas 3D, on trouve le potentiel suivant :

$$V(r,z) = \frac{V_0}{4.z_0^2}(r^2 - 2.z^2) \qquad \text{(eq. 3-2)}$$

$$r_0 = \sqrt{2}.z_0 \qquad \text{(eq. 3-3)}$$

En appliquant le principe fondamental de la dynamique à ce potentiel et en considérant que V_0 est égale à la valeur V_{HT} de la haute tension, on obtient alors une analogie avec l'oscillateur harmonique :

$$m.\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -e.\overrightarrow{grad}\,V(r,z) \quad \Longrightarrow \quad m.\frac{d^2r}{dt^2} = -e.\frac{\partial V(r,z)}{\partial r} \qquad \text{(eq. 3-4)}$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} + \frac{e.V_{HT}}{2.m.z_0^2}.r = \frac{d^2r}{dt^2} + \omega_{dec}^2.r = 0 \qquad \text{(eq. 3-5)}$$

Il résulte donc l'équivalent d'une pulsation pour notre optique tel que :

$$\omega_{dec} = \frac{1}{z_0}.\sqrt{\frac{e.V_{HT}}{2.m}} \qquad \text{(eq. 3-6)}$$

Avec :

- z_0, la distance entre l'électrode de masse.
- V_{HT}, la tension de décélération qui correspond, en première approximation, à la tension à laquelle seront polarisées les électrodes.
- m, la masse de l'ion.

Pour obtenir une injection optimum, il s'agit donc de faire coïncider ω_0 et ω_{dec}. Cependant, la plupart des paramètres sont fixés par d'autres considérations. Pour le macromouvement, tout sera dicté par les contraintes sur le confinement et la stabilité des trajectoires des ions dans le quadripôle comme la charge d'espace et les paramètres de Mathieu. Le potentiel de haute tension est lui réglé par rapport à l'énergie du faisceau dont les ions imposent la masse m.

Le seul paramètre qu'on peut régler est la distance inter-électrode z_0. Cependant, une modification de cette dernière impose systématiquement une intervention mécanique lourde (démontage, alignement, …) pour chaque changement d'énergie ou d'ion. En conséquence, ceci rend leur utilisation excessivement contraignante. Compte-tenu des diverses contraintes techniques (décharges éléctriques, alignement, tube de support, …), la distance inter-électrode a été arbitrairement fixée à $z_0 = 52\ mm$.

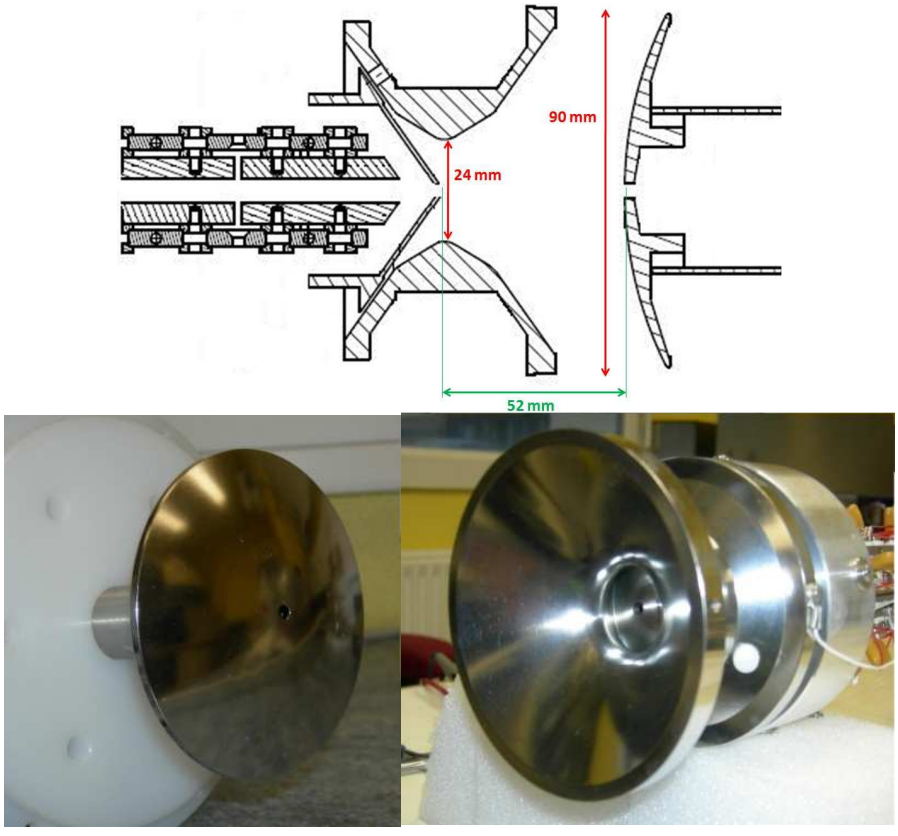


Figure 34 : L'ensemble de l'optique d'injection : en haut, schéma de l'optique, en bas de gauche à droite, l'électrode de masse et l'ensemble cône-anneau.

La chambre contenant le quadripôle est constituée d'un ensemble de pièces de vide DN100 et DN160. La croix de DN160 supporte une pompe turbomoléculaire Varian V551 (600 l_{He}/s) permettant d'assurer un vide de l'ordre de 10^{-7} mbar (Fig. 35). L'ensemble du dispositif est placé sur une plateforme Haute Tension (1 m * 1.5 m * 2 m) contenant l'ensemble des appareils nécessaires au fonctionnement de SHIRaC. Cependant, il est à noter que la longueur de cette cage était trop grande. L'extraction du quadripôle était à l'intérieur de la zone HT rendant impossible le montage d'une électrode de masse. A ce stade, le refroidisseur était donc incomplet.

Cette cage est isolée de la partie neutre par un isolant en PVC capable de supporter une haute tension pouvant atteindre 80 kV. L'alimentation électrique 220 V est rendue possible grâce à un transformateur d'isolement situé en dessous de la cage.

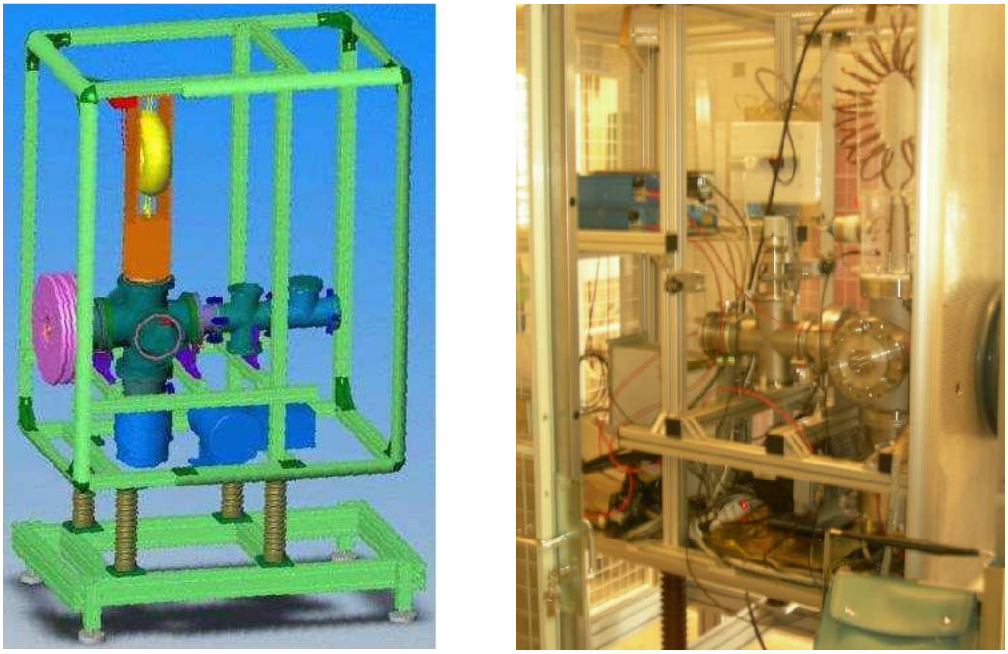


Figure 35 : Arrangement mécanique au CSNSM – sur la CAO, on distingue en mauve l'isolant HT situé à l'injection. Le quadripôle est logé dans l'ensemble de pièces de vide. La bride DN100 en fin de ligne supporte une coupe de Faraday recueillant les ions extraits juste après la sortie du cône d'extraction.

Les travaux au LPC ont commencé à partir du refroidisseur présenté sur la figure 35. Les développements entrepris en terme de mécanique ont eu pour objectifs majeurs de réorganiser l'arrangement et mettre en place le système de vide.

Nous avons réorganisé l'aménagement de SHIRaC dans le but d'y installer l'ensemble des électrodes d'extraction. Une réduction de la longueur de la cage interne a d'abord été envisagée. A cause de sa complexité et en raison de la réduction conséquente de l'espace alloué aux appareils embarqués (électronique, pompes, …) qui en aurait résultée, elle a été très vite écartée.

La longueur de l'ensemble étant très proche de la largeur de la cage interne, nous avons donc fait une rotation de 90° du quadripôle. Les deux extrémités de ce dernier étant alors accessibles, nous avons pu placer l'isolateur et l'électrode de masse pour aboutir à la configuration présentée sur la figure 36.

La mise en place du système de vide a aussi représentée une intervention très lourde du point de vue mécanique puisqu'il a fallu adapter l'existant. L'objectif est de limiter autant que possible la propagation du gaz-tampon depuis le quadripôle vers les autres parties de la ligne.

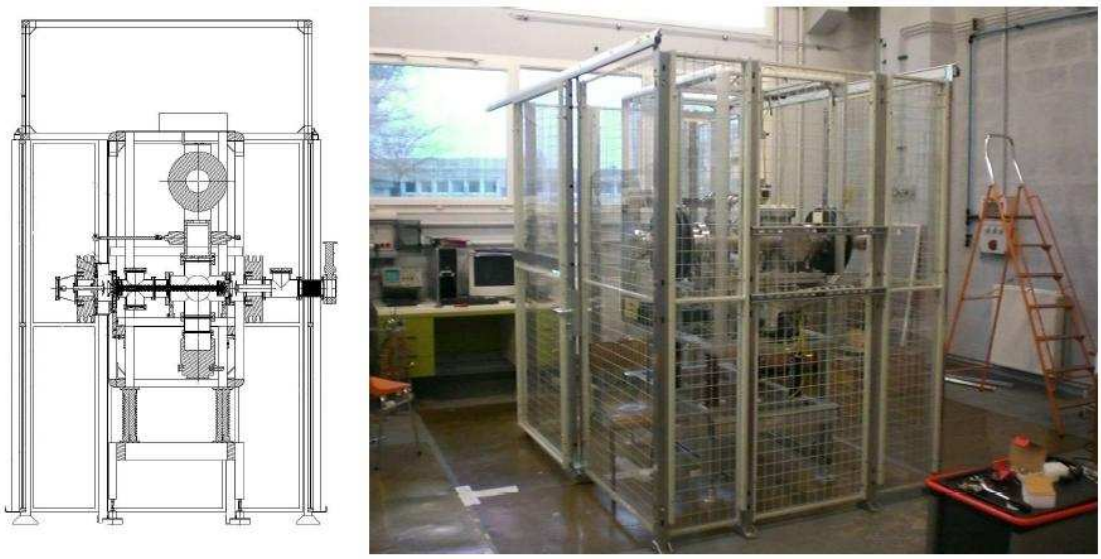


Figure 36 : Première modification au LPC : rotation du quadripôle et installation de l'ensemble d'extraction.

Tout d'abord, l'injection de gaz au niveau du quadripôle se fait à l'aide d'une vanne de régulation Pfeiffer EVR116 référencée sur une jauge de pression PKR 251. Ces deux éléments sont contrôlés par un module RVC 300. Pour protéger la pompe turbomoléculaire, cette dernière est séparée de l'enceinte par une vanne VAT série 14 – DN 160. L'hélium utilisé provient d'une bouteille pure à 99.9999% [AirLiquide] embarquée dans la cage HT et l'ensemble du système de vide en amont de la vanne de régulation dispose de moyen de prévidage.

Il s'agit ensuite d'évacuer le gaz des autres compartiments de la ligne. Les chambres entourant les électrodes d'injection et d'extraction ont été remplacées par d'autres supportant un piquage DN63 permettant l'installation d'une pompe turbomoléculaire TMH 071YP (50 l_{He}/s) et un piquage DN25 pour les jauges de mesure (Pfeiffer PKR 251).

Pour assurer un pompage supplémentaire à l'arrière, une pompe Pfeiffer TPU 170 (150 l_{He}/s – DN100) a aussi été rajoutée, cette fonction étant assuré à l'avant par une autre pompe situé sous la source ce qui forme le système de vide présenté sur la figure 37.

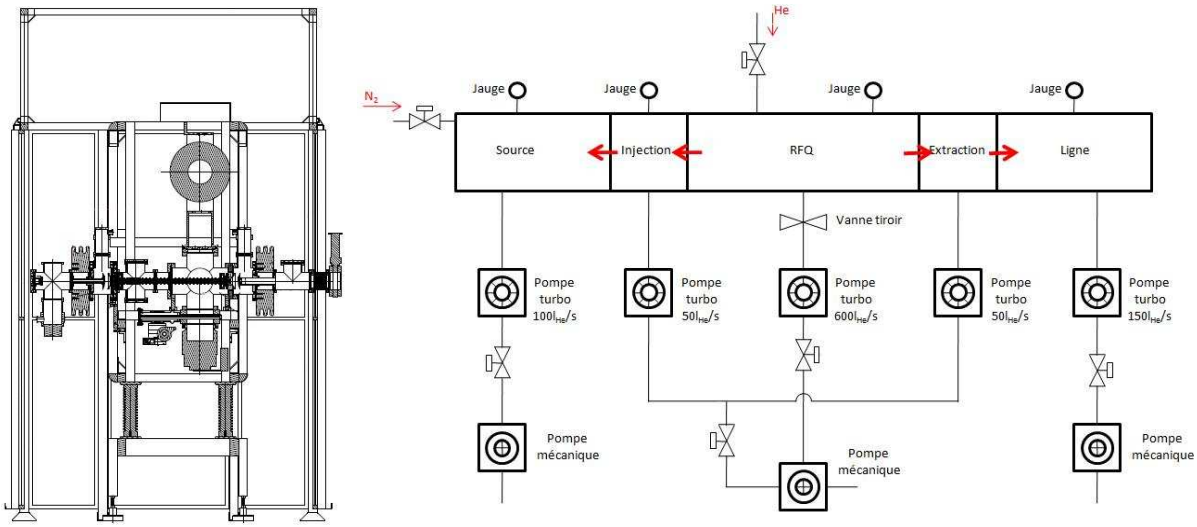


Figure 37 : Système de vide mis en place sur SHIRaC

2 – Description et développements électroniques.

La production de l'amplitude radiofréquence.

L'électronique est la seconde partie importante de SHIRaC et a représenté le plus gros effort en terme de R&D. Comme nous l'avons vu plus tôt, l'obtention de champs RF élevés est une condition requise pour confiner des faisceaux de haute intensité. En plus d'avoir un faible rayon interne, il est nécessaire de produire le potentiel adéquat. De plus, nous avons une contrainte supplémentaire puisqu'il nous faut limiter la puissance utilisée pour éviter d'importantes dérives thermiques. Dès lors, le seul moyen d'arriver à nos fins est de recourir à un circuit résonant LC (Fig. 38).

Le circuit LC est composé du résonateur d'inductance L, formé par deux branches en tube de cuivre et du quadripôle lui-même de capacité C.

Le signal primaire est produit par un générateur de signal SRS DS 345 et un amplificateur large bande EADS/Nuclétudes d'une puissance de 300 W. Il est envoyé au circuit LC par l'intermédiaire d'un transformateur 5:1 constitué entre autres par des ferrites.

On définit la fréquence de résonance du circuit LC (celle pour laquelle nous obtiendrons nos hautes amplitudes) par l'équation 3-7.

$$f_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC}} \qquad \text{(eq. 3-7)}$$

Avec :
- *L* est l'inductance du résonateur (celle du quadripôle est négligeable).
- C est la capacité du quadripôle (pour SHIRaC-P1, C = 86 pF).

Pour définir les grandeurs de notre résonateur (2 branches) et notamment son inductance L, nous considérerons la formule suivante :

$$L = 2.\mu_0.\mu_r.N^2.\frac{S}{l} \qquad \text{(eq. 3-8)}$$

Avec, pour chacune des branches :
- μ_0, la perméabilité du vide avec $\mu_0 = 4\pi\ 10^{-7}\ N.A^{-2}$.
- μ_r, la perméabilité relative du milieu ($\mu_r \approx 1$ pour l'air).
- *N*, le nombre de spires avec, pour notre système N = 10
- *S*, la section d'un enroulement avec S = π (100 mm/2)^2
- *l*, la longueur d'une branche avec l = 500 mm.

Si on considère les grandeurs typiques de notre système, nous obtenons une inductance de l'ordre de 4 µH (expérimentalement, L = 3.5 µH).

Dans la conception de ce résonateur, il faut aussi tenir compte des pertes, en particulier par effet Joule. Nous serons confrontés à l'effet de peau. En effet, lorsque des courants alternatifs parcourent un conducteur, la densité de courant est inhomogène suivant la section et se traduit principalement par une circulation en surface. L'épaisseur de cette « peau » s'exprime de la façon suivante :

$$e = \sqrt{\frac{\rho}{\pi.\mu_0\mu_r.f_{RF}}} \qquad \text{(eq. 3-9)}$$

Avec :
- ρ, la résistivité du conducteur avec $\rho_{Cu} = 1.8\ 10^{-8}\ \Omega.m$.

- μ_0, la perméabilité du vide avec $\mu_0 = 4\pi\ 10^{-7}\ N.A^{-2}$.
- μ_r, la perméabilité relative du milieu ($\mu_r \approx 1$ pour le cuivre).
- f_{RF}, la fréquence.

Pour diminuer la résistance induite par cet effet, il s'agit alors d'augmenter la section utile à la circulation du courant en augmentant la section du conducteur d'autant plus aux fréquences où nous travaillons.

Chacune des deux parties transporte une tension RF de même fréquence mais en opposition de phase et dont l'amplitude sera maximale à la base du résonateur. Deux capacités Jennings CVDD-60-0015 variables entre 9 et 60 pF permettent d'équilibrer les deux tensions et, dans une certaine mesure, de modifier la fréquence.

L'interface entre l'atmosphère et le vide est assurée par une bride isolante en téflon. Au-delà de cette dernière, des tresses apportent le potentiel RF aux poutres de support correspondantes.

Dans ce circuit résonant LC, l'inductance est formée par le résonateur et a pour valeur L = 3.5 µH. La capacité qui résulte du quadripôle est quant à elle de C = 86 pF. Il en résulte de cet ensemble une fréquence de résonance de 5.7 MHz.

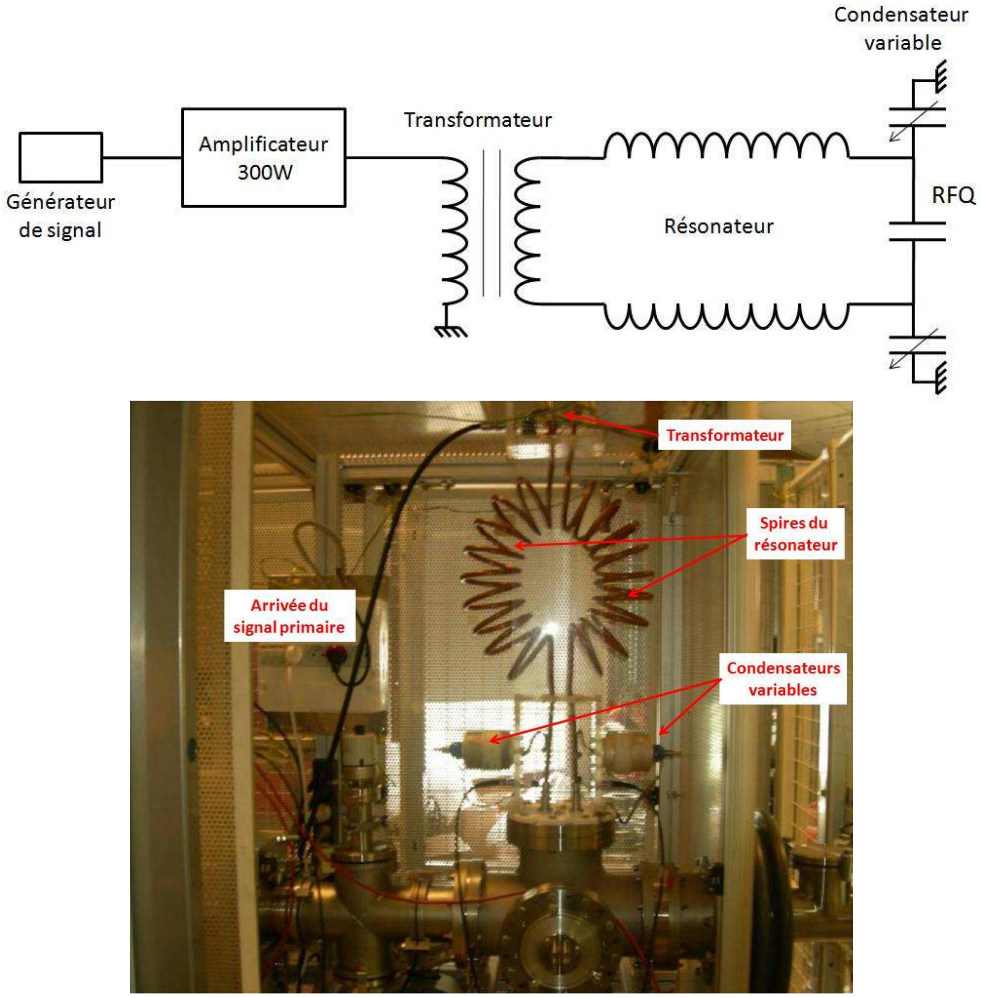


Figure 38 : Vue du résonateur de SHIRaC – Le transformateur est situé au sommet de ce système et on note à la base la présence des deux capacités variables.

Lorsque le RFQ est arrivé au LPC-Caen, le système RF a été mis au banc d'essai afin d'en faire le diagnostic et de l'améliorer.

Lors de ces premiers tests, nous avons utilisé des condensateurs RF capables de supporter à leurs bornes des tensions sinusoïdales de l'ordre de 10 kV_{pp} pour représenter la charge capacitive du quadripôle. De manière totalement empirique, il est très vite apparu que le principal défaut de ce système résidait au niveau du transformateur. Dans ce dernier, deux enroulements sont magnétiquement couplés par une ferrite. Le « primaire » crée un champ magnétique qui induit alors un courant dans le « secondaire ». Les rapports entre ces enroulements suivent les lois suivantes :

$$\frac{v_1}{v_2} = -\frac{n_1}{n_2} \qquad \frac{i_2}{i_1} = -\frac{n_1}{n_2} \qquad \text{(eq. 3-10)}$$

Avec :
- v_1 et v_2, les tensions respectivement en entrée du primaire et du secondaire.
- i_1 et i_2, les intensités de chaque enroulement.
- n_1 et n_2, le nombre de spires sur chaque enroulement.

Cependant, l'un des effets de cette induction est la création de courants de Foucault à l'intérieur de la ferrite. Ceux-ci ont alors deux conséquences négatives. La première est de provoquer une importante dérive thermique dissipant une partie non négligeable de la puissance fournie par l'amplificateur. De plus, avec la loi de Lenz, ces courants créent un champ qui s'oppose à celui crée par le circuit primaire et réduisent le signal sur le circuit secondaire. Cumulés, il résultera de ces deux phénomènes des performances très en deçà de ce qui devrait être attendu.

De plus, ce transformateur présente l'inconvénient de « désadapter » la sortie de l'amplificateur large bande. En effet, cette dernière a une impédance de 50 Ω et il est nécessaire pour une transmission optimale de sa puissance, que soit branché un dispositif de même impédance. Ceci est reflété par le coefficient de réflexion ρ tel que :

$$\rho = \frac{Z_t - Z_c}{Z_t + Z_c} \qquad \text{(eq. 3-11)}$$

Avec :
- Z_t, l'impédance de la terminaison de l'amplificateur.
- Z_c, l'impédance caractéristique.

En conséquence, pour avoir le meilleur transfert de puissance possible et éviter au mieux la réflexion, il est nécessaire d'amener ce coefficient à une valeur proche de zéro.

Partant de cela, il a été choisi de remplacer ce transformateur ferromagnétique par une boucle d'inductance dans les spires du résonateur dont les deux branches sont reliées au niveau du point de masse (Fig. 39). L'utilisation de ce couplage par air permet alors de résoudre les deux problèmes rencontrés plus tôt de par l'absence de matériau susceptible de dissiper la puissance de l'amplificateur et de par l'impédance de ligne 50Ω du câble formant la boucle d'induction.

Dans les conditions optimales du banc d'essai, des amplitudes allant jusqu'à 5400 V_{pp} pour des fréquences avoisinant 7 MHz ont été obtenues avec une charge capacitive de 68 pF (Fig. 39).

La figure 40 montre l'application de cette technique sur le prototype à différentes fréquences. Pour modifier ces dernières, la procédure est simple. Pour rappel, nous avons affaire avec un circuit résonant LC dont la fréquence de résonance est donnée par l'expression (3-7).

L étant l'inductance du résonateur et C représentant la capacité du RFQ (C = 86 pF), il est possible de modifier la fréquence de résonance (Eq. 3-7) en disposant une capacité RF en parallèle au quadripôle nous donne typiquement le résultat observé sur la figure 40.

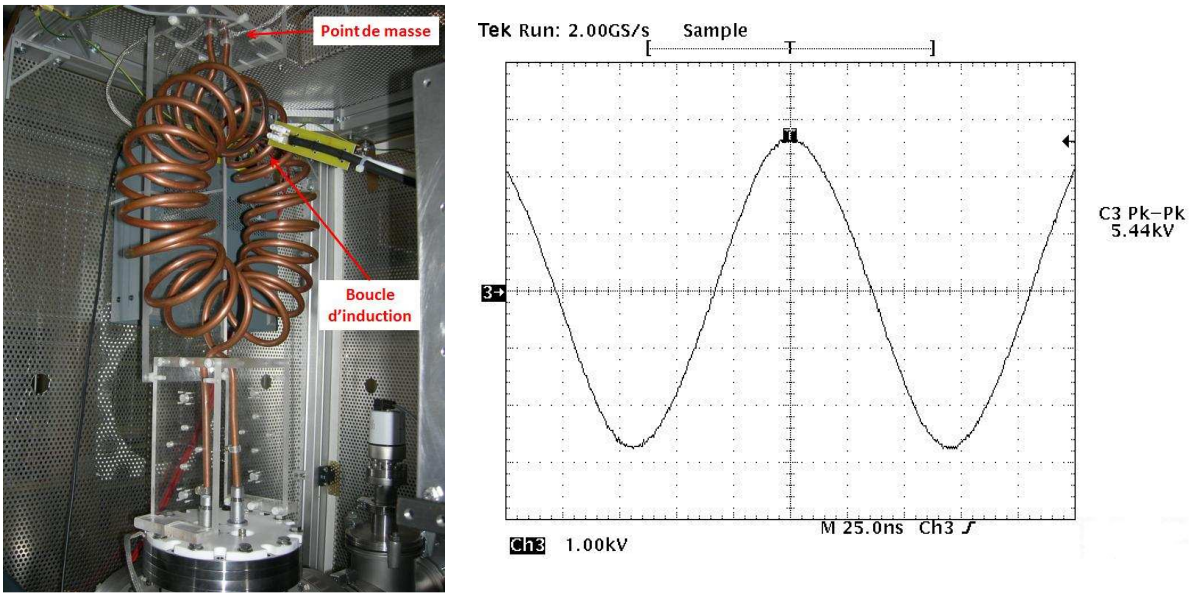


Figure 39 : A gauche, la boucle d'induction est placée dans le résonateur ce qui assure le couplage entre les circuits primaire et secondaire. L'oscillogramme à droite représente la plus haute amplitude RF obtenue au banc d'essai avec une capacité de 68 pF à la place du résonateur.

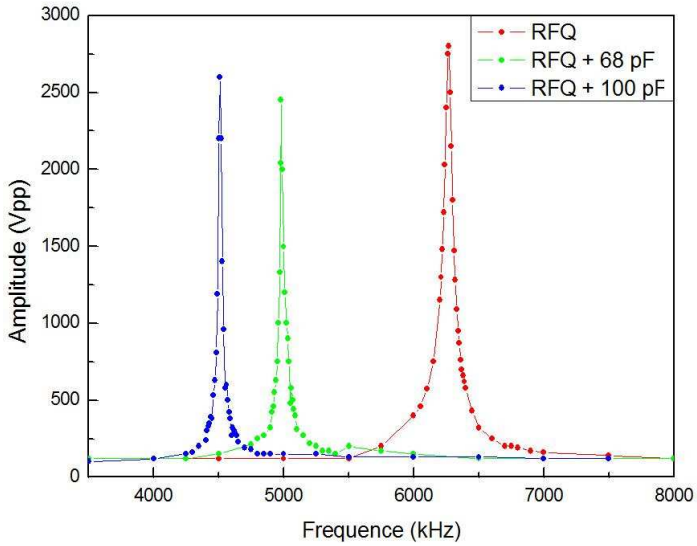


Figure 40 : Pics de résonance observés sur SHIRaC-Phase1 pour différentes charges capacitives.

On notera néanmoins une performance moindre de ce système RF sur le prototype. Effectivement, un facteur de qualité Q entre en ligne de compte dans la performance. Il relie la fréquence *f* de la résonance à sa largeur *Δf*.

$$Q = \frac{f}{\Delta f} = \frac{1}{r}.\sqrt{\frac{L}{C}} \qquad \text{(eq. 3-12)}$$

Sur la figure 39, le pic à f = 4512 kHz a une largeur à mi-hauteur de 40 kHz. A partir de l'equation 3-12, on en déduit une résistance parasite de *2.5 Ω*.

Dans le cas d'un circuit résonant LC parfait, ce facteur de qualité serait infini. Cependant, les défauts du prototype, plus complexe que le banc d'essai (prises, composants, fixations), induisent une résistance parasite *r* qui dissipera une partie de l'énergie et abaissera l'amplitude maximale délivrée par le système. De fait, ce circuit résonant est en réalité un circuit RLC série.

Le couplage des tensions radiofréquences et statiques

En plus de ces études sur le potentiel radiofréquence, nous avons travaillé sur l'application du gradient longitudinal sur le quadripôle. En effet, la mise en place de l'injection de gaz nous oblige à utiliser le potentiel de guidage.

L'application des potentiels continus est obtenue à l'aide de fils reliant l'alimentation à l'électrode en passant directement au travers des spires du résonateur puis des tresses (Fig. 41). Ceci est un des premiers éléments du couplage entre les tensions RF et statique. En effet, il est d'usage d'utiliser des composants électroniques conventionnels pour assurer cette superposition par un filtre passe-bas. Dans notre cas, le potentiel de confinement est cependant trop élevé.

Sur le résonateur, le potentiel RF est nul en son sommet où il est connecté à la masse et maximum aux bornes du quadripôle. Les fils amenant les composantes continues (Fig. 41) circulent dans les tubes de cuivre du résonateur et subissent l'influence de la radiofréquence qui y est appliquée. Du côté des alimentations continues, ces fils rentrent près du point de masse ce qui signifie qu'elles ne voient aucune composante RF. Au fur et à mesure de leur progression, nous allons observer une augmentation de la tension sinusoïdale pour avoir la superposition des deux composantes sur les électrodes.

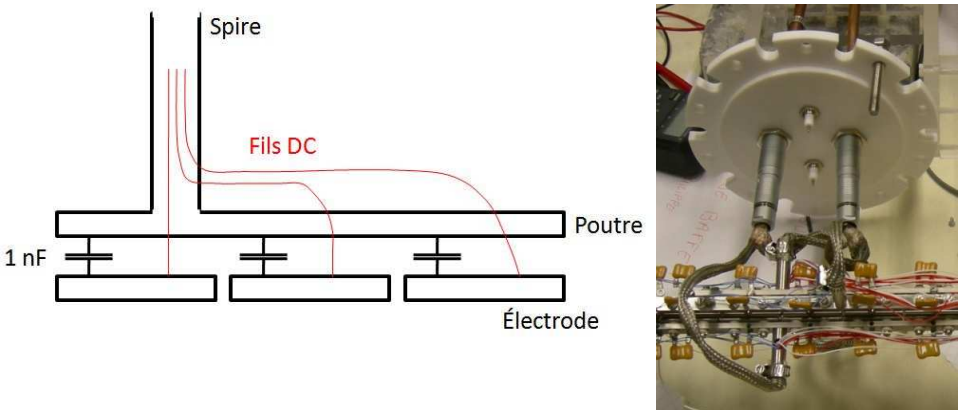


Figure 41 : Couplage des composantes RF et continues

Le dernier élément de ce couplage RF-continu réside dans le montage du quadripôle (Fig. 41). La composante continue est apportée par un fil dont on a vu qu'il prenait (ou atténuait suivant le sens dans lequel on le parcourt) la composante RF. Le tube formant le résonateur est polarisé à la

radiofréquence et celle-ci est amenée jusqu'à la poutre de support des électrodes. Un condensateur relie la poutre et chacune des électrodes et son impédance $Z_C \propto (C.\omega)^{-1}$ permet simplement de transmettre le potentiel RF tout en bloquant la tension continue.

Dans l'enceinte à vide, les électrodes opposées sont toutes reliées deux à deux. Ensuite, chaque fil correspondant à ces couples circule dans le résonateur pour aboutir à une prise dB-25 pour chaque spire. Il s'agit donc d'appliquer deux fois 17 potentiels et nous avons utilisé la technique classique du pont diviseur.

Nous avons évalué l'atténuation de la RF sur les prises dB-25 amenant les composantes continues. La figure 42 montre que malgré une réduction d'un facteur 50, il subsiste sur le pont de résistance un résidu RF de quelques dizaines de volts mais qui peut néanmoins être traité par des inductances électroniques standards.

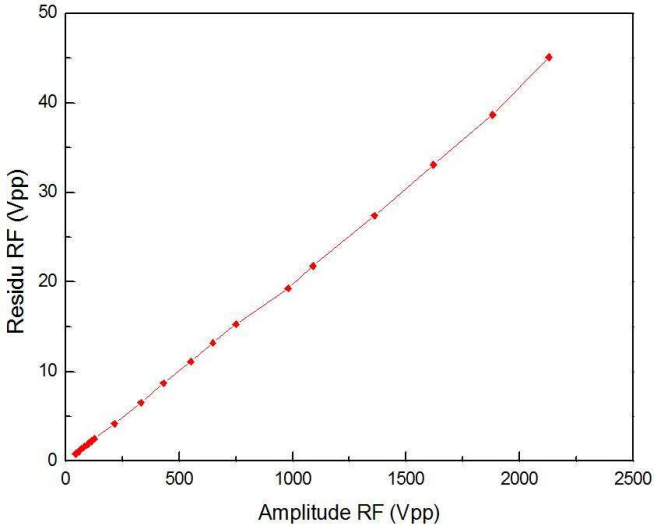


Figure 42 : Résidu du potentiel RF mesuré à l'entrée des alimentations en fonction de l'amplitude RF sur le quadripôle.

Le résultat final est présenté par la figure 43. Il prend la forme de deux circuits identiques pour chaque branche du résonateur consistant en une suite de résistances de 3 MΩ (exceptées pour les électrodes #13, #14 et #15 plus courtes d'un facteur 2 et pour lesquelles la résistance est réduite d'autant). Sur chacune des sorties sont disposées des inductances de 4,7 mH pour éliminer le résidu RF. Cet ensemble est polarisé par quatre alimentations continues (0-100 V ; 25 µA) auxquelles nous avons ajouté des résistances de 33 MΩ pour évacuer (« sink ») le courant.

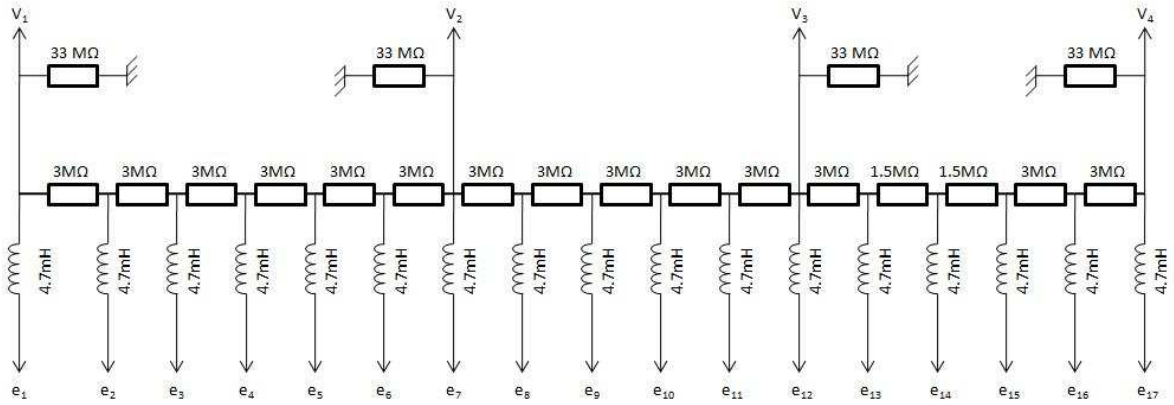


Figure 43 : Pont de résistance servant à l'application des tensions continues mis en place pour chaque branche du résonateur.

3 – Banc de test de SHIRaC-Phase 1.

Dans cette partie, nous verrons les moyens qui nous ont servi à l'étude de ce prototype et qui ont donc formé notre banc de test (Fig. 44). Les principaux instruments utilisés pour l'étude expérimentale de SHIRaC-Phase 1 sont :

- La source à ionisation de surface.
- Les coupes de Faraday.
- L'emittance-metre.

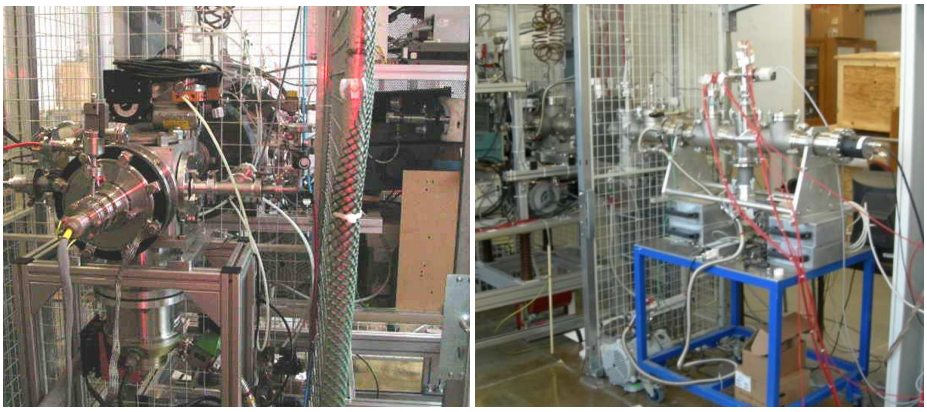


Figure 44 : Banc de test de SHIRaC : à gauche, l'injection et à droite, l'extraction.

La source à ionisation de surface consiste tout d'abord en un pellet cylindrique (Φ = 6 mm) d'un composé alcalin. On le chauffe à une température de l'ordre de *1000°C* via un filament pour obtenir des ions monochargés. Cette capsule est placée à un potentiel d'accélération qui fixera l'énergie des ions (jusqu'à *3 keV*). Juste devant se trouve une électrode d'extraction. En la polarisant quelques dizaines de volts en dessous du potentiel d'accélération, on crée un champ électrique qui attirera les ions vers la sortie de la source. Enfin, pour assurer une bonne focalisation du faisceau, une lentille est disposée juste après l'électrode d'extraction et est polarisée à une tension du même ordre que pour l'accélération et l'extraction. De plus, les ions sont de nouveau focalisés à la sortie de la source par une seconde lentille. Cette dernière est divisée en 4 déflecteurs (deux pour l'axe horizontal, deux pour l'axe verticale) pour corriger les problèmes de centrage.

Il est à noter que ce type de source offre un faisceau de bonne qualité avec une émittance de l'ordre de 15 π.mm.mrad et une dispersion longitudinale inférieure à 1 eV.

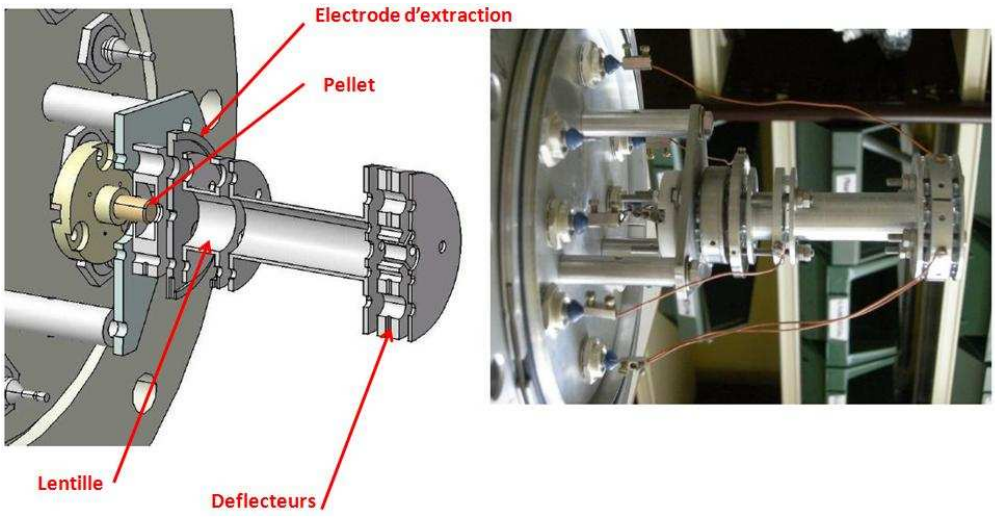


Figure 45 : Source à ionisation de surface [Heatwave]

Les premiers diagnostics que nous avons utilisés sont **les coupes de Faraday.** Elles servent à effectuer une mesure de l'intensité du faisceau. Ils consistent en un cylindre creux en inox, dans lequel on collecte le faisceau, le courant en sortie étant mesuré à l'aide d'un picoampèremètre. Cependant, lors de l'implantation des charges, des électrons secondaires ayant une énergie de quelques 10 eV sont extraits de la paroi. Or, si ces électrons s'échappent de la coupe, il y a une augmentation du nombre de charge positive et donc une surestimation de l'intensité du faisceau. Pour contrer cet effet, un anneau appelé "suppresseur" est placé à l'entrée et est polarisé négativement ($\approx -50\,V$) pour repousser les électrons vers le fond de la coupe.

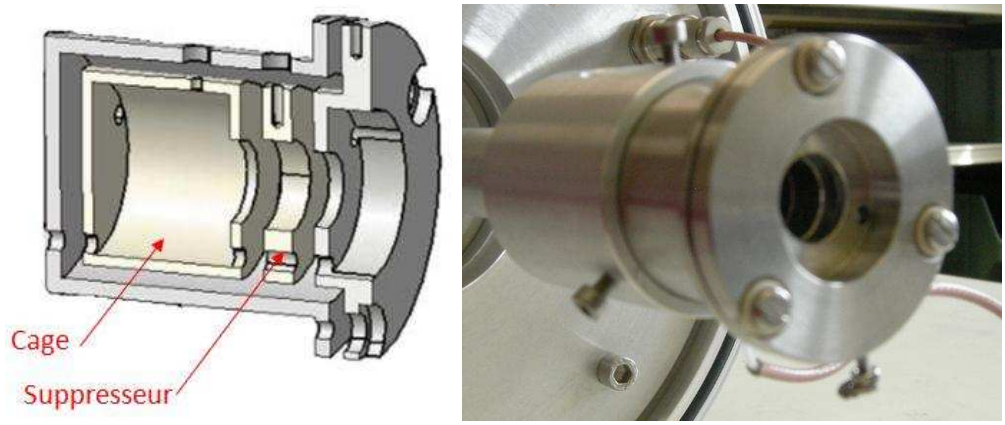


Figure 46 : Coupe de Faraday

Pour la mesure de l'émittance des faisceaux, nous avons utilisé **un émittance-mètre à balayage électrostatique** [Bac00] dont le schéma de principe est présenté par la figure 47.

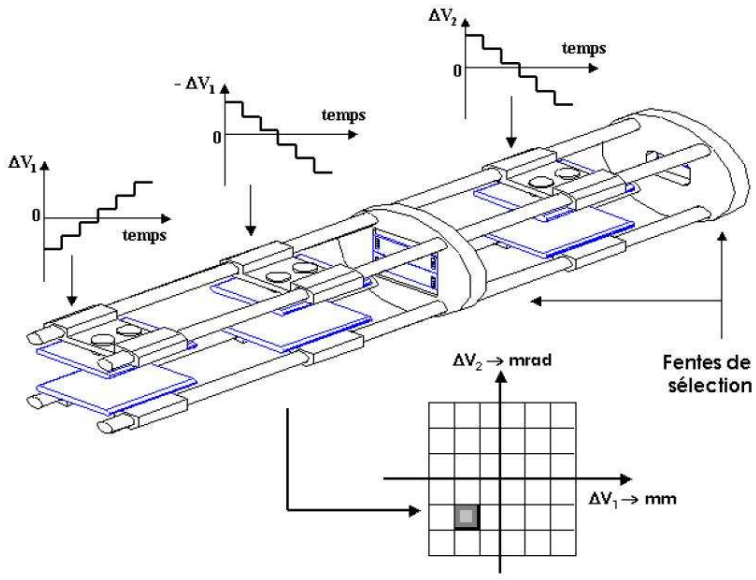


Figure 47 : L'émittance mètre – les deux premiers condensateurs permettent une sélection en position et le troisième en divergence. Pour chaque couple position-divergence, un comptage est effectué grâce à un multiplicateur d'électrons

Ce système fonctionne en deux étapes. La première, pour déterminer la position, consiste à sélectionner une partie du faisceau à l'aide de deux paires d'électrodes parallèles inversement polarisées l'une par rapport à l'autre permettant de translater le faisceau, le tout en amont d'une fente. Ensuite, une troisième paire suivi d'une seconde fente permet de choisir un angle de divergence. Le comptage N des ions est enfin obtenu par un multiplicateur d'électrons. Les relations liant les tensions des électrodes $u = f(V_1)$ et $\theta_u = f(V_2)$, le balayage en V_1 et V_2 permet d'obtenir le diagramme d'émittance $N = f(u, \theta_u)$. L'ensemble du système, depuis la gestion des alimentations à la chaine d'acquisition, est géré par une interface Labview.

4 – Études des décharges électriques.

Pour la faisabilité d'un tel projet, les décharges électriques sont un phénomène contraignant à cause de la proximité des électrodes et des amplitudes RF utilisées dans un milieu rempli de gaz.

Ces études ont été menées dans le cadre d'une évaluation de la Phase 1. Il s'agit d'avoir une vision définitive sur cette problématique et le cas échéant de mettre une limite supérieure pour le système radiofréquence. Il s'agit aussi d'évaluer diverses options pour le développement du second prototype dont il est sujet au chapitre 4 comme, par exemple, les états de surfaces ou une limite en amplitude RF.

Ainsi, après une revue de la littérature sur ce sujet, nous étudierons ces décharges à partir des électrodes similaires à celles du prototype.

4-1) Fondamentaux.

Un arc électrique est un courant circulant dans un milieu isolant qui, dans notre cas, sera l'hélium servant au refroidissement des ions. Ce phénomène a des répercussions néfastes comme la perturbation du potentiel RF ou encore la dégradation de la surface des électrodes.

Le premier à avoir étudié ce processus est F. Paschen [Paschen1889] dans le cas de deux électrodes planes dans l'air et définit la loi suivante dépendant du produit *(pd)* :

$$V_{BR} = \frac{B.(pd)}{C + \ln(pd)} \qquad \text{(eq. 3-13)}$$

$$C = \ln\left(\frac{\mathrm{A}}{\ln(1 + {}^{1}/_{\gamma})}\right) \qquad \text{(eq. 3-14)}$$

Avec :
- V_{BR}, la tension de décharge.
- *(pd)*, le produit de la pression par la distance inter-électrode.
- γ, le coefficient d'ionisation secondaire du gaz.
- *A* et *B*, deux constantes déterminées expérimentalement.

Ce phénomène a été maintes fois étudié dans des contextes différents comme celui des sources plasma. Citons le cas de [Mor04] où la formation des décharges étudiées est faite à des pressions d'Hélium et d'Argon comprises entre 10 et 10^3 mbar et à des fréquences de 13.5 MHz (Fig. 48). Cependant, il n'existe pas d'études pour notre cas spécifique avec des points aussi particuliers que les états de surface.

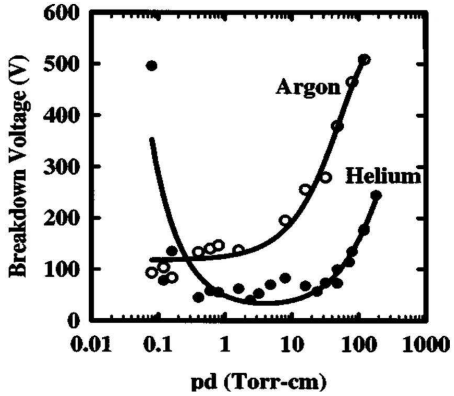


Figure 48 : Courbes de Paschen publiées dans [Mor04]

Dans cette étude, nous nous intéresserons uniquement au cas de l'hélium. La formation de l'arc électrique est le résultat d'une avalanche de charges constituée par l'ensemble des mécanismes suivants [Har00] :

Mécanisme	Nature
$e^- + He \rightarrow e^- + He$	Diffusion élastique
$e^- + He \rightarrow e^- + He^*$	Excitation
$e^- + He \rightarrow 2e^- + He^+$	Ionisation
$He^+ + He \rightarrow He^+ + He$	Diffusion élastique
$He^+ + He \rightarrow He_f + He^+$	Échange de charge
$He^+ + He \rightarrow He^+ + He^*$	Excitation $2\ ^1P$
$He^+ + He \rightarrow He^+ + He^+ + e^-$	Ionisation
$He_f + He \rightarrow He_f + He_{(f)}$	Diffusion élastique
$He_f + He \rightarrow He_f + He^*$	Excitation $2\ ^1P$
$He_f + He \rightarrow He_f + He^+ + e^-$	Ionisation

Tableau 7 : Processus élémentaires intervenant dans la formation de la décharge [Har00]

Par la loi de Paschen, nous avons vu que la tension de décharge dépendait de la pression et de la distance qui seront donc deux paramètres que nous investiguerons. La rugosité de la surface des électrodes sera aussi intéressante à étudier. En effet, les défauts à la surface des électrodes peuvent créer des irrégularités locales du champ électrique en y dirigeant les lignes de champs. Ceci a pour effet de concentrer les charges ce qui provoque alors une décharge.

4-2) Dispositif expérimental.

L'objectif est d'étudier les décharges électriques au sein du quadripôle et nous avons donc conçu pour cela un système (Fig. 49) permettant de mettre face à face deux électrodes cylindriques, chacune montée sur une pièce isolante. Une de ces électrodes est montée sur une vis micrométrique permettant ainsi de régler la distance inter-électrodes. Enfin, l'ensemble est installé sur une bride DN160 afin de pouvoir placer aisément l'ensemble sous vide. Cette dernière supporte aussi deux prises SHV pour pouvoir amener les différents potentiels aux électrodes.

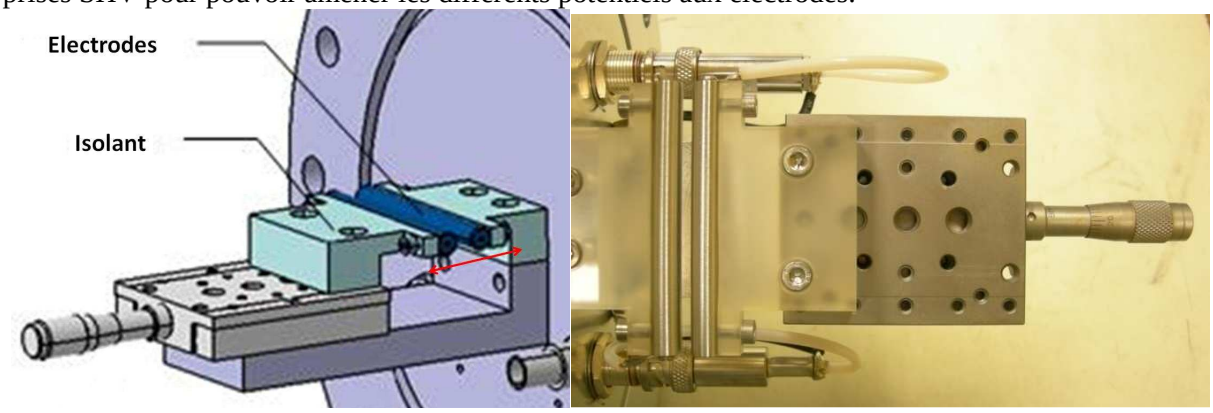


Figure 49 : Dispositif d'études des claquages électriques. Deux électrodes isolées placées face à face et dont on peut faire varier le gap.

Le diamètre de ces électrodes est de *7 mm* en accord avec les dimensions de celles qui sont utilisées sur le prototype Phase1. Leur longueur est quant à elle de 60 mm.

Le seul moyen d'atténuer les risques de décharges au sein du quadripôle est d'agir sur l'état de surface de ces électrodes et c'est un des paramètres sur lequel nous concentrerons nos études. Nous disposons de trois jeux d'électrodes.

Les deux premiers jeux ne différent que par leur état de surface : dans le premier cas, nous avons du Ra 1.6 (Ra étant l'écart moyen arithmétique du profil à la surface) qui est aussi utilisé sur le prototype et le second en poli miroir *(Ra < 0.2)* dont les irrégularités sont minimes et se prête, en conséquence, mieux à notre application moyennant un coût bien plus onéreux.

Figure 50 : Électrodes utilisées : (à gauche) le poli-miroir et (à droite) le Ra 1.6.

Le vide primaire dans l'enceinte est assuré par une pompe mécanique Varian SD201 et le vide secondaire par une pompe turbomoléculaire Pfeiffer TPU170 ($170 l/s$). Ce système permet d'obtenir un vide de l'ordre de $10^{-7}\ mbar$.

Dans ces études, on utilise de l'hélium puisqu'il s'agit du gaz qui sera utilisé dans le RFQ. L'injection se fait via une vanne de régulation Pfeiffer EVR 116 qui règle le débit en fonction de la pression mesurée par une jauge Pfeiffer PKR 251. Lors de l'injection de gaz, on isole la pompe turbo de la zone d'étude par une vanne tiroir. Cependant, un système de by-pass permet une évacuation du gaz pour aider à la régulation de la pression. Les deux modules à l'injection sont commandés par un contrôleur Pfeiffer RVC 300.

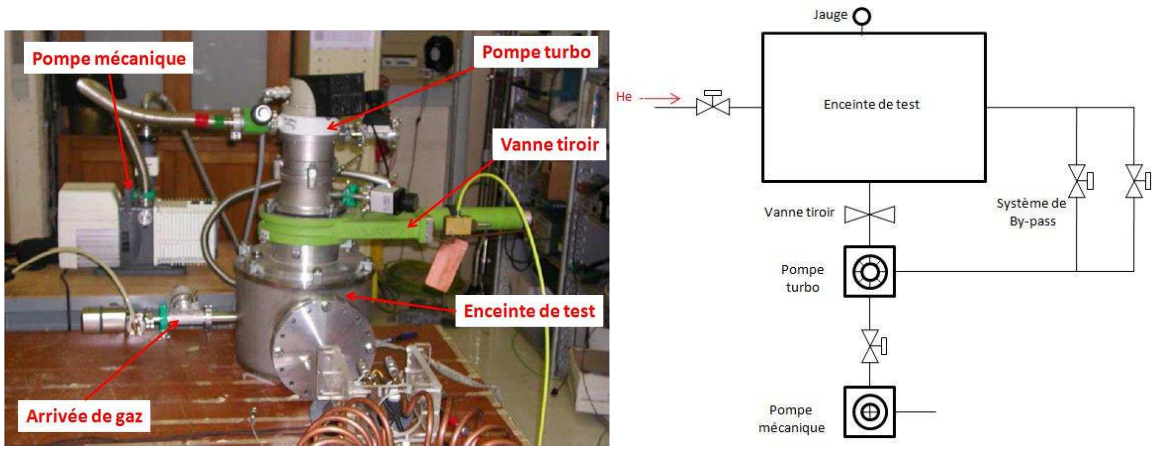


Figure 51 : Système de vide

Avec cette disposition, nous avons pu mener des études avec des potentiels continus et des potentiels radiofréquences.

Pour les tests en continu, nous avons utilisé une alimentation haute tension Ortec pouvant délivrer jusqu'à 3 kV que l'on branchait sur une des électrodes tandis que le connecteur de la seconde était relié à la masse. Dès lors, lorsque des claquages surviennent, l'alimentation se met en court-circuit. Pour les tests avec des potentiels radiofréquences, nous utilisons le système de production de la RF décrit de SHIRaC-Phase1. Dans ce cas, chacune des électrodes est reliée à une des cornes du résonateur. Pour mesurer l'amplitude appliquée de chaque côté, une sonde est disposée au niveau de chaque prise SHV ce qui nous permet de visualiser les décharges à l'oscilloscope.

4-3) Résultats expérimentaux.

Pour reproduire les conditions de la Phase 1, nous avons mis un espace de 2 mm entre les deux électrodes d'usinage Ra 1.6, celui-ci correspondant à l'écart qui existe entre les deux barreaux en opposition de phase pour un quadripôle ayant un rayon interne de 3 mm (Fig. 52). Il faut aussi considérer la pression du gaz qui peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{-1} mbar.

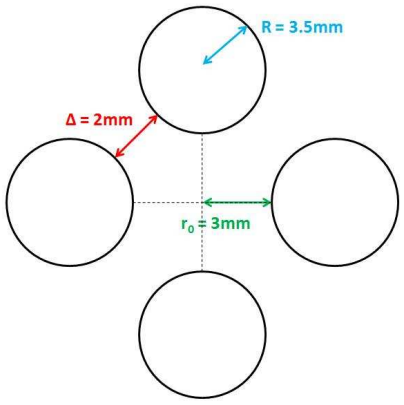


Figure 52 : Dimensions au sein du quadripôle de SHIRaC-P1.

Évaluation des limites sur le fonctionnement :

Le premier point de cette étude concerne la limite en amplitude que peut imposer le phénomène de décharge. Ceci a des implications sur les états de surfaces des électrodes et peut induire des restrictions sur la pression de l'hélium dans la section du RFQ.

À ces fins, les premières systématiques concernent l'étude de la tension RF de décharge en fonction de la pression (Fig. 53). Les cas du Ra1.6 et du poli miroir y sont présentés.

Le domaine de pression qui nous intéresse est compris entre 0 et 0.1 mbar. Chacune de ces deux séries de points expérimentaux est ajustée avec la loi de Paschen $V_{BR} = f(pd)$ avec $d = 2$ *mm* constant. Si on observe la figure 53, on n'observe aucune décharge électrique pour des pressions inférieures à 10^{-1} mbar même s'il faut nuancer cette courbe puisqu'elle prédit une absence totale de décharges. On note que comme prévu, le poli-miroir apporte un plus par rapport au Ra 1.6 mais uniquement en repoussant cette limite de 0.12 à 0.14 mbar ce qui est marginal.

Les limitations commencent à apparaitre dans la gamme comprise entre 0.12 et 0.3 mbar pour des tensions inférieures à 10 kV_{pp}. Si on suit nos conditions de fonctionnement, nous aurons donc des décharges dans cette région. Ceci a cependant une faible portée du fait que ce sont des pressions élevées pour un refroidisseur ce qui rend ce phénomène peu contraignant. De même, à des pressions supérieures à 0.3 mbar, la tension de décharge se situe autour de 500 V_{pp} ce qui empêche l'usage de champs forts mais cette région ne nous sera pas utile pour SHIRaC.

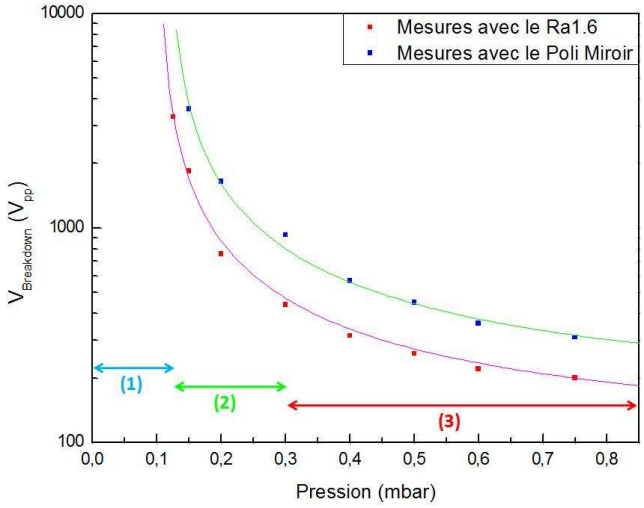


Figure 53 : Tensions de claquages en fonction de la pression de l'hélium pour le Ra1.6 et le poli miroir (gap = 2 mm) (1) : zone où le fonctionnement du RFQ est possible ; (2) : zone intermédiaire ; (3) : zone contraignante. Chaque série de points est ajustée par la relation de Paschen.

En conclusion, si nous nous trouvons dans des conditions pouvant provoquer des décharges électriques, ces dernières n'amènent pas de limitations fortes et n'empêchent pas la faisabilité du refroidissement en champs forts.

Recherche d'optimisations :

Partant de l'étude sur les conditions de fonctionnement, nous avons cherché les points plus secondaires favorisant les décharges dans le RFQ et les différentes voies de développement.

S'il y a un point sur lequel nous sommes déjà dans une situation optimale, il s'agit de l'hélium puisque ce gaz ayant le potentiel d'ionisation le plus élevé, c'est celui qui favorisera le moins les avalanches de charges. Le graphique 54 montre la comparaison des tensions de décharges entre l'hélium et l'air.

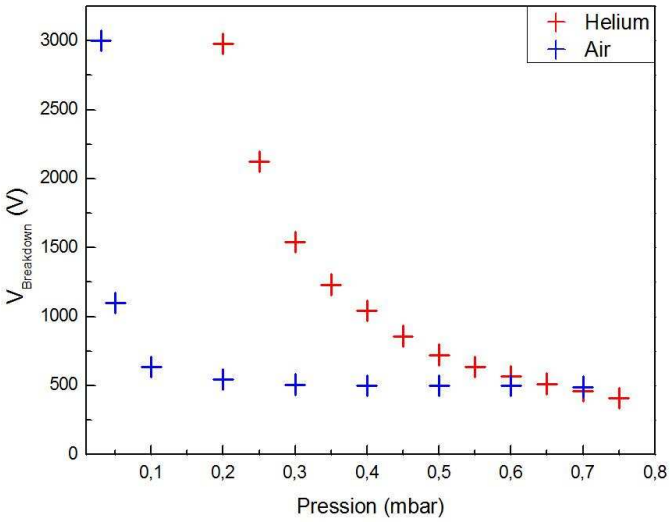


Figure 54 : Comparaison des tensions de claquage entre l'air et l'Helium (gap = 2 mm - Ra1.6 – Tension continue)

La nature du potentiel a par contre des effets préjudiciables sur la production de décharges. La comparaison entre la systématique en potentiel continu et radiofréquence est visible sur la figure 55.

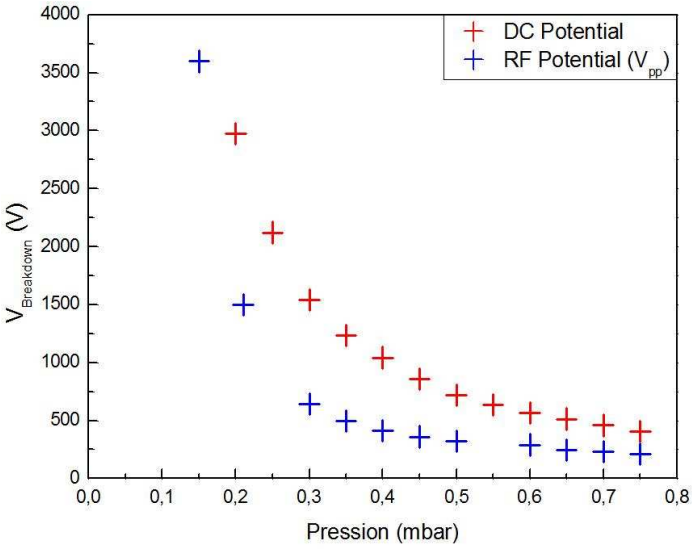


Figure 55 : Comparaison du comportement des décharges en potentiel continu et radiofréquence (Gap d = 2 mm – Poli-miroir).

La comparaison entre les cas continus et radiofréquences a été largement étudiée en Physique des plasmas notamment pour tout ce qui attrait aux sources à décharges. Une étude de ce type est faite dans [Bog99] et les résultats vont dans le sens de nos observations. Dans cet article, il y est expliqué que l'utilisation d'un potentiel RF « chauffera » plus les électrons émis par les électrodes ou à l'intérieur même du plasma *(e^- ; He^+)* par rapport à une tension continue et ceci en raison de la fluctuation du champ. Par chauffer, nous entendons que les électrons auront acquis plus d'énergie et qu'ils induiront ainsi plus d'ionisations et, par conséquent, de décharges.

Une optimisation envisagée a été d'adoucir les bords des électrodes sur leur section des électrodes en introduisant un congé de 1 mm à 45°. La motivation était de vérifier que la présence de bords francs pouvait favoriser la présence de décharges dans le quadripôle. Il s'est cependant avéré que les mesures obtenues étaient identiques avec et sans cette modification (Fig. 56).

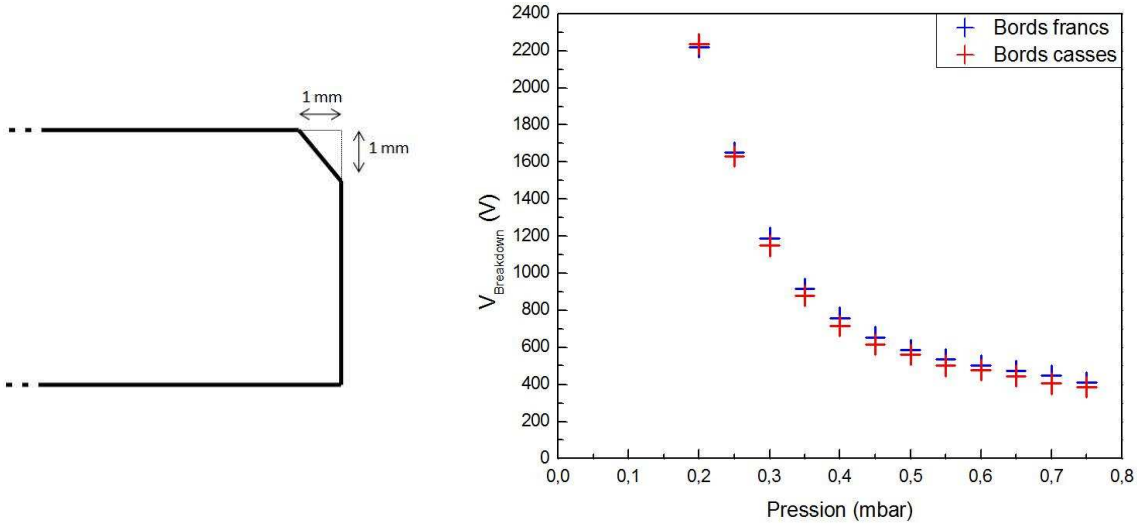


Figure 56 : Modification introduite - Comparaison des systématiques dans les deux cas (Ra 1.6 – Tensions continues)

Influence de la distance inter-électrode :

Dans notre configuration, la distance entre les électrodes est fixée par les considérations techniques visant le bon confinement des ions et nos études ont été faites jusqu'ici en accord avec ces dimensions. Cependant, il est utile de regarder l'influence du gap sur la tension de décharges (Fig. 57). Cette étude est notamment intéressante dans le cadre de SHIRaC-Phase2 pour laquelle cette distance passe de 2 à 3.7 mm.

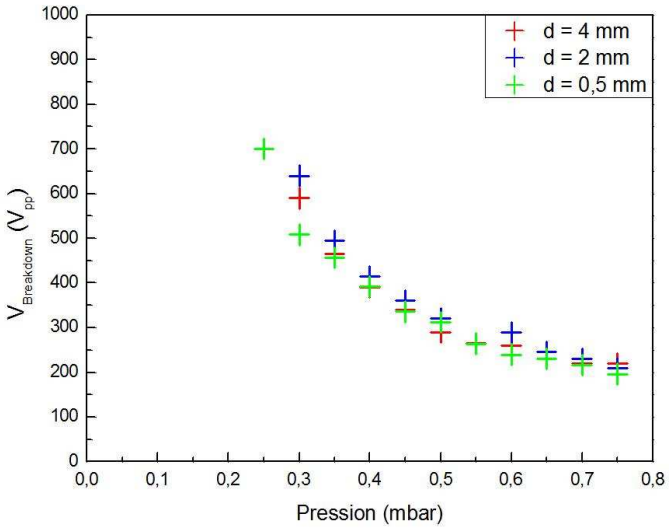


Figure 57 : Études en fonction de l'espace inter-électrode (Tension RF – Poli-miroir).

La différence entre ces trois cas est très marginale. Cela s'explique par le libre parcours moyen des électrons dans nos conditions de mesures et, par extension aux dimensions caractéristiques de notre dispositif.

Typiquement, ce libre parcours qui est la distance moyenne parcourue entre deux collisions, s'exprime de la façon suivante :

$$\lambda = \frac{1}{N.\sigma} \qquad \text{(eq. 3-15)}$$

Avec :

N, le nombre d'atomes d'Helium par unité de volume.

σ, la section efficace de collision e^- + He pour le mécanisme d'ionisation.

On retrouve la dépendance en fonction de la pression dans notre gamme de fonctionnement. Quand cette dernière augmente, ce libre-parcours diminue ce qui induit une plus grande production de plasma et donc des tensions de décharges plus faibles.

Pour des pressions comprises entre 0 et 0.2 mbar, nous avons $N \approx 10^{15} - 5.10^{15}$ cm^{-3}. Les sections efficaces de l'ionisation par une collision avec un électron, données par [Har00], sont de l'ordre de $\sigma \approx 10^{-17}$ cm^2 pour des énergies supérieures à 20 eV. Cela nous donne donc des libres parcours moyens compris entre 2mm et 1cm.

Ces libres parcours sont du même ordre que la distance inter-électrode. Puisqu'il est nécessaire qu'il y ait des collisions pour induire une avalanche de charges, nous nous retrouvons dans une situation où indépendamment des facteurs 2 à 8 que nous gagnons sur les champs, le nombre d'interactions e^--He n'est plus suffisant pour induire le phénomène.

L'enseignement à en tirer est qu'il faut justement éviter l'usage de grandes distances dans le quadripôle. Et, dans le cas présent, cela fait du faible rayon interne de notre prototype un atout.

4-4) Conclusion de ces études.

Nos conditions ont motivé cette étude sur les décharges électriques. Nous avons mesuré les tensions de claquages à l'aide de deux électrodes positionnées l'une en face de l'autre et sur lesquelles nous avons appliqué nos potentiels.

Ces résultats ont montré qu'il n'y avait pas de décharges pour des pressions inférieures à 10^{-1} mbar ce qui correspond à la gamme de fonctionnement de notre refroidisseur. L'utilisation d'un meilleur état de surface n'apporte pas de bénéfices importants (uniquement un gain de 2.10^{-2} mbar pour 10 kV_{pp} si on fait une extrapolation avec la loi de Paschen).

Le seul point susceptible de favoriser les décharges dans le quadripôle est la nature du potentiel puisque la radiofréquence favorise le chauffage électronique au sein du plasma.

D'autres paramètres réduisent la présence de ces décharges. L'hélium est quant à lui le cas le plus favorable de par son potentiel d'ionisation. Enfin, les distances inter-électrodes se révèlent moins problématiques au regard des libres parcours moyens obtenus dans ces conditions.

5 - Études expérimentales de SHIRaC-Phase1.

Les différents développements menés au CSNSM-Orsay et au LPC-Caen nous ont permis de disposer d'un refroidisseur à champs forts. Nous allons en présenter l'étude expérimentale.

Le cahier des charges nous impose des exigences en termes de transmission, d'émittance et de dispersion en énergie longitudinale. C'est autour de ces notions que sera axée la suite de cette partie.

La majeure partie de ces études a été menée avec un faisceau de rubidium $^{87}Rb^{+}$. En effet, si nous considérons les performances de notre système RF, cet ion nous permet d'être au centre du diagramme de stabilité (q = 0.4 – 0.5) en utilisant les amplitudes maximales.

5-1) Etudes en transmission de SHIRaC-Phase1.

La première caractéristique que nous avons étudiée est la transmission. Dans le cadre de ce projet, les exigences [TdRDesir] sont présentées dans le tableau 8.

Masse	Transmission
> 12 UMA	20 %
> 40 UMA	40 %
> 90 UMA	60 %

Tableau 8 : Rappel des exigences en termes de transmission.

Nous avons recherché l'efficacité maximale en sodium $^{23}Na^{+}$ et en rubidium $^{87}Rb^{+}$. Les figures 58 présentent les résultats en transmission en fonction du paramètre de Mathieu *q*. Puisque nous utilisons un circuit résonant (f_{RF} *constant*), la mesure se fait en variant l'amplitude RF. Les fréquences utilisées sont :

- Pour le sodium $^{23}Na^{+}$, $f_{RF} = 6.3$ *MHz.*
- Pour le rubidium $^{87}Rb^{+}$, $f_{RF} = 5$ *MHz.*

Compte-tenu de l'éloignement entre la source et l'électrode de masse, nous mesurons l'intensité du courant injecté sur une coupe de Faraday collimatée avec un orifice de 6mm de diamètre placée juste en amont de SHIRaC. Cela nous permet d'avoir un courant plus en rapport avec ce qui rentre réellement dans le quadripôle.

Les figures 58 ont été obtenues dans les deux cas à l'intensité maximale que peut délivrer la source à ionisation de surface soit $I_{max} \sim 25$ *nA.*

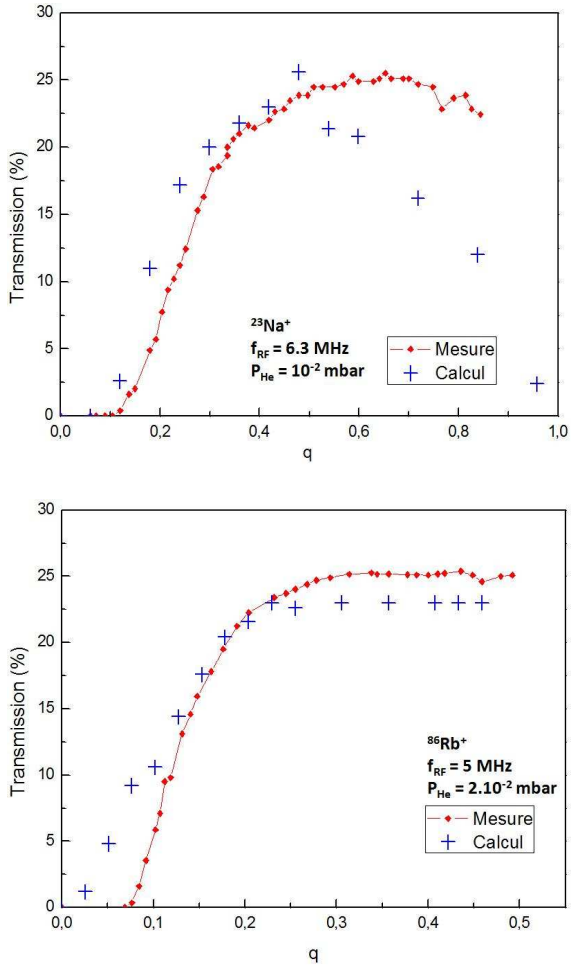


Figure 58 : Évolution de la transmission en fonction de l'amplitude RF pour $^{23}Na^+$ (à gauche) et $^{87}Rb^+$ (à droite).

L'évolution de ces courbes est bien connue. A amplitude nulle, la transmission est aussi à zéro. Dès lors que l'on augmente l'amplitude RF du refroidisseur, on commence à créer le puits de pseudo-potentiel qui permet de confiner des ions et de les transmettre au travers du quadripôle. Ensuite, après avoir atteint un maximum, la transmission diminue pour devenir nulle pour une valeur de q = 0.908 pour laquelle le mouvement radial des ions est instable.

Ces mesures indiquent que nous avons obtenu dans les deux cas, une transmission optimale de 25% ce qui est en accord avec le cahier des charges et est un facteur 2 en dessous deçà de ce qui est demandé pour le rubidium.

Le décalage observé sur la transmission du sodium n'est pas très bien compris (Compte-tenu des performances du système RF, la même observation n'a pu être faite avec le rubidium). L'évolution présentée par la simulation est cohérente avec le fonctionnement, tel qu'on le connait, d'un refroidisseur. L'explication devrait donc être recherchée vers les données expérimentales. On observe bien le début de la décroissance pour les paramètres de Mathieu élevés et on tend donc vers un spectre plus large. Une hypothèse consiste à envisager que l'amplitude RF appliquée sur les électrodes est plus faible que celle mesurée à la base du résonateur. L'atténuation s'explique alors par les diverses resistances disposées sur le circuit comme les condensateurs qui n'officient pas réellement comme des court-circuits pour la radiofreéquence.

L'un des paramètres qui affecte la transmission du refroidisseur est la pression d'hélium. Les figures 59 et 60 présentent ces resultats. On note la présence de deux tendances. Entre 0 et 0.015 mbar, l'augmentation s'explique par le refroidissement des ions. Ces derniers tendant alors de plus en plus vers l'axe de la ligne, ils sont mieux transmis au travers des différents éléments et orifices jusqu'à la coupe de Faraday. Cependant, en augmentant la pression dans le quadripôle, on augmente celle dans

les autres sections par l'intermédiaire des fuites, notamment dans l'injection et dans l'extraction. Dans ces conditions, on observe que les ions sont perdus par collision sur les atomes ce qui se traduit par une baisse de la transmission à partir de 0.02 mbar.

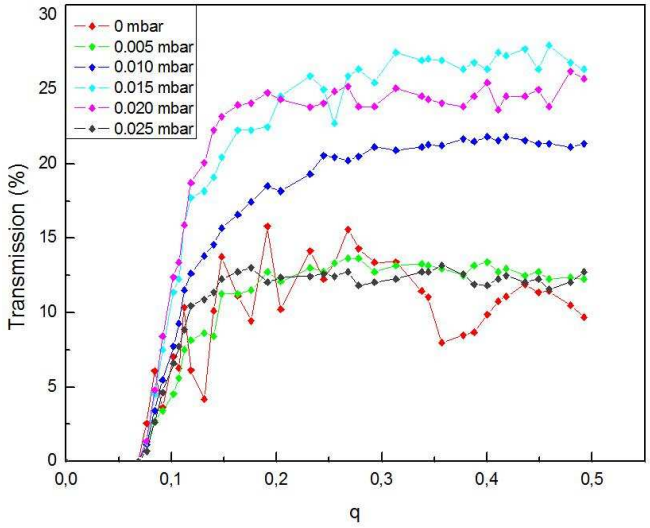


Figure 59 : Transmission de SHIRaC-Phase1 en fonction du paramètre de Mathieu pour différentes pressions d'hélium.

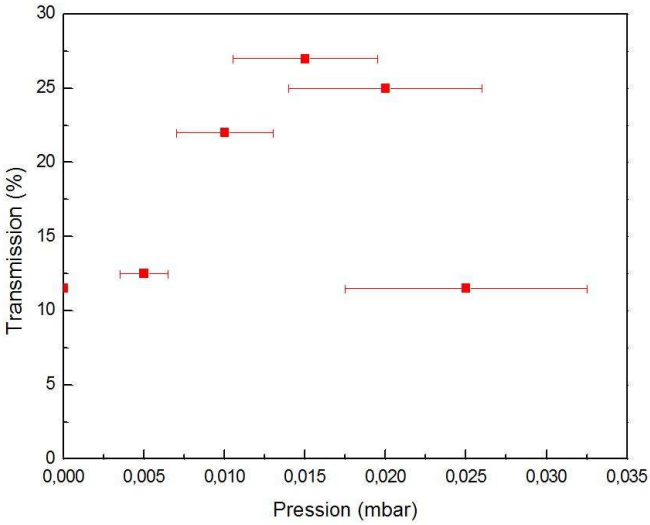


Figure 60 : Transmission en fonction de la pression de gaz pour un paramètre de Mathieu q = 0.45

Ces transmissions posent problème pour la suite de nos travaux. En effet, nous avons des conditions expérimentales bien moins contraignantes que Spiral2.

Les faisceaux à refroidir dans le bâtiment de production de Spiral2 auront une émittance de 80 π.mm.mrad et un diamètre de 20 mm [Var09]. Notre source produit des faisceaux plus fins (ϕ ~ 6 mm) et une émittance inférieure à 15 π.mm.mrad.

De plus, l'intensité à l'injection est mesurée sur une coupe de Faraday en accord avec l'orifice de l'électrode de masse à l'injection pour avoir une mesure plus cohérente dans notre étude. Mais, dans le cas de Spiral2, la transmission de cette seule première électrode serait, en première approche :

$$\frac{6^2}{20^2} \approx 9\% \qquad \text{(eq. 3-16)}$$

L'autre paramètre auquel il faudra faire attention est le rayon interne du quadripôle. Ce dernier est petit (r_0 = 3mm) pour produire les champs RF nécessaires au confinement de hautes intensités. Or, l'acceptance du refroidisseur diminue lorsque celui-ci diminue. Par exemple, la figure 61 présente la transmission d'un faisceau d'ions $^{133}Cs^+$ de 6 mm de diamètre à 20 keV. Si on définit l'acceptance comme l'émittance à 90% de transmission, on obtient 42 π.mm.mrad pour 3 mm et 70 π.mm.mrad pour 5mm.

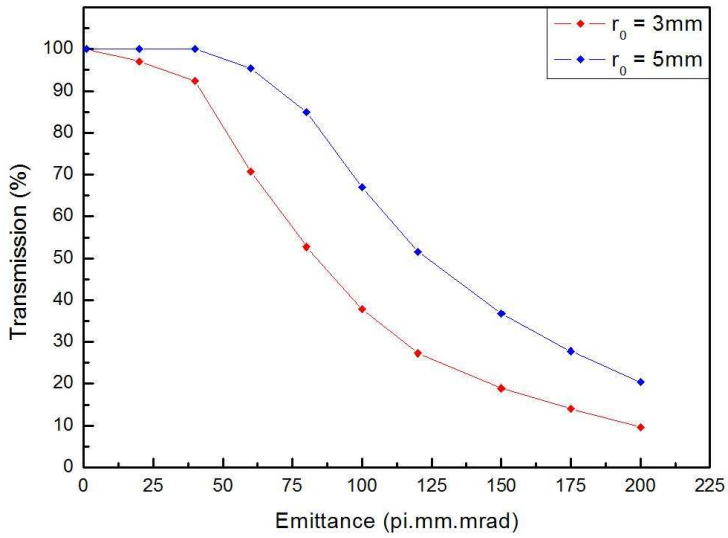


Figure 61 : Simulation de la transmission en fonction de l'émittance pour des ions $^{133}Cs^+$ à 20 keV et ϕ = 6 mm.

Une dernière figure intéressante à observer est l'efficacité du quadripôle en fonction du paramètre de Mathieu en l'absence de gaz. On remarque que ce graphique (Fig. 62) est composé de pics de transmission sur un fond continu. Cette observation a déjà été faite dans [Hen01] pour le développement de Colette. Ces maxima interviennent lorsque la durée du parcours correspond à une demi-période du mouvement d'oscillation et s'expliquent par le fait que, dans ces conditions, les ions étant proches de l'axe du quadripôle, l'extraction est optimisée.

Si on considère la durée du parcours du quadripôle et la demi-période du macromouvement (eq. 3-17), on aboutit à la différence Δq entre deux pics consécutifs dans les conditions de la figure 61.

$$\Delta q = \frac{2}{L_{RFQ} \cdot f_{RF}} \cdot \sqrt{\frac{T}{m}} = 8.10^{-3} \qquad \text{(eq. 3-17)}$$

Où :

- L_{RFQ} est la longueur du quadripôle avec L_{RFQ} = *652 mm*
- f_{RF} est la fréquence du potentiel RF avec f_{RF} = *5 MHz*
- T est l'énergie cinétique de l'ion avec T = *150 eV*
- m est la masse de l'ion avec m = *86 UMA.*

Ce sont certains de ces pics (la précision du système RF ne permet pas de balayer précisément en q) que nous voyons sur le graphique suivant.

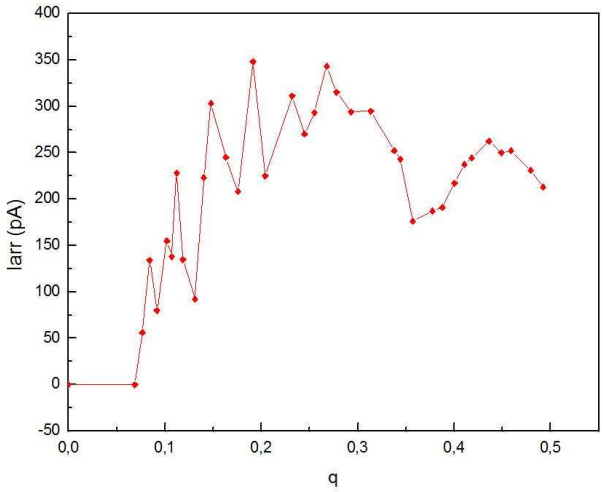


Figure 62 : Mesure du courant en fonction du paramètre de Mathieu en l'absence de gaz

5-2) Réduction de la dispersion en énergie longitudinale.

Nous allons nous intéresser à la réduction de la dispersion en énergie longitudinale qui est la première exigence en termes de refroidissement. Pour étudier cette caractéristique, nous mesurons le courant extrait en fonction d'une tension appliquée suivant l'axe pour ralentir ou arrêter les ions (Fig. 63) comme une section du RFQ ou le cône d'extraction qui ont été utilisé dans notre cas.

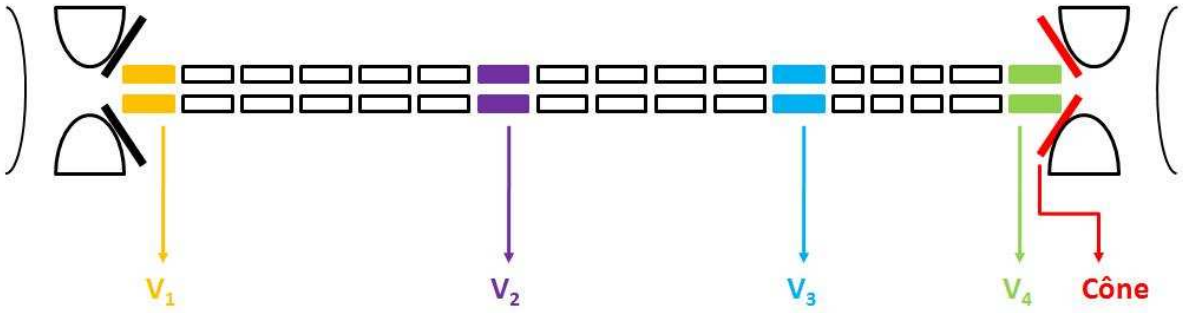


Figure 63 : Eléments du quadripôle polarisés pour cette étude.

Nous ne disposions ni de source à 60 kV ni de moyens pour mesurer la dispersion en énergie du faisceau ré-accéléré. Nous avons donc mesuré la dispersion dans le quadripôle en considérant que :

$$\begin{cases} T_{ion} = T_{RFQ} + e.V_{HT} & \text{(Eq. 3-18)} \\ \Delta T_{ion} = \Delta T_{RFQ} & \text{(Eq. 3-19)} \end{cases}$$

Avec :

- T_{ion} et ΔT_{ion}, l'énergie et la dispersion en énergie des ions après la réaccélération.
- T_{RFQ} et ΔT_{RFQ}, l'énergie et la dispersion en énergie des ions dans le quadripôle.
- V_{HT}, le potentiel de la haute tension.

Cela nous permet aussi d'évaluer cette caractéristique tout en nous affranchissant des éventuels effets du gaz résiduel dans le reste de la ligne.

Nous avons vu précédemment que nous ne pouvions utiliser qu'une pression limitée d'Hélium et il s'agit donc de regarder si les ions subissent une perte d'énergie. La figure 64 est obtenue en polarisant individuellement les sections V_i *(i = 1,2,3,4)* en laissant les autres à zéro.

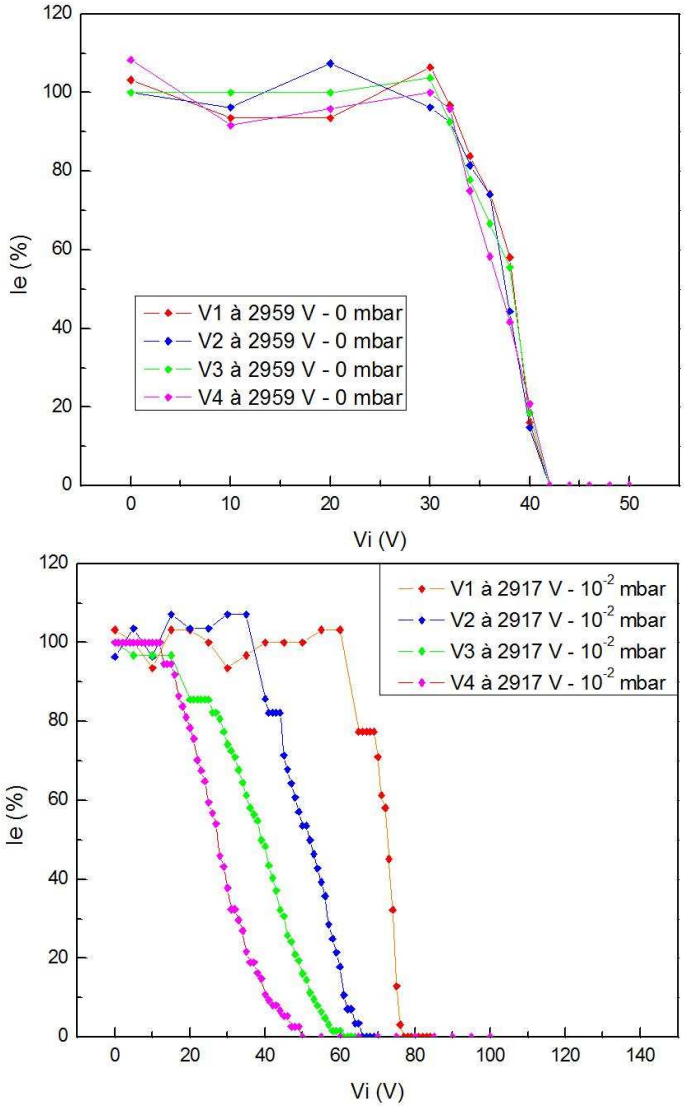


Figure 64 : Intensité de courant extrait en fonction des potentiels V_i (i = 1,2,3,4) sans gaz (en haut) et à 10^{-2} mbar d'Hélium (en bas). Pour chaque systématique, les trois autres potentiels sont nuls.

Sans gaz, les profils obtenus sont identiques dans les quatre cas ce qui est normal puisque les ions ne subissent pas de pertes d'énergie. Ces dernières sont visibles sur la figure du bas obtenues en injectant de l'Hélium à 10^{-2} mbar. Ainsi, plus les ions avancent dans le quadripôle et moins la tension à appliquer pour les arrêter est élevée. Les tensions d'arrêts valeurs pour une pression de 10^{-2} mbar sont données dans le tableau 9.

i	Position (mm)	Tension (V)
1	0	73
2	252	52
3	462	39
4	612	27

Tableau 9 : Tensions d'arrêt des ions dans le RFQ

Les ions, dans le cadre de l'étude à 10^{-2} mbar, ont une énergie de 3 keV et la haute tension de SHIRaC est V_{HT} = 2917 V. Il en résulte donc une énergie d'injection d'environ 83 eV.

A la vue des valeurs du tableau 9, les ions subissent donc une perte d'énergie significative (jusqu'à 75% de leur énergie d'injection dans le cas présent). Dans le même temps, l'effet du gaz à lui seul ne suffit pas à arrêter les ions et ils peuvent donc traverser le refroidisseur.

Puisque nous étions limités pour le gaz, nous avons aussi travaillé pendant cette étude sur le gradient longitudinal afin d'accroitre le temps de refroidissement des ions. Pour cela, nous avons procédé de la façon exposée ci-dessous :

{
n°1 : optimisation de V1 – V2, V3 et V4 nulles.
n°2 : V1 fixée – optimisation de V2 – V3 et V4 nulles.
n°3 : V1 et V2 fixées – optimisation de V3 – V4 nulles.
n°4 : V1, V2 et V3 fixées – optimisation de V4.

L'optimisation est à chaque fois obtenue en se plaçant quelques volts en-dessous de la tension d'arrêt. Les figures 65 donnent les mesures obtenues sans gaz, à $5\ 10^{-3}$ mbar et à 10^{-2} mbar. Le tableau 10 donne les paramètres expérimentaux utilisés. Dans les trois cas, le potentiel RF a une amplitude de 1800 V_{pp} à une fréquence de 5 MHz.

	HT	V_1	V_2	V_3	V_4
Sans gaz	2917 V	0 V	0 V	0 V	
5.10^{-3} mbar		60 V	50 V	45 V	59 V
10^{-2} mbar		47 V	40 V	34 V	57 V

Tableau 10 : Paramètres expérimentaux utilisés.

Les valeurs expérimentales de dispersion en énergie longitudinale sont présentées dans le tableau 11. Ces valeurs sont obtenues en appliquant un potentiel V_{cone} sur l'électrode conique d'extraction.

Pression	ΔE (eV)
Sans gaz	3.0 ± 0.3
5.10^{-3} mbar	0.408 ± 0.004
10^{-2} mbar	0.146 ± 0.004

Tableau 11 : Dispersions en énergie longitudinale obtenues avec les mesures des figures 65.

Ces valeurs sont à comparer à l'objectif qui est fixé par le cahier des charges :

$$\Delta E \leq 1\ eV \qquad \text{(eq. 3-20)}$$

Il s'agit d'un objectif rempli au regard des besoins du séparateur haute résolution. Nous obtenons une dispersion en énergie très inférieure aux spécifications malgré l'usage d'une pression d'Hélium relativement faible. L'augmentation de cette dernière devrait aussi permettre d'améliorer les performances de SHIRaC sur ce point précis.

Cependant, il convient de relativiser ces valeurs qui ont été faite avant la réaccélération et qui peuvent être dégradées lors de l'extraction. Dans les hypothèses 3-18 et 3-19, on suppose que les ions sont tous situés exactement au même potentiel V_{HT}. Pour que cela soit vrai, ils devraient être positionnés sur l'axe de symétrie du refroidisseur ce à quoi tend le refroidissement. Cela étant, la distribution des ions présente tout de même une extension spatiale qui induira des différences de potentiel dans l'extraction et se répercutera sur la dispersion en énergie.

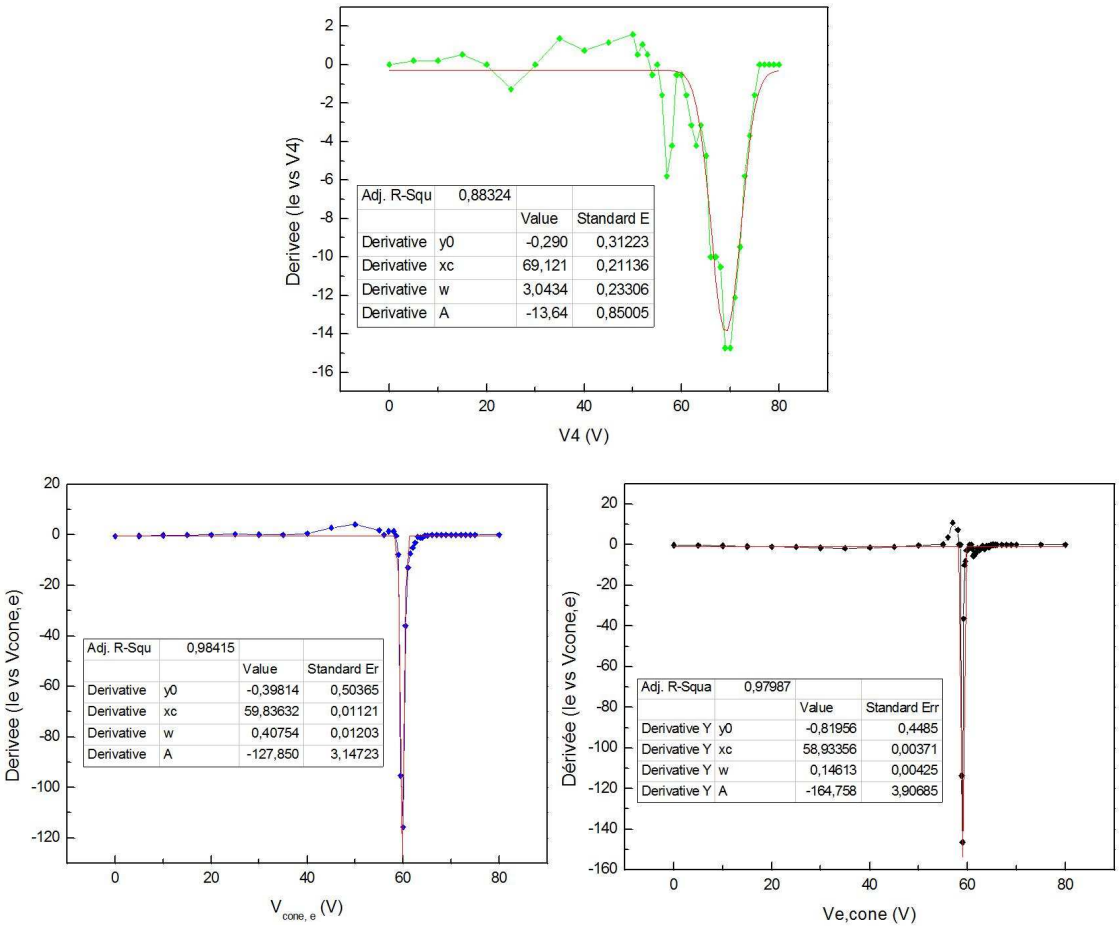


Figure 65 : Dérivée de l'intensité en fonction de V_{cone} (sans gaz - en vert) et de la tension du cône (pour 5 10^{-3} mbar en bleu; pour 10^{-2} mbar en noir). Ces mesures ont été obtenus en mesurant le courant extrait en fonction du potentiel du cone d'extraction puis en dérivant cette mesure.

5-3) réduction de l'émittance

La dernière caractéristique que sur laquelle nous devons agir est l'émittance du faisceau. L'objectif à atteindre est le suivant :

$$\varepsilon_{60keV} \leq 3\,\pi.mm.mrad \qquad \text{(eq. 3-21)}$$

Nous avons toujours le même problème que précédemment. Puisque nous sommes limités en gaz, nous devons maintenir les ions le plus longtemps possible dans le quadripôle pour les refroidir. Pour cela, nous avons fait ce travail de concert avec l'étude de la dispersion longitudinale.

La limitation en gaz intervient aussi dans les fuites vers le reste de la ligne. En effet, les collisions ion-atome peuvent dégrader l'émittance du faisceau refroidi. Il s'agit donc de travailler à une pression relativement basse et d'agir sur le temps de refroidissement. Ces restrictions sur nos domaines de fonctionnement ont aussi pour conséquence de réduire nos possibilités d'études expérimentales à la seule recherche de l'émittance optimale.

Bien que la source fournisse un faisceau de meilleure qualité par rapport à Spiral2, cela ne remet pas en cause l'émittance extraite. En effet, les propriétés du faisceau refroidi sont surtout issues d'un équilibre entre tous les processus intervenant dans le quadripôle comme la charge d'espace ou les différents mécanismes de refroidissement.

La figure 66 présente le résultat obtenu avec SHIRaC-Phase1. Ce diagramme a été obtenu avec un faisceau de rubidium $^{87}Rb^{+}$ de 3 keV. Le potentiel RF est de 1800 V_{pp} à 5 MHz. La pression du gaz pour le faisceau refroidi est de 5.10^{-3} mbar et l'ensemble des paramètres de fonctionnement a déjà été exposé dans le tableau 10. A cette pression, l'extraction se trouve à 10^{-4} mbar et la section en aval est à 4.10^{-6} mbar.

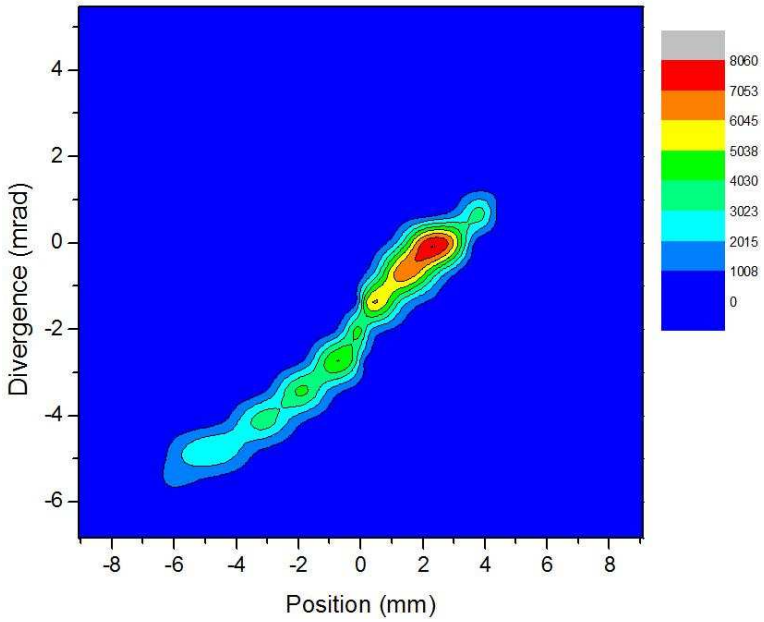


Figure 66 : Diagramme d'émittance pour un faisceau refroidi avec SHIRaC-Phase1 et mesuré avec un emittance-metre à balayage électrostatique [Bac00]. Le potentiel RF est de 1800Vpp à 5MHz. La pression d'Hélium est de 10^{-2} mbar. L'emittance est de 2 π.mm.mrad à 60 keV.

Ce diagramme représente une émittance de (8.75 ± 0.85) π.mm.mrad à 3 keV. Si on applique la formule d'équivalence suivante, nous obtenons alors :

$$\varepsilon_{60keV} = \varepsilon_{3keV} \cdot \sqrt{\frac{3\ keV}{60\ keV}} \approx (2.0\ \pm 0.2)\ \pi.mm.mrad \qquad \text{(eq. 3-22)}$$

A titre de comparaison, nous avons fait la simulation du refroidissement de ce faisceau dans des conditions identiques et le résultat est montré sur la figure 66.

Le diagramme 67 est la simulation de l'émittance dans des conditions expérimentales proches de la figure 66 (sans la réaccélération) :

- ion : *$^{87}Rb^{+}$ sans charge d'espace.*
- potentiel RF : *V_{RF} = 1800 V_{pp} à 5 MHz.*
- pression : *$P_{He} = 5.10^{-3}$ mbar.*

Dans ces conditions, nous obtenons une émittance équivalente à 3 π.mm.mrad à 60 keV quand la mesure nous donne une valeur du même ordre à 2 π.mm.mrad. L'accord entre la simulation et l'expérience est rassurant tant pour la validité du code que pour notre mesure et le mode opératoire que nous avons utilisé. Là encore, c'est la maximisation du temps de refroidissement qui tient un rôle important puisque nous avons imposé un gradient longitudinal très faible à E_z = 15 mV/mm. Cette dernière valeur a été prise en accord avec nos conditions expérimentales. Puisque nous représentons ce champ longitudinal par un gradient linéaire, nous avons pris la valeur moyenne entre celui considérant V_1 et V_3 (E_z = 30 mV/mm) et celui considérant V_1 et V_4 (E_z = 1.5 mV/mm)

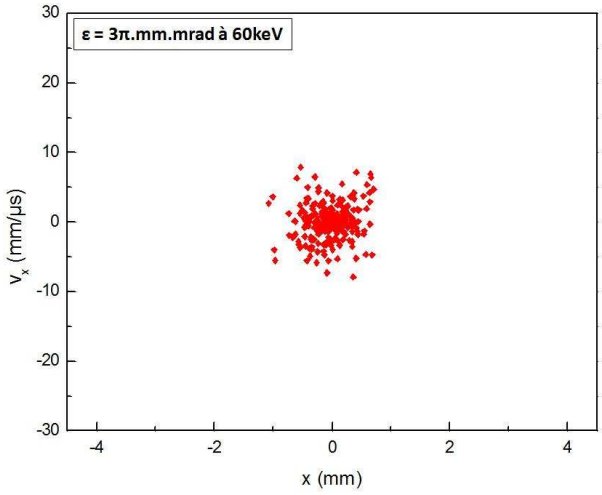


Figure 67 : Emittance obtenue avec notre code de simulation pour les mêmes conditions de fonctionnement que la figure 66.

Bien que donnant des émittances proches, on notera que les figures 66 et 67 sont qualitativement différentes. La forme des diagrammes diffère car la mesure (Fig. 66) est obtenue après la réaccélération tandis que la simulation l'est avant. L'écart en émittance provient de la différence entre les gradients longitudinaux. Expérimentalement, on s'arrange pour que les ions n'aient que quelques eV tandis qu'en calcul numérique, nous disposons d'un gradient fixe. Le champ axial étant un paramètre critique pour le temps de refroidissement, il agit sur la réduction et la valeur obtenue à l'extraction.

Cette mesure montre que dans ces conditions, il est possible d'atteindre une émittance requise pour le séparateur haute résolution. Nous avons cherché les effets du chauffage RF en modifiant l'amplitude et la fréquence du potentiel de confinement mais il n'en ressort aucune différence visible d'une mesure à une autre.

Cependant, cette mesure ne prend pas en compte la charge d'espace puisque pour cette mesure, nous sommes à des intensités de l'ordre de 1 nA. L'effet du puits de pseudo-potentiel n'est pas visible ce qui est compréhensible compte-tenu de nos champs de confinement. La source à ionisation de surface ne nous permet pas d'atteindre les limites d'un appareil conçu pour des faisceaux de l'ordre du microampère. Ce point devra être étudié en détail dès lors que nous disposerons de la source adéquate afin de mettre expérimentalement en évidence le refroidissement de faisceaux de hautes intensités pour Spiral2.

Pour finir, il est évident que ces limites sur la pression du gaz ne peuvent perdurer pour l'utilisation finale de SHIRaC (*$\varepsilon \approx$ 10 à 20 π.mm.mrad à 3 keV*). La valeur obtenue est le résultat d'un équilibre obtenu à partir d'un faisceau de très bonne qualité. Avec un faisceau de Spiral2 en entrée présentant une plus grande énergie transverse (*$\varepsilon \approx$ 80 π.mm.mrad à 60 keV*), il sera nécessaire d'accroitre la perte d'énergie à l'intérieur du quadripôle. Cela passera par une amélioration du pompage différentiel et un gain d'un facteur 10 sur la pression du gaz tampon, la pression pour un refroidisseur se situant autour de 5.10^{-2} mbar.

5-4) Conclusion.

Le tableau 12 fait la synthèse des principaux résultats obtenus lors de l'étude expérimentale de SHIRaC-Phase 1.

Transmission	$^{23}Na^{+}$	25%
	$^{87}Rb^{+}$	25%
ε_{60keV}	$\approx (2.0 \pm 0.2)$ π.mm.mrad	
ΔE	146 ± 4 meV	

Tableau 12: Tableau de synthèse des résultats expérimentaux.

Ces données sont en accord avec le cahier des charges fixé pour le séparateur haute résolution. Cependant, les déficiences pour la transmission seront à résoudre pour le second prototype car les faisceaux de Spiral2 seront plus contraignants que ceux de notre source à ionisation de surface. A terme, il s'agira donc de refroidir des faisceaux de 80 π.mm.mrad ayant un diamètre de 20 mm de diamètre.

Un autre paramètre important qui n'a pu être exploré faute d'avoir la source adéquate est la charge d'espace. La figure suivante représente la transmission en fonction de l'intensité en entrée avec un faisceau de $^{87}Rb^{+}$ à 3 keV.

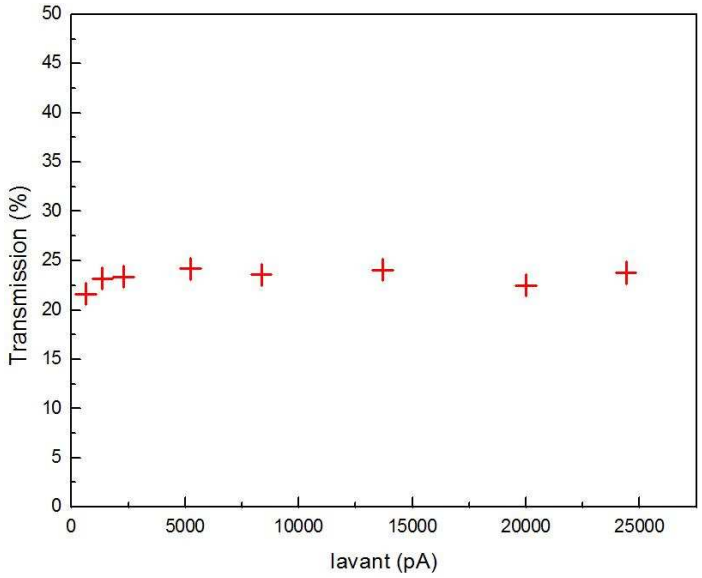


Figure 68 : Transmission de SHIRaC-Phase1 en fonction de l'intensité en entrée. L'intensité maximale fournie par la source est de 25 nA.

Le seul paramètre modifié au cours de cette systématique est le chauffage de la source de sorte que l'ensemble des potentiels du banc de test reste identique. Cette systématique montre qu'aucune perte n'est engendrée par la charge d'espace jusqu'à 25 nA, l'intensité maximale délivrée par la source.

Cette observation est positive en comparaison de la technologie actuelle. Cependant, cette limite est 40 fois inferieure à l'intensité que devra traiter SHIRaC dans Spiral2. Ce point central de notre projet devra faire l'objet d'études expérimentales ultérieures des lors que nous disposerons de faisceaux suffisamment intenses.

6 - Synthèse.

Nous avons développé un premier refroidisseur pour des faisceaux de haute intensité, SHIRaC-Phase1. Il consiste en un quadripôle de 650 mm de long avec un rayon interne de 3 mm. La principale tache à consister à développer un système RF basé sur un circuit LC. Ainsi, nous avons réussi à produire des amplitudes atteignant 2500 V_{pp} à des fréquences comprises entre 4.5 MHz et 6.3 MHz.

La première problématique que nous avons résolue concerne les décharges électriques. Nous avons pu mettre en évidence que malgré la proximité des électrodes et les amplitudes RF appliquées, ce phénomène n'imposait pas de limitations fortes dans nos conditions de fonctionnement.

Une étude expérimentale a été menée à basse intensité. Elle a montré que ce refroidisseur pouvait satisfaire les exigences du séparateur haute résolution de DESIR en terme de réduction d'émittance et de dispersion en énergie longitudinale.

La transmission obtenue est cependant plus faible par rapport aux besoins pour Spiral2. Ceci est d'autant plus problématique que les faisceaux que nous avons utilisés sont moins contraignants que ceux de Spiral2. Ceci est notamment dû au rayon interne du quadripôle trop faible pour permettre une injection efficace. Cependant, ce faible rayon interne est nécessaire au confinement de faisceaux à une intensité de l'ordre du micro-ampère.

Il s'agira donc de chercher un bon compromis entre une injection efficace (idéalement proche de 100%) et le confinement de hautes intensités.

4- Le prototype SHIRaC-Phase2.

Tirant les enseignements des différents travaux menés jusqu'ici, nous avons conçu un nouveau prototype, SHIRaC-Phase 2, adapté aux caractéristiques et les exigences de Spiral2.

Dans ce chapitre, nous verrons la conception et la définition de cet instrument et la dépendance en fonction des différents paramètres. Ensuite, nous nous intéresserons aux développements et à la réalisation technique. Les exigences et les problématiques de ce projet ont déjà été largement commentées dans les chapitres précédents. Le tableau 13 fait le récapitulatif des principaux points :

Faisceau entrant	Emittance	80 π.mm.mrad
	Diamètre	20 mm
	Intensité	~ 1 µA
	Energie	60 keV
	Masse	6 – 250
Transmission	12 UMA	20%
	40 UMA	40%
	90 UMA	60%
Emittance à 60keV		< 3 π.mm.mrad
Dispersion en énergie ΔE_{FWHM}		≤ 1 eV

Tableau 2 : Conditions de fonctionnement et objectifs utilisés pour la conception.

1 – Définition du prototype SHIRaC-Phase2.

Pour la conception de ce prototype, nous considérerons les trois étapes suivantes : l'injection, le quadripôle pour tout ce qui a trait au confinement et au cooling et enfin, l'extraction.

1-1) L'injection.

La première étape dans le fonctionnement est de décélérer les ions et de les injecter efficacement au sein du quadripôle. Pour cela, nous devons concevoir l'optique adéquate pour réaliser cette tache à l'aide de Simion. Nous nous sommes aussi limités à une géométrie simple puisque nous n'allons faire appel qu'à des électrodes cylindriques.

En accord avec les faisceaux en entrée de SHIRaC à Spiral2, nous avons pris des ions $^{133}Cs^{+}$ à 60 keV. L'émittance suivant les deux dimensions transversales est de 80 π.mm.mrad, le diamètre du faisceau est de 20 mm et est parallèle. La figure 69 montre le diagramme d'espace de phase considéré comme référence. Ceci requiert des électrodes relativement larges pour focaliser ces ions. Nous allons cependant nous fixer comme contrainte raisonnable dans cette conception de n'utiliser que des potentiels n'excédant pas ± 3 kV. Il s'agit dès lors d'obtenir un jeu d'électrodes simples et flexibles en fonction du faisceau à refroidir. En prenant notre référence, nous avons essayé différentes géométries jusqu'à aboutir, par itérations successives, celle présentée sur la figure 70.

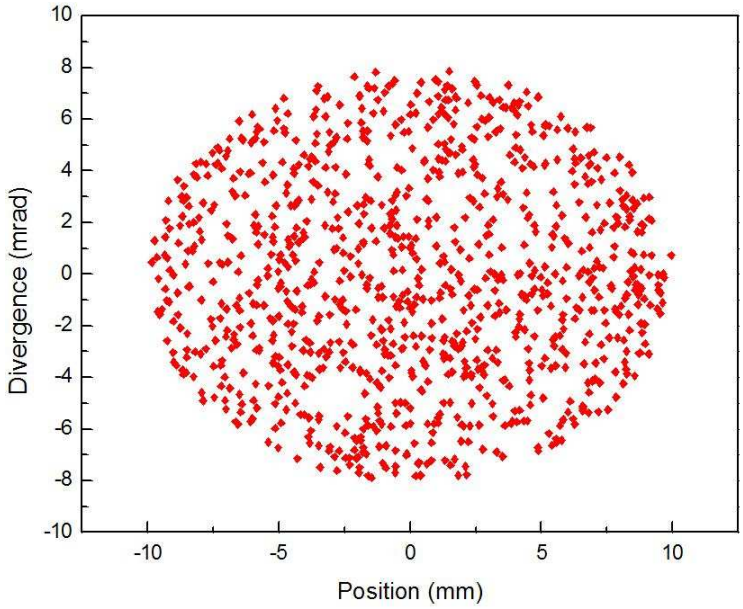


Figure 69 : Faisceau-type de 80 π.mm.mrad utilisé comme référence.

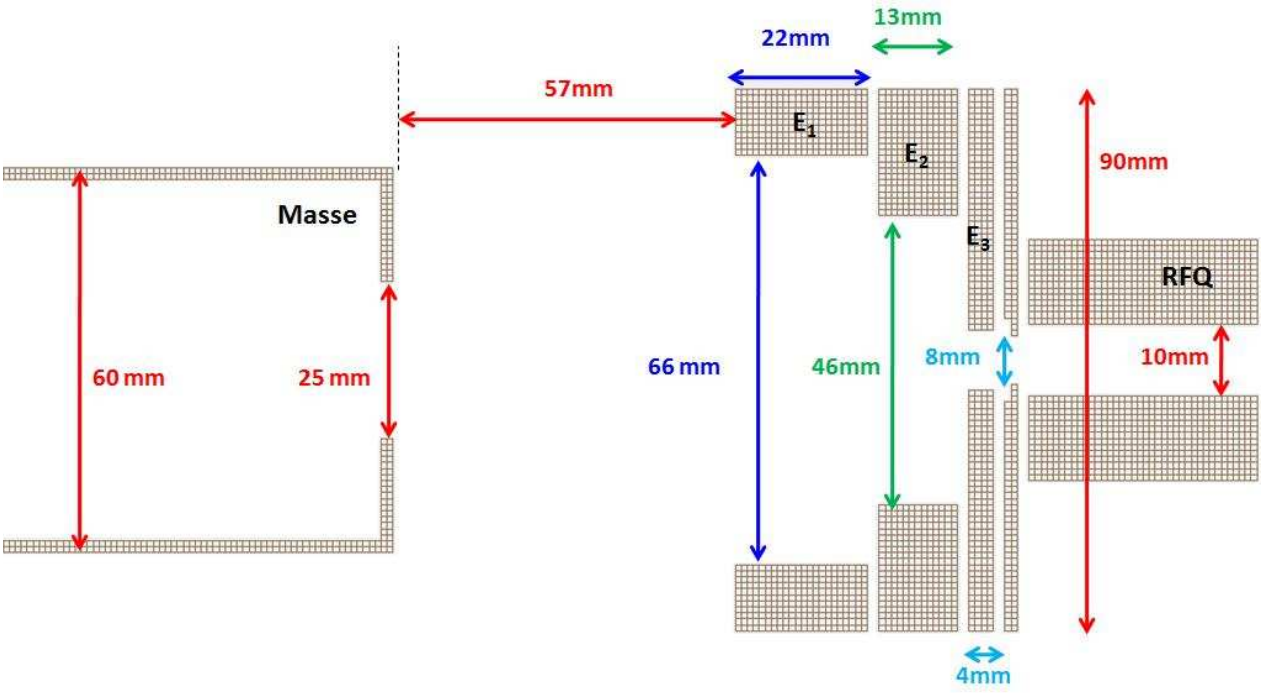


Figure 70 : Géométrie des optiques d'injection

Le tableau suivant reprend les caractéristiques de cette conception :

	Diamètre externe (mm)	Diamètre interne (mm)	Epaisseur (mm)
Masse	60	25	2
# 1	90	66	22
# 2		46	13
# 3		8	4
Orifice		8	1

Tableau 3 : Dimensions des électrodes.

La distance entre les faces de l'électrode de masse et de l'électrode #1 est fixée à 57 mm et l'interstice entre les deux autres électrodes est de 2 mm.

Le quadripôle a quant à lui un rayon interne de 5 mm et, en conséquence, celui des électrodes de 5.7 mm. L'ensemble a été conçu en prenant un potentiel RF de 10 kV_{pp} à 5.42 MHz (q = 0.5 pour $^{133}Cs^{+}$). Les tensions continues sont indiquées dans le tableau suivant.

Electrode	Tension // Terre (V)	Tension // HT (V)
Masse	0	
# 1	57575	-2200
# 2	57575	-2200
# 3	57675	-2100
Orifice	59775	0
Quadripôle	59775	0

Tableau 4 : Tensions continues utilisées dans cette simulation.

Nous avons donc jusqu'à maintenant exposé l'ensemble des paramètres de la simulation et nous allons donc développer sa validation et sa justification.

Il convient alors de considérer l'ensemble du processus d'injection en allant jusqu'au confinement des ions. Compte-tenu des champs RF élevés que nous utilisons, les effets de phase induiront une répulsion importante des ions qui, pour notre projet, est bien plus compliquée à résoudre que la décélération et la focalisation.

Pour valider cette géométrie, nous avons donc considéré l'efficacité d'injection en fonction de l'émittance (en gardant toujours le même diamètre de faisceau) pour en déduire l'acceptance du dispositif. Le résultat est montré par la figure 71.

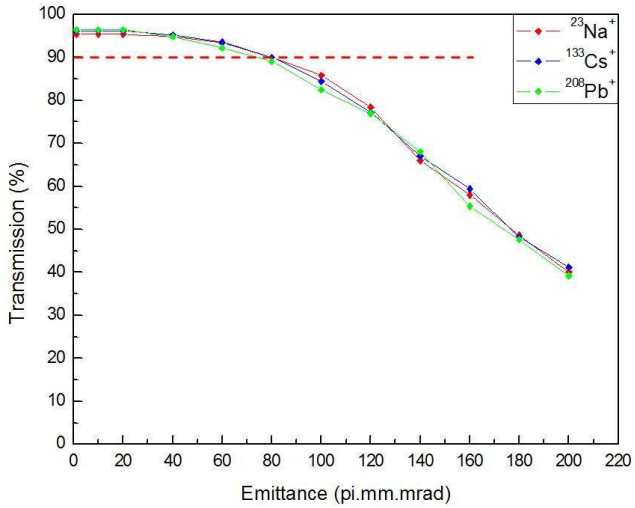


Figure 71 : Efficacité totale d'injection en fonction de l'émittance. La transmission est mesure après un parcours de 100 mm dans le quadripôle. Les paramètres entrés sont ceux du tableau 15. Le faisceau a une énergie de 60 keV et un diamètre de 20 mm. Le potentiel est de 10 kV_{pp} et le paramètre de Mathieu à 0.5.

Chacune de ces systématiques a été faite avec une amplitude RF de 5000 V_{0p} et un paramètre de Mathieu q=0,5. La figure 71 est le calcul d'acceptance pour trois masses différentes $^{23}Na^{+}$, $^{133}Cs^{+}$ et $^{208}Pb^{+}$ pour des caractéristiques de faisceaux identiques. Nous obtenons dans chaque cas un résultat similaire ce qui n'est pas étonnant puisque nous avons affaire avec un système électrostatique. Ceci est un bon point puisque SHIRaC doit être susceptible de refroidir des ions entre 6 UMA et 250 UMA. Si on définit l'acceptance comme l'émittance à laquelle on a 90% de transmission, on note que des lors, celle-ci se situe bien à 80 π.mm.mrad.

Une investigation des effets de la charge d'espace lors de la décélération et de la focalisation via le modèle de beam repulsion de Simion est présentée sur la figure 72. La question du confinement interviendra dans la partie consacrée au quadripôle.

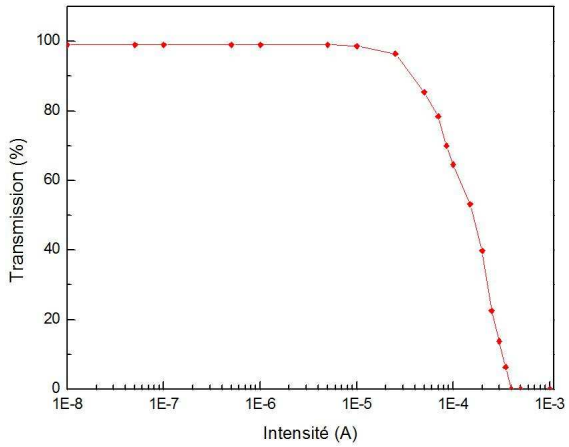


Figure 72 : Transmission en fonction de l'intensité pour un faisceau $^{133}Cs^{+}$ de 80 π.mm.mrad à 60 keV. La transmission est calculée juste derrière l'orifice d'entrée du quadripôle.

On note que l'effet de la charge d'espace ne devient vraiment significatif qu'à partir de 20 µA c'est-à-dire à des intensités plus importantes que celle que devra manipuler SHIRaC.

La véritable problématique de cette conception provient des effets de la phase du potentiel RF.

En effet, il est généralement admis que la haute-tension de la plateforme ne se situe pas à plus de 100 V en dessous de la tension de source. A 59900 V, il est d'ailleurs tout à fait possible de focaliser les ions dans l'orifice d'entrée avec la géométrie proposée, y compris en considérant la charge d'espace (Fig. 73).

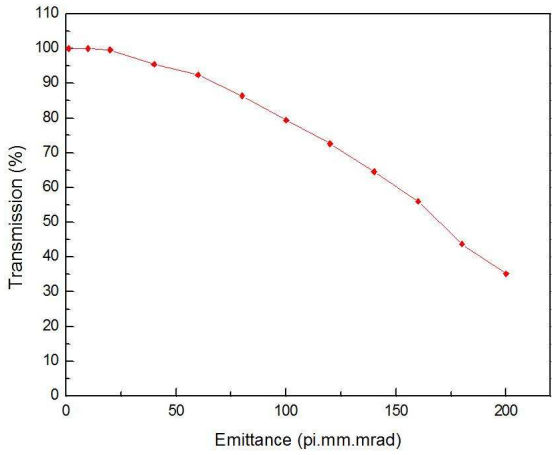


Figure 73 : Cas de la focalisation de faisceaux de Césium $^{133}Cs^{+}$ à 60 keV à 1 µA sans l'application du potentiel RF. La transmission est calculée juste derrière l'orifice d'entrée du quadripôle. La plateforme HT est à 59900 V.

Le phénomène de phase RF se manifeste par le fait que suivant la position transversale de l'ion lors de son injection, celui-ci peut alors voir un potentiel trop élevé par rapport à son énergie et être repoussé. Ce phénomène est d'autant plus important dans notre cas que nous opérons en champ fort (~1 kV_{pp}/mm contre 10 V_{pp}/mm actuellement).

Ceci peut être néanmoins compensé par une baisse de la haute-tension et justifie donc la valeur relativement basse utilisée pour notre prototype. La figure ci-dessous montre la transmission en fonction de la haute-tension pour deux couples fréquence-amplitude (q = 0.5 pour des ions Césium dans les deux cas).

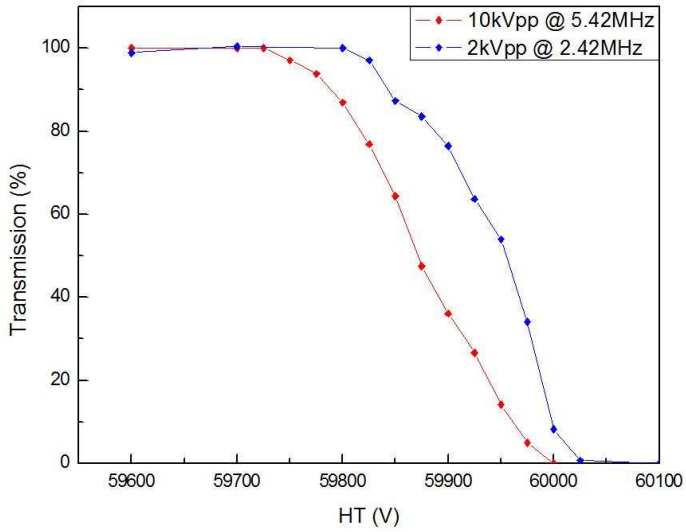


Figure 74 : Transmission en fonction de la haute tension de la plateforme. La transmission est mesurée après un parcours de 100 mm dans le quadripôle. Les paramètres entrés sont ceux du tableau 15. Le faisceau d'ions $^{133}Cs^{+}$ a une énergie de 60 keV et un diamètre de 20 mm.

Un dernier paramètre important et influençant l'efficacité d'injection est le rayon interne du quadripôle. En effet, plus le rayon interne est grand et meilleure sera l'acceptance. Cependant, il convient de prendre une valeur assez faible pour confiner la charge d'espace (ce que nous aborderons dans la partie suivante).

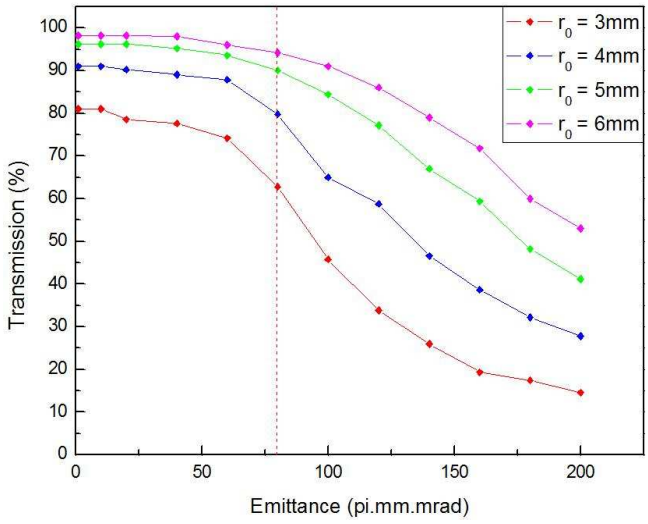


Figure 75 : Efficacité d'injection en fonction de l'émittance du faisceau. La transmission est mesurée après un parcours de 100 mm dans le quadripôle. Les paramètres entrés sont ceux du tableau 15. Le faisceau d'ions $^{133}Cs^{+}$ a une énergie de 60 keV et un diamètre de 20 mm.

Nous avons retenu un rayon interne $r_0 = 5\ mm$ car, à la vue de ces calculs, il s'agit de la valeur la plus faible permettant de manipuler de grandes émittances et, dans le même temps, sera la plus adéquat au confinement de hautes intensités.

1-2) Le quadripôle.

Il s'agit maintenant de définir le quadripôle avec des dimensions adéquates pour obtenir le refroidissement recherché avec des faisceaux de Spiral2. Pour cette partie, nous avons utilisé notre code de simulation Monte-Carlo.

Nous avons plusieurs paramètres à considérer dans cette étude. Pour le confinement, ce sont le rayon interne r_0 et le potentiel RF qui seront pris en compte. Le refroidissement dépendra de la pression du gaz et de la longueur du quadripôle.

Parmi ces valeurs, nous avons déjà défini le rayon interne r_0 à 5 mm pour assurer une injection efficace et il s'agit donc d'étudier la possibilité d'effectuer ce refroidissement dans de telles conditions.

Nous avons défini des conditions de référence à partir desquelles sont basées les systématiques qui suivent. Nous considérons des ions césium $^{133}Cs^{+}$ à une intensité de 1 µA. Le quadripôle de base a un rayon interne de 5 mm et le potentiel radiofréquence qui y est appliqué est d'une amplitude de 10 kV_{pp} à une fréquence de 5.42 MHz.

Pour le refroidissement, les deux paramètres à prendre en compte sont la longueur du quadripôle et la pression du gaz. Cela se justifie simplement par le fait que plus les ions subiront de collisions et plus ils seront refroidis. Dans la conception de ce prototype, nous privilégierons la longueur du quadripôle à la pression du gaz.

La première raison est que nous devons atténuer le risque de décharges électriques qui, dans notre domaine de fonctionnement, augmente avec la pression du gaz.

La seconde raison concerne les fuites entre les différentes sections de la ligne puisqu'en limitant la pression dans le RFQ, on réduit la présence du gaz dans les caissons adjacents. On limite aussi sa consommation.

Avec notre code de simulation, nous avons mené des études systématiques du refroidissement en fonction de la pression (Fig. 76) et de la longueur du quadripôle (Fig. 77) pour lesquelles nous avons considéré l'émittance équivalente à 60 keV. Nous avons aussi limité ces paramètres à des valeurs raisonnables :

$$\begin{cases} P_{He} \leq 0.15\ mbar \\ L_{Quadrupole} \leq 750\ mm \end{cases}$$

Pour l'étude en fonction du gaz (Fig. 76), nous avons calculé la réduction de l'émittance pour un quadripôle de 650 mm. Comme attendu, l'effet du refroidissement augmente avec la pression du gaz. Dans ces conditions, nous avons obtenu des émittances respectant le cahier des charges ($\varepsilon < 3$ π.mm.mrad à 60 keV) dès $5.10^{-2}\ mbar$.

Partant de ces $5.10^{-2}\ mbar$ d'hélium, nous avons aussi fait la systématique en fonction de la distance de refroidissement (Fig. 77). Là encore, nous nous attendons à la faisabilité de nos objectifs. Pour cela, il est nécessaire que le RFQ ait une longueur minimale de 600 mm.

De ces systématiques, nous avons donc choisi un quadripôle ayant une longueur de 725mm dont les calculs montrent qu'elle permettra de remplir le cahier des charges.

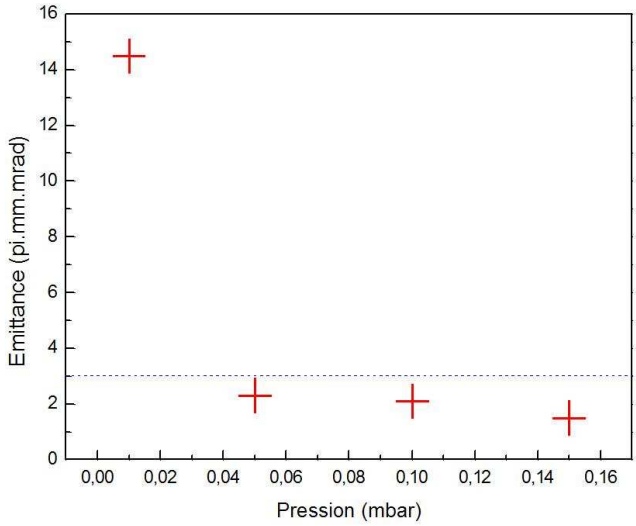


Figure 76 : Emittance en fonction de la pression du gaz-tampon. La distance de refroidissement est de 650 mm. Les ions $^{133}Cs^{+}$ sont à une intensité de 1 µA. Le potentiel RF est de 10 kV_{pp} à 5.42 MHz.

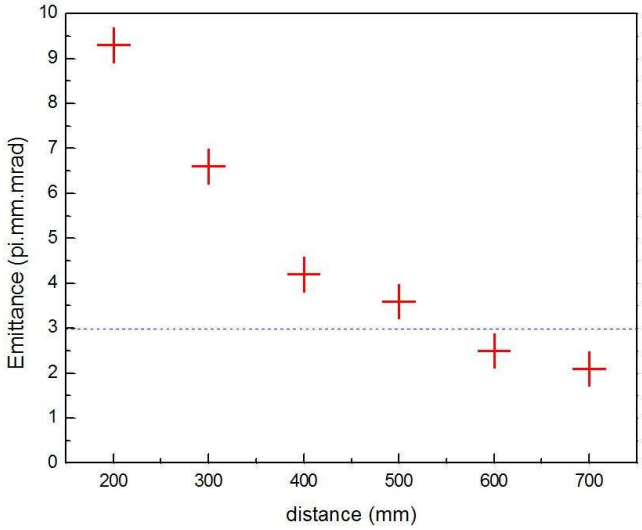


Figure 77 : Emittance en fonction de la distance. La pression du gaz est de 5.10^{-2} mbar. Les ions $^{133}Cs^{+}$ sont à une intensité de 1 µA. Le potentiel RF est de 10 kV_{pp} à 5.42 MHz.

Une fois ce quadripôle défini, nous avons pu vérifier l'influence de la charge d'espace dont les résultats apparaissent sur la figure 78 pour nos conditions de référence. L'émittance à 60 keV doit augmenter avec la charge d'espace ce qui est bel et bien mis en évidence. La contribution de cette charge d'espace est attendue comme négligeable jusqu'à une intensité de 1 µA, l'émittance reste aux alentours de 2 π.mm.mrad à 60 keV. Ce calcul est en accord avec notre cahier des charges.

Nous atteignons malgré tout une limite à une intensité de 10 µA. Ses effets se manifestent de deux façons :

- La première est une augmentation de l'émittance puisque la charge d'espace tend vers une expansion de la distribution d'ions (Fig. 78)
- La seconde manifestation de la charge d'espace est une perte d'ions qui est, dans le cas présent, d'environ 10%.

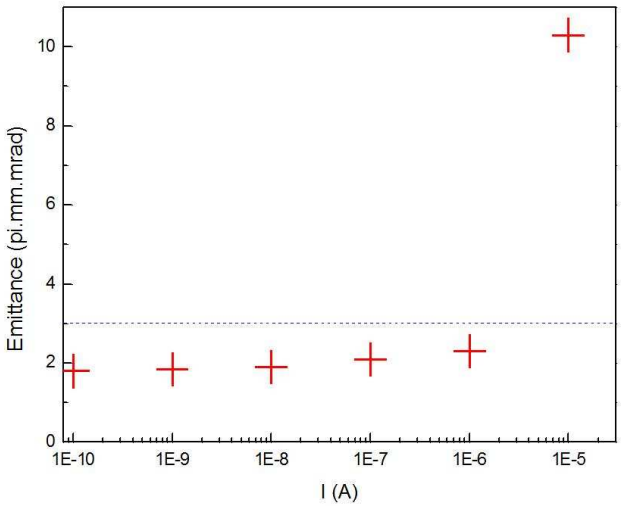


Figure 78 : Emittance en fonction de l'intensité du faisceau. La pression du gaz est de 5.10^{-2} mbar et la distance est de 650 mm. Le potentiel RF est de 10 kVpp à 5.42 MHz.

Dans nos conditions de fonctionnement, les calculs nous donnent une émittance de 2 π.mm.mrad à 60 keV. La figure 79 montre le diagramme d'espace des phases d'un faisceau refroidi avec les paramètres du quadrupôle défini.

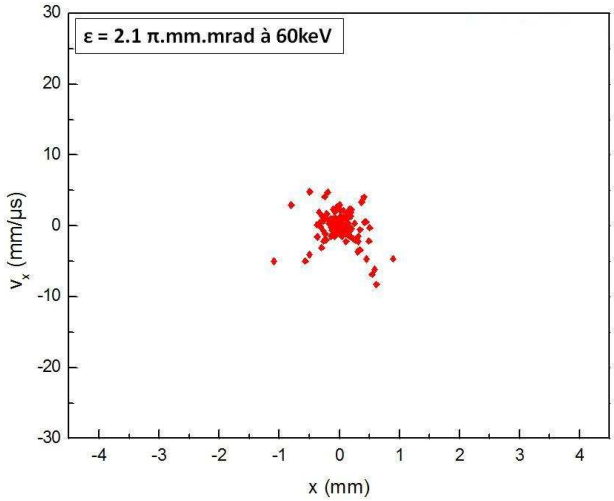


Figure 79 : Figure d'émittance pour le quadripôle de SHIRaC-Phase2. Les ions $^{133}Cs^{+}$ sont à une intensité de 1 µA. La pression du gaz est à 5.10^{-2} mbar et la distance de refroidissement de 725 mm. Le potentiel est de 10 kV_{pp} à 5.42 MHz.

1-3) L'extraction.

Il nous reste maintenant à définir les caractéristiques techniques de la dernière partie du dispositif, l'extraction. Dans cette partie, les ions issus du quadripôle sont focalisés et réaccélérés à une énergie :

$$T = q.V_{HT} \qquad \text{(eq. 4-1)}$$

Cette partie est plus critique que dans la technologie existante car, comme nous l'avons vu au chapitre 3, c'est lors de cette étape que les effets de charge d'espace interviennent et peuvent dégrader l'émittance. Comme pour l'injection, nous nous sommes limités à une géométrie simple. Le tableau suivant et la figure 80 présente les dimensions caractéristiques de l'optique d'extraction que nous avons définie.

	Diamètre externe (mm)	Diamètre interne (mm)	Epaisseur (mm)
Orifice		4	2
# 3	90	6	4
# 2		20	4
# 1		20	11
Masse	60	10	2

Tableau 5 : Dimensions caractéristiques de l'optique d'extraction.

Electrode	Tension // Terre (V)	Tension // HT (V)
Masse	0	
# 1	59175	-600
# 2	59175	-600
# 3	57275	-2500
Orifice	59775	0
Quadripôle	59775	0

Tableau 6 : Potentiels associées à la figure 79

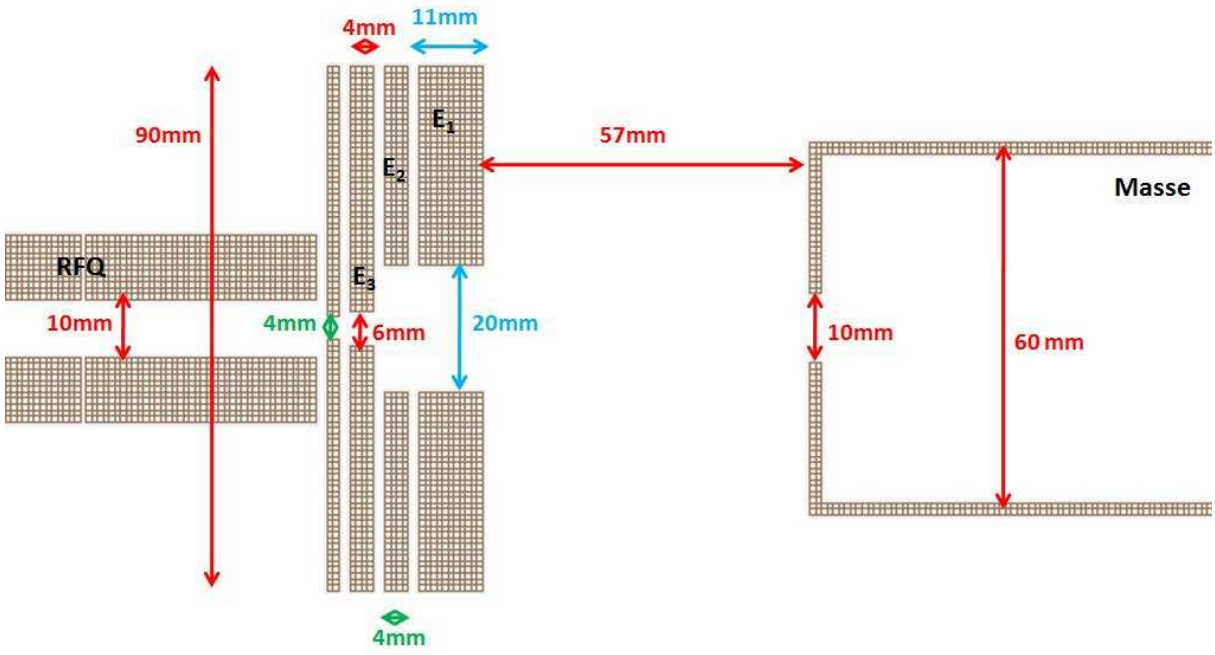


Figure 80 : Géométrie de l'électrode d'extraction

La distance entre les faces de l'électrode de masse et celle de l'électrode #1 est fixé à 57 mm et l'interstice entre les deux autres électrodes est de 2 mm.

La figure 81 montre le diagramme d'émittance d'un faisceau extrait et focalisé après l'électrode de masse. Les potentiels appliqués sur cette électrode sont énumérés dans le tableau 17.

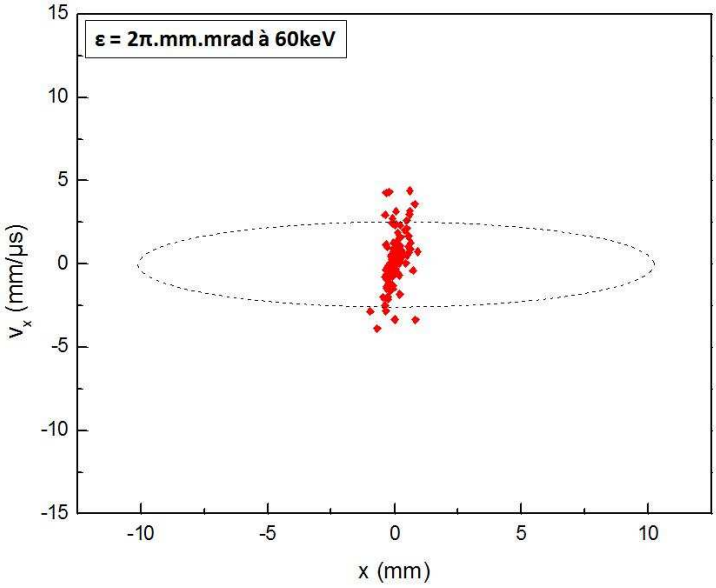


Figure 81: Emittance du faisceau extrait de la phase2 (en pointille, l'émittance du faisceau de référence)

La figure 81 est le résultat d'un calcul issu de Simion pour lequel nous utilisons le modèle de beam repulsion de Simion à une intensité de 1 µA à partir des données issues du calcul à 700 mm de la figure 77. Le bon point est que l'on arrive à conserver l'émittance atteinte à l'intérieur du RFQ au delà de l'électrode de masse.

2 – Réalisation technique de SHIRaC-Phase2.

Nous allons maintenant aborder la réalisation de ce second et nouveau prototype par les services techniques du LPC. Nous distinguerons deux principaux domaines : la réalisation mécanique menée en bureau d'études et le développement électronique du circuit RF. L'étude du système de vide sera aussi présentée.

2-1) La réalisation mécanique.

La figure 82 présente le banc de test du second prototype. Celui-ci est composé du refroidisseur de faisceaux encadré par deux chambres de pompage montés sur des structures en Elcom.

Ce prototype intègre les contraintes techniques du Ganil et de Spiral2. Les dimensions des chambres à chaque extrémité sont fixées par les diagnostics qu'elles accueilleront comme les profileurs et les coupes de Faraday. La hauteur de la ligne de faisceau est de 1500 mm.

La chambre du quadripôle est placée sur une plateforme haute tension isolée de la terre par des supports en époxy (V_{limite} = *70 kV*) et couplée au reste de la ligne par des éléments de vide en céramique (V_{limite} = *75 kV*). Le quadripôle est fixé sur une bride latérale dont la sortie (pour entretien, par exemple) est possible à l'aide d'un chariot de manutention dédié (Fig. 82). Cet ensemble a été inspiré du retour d'expérience que nous avons eu sur la ligne LIRAT et sur le premier prototype.

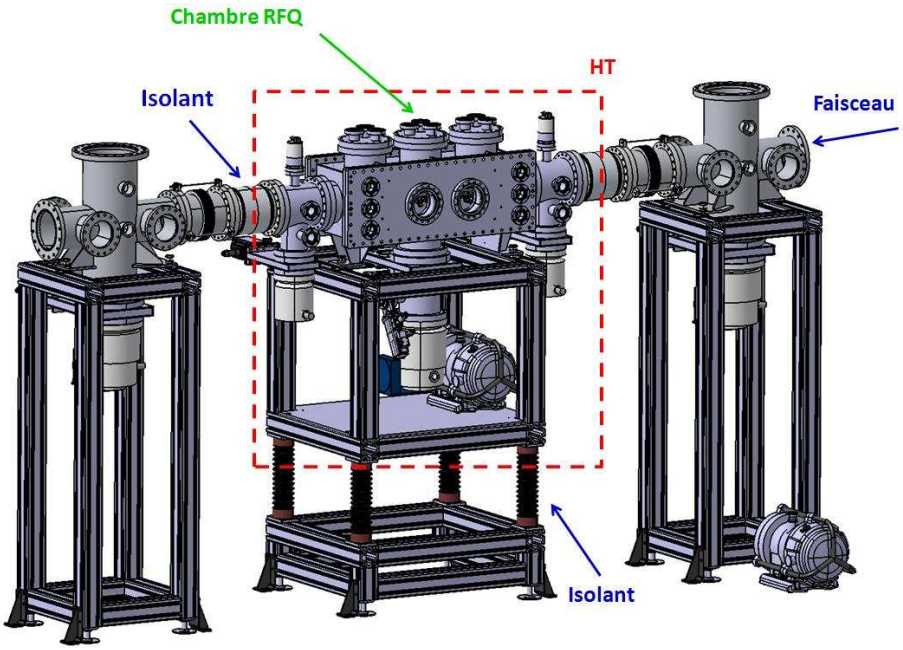


Figure 82 : Arrangement générale de SHIRaC-Phase2

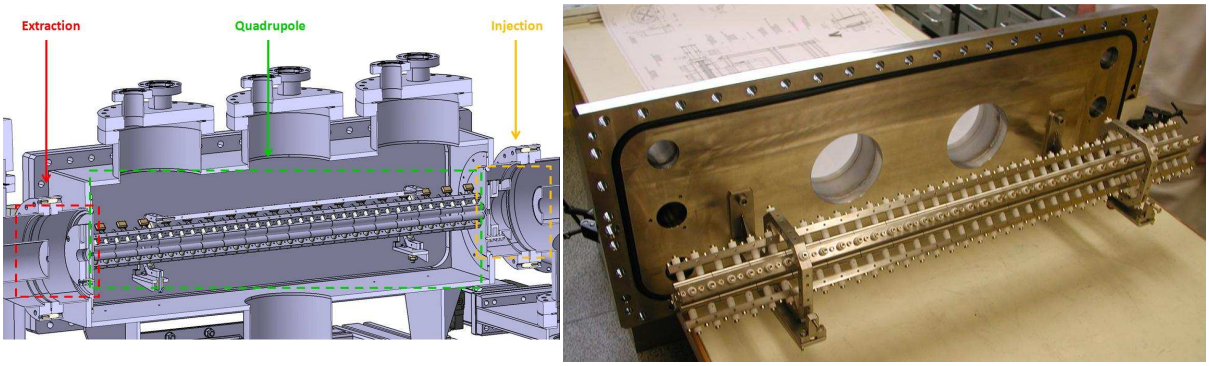


Figure 83 : Le quadripôle installé sur sa bride de support.

Le tableau suivant regroupe l'ensemble des caractéristiques du quadripôle et de son environnement :

Chambre	Longueur interne	740 mm
	Largeur interne	280 mm
	Hauteur interne	225 mm
	Matériau	Inox
Quadripôle	Longueur	725 mm
	Rayon interne	5 mm
	Diamètre des électrodes	10.7 mm
	Etat de surface	Ra 0.4
	Section	18
	Longueur	40 mm
	Interstice	300 µm

Tableau 7 : Grandeurs caractéristiques du quadripôle

Les brides fixées sur cette chambre sont toutes en DN160 destinées à l'injection, l'extraction, l'installation d'une pompe turbomoléculaire et d'instruments de mesure.

La construction du quadripôle reprend le principe du premier prototype. Les électrodes sont montées sur une poutre de laquelle elles sont isolées par des pièces en céramique. Cette poutre est polarisée à la RF et la transmission de la poutre vers l'électrode se fait par l'intermédiaire d'un condensateur de 2.2 nF. L'ensemble est soutenu par deux cadres. Le tout est monté sur une bride à l'aide de deux pièces de support. Deux piquages DN100 sont intégrés à cette bride pour permettre les passages RF.

Des cloisons sont placées de part et d'autre du quadripôle (Fig. 84). En plus de supporter les orifices d'injection et d'extraction, ces pièces portent les électrodes correspondantes grâce à trois vis et à des pièces de céramique.

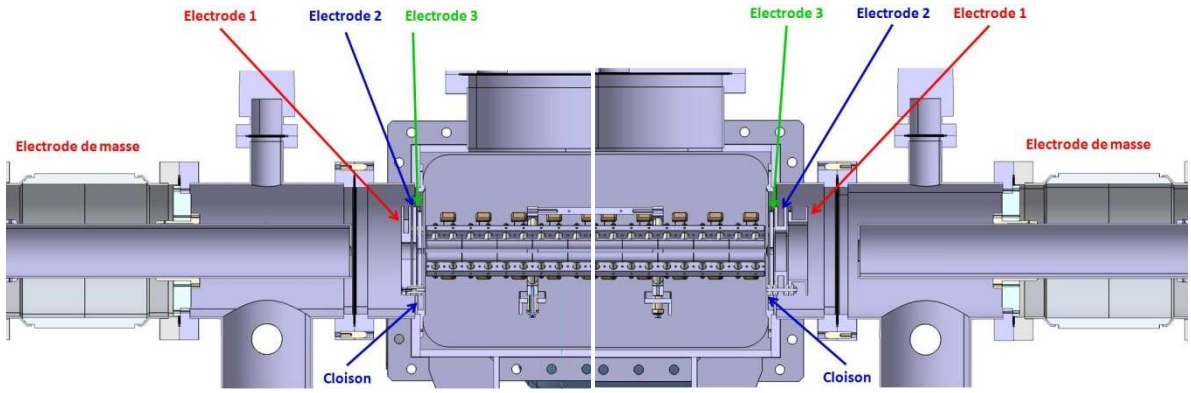


Figure 84 : Electrodes et montage de l'injection (à droite) et de l'extraction (à gauche)

2-2) Le système de vide.

Il s'agit dans cette partie d'estimer la présence du gaz dans la ligne en fonction de la pression dans le RFQ, des conductances et de la vitesse de pompage.

Pour calculer la pression du gaz, nous commençons par considérer que nous sommes à l'équilibre. Cela revient à poser que la somme des flux de gaz entrants est égale à celles des flux sortants (Eq. 4-2).

$$\sum Q_{entrants} = \sum Q_{sortants} \qquad \text{(eq. 4-2)}$$

Dans cette approche, nous imposons la pression du gaz dans le RFQ et nous considérons ensuite les flux suivants pour la propagation [Moo98] :

- Les flux provenant de l'orifice des différentes électrodes. Ces flux sont toujours dirigés des plus fortes pressions vers les plus faibles.

$$Q_{conductance} = 0.3\, d^2_{conductance}\, \Delta P \qquad \text{(eq. 4-3)}$$

Avec :

- $d_{conductance}$, le diamètre de la conductance.
- ΔP, la différence de pression de part et d'autres de la conductance.

- Le flux de gaz au travers d'un tube :

$$Q_T = 2.5\,\frac{r_T^3}{L_T}\,\Delta P \qquad \text{(eq. 4-4)}$$

Avec :

- r_T, le rayon du tube.
- L_T, la longueur du tube.

- Le flux sortant du aux pompes :

$$Q_{pompe} = P\,S \qquad \text{(eq. 4-5)}$$

Avec :

- P, la pression du gaz dans la chambre.
- S, la vitesse de pompage.

En appliquant l'égalité des flux (Eq. 4-2) à chaque section de la ligne, nous obtenons un système de N équations à N pressions inconnues qu'il faut résoudre.

Pour valider cette méthode, nous l'avons appliqué à SHIRaC-Phase1 puis comparé avec des mesures expérimentales. La figure 85 et le tableau 19 présente le système considéré pour représenter le premier prototype.

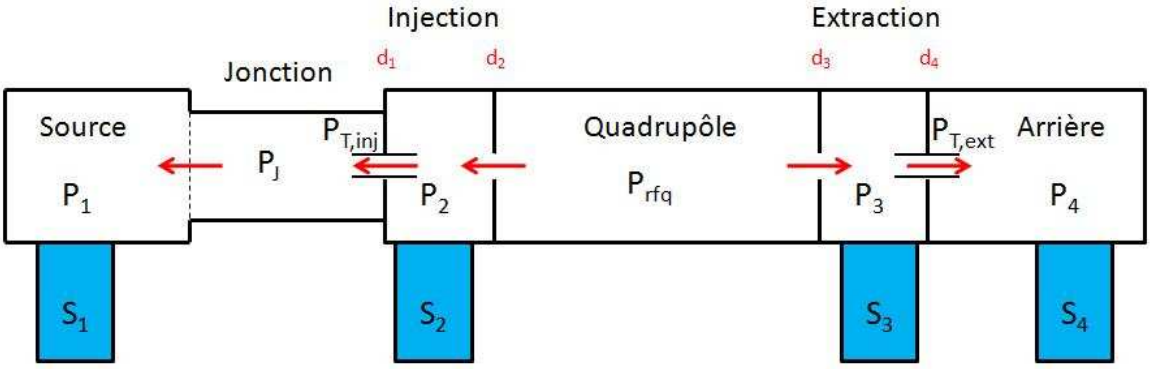


Figure 85 : Système considéré pour la phase 1

Jonction	Rayon r_{TJ}	50 mm	
	Longueur L_{TJ}	350 mm	
Orifice	Masse, injection	$r_{T,inj}$	15 mm
		$L_{T,inj}$	220 mm
		d_1	6 mm
	Cône, injection d_2	4 mm	
	Cône, extraction d_3	4 mm	
	Masse, extraction	$r_{T,ext}$	7.5 mm
		$L_{T,ext}$	200 mm
		d_4	4 mm
Pompe	Source $S_{1,He}$	100 l/s	
	Injection $S_{2,He}$	50 l/s	
	Extraction $S_{3,He}$	50 l/s	
	Arrière $S_{4,He}$	150 l/s	

Tableau 8 : Paramètres représentatifs de SHIRaC-Phase1

Ainsi, en considérant les équations (4-2) à (4-5), nous obtenons le système suivant de sept équations à sept inconnues :

Source P_1

$$2.5\frac{r_{TJ}^3}{L_{TJ}}\,P_J-\left(2.5\frac{r_{TJ}^3}{L_{TJ}}+S_1\right)P_1=0 \qquad \text{(eq. 4-6)}$$

Jonction

$$2.5\frac{r_{T,inj}^3}{L_{T,inj}}\,P_{T,inj}-\left(\frac{r_{T,inj}^3}{L_{T,inj}}+\frac{r_{TJ}^3}{L_{TJ}}\right)P_J+\frac{r_{TJ}^3}{L_{TJ}}\,P_1=0 \qquad \text{(eq. 4-7)}$$

Tube d'injection $P_{T,\,inj}$

$$0.3\,d_1^2\,P_2-\left(0.3\,d_1^2+2.5\frac{r_{T,inj}^3}{L_{T,inj}}\right)P_{T,inj}+\,2.5\frac{r_{T,inj}^3}{L_{T,inj}}\,P_1=0 \qquad \text{(eq. 4-8)}$$

Injection P_2

$$(0.3\,d_2^2+0.3\,d_1^2+S_2)\,P_2-0.3\,d_1^2\,P_{T,inj}=0.3\,d_2^2\,P_{RFQ} \qquad \text{(eq. 4-9)}$$

Extraction P_3

$$(0.3\,d_3^2+0.3\,d_4^2+S_3)\,P_3-0.3\,d_4^2\,P_{T,ext}=0.3\,d_3^2\,P_{RFQ} \qquad \text{(eq. 4-10)}$$

Tube d'extraction $P_{T,ext}$

$$0.3\,d_4^2\,P_3-\left(0.3\,d_4^2+2.5\frac{r_{T,ext}^3}{L_{T,ext}}\right)P_{T,ext}+\,2.5\frac{r_{T,ext}^3}{L_{T,ext}}\,P_4=0 \qquad \text{(eq. 4-11)}$$

Arrière P_4

$$2.5\frac{r_{T,ext}^3}{L_{T,ext}}\,P_{T,ext}-\left(2.5\frac{r_{T,ext}^3}{L_{T,ext}}+S_4\right)P_4=0 \qquad \text{(eq. 4-12)}$$

A partir de ce système d'équations, il nous est donc possible de déterminer la pression du gaz dans chaque section en imposant celle à l'intérieur du quadripôle puis d'en faire la comparaison avec des valeurs expérimentales. Ceci est présenté par les figures 86.

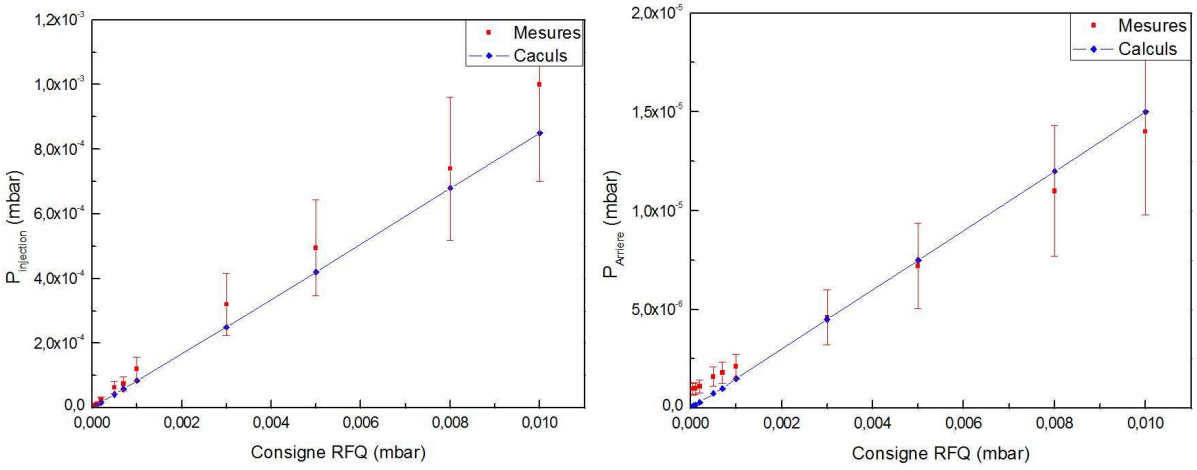


Figure 86 : Comparaisons de la méthode avec SHIRaC-Phase1 pour deux sections supportant une jauge de mesure : l'injection P_1 (à gauche) et l'arrière P_4 de la ligne. La précision sur chacune des mesures est donnes avec une incertitude de 30% [Pfeiffer].

La figure 86 montre un bon accord entre l'expérience et la méthode de calcul, les mesures étant compatibles avec les valeurs données par le calcul. Cela confirme sa validité pour notre projet. Nous pouvons maintenant l'appliquer pour des prédictions pour le second prototype.

La structure du système de vide de SHIRaC-Phase2 est très proche de celle du premier prototype (Fig. 87) à ceci près que nous supprimons la section en DN100 entre la source et l'injection.

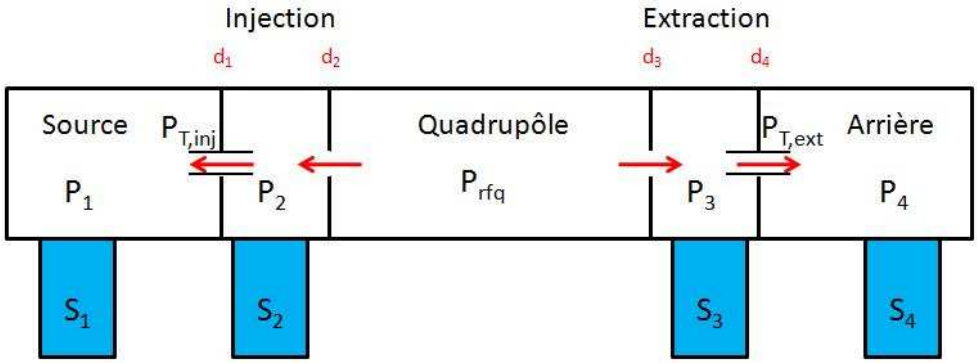


Figure 87 : Système considéré pour la phase 2

En reprenant la même méthode de calcul que précédemment, on obtient le système d'équations suivant :

$$
\begin{cases}
\text{Source } P_1 & 2.5\frac{r_{T,inj}^3}{L_{T,inj}}\,P_{T,inj} - \left(2.5\frac{r_{T,inj}^3}{L_{T,inj}} + S_1\right) P_1 = 0 & \text{(eq. 4-13)} \\
\text{Tube d'injection } P_{T,\,inj} & 0.3\,d_1^2\,P_2 - \left(0.3\,d_1^2 + 2.5\frac{r_{T,inj}^3}{L_{T,inj}}\right) P_{T,inj} + 2.5\frac{r_{T,inj}^3}{L_{T,inj}}\,P_1 = 0 & \text{(eq. 4-14)} \\
\text{Injection } P_2 & (0.3\,d_2^2 + 0.3\,d_1^2 + S_2)\,P_2 - 0.3\,d_1^2\,P_{T,inj} = 0.3\,d_2^2\,P_{RFQ} & \text{(eq. 4-15)} \\
\text{Extraction } P_3 & (0.3\,d_3^2 + 0.3\,d_4^2 + S_3)\,P_3 - 0.3\,d_4^2\,P_{T,ext} = 0.3\,d_3^2\,P_{RFQ} & \text{(eq. 4-16)} \\
\text{Tube d'extraction } P_{T,ext} & 0.3\,d_4^2\,P_3 - \left(0.3\,d_4^2 + 2.5\frac{r_{T,ext}^3}{L_{T,ext}}\right) P_{T,ext} + 2.5\frac{r_{T,ext}^3}{L_{T,ext}}\,P_4 = 0 & \text{(eq. 4-17)} \\
\text{Arrière } P_4 & 2.5\frac{r_{T,ext}^3}{L_{T,ext}}\,P_{T,ext} - \left(2.5\frac{r_{T,ext}^3}{L_{T,ext}} + S_4\right) P_4 = 0 & \text{(eq. 4-18)}
\end{cases}
$$

Le détail de chaque paramètre est présenté dans le tableau 20 et sert aux calculs de la figure 87.

Orifice	Masse, injection	$r_{T,inj}$	29 mm
		$L_{T,inj}$	380 mm
		d_1	25 mm
	Cône, injection d_2	8 mm	
	Cône, extraction d_3	4 mm	
	Masse, extraction	$r_{T,ext}$	29 mm
		$L_{T,ext}$	400 mm
		d_4	10 mm
Pompe	Source $S_{1,He}$	870 l/s	
	Injection $S_{2,He}$	255 l/s	
	Extraction $S_{3,He}$	255 l/s	
	Arrière $S_{4,He}$	870 l/s	

Tableau 20 : Paramètres représentatifs du système de vide de SHIRaC-Phase2

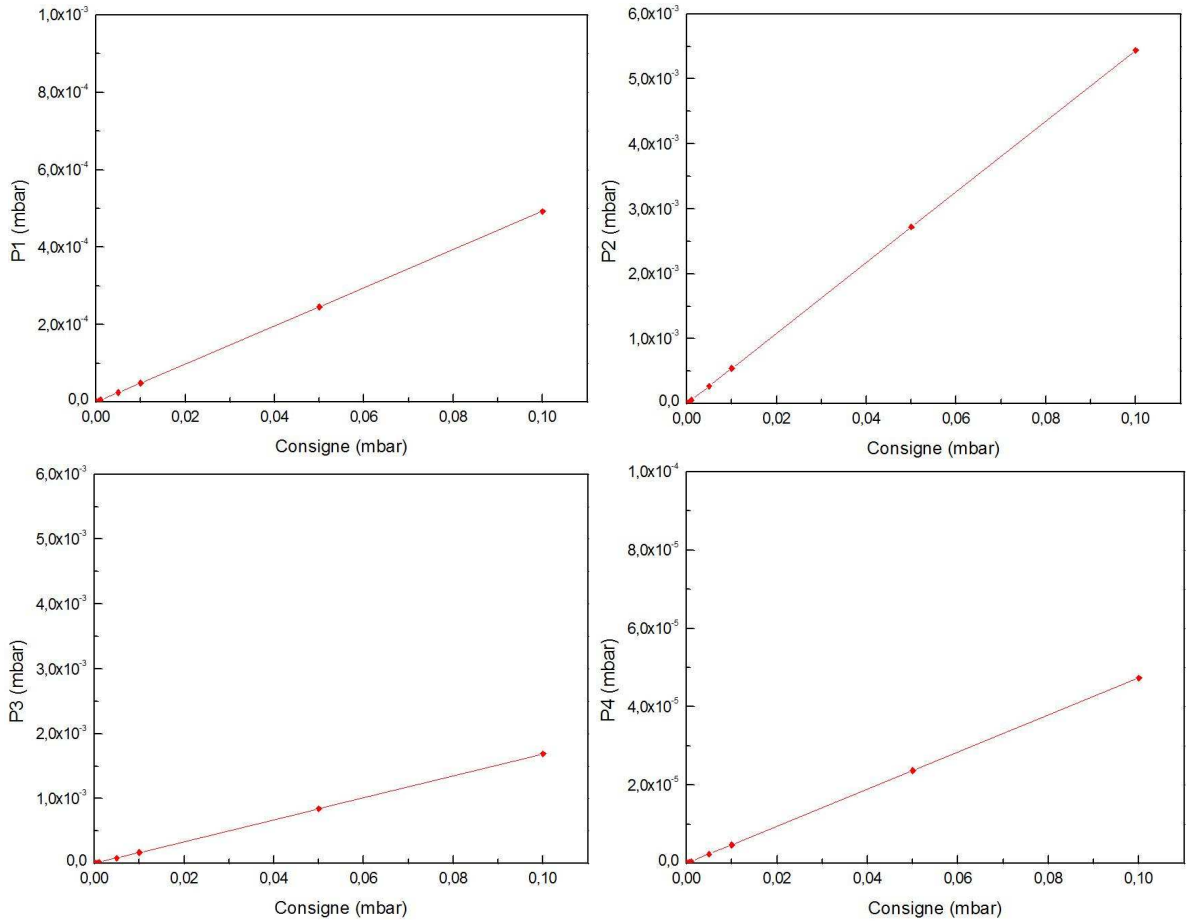


Figure 88 : Prévisions pour le système de vide de SHIRaC-Phase2.

L'amélioration du système de vide sera un des principaux axes de développement si on regarde les évaluations de la figure 88. En effet, l'ensemble du dispositif a été défini pour les faisceaux de Spiral2 ce qui implique des orifices relativement grand (notamment à l'injection). Cela se traduit inévitablement par une trop forte pression du gaz dans le reste de la ligne.

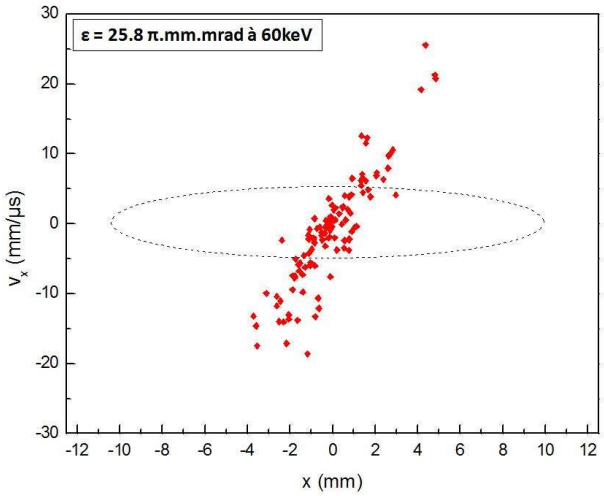


Figure 89 : Calcul de la figure 13 en tenant compte des pressions indiquées par les graphiques 19 à 5.10^{-2} mbar

La figure 89 est le résultat de la même simulation que la figure 80 mais en incluant une interaction ion-gaz modélisée par les collisions de sphères dures. Les pressions correspondent à ce que nous aurions si il y avait 5.10^{-2} mbar dans le RFQ :

$$\begin{cases} P_{extraction} = 8\ 10^{-4}\ mbar \\ P_{arrière} = 2\ 10^{-5}\ mbar \end{cases}$$

La présence de ce gaz dégrade totalement l'émittance du faisceau refroidi pour passer de 2 π.mm.mrad à 60 keV à 25.8 π.mm.mrad.

Plusieurs paramètres permettent d'agir sur la présence du gaz dans les caissons adjacents comme la taille des orifices, le pompage et la pression au sein du quadripôle. L'arrangement de ce second prototype et la relative facilité pour y intervenir rendent possible un certain nombre d'améliorations.

La solution la plus évidente est d'augmenter la capacité des pompes dans la ligne. Cependant, elle n'apporte pas forcement un apport significatif. Dans le tableau 21, nous reprenons la configuration de l'extraction et comparons la différence entre le résultat avec la pompe actuelle et un modèle plus performant au niveau des électrodes d'extraction.

Pompe 3	S_3 (l_{He}/s)	P_3 (mbar)	P_4 (mbar)
HiPace 300	255	$8.4\ 10^{-4}$	$2.37\ 10^{-5}$
HiPace 400	475	$4.76\ 10^{-4}$	$1.33\ 10^{-5}$

Tableau 21 : Calcul de pressions pour deux modèles de pompes différentes [Pfeiffer] au niveau des électrodes d'extraction avec la même configuration mécanique que celle présentée dans le tableau 20. Ces calculs ont été faits pour une pression de 5.10^{-2} mbar d'Hélium.

Ainsi, en ajoutant un facteur 2 sur la vitesse de pompage, on diminue par un même facteur la pression du gaz dans le reste de la ligne. Cependant, le pompage dépend beaucoup de la taille de la bride sur laquelle elle est fixée. Compte-tenu de l'encombrement, il ne peut y avoir ici qu'une bride DN 100 ce qui limite cette solution. L'installation de plusieurs pompes peut être une autre solution mais qui se heurtera à des problèmes de coût et de place. Une possibilité envisagée est de relier la zone d'extraction

Une autre possibilité consiste à réduire le flux de gaz sortant en ayant un orifice de sortie plus faible. L'apport est présenté ci-dessous en reprenant la configuration mécanique actuelle.

Diamètre d_3 (mm)	P_3 (mbar)	P_4 (mbar)
4	$8.4\ 10^{-4}$	$2.37\ 10^{-5}$
3	$4.78\ 10^{-4}$	$1.34\ 10^{-5}$
2	$2.14\ 10^{-4}$	$5.99\ 10^{-6}$

Tableau 22 : Calcul de pressions pour trois orifices d'extraction différents avec la même configuration mécanique que celle présentée dans le tableau 20. Ces calculs ont été faits pour une pression de 5.10^{-2} mbar d'Hélium.

La réduction du flux de gaz sortant par un facteur 2 fait varier de la même façon la pression en aval du RFQ. Cependant, il s'agit ici de trouver le bon compromis avec la transmission du faisceau qui doit être idéalement proche de 100% et qui diminuera avec un plus petit orifice de sortie. Ainsi, l'usage d'un diamètre de 2 mm tend vers une bonne solution en termes de vide mais diminue la transmission du dispositif.

Comme il est possible de le voir sur la figure X, la pression dans les différentes sections dépend linéairement de celle dans le RFQ. Cette dernière est le dernier paramètre sur lequel nous pouvons agir.

Nous avons pris comme référence une pression d'Hélium à $5\ 10^{-2}$ mbar car il s'agit d'une valeur typique pour un refroidisseur de faisceaux. Cependant, nous avons vu lors de l'étude expérimentale de SHIRaC-P1 que nous pouvions travailler avec moins de gaz en agissant sur le gradient longitudinal

pour maximiser le temps de refroidissement. En utilisant cette méthode, nous avons travaillé sur notre premier prototype avec des pressions 3 à 5 fois inférieures à la normale. Malgré tout, l'émittance des faisceaux de Spiral2 est plus importante que celle de notre source à ionisation de surface et nécessite donc une pression plus importante.

La solution consiste alors à introduire un vide différentiel au niveau du quadripôle à l'image de ce qui est fait sur le dispositif de l'expérience SHIPTrap [Rod03]. Ce dernier dispositif est placé à la sortie d'une cellule à gaz (~ 1 mbar) et il est nécessaire de réduire la pression en aval. La solution mise en place dans ce cas est de placer des séparations en céramique. Cette solution avait aussi été envisagée dans le schéma de principe de SHIRaC (Fig. 90), publié dans [Gia05].

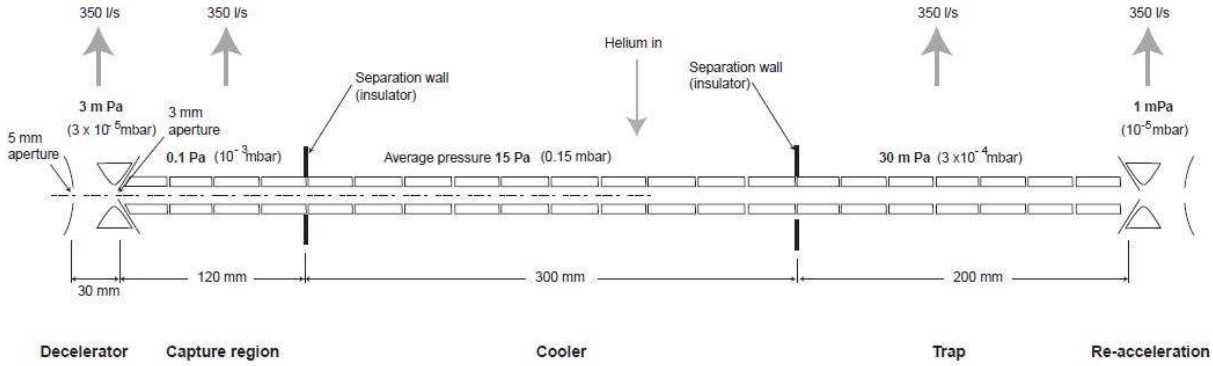


Figure 90 : Schéma de principe de SHIRaC [Gia05]

L'application de cette dernière méthode à SHIRaC-P2 n'est pas encore complètement définie. La solution envisagée consiste à entourer les extrémités du quadripôle pour y former un caisson qu'on pompera.

En considérant le cas de l'extraction, l'ajout de ce pompage différentiel modifie le système d'équations (Eq. 4-16 à 4-18). La formule 4-16 devient 4-19 et la relation 4-20, considérant les flux de gaz dans le caisson, apparait.

$$(0.3\ d_3^2 + 0.3\ d_4^2 + S_3)\ P_3 - 0.3\ d_4^2\ P_{T,ext} - 0.3\ d_3^2\ P_c = 0 \qquad \text{(Eq. 4-19)}$$

$$(0.3\ d_c^2 + 0.3\ d_3^2 + S_c)\ P_c - 0.3\ d_3^2\ P_3 = 0.3\ d_c^2\ P_{RFQ} \qquad \text{(Eq. 4-20)}$$

Avec :
- P_c, la pression dans le caisson.
- S_c, la vitesse de pompage dans le caisson.
- d_c, le diamètre à l'entrée du caisson.

Le tableau suivant présente un exemple de ce que l'on peut attendre de ce vide différentiel. Nous considérons que $d_c = 10$ *mm* (le diamètre interne du quadripôle) et une vitesse de pompage de $S_c = 50$ *l/s*.

Vide différentiel	P_c (mbar)	P_3 (mbar)	P_4 (mbar)
Sans		$8.4\ 10^{-4}$	$2.37\ 10^{-5}$
Avec	$1.77\ 10^{-2}$	$3\ 10^{-4}$	$8.38\ 10^{-6}$

Tableau 9 : Calcul de pressions avec le vide différentiel. Le diamètre d'entrée du caisson $d_c = 10$ *mm* et une vitesse de pompage de *50 l/s*. Les autres paramètres correspondent à la même configuration mécanique que celle présentée dans le tableau 20. Ces calculs ont été faits pour une pression de 5.10^{-2} mbar d'Hélium dans le quadripôle.

En abaissant la pression d'un facteur 3 à l'interface entre le quadripôle et l'extraction diminue par un même facteur la pression en aval.

En conclusion, considérons l'ensemble des solutions proposées :
- Une plus grande capacité de pompage ($S_3 = 470$ *l/s*).

- Un orifice d'extraction plus faible (d_3 = *3 mm*).
- Un pompage différentiel (S_c = *50 l/s ;* d_c = *10 mm*).

L'ensemble de ces solutions nous amène donc aux résultats présentés dans le tableau suivant.

Configuration	P_3 (mbar)	P_4 (mbar)
Actuelle	$8.4\ 10^{-4}$	$2.37\ 10^{-5}$
Modifiée	$9.76\ 10^{-5}$	$2.73\ 10^{-6}$

Tableau 10 : Comparaison des pressions entre les configurations actuelle et modifiée.

Avec ces améliorations, nous arrivons dans des gammes de pressions plus proches de celles rencontrées dans les dispositifs existants sans oublier qu'il reste d'autres possibilités comme ajouter d'autres pompes, améliorer le pompage en S_4 ou encore travailler à une pression du RFQ plus faible.

2-3) Le développement électronique.

Le principe du système RF reprend celui du premier prototype. Il s'agit toujours de produire de hautes amplitudes avec une puissance modérée par l'intermédiaire d'un circuit LC résonant. Cette méthode a été débattue au chapitre précédent.

La figure 89 montre le schéma de ce montage pour le second prototype.

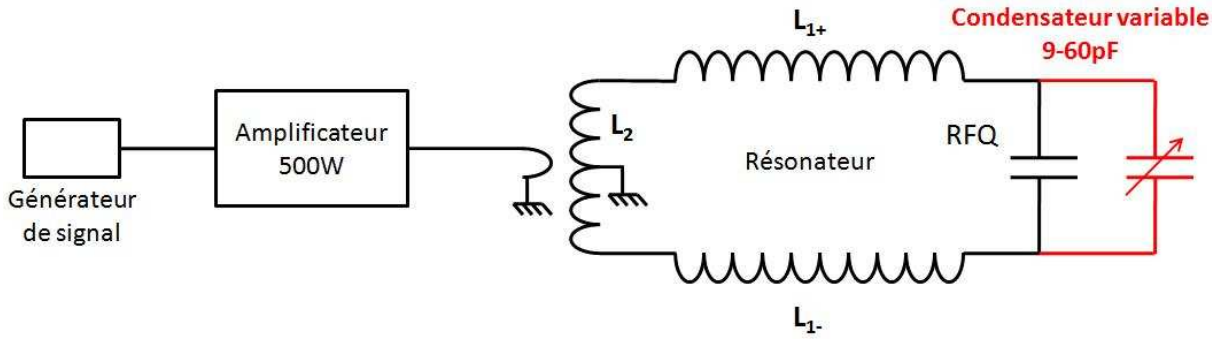


Figure 91 : Circuit RF développé pour SHIRaC-Phase2 – les principales différences avec SHIRaC-P1 sont le condensateur variable et la branche centrale du résonateur.

Plusieurs différences ont été introduites par rapport à SHIRaC-Phase 1.

Tout d'abord, nous passons d'un amplificateur ayant une puissance de 300 W à 500 W. Il s'agit de la voie la plus simple pour obtenir une amplitude plus élevée. En sortie, nous conservons notre boucle d'induction.

Une autre différence concerne le résonateur. Celui-ci contient désormais 3 branches :

- Les spires identiques L_{1+} et L_{1-} contribuent à l'inductance de la même façon que les deux branches du résonateur de SHIRaC-Phase1.
- La spire L_2 permet de symétriser l'ensemble. Sans celle-ci, la boucle d'induction est introduite dans L_{1+} ou L_{1-} ce qui peut induire un déséquilibre entre les deux amplitudes. Pour ajuster l'une par rapport à l'autre, on peut modifier la position du point de masse du résonateur ce qui, en conditions d'utilisation dans Spiral2, implique une motorisation. Avec la spire L_2 dans laquelle nous introduisons la boucle, nous obtenons un circuit parfaitement symétrique et donc les mêmes amplitudes sur chaque phase. Nous pouvons ainsi nous affranchir d'un système de réglage.

Les condensateurs RF fixes, utilisés sur SHIRaC-Phase1 pour changer la fréquence du circuit résonant, sont remplacés par une capacité variable *9-60 pF*. L'objectif est d'avoir à disposition un domaine continu en fréquence plutôt que des valeurs discrètes.

Un soin particulier a été apporté au montage de ce système afin d'éviter l'introduction de résistances parasites. La charge capacitive du banc de test est simulé par un quadripôle de rayon interne $r_0 = 5mm$ et de longueur $L = 400\ mm$. Nous avons obtenu les paramètres suivants pour le banc de test :

$$\begin{cases} L_{resonateur} = 5.9\ \mu H \text{ à } 1\ MHz. \\ C_{RFQ} = 53\ pF \text{ à } 1\ MHz. \\ r_{parasite} = 30\ m\Omega. \end{cases}$$

La figure 92 montre le banc de test et présente les résultats que nous avons pu en tirer.

Une amplitude maximale de 7 kV_{pp} a été produite pour un domaine en fréquence compris entre 5.9 MHz et 7.3 MHz. Les limitations de ce système viennent actuellement des décharges électriques sur le quadripôle placé dans l'air. A ces amplitudes, la puissance transmise est de 420 W à 5.9 MHz et de 330 W à 7.3 MHz. Les performances avec toute la puissance seront explorées lorsque le prototype sera monté et le quadripôle sera placé sous vide.

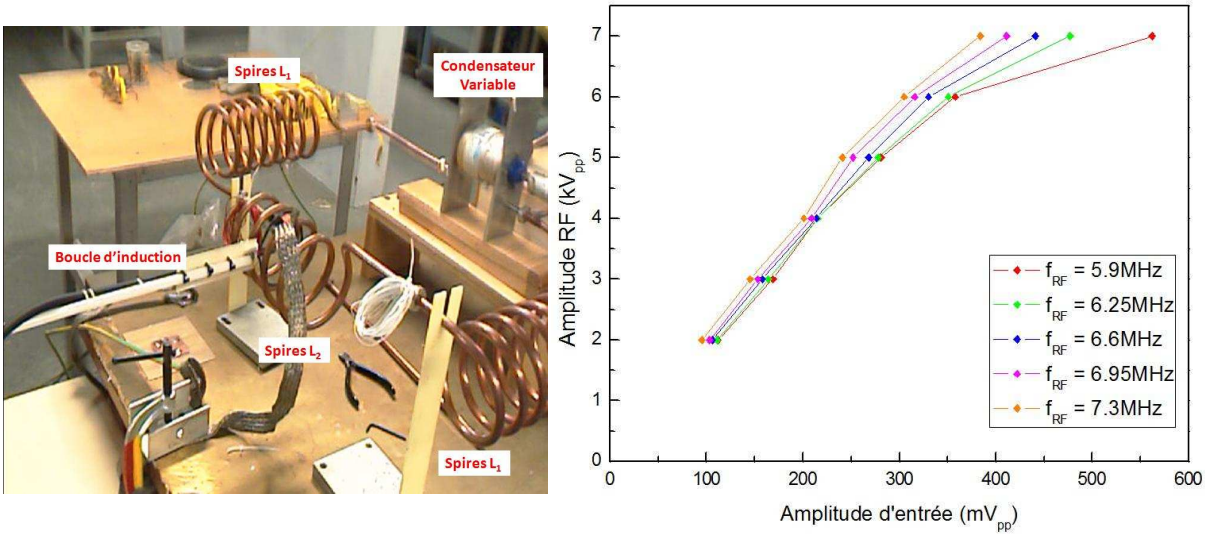


Figure 92 : Banc de test du système RF de SHIRaC-Phase2 : en haut, le résonateur avec la boucle d'induction, les trois branches et le condensateur variable, (en bas), les potentiels RF obtenus.

Ce ne sont cependant que des résultats au banc de test. Il nous reste à voir l'implantation du système RF sur le prototype lui-même (Fig. 93) qui consistera à installer l'ensemble « résonateur-condensateur » sur la bride du RFQ.

Deux modifications fondamentales sont apportées concernant le domaine en fréquence à générer. Avec le dispositif actuel, le domaine en fréquence est compris entre 5.9 MHz et 7.3 MHz et il s'agit donc de l'étendre. La première modification consiste à remplacer le condensateur variable actuel (9-60 pF) par un autre modèle dont la capacité est comprise entre 25 et 1000 pF. La seconde consiste à disposer de différents résonateurs et donc d'avoir accès à plusieurs valeurs de L suivant l'équation (3-8).

Dans la chambre du quadripôle, l'arrivée de la RF et des fils associés est permise par deux tubes en cuivre reliant la prise aux poutres de soutien des électrodes à l'image de ce qui a été fait avec les tresses sur le premier prototype.

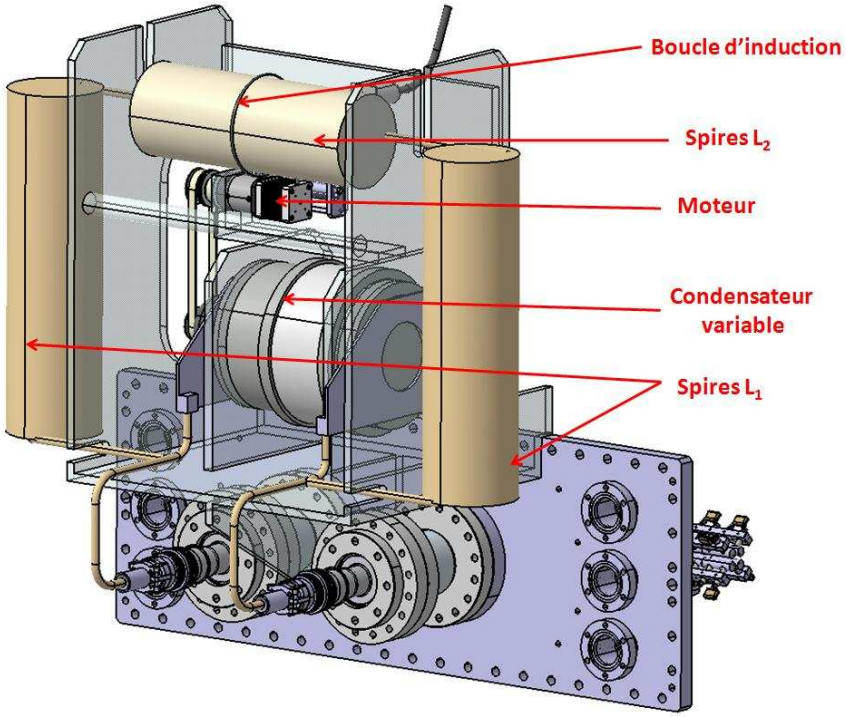


Figure 93 : Ensemble "résonateur - condensateur" prévu pour la Phase 2

3 – Synthèse.

Nous avons conçu et réalisé un second prototype, SHIRaC-Phase2, mieux adapté aux contraintes de Spiral2.

La principale différence est son rayon interne de 5 mm contre 3 mm pour le premier prototype. La motivation a été d'obtenir une acceptance de 80 π.mm.mrad à 60 keV et de permettre ainsi une injection efficace des faisceaux du Ganil. Cela a aussi nécessité de redessiner les optiques d'injection du refroidisseur. Malgré ce quadripôle plus large, le refroidissement de faisceau atteint est de 2 π.mm.mrad à 60 keV et à une intensité de 1 µA.

Du point de vue mécanique, nous aboutissons à un refroidisseur plus simple à améliorer et facilitant les interventions notamment dans des conditions aussi contraignantes que le bâtiment de production de Spiral2.

En terme d'électronique, le nouveau système RF nous a permis d'atteindre des amplitudes maximales de 7 kV_{pp} entre 5.9 et 7.3 MHz en augmentant la puissance de l'amplificateur et en optimisant le montage pour réduire au maximum les résistances parasites. L'installation d'un condensateur variable en parallèle au quadripôle permet de modifier la fréquence de résonance du circuit LC.

Le point qui devra faire l'objet de plus amples développements est le système de vide. En effet, si les optiques ont été dessine pour une injection efficace des faisceaux du Ganil, la taille des orifices (en particulier à l'injection) a pour conséquence une trop grande propagation du gaz dans le reste de la ligne et sera donc à optimiser.

Conclusions - Perspectives.

DESIR est une installation de Physique Nucléaire dans laquelle des faisceaux de basse énergie (~ 60 keV) seront utilisés pour des expériences de structure nucléaire comme les mesures de masses ou la spectroscopie laser. Ces dernières imposent des exigences en termes de pureté de faisceaux ce qui demande d'effectuer une séparation isobarique entre les ions. La solution retenue pour cette tache est l'utilisation d'un séparateur haute résolution composé de deux dipôles magnétiques. Ce dernier nécessite d'avoir une très haute qualité de faisceau à l'entrée. L'obtention de ces conditions incombe à notre dispositif SHIRaC pour *« Spiral2 High Intensity Radiofrequency Cooler »*.

SHIRaC est un refroidisseur radiofréquence de faisceaux à gaz-tampon. Les ions sont injectés à une énergie de l'ordre de 100 eV et confinés dans un champ RF. Leur refroidissement est obtenu par collision sur des atomes d'Hélium à des pressions comprises entre 10^{-2} *mbar* et 10^{-1} *mbar*. La principale différence de ce projet est l'intensité des faisceaux qu'il doit refroidir qui est 10 à 100 fois supérieures à celle de la technologie existante. Ceci accroît la répulsion coulombienne entre les ions au sein du quadripôle ce que l'on appelle la charge d'espace. La place de ce phénomène a donc revêtu une place très importante dans ces travaux. L'implication de cette charge d'espace se traduit par des champs de confinement élevés. De fait, notre premier prototype, construit au CSNSM-Orsay et déplacé fin 2007 au LPC-Caen se distinguent par son rayon interne r_0 et l'amplitude de son potentiel V_{RF} (Tab. 25).

	rayon (mm)	Amplitude (V_{pp})	I (nA)
ISCOOL (Isolde)	20	450	> 100
SHIRaC-Phase1 (DESIR)	3	2000	~ 1000

Tableau 11 : caractéristiques de notre projet et de la technologie actuelle

Le principal effort de développement pour ce prototype a concerné la production du potentiel RF. Pour produire de hautes amplitudes tout en utilisant une puissance modérée (~ 300 W), la seule solution envisageable est l'utilisation d'un circuit résonant LC. L'étude approfondie de ce type de système nous a permis d'atteindre des valeurs de l'ordre de 2000 V_{pp} pour des fréquences comprises entre 4.5 MHz et 6.5 MHz.

Nous avons ensuite effectué l'étude expérimentale de ce dispositif. Nous avions différents objectifs imposés par le cahier des charges (Tab. 26).

		Objectifs	Résultats
Transmission	$^{23}Na^+$	20%	25%
	$^{87}Rb^+$	60%	25%
Emittance à 60 keV		< 3 π.mm.mrad	(2.0 ± 0.2) π.mm.mrad
Dispersion en énergie		≤ 1 eV	(146 ± 4) meV

Tableau 12 : Comparaisons entre les objectifs et les résultats obtenus.

Les exigences en termes d'émittance et de dispersion en énergie ont été atteintes. Seule la transmission du Rubidium $^{87}Rb^+$ est inférieure aux objectifs d'un facteur 2. Cependant, il faut ajouter que ces tests ont été effectués avec un faisceau beaucoup moins contraignant que ceux de Spiral2. En plus de leur intensité de l'ordre du µA, ceux-ci sont attendus pour avoir une émittance de 80 π.mm.mrad à 60 keV et d'un diamètre de 20 mm. Ces conditions de fonctionnement sont beaucoup

plus défavorables que celles amenées par notre source à ionisation de surface et diminueront drastiquement la transmission.

A cela, il faut ajouter que l'arrangement de ce premier prototype n'est pas conforme avec les règles édictées pour Spiral2 notamment pour la sécurité et la maintenance. Nous avons donc lancé la conception et le montage d'un second prototype SHIRaC-Phase 2.

Pour améliorer sa transmission, nous avons augmenté son rayon interne r_0 à 5 mm et avons défini l'injection de manière à obtenir une acceptance de 80 π.mm.mrad à 60 keV. Les calculs nous ont montré que bien qu'ayant ce plus grand rayon interne, nous pouvons en attendre qu'il refroidisse ces faisceaux de hautes intensités au niveau exigé par l'HRS.

La construction de ce nouveau prototype nous a aussi permis d'améliorer les performances techniques du système. Le design a été fait pour qu'il puisse être adapté à Spiral2. Nous avons aussi amélioré le montage du système RF. En plus de l'augmentation de la puissance (500 W), une optimisation du montage visant notamment la réduction des résistances parasites nous a permis d'atteindre des amplitudes égales à 7 kV_{pp}. La mise en place d'un condensateur variable en parallèle au quadripôle nous a permis d'obtenir ce niveau de performances sur un domaine continu entre 5.9 MHz et 7.3 MHz.

L'étude, le développement et l'optimisation de ce dispositif seront les prochaines étapes qu'il faudra mener à bien. Une attention particulière devra être portée au système de vide. L'ensemble des optiques du dispositif a été conçu pour favoriser la transmission des ions avec un faisceau de Spiral2. Cependant, la propagation du gaz dans le reste de la ligne est relativement importante. Une optimisation de la taille des trous, l'ajout de conductances, l'augmentation de la capacité de pompage, la mise en place de compartiment sur le quadripôle sont autant de pistes à étudier pour améliorer le vide différentiel.

L'objectif final de ce projet est d'avoir un dispositif final installé dans le bâtiment de production de Spiral2 à l'horizon 2013.

Bibliographie.

[AirLiquide] http://alphagaz.airliquide.com/pages/AlphaGaz.asp?Mode=DirectGas&PageID=12

[Bac00] C. Bachelet, *Tests et développements d'un emittance-metre pour la mise en evidence d'un refroidissement de faisceaux pour l'expérience MISTRAL*, Rapport de DEA de l'université Paris XI-Orsay (2000).

[Bac04] C. Bachelet, *Mesure de masse de noyaux à halo et refroidissement de faisceaux avec l'expérience MISTRAL*, thèse de l'université Paris XI-Orsay (2004).

[Bar03] C.J. Barton *et al.*, Phys. Lett. B 551, 269–276 (2003)

[Bla03] K. Blaum *et al*, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B **204,** 331–335 (2003).

[Bla08] B. Blank, T. Kurtukian-Nieto, *Status report on the DESIR facility*, SPIRAL2 SAC meeting, Giens, 9 Juin 2008.

[Bla09] B. Blank, *DESIR meeting*, SPIRAL2 week, 27 janvier 2009

[Bog99] A. Bogaerts *et al.*, Spectrochimica Acta Part B 54, 1335-1350 (1999)

[Bol04] G. Bollen *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 532, 203-209 (2004).

[Cal72] J.P. Carrico, Dyn. Mass Spectrom. 3, 1 (1972)

[Chu07] M. Chung *et al.*, Phys. Rev. ST - AB **10**, 064202 (2007)

[Dah00] D.A. Dahl, *Simion 3D V7.0, Idaho National Engineering Laboratory* (2000).

[Dan95] H. Danared, Phys. Scripta vol T59, 121-125 (1995)

[Dar04] G. Darius *et al.*, RSI **75**, 11 (2004).

[Dav01] R.C. Davidson *et al., Physics of intense charged particle beams in high energy accelerators*, Imperial college press (2001).

[Dav08] C.N. Davids, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B **266,** 4449–4453 (2008).

[Daw95] P.H. Dawson, « *Quadrupole Mass spectrometry and its applications* », American Vacuum Society Classics (1995)

[Deh67] H.G. Dehmelt, *« Radiofrequency spectroscopy of stored ions :Storage »*, Adv. in At. and Mol. Phys. **3**, 53-72 (1967)

[Del07] P. Delahaye, communication privée

[Desir] http://www.cenbg.in2p3.fr/desir/spip.php?article3&lang=en

[Dil06] J. Dilling *et al.*, Int. J. Mass. Spectrom. **251**, 198-203 (2006).

[Duv08] F. Duval *et al.*, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B **266,** 4537–4541 (2008).

[Ell76] H.W. Ellis *et al.*, At. Data. Nucl. Data. Tables **17**, 177-210 (1976).

[Ell78] H.W. Ellis *et al.*, At. Data. Nucl. Data. Tables **22**, 179-217 (1978).

[Ell84] H.W. Ellis *et al.*, At. Data. Nucl. Data. Tables **31**, 113-151 (1984).

[Eurisol] http://www.eurisol.org/site02/beam_preparation/

[Ganil] http://www.ganil.fr/

[Ger95] D. Gerlich, Phys. Scripta. Vol. T59, 256-263 (1995).

[Gia05] O. Gianfrancesco, , PhD Thesis, McGill University.

[Gia08] O. Gianfrancesco *et al.*, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B **266,** 4483–4487 (2008).

[Gil04] E.P. Gilson *et al.*, Phys. Rev. Lett 92, n°15, 155002 (2004)

[Gue05] C. Guenaut, *Optimized ion trapping of exotic nuclides for mass measurement in the N=40 (magic?) region*, thèse de l'université Paris XI-Orsay (2005).

[Har00] P. Hartmann et al., Plasma Sources Sci. Technol., 9, 183-190 (2000)

[Heatwave] http://www.cathode.com

[Hei04] S. Heinz *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 533, 239-247 (2004).

[Hen01] S. Henry, *"Piégeage et refroidissement d'ions exotiques pour la mesure de masses"*, thèse de l'université Louis Pasteur – Strasbourg (2001).

[Her01] F. Herfurth *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **469**, 254-275 (2001).

[Jok02] A. Jokinen *et al.*, Nuclear Physics A **701**, 557c-560c (2002).

[Kar06] M. Karny *et al.*, Eur. Phys. J. A. **27**, 129-136 (2006).

[Kar08] P. Karvonen *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. B **266,** 4794-4807 (2008)

[Kim97] T. Kim, *"Buffer gas cooling of ions in a radio frequency quadrupole ion guide : a study of the cooling process and cooled beam properties"*, PhD Thesis, McGill University (1997).

[Kos01] U. Köster, Resonance ionization laser ion sources, CERN-OPEN-2001-058

[Kur09] T. Kurtukian-Nieto, *"High resolution separator"*, Spiral2 week 2009, 26 Janvier 2009.

[Kur09b] T. Kurtukian-Nieto, communication privée.

[Lam05] R. Lambo, *"An electrostatic decelerator for a high-field radiofrequency quadrupole ion guide beam cooler"*, Msc Thesis, Mc Gill University (2005).

[Lee71] G.E. Lee-Whiting and L. Yamazaki, Nucl. Instrum. Meth. **94**, 319-332 (1971).

[LoI06] The DESIR facility, Letter of Intent for Spiral2 (2006).

[Liu02] Y. Liu *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. B **187** (2002) 117-132

[Liu07] Y. Liu *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. B **255** (2007) 416-422

[Lun99] D. Lunney and R.B. Moore, Int. J. Mass. Spectrom. **190/191**, 153-160 (1999).

[Lun01] D. Lunney *et al.*, Hyp. Int. **132**, 299-307 (2001)

[Lun03] D. Lunney *et al.*, Rev. Mod. Phys. 75, 1021-1082 (2003)

[Maj68] F .G. Major *et al.*, Phys. Rev. vol 170, 91-107 (1968)

[Mar01] G. Marx *et al.*, Hyp. Int. **132**, 463-468 (2001).

[Mar95] R. E. March and J. F. J. Todd, "*Practical Aspects of Ion Trap Mass Spectrometry: Ion trap instrumentation"*, CRC Series : Modern Mass Spectrometry (1995)

[Mat1868] E. Mathieu, *Journal de Mathematiques pures et appliquées* (2), **13**, 137-203 (1868)

[McD73] E.W. McDaniel and E.A. Mason, "*The mobility and diffusion of ions in gases"*, John Wiley & Sons, New York (1973).

[McL47] N.W. Mc Lachlan, *"Theory and applications of Mathieu Functions"*, Oxford@Clarendon Press (1947)

[Mer07] A. Mery, "*Mesure du coefficient de corrélation angulaire β-ν dans la décroissance de ^{6}He à l'aide d'un piège de Paul »*, Université de Caen (2007).

[Moo98] R.B. Moore, *Buffer gas cooling of ion beams* (1998)

[Mor04] M. Moravej et al., J. Appl. Phys., vol. **96**, 7011-7017 (2004)

[Nie01] A. Nieminen *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **469**, 244-253 (2001).

[Nie02] A. Nieminen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 094801 (2002).

[Pas1889] F. Paschen, Wied. Ann., **37**, 69 (1889)

[Pfeiffer] http://www.pfeiffer-vacuum.com/cnt/en/361/

[Piq03] I. Piqueras *et al.*, Eur. Phys. J. A. **16**, 313-329 (2003).

[Pod06] I. Podadera, Eur. Phys. J. A. **25** s01, 743-744 (2006).

[Pod06b] I. Podadera, "*New developments on beam preparation of cooled and bunched Radioactive Ion Beans at ISOL-facilities: The ISCOOL project and the Rotating Wall Cooling"*, thèse de l'universite polytechnique de Catalogne (2006).

[Rei94] M. Reiser, "*Theory and design of charged particle beams"*, Wiley VCH (1994)

[Rod03] D. Rodriguez, "*An RFQ Buncher for accumulation and cooling of heavy radionuclides at SHIPTRAP and high precision mass measurement on unstable Kr isotopes at ISOLTRAP"*, thèse de l'université de Valence (2003).

[Sac70] F. Sacherer, "*RMS envelope equations with space charge"*, CERN/SI/Int. DL/70-12 (1970).

[Sch02] JC Schwartz et al., J. Am. Soc. Mass. Spectrom. **13**, 659–669 (2002).

[Sev04] S. Sevugaran and A.G. Menon, "*Design considerations for linear Paul trap mass spectrometer under development"*, India institute of Science, Bangalore, India (2004)

[Sev06] N. Severijns *et al.*, Rev. Mod. Phys. 78, 991-1040 (2006)

[Sew05] M. Sewtz *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **240**, 55-60 (2005).

[Smi08] M. Smith et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 202501 (2008).

[Spiral2] http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/what-is-spiral2/apd

[Sun06] T. Sun *et al.*, Eur. Phys. J. A. **25** s01, 61-62 (2006).

[Sun06b] T.Sun, "*High precision mass measurement of ^{37}Ca and developments for LEBIT*", thèse de Michigan States University (2006).

[TdRDesir] "*DESIR: the SPIRAL2 low-energy beam facility*", Technical Proposal for SPIRAL2 instrumentation, 5 Janvier 2009.

[Tra06] E. Traykov, "*Production of radioactive beams for atom trapping*", thèse de l'université de Groningen (2006).

[Var05] F. Varenne, " *LIRAT, une Ligne d'Ions Radioactifs A Très basse énergie*", SFP, journee de Roscoff (2005).

[Var09] F. Varenne, *communication privée*

[VdB97] F. Van den Bergh *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. B **126**, 194-197 (1997).

[VdM85] S. van der Meer, Rev. Mod. Phys. vol. 57 (1985)

[Ved83] F. Vedel *et al.*, Phys. Rev. A 27, 2321-2330 (1983)

[Ved84] F. Vedel *et al.*, Phys. Rev. A 29, 2098-2101 (1984)

[Vie75] .A. Viehland *et al.*, At. Data. Nucl. Data. Tables **16**, 495-514 (1975).

[Vie95] L.A. Viehland *et al.*, At. Data. Nucl. Data. Tables **60**, 37-95 (1995).

[Web08] C. Weber *et al.*, Nuclear Physics A **803**, 1–29 (2008)

[Wue59] R.F. Wueker *et al.*, J. App. Phys. Vol. **16**, 342-349 (1959)

[Xu93] H.J. Xu *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **333**, 274-281 (1993).

Etudes et conception d'un refroidisseur radiofréquence à gaz-tampon pour des faisceaux de hautes intensités

Le sujet de cette thèse est l'étude et la conception d'un refroidisseur radiofréquence à gaz-tampon pour des faisceaux de haute intensité. Ce projet s'inscrit dans le cadre de la prochaine extension du GANIL, Spiral2 et de la future installation basse-énergie DESIR (*« Désintégration, excitation et stockage d'ions radioactifs »*). L'objectif est de réduire l'émittance des faisceaux de Spiral2 pour permettre à un séparateur haute-résolution d'en effectuer la purification, idéalement au niveau isobarique. Ce refroidisseur consiste en une structure quadrupolaire linéaire dans laquelle les ions sont confinés par des champs RF en opposition de phase à une énergie d'environ 100 eV. Un gaz léger, généralement de l'hélium, est injecté dans le quadrupole et, à chaque collision, l'ion perdra de l'énergie et sera finalement refroidi. La principale problématique de notre projet est la charge d'espace. En effet, les appareils existants sont capables de refroidir des courants de quelques dizaines de nanoampère quand nous aurons à faire face à des intensités de l'ordre du microampère ce qui accroitra la répulsion coulombienne entre les ions. Cela impose de produire de forts champs de confinement ce qui se traduit par des amplitudes RF élevés (≈ 10 kV_{pp}) et un petit rayon interne (r_0 ≈ 3 à 5 mm). Nous avons travaillé sur un premier prototype, SHIRaC-Phase1 (*« Spiral2 High Intensity Radiofrequency Cooler »*), ayant un rayon de 3mm, construit au CSNSM-Orsay et déplacé au LPC-Caen à la fin de 2007. Le principal effort en termes de R&D a porté sur la partie électronique. Un premier système, basé sur un circuit résonant LC, a été développé permettant de fournir jusqu'à 2500 V_{pp} entre 4.5 et 6.3 MHz. Dans ces conditions, nous avons vérifié que nous n'avions pas de fortes limitations dues aux décharges électriques entre nos électrodes. Avec ce dispositif, nous avons réduit l'émittance des faisceaux à 2 π.mm.mrad à 60 keV et la dispersion en énergie longitudinale à 146 meV. La transmission maximale en Sodium $^{23}Na^+$ et en Rubidium $^{87}Rb^+$ est de 25% avec une source à ionisation de surface dont la qualité du faisceau est meilleure que celle de Spiral2. Cela nous a incités à concevoir un nouveau refroidisseur avec une acceptance de 80 π.mm.mrad à 60 keV. Ce second prototype a un rayon interne plus grand (r_0 ≈ 5 mm) et de nouveaux jeux d'électrodes à l'injection et à l'extraction. Les performances du système RF ont été améliorées pour atteindre des amplitudes de 7 kV_{pp} pour des fréquences comprises entre 5.9 MHz et 7.3 MHz. Les exigences en termes de sécurité et de maintenance pour Spiral2 ont également été prise en compte.

Mots-clefs : Refroidisseur à gaz-tampon, faisceau d'ions radioactifs, charge d'espace, spectroscopie de masse, espace des phases (mécanique statistique), émittance

Studies and conception of a radiofrequency cooler for high intensity beams

The topic of this thesis is the study and the conception of a RFQ Cooler with buffer gas for high intensity radioactive beams. This project is in the frame of the next extension of GANIL, Spiral2, and the future low-energy facility DESIR (*« Decay, Excitation and Storage of Radioactive ions »*). The goal is to reduce the beams emittance of Spiral2 beams to allow their purification (ideally at isobaric level) with a high resolution separator. This cooler consists on a quadrupolar structure on which ions are confined by RF potential in opposite phase at an energy of 100 eV. A light buffer-gas, typically helium, is injected in the quadrupole and, after each collision, the ion lose a part of its energy and is finally cooled. The main problem on our project concerns the space charge. The existing devices are able to cool currents of few 10nA whereas we have to treat beam intensities around 1 µA which induce an increase of the Coulomb repulsion between ions. That needs to produce strong RF fields which induce high RF potentials (≈ 10 kV_{pp}) and a low inner radius (r_0 ≈ 3 à 5 mm). We have worked on a first prototype, SHIRaC-Phase1 (*« Spiral2 High Intensity Radiofrequency Cooler »*), with a 3 mm-inner radius, built at CSNSM-Orsay and moved at LPC-Caen at the end of 2007. The main R&D effort concerns the electronic part. A first RF system, based on a LC resonant circuit, has been developed and has provided up to 2500 V_{pp} between 4.5 and 6.3 MHz. In these conditions, we have checked that we didn't have strong limitations from electrical breakdown between our electrodes. With this device, we have reduced the beam emittance to a value around 2 π.mm.mrad at 60 keV and the longitudinal energy spread to 146 meV. The maximum transmission of Sodium $^{23}Na^+$ and Rubidium $^{87}Rb^+$ is 25% with an ionization source for which the beam quality is better than Spiral2. For this reason, we have conceived a new cooler with an acceptance of 80 π.mm.mrad at 60 keV. This second prototype has a larger inner radius (r_0 ≈ 5 mm) and new sets of injection and extraction electrodes. The performances of the RF system have been improved to reach amplitudes up to 7 kV_{pp} for frequencies between 5.9 MHz and 7.3 MHz. It takes account of the security and maintenance considerations for Spiral2.

Keywords: Cooler with buffer-gas, radioactive nuclear beams, mass spectrometry, phase space, emittance, space charge

Discipline : Constituants élémentaires et Physique théorique.

Laboratoire de Physique Corpusculaire – U.M.R. 6534
ENSICAEN – 6, Boulevard Maréchal Juin 14050 Caen Cedex - France