



HAL
open science

Etude et développement d'un refroidisseur radiofréquence à gaz tampon pour des faisceaux radioactifs de très hautes intensités

R. Boussaïd

► **To cite this version:**

R. Boussaïd. Etude et développement d'un refroidisseur radiofréquence à gaz tampon pour des faisceaux radioactifs de très hautes intensités. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2012. Français. NNT: . tel-00787132

HAL Id: tel-00787132

<https://theses.hal.science/tel-00787132v1>

Submitted on 11 Feb 2013

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.

THESE

Présentée par

M. Boussaid Ramzi

Et soutenue

Le 12 décembre 2012

En vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

(Arrêté du 04 août 2006)

**Etude et développement d'un refroidisseur radiofréquence à gaz tampon
pour des faisceaux radioactifs de très hautes intensités**

MEMBRES du JURY

Directeur de thèse : Monsieur Gilles Ban

Monsieur David Lunney, Directeur de recherche CNRS, CSNSM Orsay Paris (*rapporteur*)

Monsieur Bertram Blank, Directeur de recherche CNRS, CENBG Bordeaux (*rapporteur*)

Monsieur Dominique Durand, Professeur, Directeur du LPC Caen (examinateur)

Abréviations

ANL	Argonne National Laboratory
ALARA	NUCLEARISATION
CARIBU	Californium Rare Ion Breeder Upgrade
CENBG	Centre d'Etude Nucléaires de Bordeaux-Gradignan
CERN	Organisation européenne pour la recherche nucléaire
COLETTE	COOLing for Émittance Elimination
CPT	the Canadian Penning Trap Mass Spectrometer
DED	Débit d'Equivalent de la Dose
DESIR	Désintégration, Excitation et Stockage d'Ions Radioactifs
GANIL	Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
HRS	High Resolution Separator
HS1	Hard Disc model
HT	Haute Tension
IGISOL	Ion Guide Isotope Separator On Line
ISCOOL	ISolde COOLer
ISOL	Isotope Separator On-Line
ISOLDE	the On-Line Isotope Mass Separator
ISOLTRAP	ISOLde TRAP experiment
JYFL	Jyvasklya RFQ cooler-buncher
LEBIT	Low Energy Beam and Ion Trap
LIRAT	Linear Ions Radioactif Trap
LPCTrap	Laboratoire de Physique Corpusculaire Trap
MAFF	Munich an ion trap system
NFS	Neutron for Science
PR	Potentiel réel
RFQ	Radiofrequence Quadrupole
RFQCB	Radiofrequency Frequency Quadripole Cooler Buncher
RFQ Cooler	Radiofrequence Quadrupole Cooler
RIB	Radioactif Ions Beams
TRIUMF	TRI-University Meson Facility
S3	Super Separator Spectrometer
SHIRaC	Spiral 2 High Intensity Radiofrequency Cooler
SPIG	SextuPole Ion Guide
SPIRAL 2	Système de Production des ions Radioactifs en ligne

Sommaire

Introduction	1
Chapitre I.....	3
Motivation pour le projet SHIRaC @ SPIRAL2.....	3
I. SPIRAL2 au GANIL : production des faisceaux radioactifs intenses.....	3
II. L'installation de basse énergie : DESIR @ GANIL.....	5
III. Séparateur de masses.....	5
1. Principe de fonctionnement du séparateur	6
2. Le pouvoir de résolution du HRS au SPIRAL2	7
3. Purification isotopique des isobares : Nécessité de refroidissement des ions	8
4. Effet de l'émittance	9
5. Effet de la dispersion en énergie	10
IV. Etat de l'art des refroidisseurs	11
V. Le RFQ Cooler du LPC Caen : SHIRaC	14
1. Phase I.....	14
1. Phase II.....	15
VI. Contributions de la thèse	17
Chapitre II	19
Théorie de piégeage et de refroidissement des faisceaux d'ions radioactifs intenses	19
I. Dynamique d'espace de phase.....	19
1. Concept d'espace de phase.....	19
2. Diagramme d'action: acceptance, émittance et transmission.....	20
II. Notion d'émittance :.....	22
3. Émittance Longitudinale	22
4. Dispersion en énergie	22
5. Émittance transversale.....	23
6. Calcul d'émittance.....	24
7. Corrélation entre émittances géométrique et rms	25
III. Dynamique des ions au sein du RFQ	25
1. Principe de guidage des particules chargées	26
2. Champ créé par le RFQ.....	28
a. Quadripôle électrostatique.....	28
b. Potentiel modulé temporellement :.....	29
3. Dynamique des ions au sein du RFQ : équation de Mathieu.....	29

4.	Approximation du mouvement au sein du RFQ.....	31
a.	Les harmoniques principales du mouvement	31
b.	Approximation du pseudo-potentièl.....	32
IV.	Principe de refroidissement des ions radioactifs	33
1.	Définition	33
2.	Mécanismes de refroidissement des ions radioactifs par un gaz tampon	34
3.	Modélisation des interactions ions-atomes du gaz tampon	35
a.	Approche microscopique :.....	35
b.	Modèle macroscopique :.....	36
c.	Comparaison approches microscopique-macroscopique :	37
4.	Guidage des ions : segmentation du quadripôle	38
5.	Processus de perte des ions refroidis.....	38
a.	Interaction ions-atomes neutres :.....	38
b.	Collisions inélastiques : échange de charge	39
c.	Chauffage RF	39
d.	Distorsion RF : puits de potentièl et chauffage RF	40
V.	Effet de la charge d'espace.....	40
1.	Définition :	40
2.	Limite de l'effet de la charge d'espace.....	41
3.	Effet de la charge d'espace sur l'équation de Mathieu.....	42
4.	Effet de la charge d'espace sur le refroidissement	43
5.	Effet de la charge d'espace sur le mouvement transversal des ions	44
a.	Dynamique de l'enveloppe du faisceau :.....	44
b.	Focalisation du faisceau	45
c.	Contribution de l'effet de la charge d'espace à l'élargissement du faisceau.....	46
d.	Effet de la charge d'espace sur la transmission du RFQ SHIRaC.....	47
e.	Effet de la charge d'espace sur l'émittance du faisceau refroidi :	48
f.	Effet de la charge d'espace sur l'espace de phase	50
6.	Effet de la charge d'espace sur le mouvement longitudinal des ions.....	50
	Chapitre III	53
	Dispositif expérimental	53
I.	Prototype du RFQ Cooler.....	53
1.	La cellule d'injection.....	53
2.	La cellule d'extraction.....	54

3.	La chambre du RFQ	54
II.	Système RF	56
1.	Système RF et séparateur de masse.....	56
2.	Principe de production des tensions RF :	57
3.	Optimisation et caractérisation du système RF à air	59
a.	Effet du nombre de spires sur la gamme de fréquences	60
b.	Facteur de qualité : qualification du circuit	62
4.	Connexion de la RF et de DC aux segments du quadripôle	63
III.	Système de vide.....	65
1.	Influence de la pression du gaz tampon	65
2.	Synoptique d'injection du gaz.....	66
3.	Pressions et conductances	66
a.	Bilan des pressions	67
b.	Conductance conique	67
4.	Pompage différentiel	69
5.	Distribution du gaz dans la ligne du SHIRaC	69
a.	Mesures de la pression :	69
b.	Calcul des conductances moyennes.....	70
6.	Optimisation du vide du SHIRaC.....	71
a.	Conductance de la source	71
b.	Distribution de la pression.....	72
IV.	Instruments de mesure.....	73
1.	Source à ionisation de surface	74
2.	Pepperpot émittance-mètre.....	75
a.	Calcul d'émittance.....	76
b.	Incertitude de l'émittance	79
3.	Cage de faraday	80
4.	Temps de Vols.....	80
a.	Principe de la détection d'une galette micro canaux	80
b.	Mesures de Temps de Vols.....	81
5.	Spectromètre de masse du vide :	82
V.	Contrôle commande et haute tension	82
1.	Haute tension.....	82
2.	Contrôle commande	84

Conclusion.....	85
Chapitre IV.....	86
Transport du faisceau : simulations numériques du RFQ Cooler SHIRaC.....	86
Introduction.....	86
I. Outils de simulation numérique.....	86
1. Modèle PR.....	87
2. Modèle de la sphère dure HS1.....	88
3. Simulation de la charge d'espace avec Simion 8.0.....	88
II. Simulation du refroidissement : comparaison des modèles HS1/RP.....	89
1. Dépendance de la pression.....	89
2. Effet de l'énergie initiale.....	90
3. Effet de la tension RF.....	91
4. Effet de la charge d'espace.....	91
III. Optique du faisceau.....	93
1. Optique d'injection.....	93
a. Paramètres de la cellule d'injection.....	93
a. Acceptance.....	94
2. Optique d'extraction.....	94
IV. Transport des faisceaux d'ions.....	95
1. Ion de Cs133 +.....	96
a. Transmission.....	96
b. Émittance.....	96
c. Dispersion longitudinale en énergie : ΔE	97
2. Ion de Rb87 +.....	97
a. Pression de travail.....	98
b. Résultats des simulations.....	98
3. Ion de Na23 +.....	100
a. La pression de travail.....	100
b. Résultats des simulations.....	100
c. Discussion.....	102
V. Couplage RFQ Cooler-HRS.....	103
1. Principe de focalisation par un quadripôle électrostatique.....	105
2. Effet de bord.....	105
3. Système de deux quadripôles : doublet.....	107

a.	Etude qualitative : Cosy infinity.....	107
b.	Etude quantitative : Simion	108
4.	Système de trois quadripôles : triplet	108
a.	Etude qualitative : Cosy infinity.....	108
b.	Etude quantitative : Simion	108
5.	Système de quatre quadripôles : quadruplet.....	109
6.	Système de cinq quadripôles : quintuplet.....	109
7.	Synthèse	110
	Conclusion.....	111
	Chapitre V	112
	Résultats expérimentaux.....	112
I.	Etude des ions de Rb : transmission.....	112
1.	Paramètres de fonctionnement	112
a.	Effet de la pression	113
b.	Effet du champ de guidage	113
2.	Diagrammes de stabilités.....	114
II.	Etude expérimentales des ions de $^{133}\text{Cs}^+$	114
1.	Temps de vol et paramètres de fonctionnement	114
2.	La transmission.....	116
a.	Diagramme de stabilité à faible intensité	116
b.	Effet de l'énergie d'accélération des ions sur le diagramme de stabilité	117
c.	Effet de la charge d'espace sur la transmission.....	118
d.	Diagramme de stabilité à $1\ \mu\text{A}$	119
3.	La dispersion longitudinale en énergie ΔE	120
a.	Méthode calcul	120
a.	ΔE à faible intensité.....	121
a.	Effet de la charge d'espace.....	124
b.	Optimisation à $1\ \mu\text{A}$	126
4.	Émittance géométrique transversale ϵ	127
a.	Émittance à faible intensité	127
b.	Émittance à $1\ \mu\text{A}$	131
5.	Purification des ions : Identification.....	132
6.	Profil transversal du faisceau et efficacité du triplet	133
a.	Taille transversale du faisceau à la fente du HRS	133

b.	Polarisation du triplet	134
III.	Optimisation du vide : Etuvage de la chambre du RFQ.....	135
	Conclusion.....	136
Chapitre VI.....		137
Optimisations et Développements du	RFQ Cooler SPIRAL 2.....	137
I.	Réduction de l'effet du champ longitudinal	137
1.	Champ longitudinal	137
2.	Optimisation de l'effet de champ longitudinal.....	137
a.	Lentille double d'extraction	138
b.	Validation de la méthode de simulation	138
c.	Dimensionnement de la lentille et dispersion en énergie	139
d.	Effet de la tension RF sur la dispersion en énergie	140
II.	Etude expérimentale de nouveau prototype	141
1.	La dispersion en énergie et la transmission.....	141
a.	Comparaison des résultats de la dispersion en énergie.....	141
b.	Optimisation de la dispersion en énergie par la fréquence.....	143
c.	Effet de la charge d'espace.....	144
2.	Émittance géométrique.....	147
a.	Émittance à faible intensité	147
b.	Émittance à haute intensité.....	147
III.	RFQ Cooler à SPIRAL 2/DESIR	148
1.	Nucléarisation.....	148
a.	DED et exigence de sureté:	148
b.	Confinement de la matière nucléaire.....	149
2.	Système du vide.....	150
a.	Synoptique d'injection du gaz:.....	151
b.	Estimation de vide	151
3.	Triplet d'extraction.....	153
	Conclusion.....	154
Conclusion – perspectives		155
Appendice 1.....		165

Liste des figures

Chapitre I

Fig.I. 1: Phasage de projet SPIRAL 2 [Ang11].....	4
Fig.I. 2: Intensité des noyaux de krypton (à gauche) et d'étain (à droite) dans les différentes installations existantes et à venir [Lewit08].....	4

Chapitre II

Fig.II. 1: Evolution d'un volume de l'espace de phase de frontières C_1 à un instant t_1 et C_2 à un instant t_2	20
Fig.II. 2: Diagramme d'action : enveloppe de l'ellipse et paramètres de «twiss ».....	21
Fig.II. 3: Acceptance-émittance du faisceau	21
Fig.II. 4: Définition de l'émittance.....	23
Fig.II. 5: Evolution du diagramme de phase : différents types de faisceau.....	24
Fig.II. 6: Mouvement unidimensionnel d'une particule dans un potentiel parabolique (gauche), projection temporelle du mouvement sans frottement (droite).	26
Fig.II. 7: Schéma des quatre barreaux de section hyperbolique vus de face et leurs polarisations: (au centre). Potentiel crée par le doublet polarisé négativement (à droite) et potentiel crée par le doublet polarisé positivement (à gauche).	27
Fig.II. 8: Lignes équipotentielles créés par des multipôles électrostatiques: (a) quadripôle, (b) octupôle, (c) décapôle [Cham09].	28
Fig.II. 9: Quadripôle électrostatique : polarisation des quatre barreaux (à droite) et potentiel transverse créée par cette structure (à gauche).	29
Fig.II. 10: Diagramme de stabilité des solutions des équations de Mathieu : (a) régions de stabilité dans les directions x et y, (b) première région de stabilité pour les guides d'ions.	31
Fig.II. 11: Décomposition du mouvement des ions au sein du RFQ dans l'approximation $a \approx 0$ et $0 < q < 0.91$	32
Fig.II. 12: Effet du refroidissement sur la dispersion de la vitesse des ions: Histogrammes de la distribution de la vitesse longitudinale et de l'émittance avant le refroidissement (en haut à gauche), Histogramme de la distribution de la vitesse longitudinale et de l'émittance après le refroidissement (en haut à droite).	34
Fig.II. 13: Simulations des trajectoires des ions de K en fonction de leur position axiale dans un gaz tampon d'hélium à une pression de 2,5 Pa: Approche macroscopique(en haut), approche microscopique (en Bas) [Hen01].....	38
Fig.II. 14: Processus de chauffage RF dans la carte de potentiel à deux dimensions créé par le RFQ: Positions de l'ion après la collision avec un atome du gaz (2) et après collision suivie d'une interaction avec la phase RF (1).	40
Fig.II. 15: Compétition radiale entre le champ RF et le champ généré par la charge d'espace.	41
Fig.II. 16: Effet des aberrations chromatiques sur la focalisation du faisceau.	45
Fig.II. 17: Effet des aberrations sphériques sur la focalisation du faisceau.	46
Fig.II. 18: Effet de la charge d'espace sur la focalisation du faisceau pour des intensités proches de la valeur maximale I_A	48
Fig.II. 19: Effet de la charge d'espace sur une émittance nulle du faisceau à densité uniforme [Wang93][Lap93].....	49

Fig.II. 20: Effet de filamentation dans l'espace des phases en présence des non linéarités de la charge d'espace [Lap70].	50
---	----

Chapitre III

Fig.III. 1: La ligne expérimentale du SHIRaC : les trois cellules constituant la ligne de refroidissement.	53
Fig.III. 2: La cellule d'injection : géométrie et positions des électrodes par rapport au RFQ.	54
Fig.III. 3: La cellule d'extraction : géométrie et positions des électrodes par rapport au RFQ.	54
Fig.III. 4: La chambre du RFQ: le RFQ attaché à une bride (à droite), le RFQ positionné au sein de la chambre (à gauche).	55
Fig.III. 5: La connectique de la tension RF et de la tension DC du RFQ.	55
Fig.III. 6: Brullement et claquage des isolants en Céramique pour des tensions dépassant 8 kV.	56
Fig.III. 7: Variations de la tension RF et de facteur de qualité Q en fonction de la fréquence et des masses transmises par le RFQ correspondant aux fréquences.	57
Fig.III. 8: Equivalent capacitif du RFQ.	58
Fig.III. 9: Circuit équivalent de production des tensions RF.	58
Fig.III. 10: Le circuit RLC.	59
Fig.III. 11: Tension RF en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur (à gauche) et en fonction de la tension d'entrée V_{in} .	60
Fig.III. 12: Tension RF en fonction de la puissance fournie par l'amplificateur (à gauche) et en fonction de la tension d'entrée V_{in} (à droite).	61
Fig.III. 13: Tension RF en fonction de la tension d'entrée V_{in} (à gauche) et en fonction de la puissance fournie par l'amplificateur (à droite).	62
Fig.III. 14: La connectique de la tension RF et des tensions DC.	64
Fig.III. 15: La connexion de tensions RF et DC aux segments du quadripôle.	65
Fig.III. 16: Transmission des ions de Rb à 3 keV et ralentis à 50 eV en fonction de la pression du gaz tampon dans la chambre du quadripôle [Bach04].	66
Fig.III. 17: Synoptique du circuit d'injection du gaz tampon dans SHIRaC.	66
Fig.III. 18: Exemple du bilan de la distribution de la pression.	67
Fig.III. 19: Conductance en forme de Tube de géométrie conique.	68
Fig.III. 20: Variation du facteur de correction k en fonction du demi-angle α et du rapport L/R_0 .	68
Fig.III. 21: Système de vide du SHIRaC.	69
Fig.III. 22: Distribution de la pression dans la ligne du SHIRaC pour des pressions allant de 1.5 à 3 Pa dans la chambre du RFQ.	70
Fig.III. 23: Système équivalent de l'ancienne configuration de SHIRaC.	71
Fig.III. 24: Mesures de courant délivré par la source : (à gauche) mesures effectuées après 2 heures de fonctionnement, (à droite) mesures effectuées après 130 heures de fonctionnement.	71
Fig.III. 25: Dimensionnement de la conductance de la source : variation de la conductance en fonction de la longueur de la source à différents diamètres (à gauche) et variation de la pression dans la chambre de la source en fonction de la longueur de la source à différents diamètres (à droite).	72
Fig.III. 26: Nouvelle configuration du système de vide après l'ajout d'une pompe turbo pour la réduction de la pression dans la source, une chambre pour le triplet d'extraction et une chambre pour l'émission-mètre.	73
Fig.III. 27: La ligne expérimentale de SHIRaC et les instruments nécessaires aux caractérisations du faisceau refroidi.	73
Fig.III. 28: Schéma d'ensemble d'une source à ionisation de surface IGS-4 [Kimb].	74

Chapitre IV

Fig.IV. 1: Effet de la pression du RFQ sur le refroidissement : variation de la transmission (à gauche), variation de la dispersion en énergie longitudinale (au milieu), variation de l'émittance transversale (à droite).	90
Fig.IV. 2: Effet de l'énergie cinétique initiale des ions sur le refroidissement : variation de la transmission (à gauche), variation de la dispersion en énergie longitudinale (au milieu), variation de l'émittance transversale (à droite).	90
Fig.IV. 3: Effet de la tension RF sur le refroidissement des ions: variation de la transmission (à gauche), variation de la dispersion longitudinale en énergie (au milieu), variation de l'émittance transversale (à droite).	91
Fig.IV. 4: Effet de la charge d'espace sur le refroidissement : variation de la transmission (à gauche), variation de la dispersion en énergie longitudinale (au milieu), variation de l'émittance transversale (à droite).	92
Fig.IV. 5: Variation de la transmission en fonction de la tension de focalisation pour des ions d'énergie d'accélération de 60 keV et de 5 keV.....	94
Fig.IV. 6: Transmission des ions à l'injection en fonction de l'émittance des faisceaux émis par la source.	94
Fig.IV. 10 : Variation de la transmission du faisceau refroidi de Cs133 +: en fonction de l'intensité du faisceau pour $q = 0.5$ (à gauche) et en fonction du paramètre de Mathieu q pour $I = 1 \mu A$ (à droite)..	96
Fig.IV. 11: Variation de l'émittance du faisceau refroidi de Cs133 +à 60 keV : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche) et effet de la tension RF à une intensité de $I = 1 \mu A$ (à droite).	97
Fig.IV. 12: Variation de la dispersion en énergie longitudinale du faisceau refroidi de Cs133 +avant et après accélération : en fonction de l'intensité du faisceau pour $q = 0.5$ (à gauche) et en fonction du paramètre de Mathieu q pour $I = 1 \mu A$ (à droite).	97
Fig.IV. 13 : Effet de la pression du gaz tampon sur la transmission des ions.	98
Fig.IV. 14: Variation de la transmission du faisceau refroidi de Rb87 + : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).	98
Fig.IV. 15: Variation de l'émittance du faisceau refroidi de Rb87 + à 60 keV : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).	99
Fig.IV. 16: Variation de la dispersion en énergie longitudinale du faisceau refroidi de Rb87 + : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).	99
Fig.IV.17: Effet de la pression du gaz tampon sur la transmission des ions.	100
Fig.IV. 18: Variation de la transmission du faisceau refroidi de Na23 + : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).	101
Fig.IV. 19 : Variation de l'émittance du faisceau refroidi de Na23 + à 60 keV : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).	101
Fig.IV. 20: Variation de la dispersion en énergie longitudinale du faisceau refroidi de Na23 + : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).	102
Fig.IV. 21 : Positionnement de l'instrument optique de couplage RFQ Cooler-HRS.	104
Fig.IV. 22: Schéma d'un quadripôle électrostatique et ses polarisations.	105
Fig.IV. 23 : Distribution horizontale de la tension pour un quadripôle seul (courbe en noir) et pour un quadripôle inséré entre deux disques (courbe en rouge).	106
Fig.IV. 24: Pourcentage d'écart en tension sur l'axe horizontal de coordonnées $y = 0$ et $z = 15$ mm.	107
Fig.IV. 25 : Simulation de la focalisation du faisceau en utilisant Cosy infinity : système de focalisation CD (à gauche) et DC (à droite).	107
Fig.IV. 26 : Simulation de la focalisation d'un faisceau par le triplet : le système CDC (en haut), le système DCD (en bas).	108

Fig.IV. 27 : Simulation de la focalisation du faisceau par un quadruplet : le système DCDC (en haut), le système CDCD (en bas).	109
Fig.IV.28 : Simulation de la focalisation du faisceau par un quintuplet: le système DCDCD (en haut), le système CDCDC (en bas).....	110

Chapitre V

Fig.V. 1: Variation de la transmission totale des ions de Rb avec la pression du gaz dans la chambre du RFQ et sans champ continu de guidage.	113
Fig.V. 2: Effet de champ continu de guidage sur la transmission.	113
Fig.V.3: Variation de la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q pour des pressions de 1.5, 2 et 2.5 Pa et avec une intensité de 113 nA, une énergie d'accélération $KE = 3 keV$ et une fréquence de 4.5 MHz.	114
Fig.V.4: Effet de la pression sur le refroidissement du faisceau sans champ de guidage : dépendance du temps de vols à la pression $PRFQ$ (à droite), variation de la transmission en fonction de la pression $PRFQ$ (à droite).	115
Fig.V. 5: Effet du champ DC de guidage sur le refroidissement du faisceau pour une pression de 2.5 Pa, le champ de guidage étant exprimé en volt par unité de longueur du RFQ : dépendance en fonction du champ de guidage du temps de vols (à droite), variation de la transmission en fonction du champ de guidage (à droite).	116
Fig.V. 6: Effet de la tension RF et de la pression sur le diagramme de stabilité : variation de la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q à différentes fréquences, de 2.2 MHz à 4.9MHz, et à différentes pression, de 2.5 Pa à 3.5 Pa, et pour une intensité de faisceau de 50 nA.....	117
Fig.V. 7: Effet de l'énergie des ions sur la transmission : variation de la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q pour différentes énergies des ions, de 2 keV à 5 keV.....	118
Fig.V. 8: Effet de la charge d'espace : variation de la transmission en fonction de l'intensité du faisceau pour une pression de 2.5 Pa, une fréquence de 2.2 MHz et un paramètre q = 0.5.	119
Fig.V. 9: Diagramme de stabilité à 1 μA : Variation de la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q à des pressions de 2.5 et 3 Pa et pour des fréquences de 2.2, 4.5 et 4.9 MHz.....	120
Fig.V. 11: Variation de la transmission et de la dispersion ΔE en fonction de la pression du RFQ pour une intensité de 50 nA, une fréquence de 3.5 MHz et un paramètre de Mathieu q = 0.068.....	121
Fig.V.12: Effet de la pression et de la tension RF en fonction du paramètre de Mathieu q sur la dispersion longitudinale en énergie.	122
Fig.V. 13: Variation de la transmission et de la dispersion ΔE en fonction du paramètre de Mathieu q.	123
Fig.V. 14: Optimisation de la dispersion ΔE et de la transmission: en fonction de la fréquence pour une tension RF de 1 kV (à gauche) ; en fonction du paramètre de Mathieu q pour une fréquence de 2.5 MHz (à droite). L'intensité et la pression sont respectivement de 50 nA et de 2.5 Pa.....	124
Fig.V. 15: Effet de la charge d'espace sur la dispersion longitudinale en énergie ΔE et la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q pour des intensités de 0.25, 0.5, 0.75 et 1 μA et pour une fréquence de 2.5 MHz et une pression de 2.5 Pa.....	125
Fig.V. 16: Effet de la charge d'espace sur la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q pour des intensités de 0.25, 0.5, 0.75 et 1 μA et pour une fréquence de 2.5 MHz et une pression de 2.5 Pa.	125
Fig.V. 17: Optimisation à 1 μA : Variation de la transmission et de la dispersion en énergie en fonction de la fréquence pour q = 0.075 (à gauche) et en fonction de q pour une fréquence de 4.5 MHz (à droite). La pression est de 2.5 Pa.....	127

Fig.V. 18: Effet du champ de guidage sur l'émittance : variation de l'émittance en fonction de champ de guidage (V/m).....	128
Fig.V. 19: Variation de l'émittance en fonction de l'énergie des ions à l'entrée du RFQ, KE0 pour une intensité de 50 nA, une fréquence de 2.5 MHz, une énergie d'accélération de 5 keV et une tension RF de 1.7 kV.	128
Fig.V.20: Variation de l'émittance en fonction du paramètre q, à des pressions variant de 2 à 3 Pa et pour une fréquence de 4.5 MHz.	129
Fig.V. 21: Émittance à faible intensité avec un masque de Pepper pot d'ouverture de 20 μm : variation de l'émittance en fonction du paramètre q à des pressions de 2,5 et 3 Pa et à une fréquence de 2.5 MHz.....	130
Fig.V. 22: Effet de la charge d'espace : variation de l'émittance en fonction de la tension RF pour différentes intensités (50, 250, 500, 750 et 1000 nA), une pression de 2.5 Pa et une fréquence de 2.5 MHz.	131
Fig.V. 23: Variation de l'émittance en fonction de q pour deux fréquences 2.5 et 4.5 MHz.	131
Fig.V. 24: Pureté des ions refroidis : spectres des ions refroidis à différents tensions RF et pour une intensité de 50 nA, une pression de 2.5 Pa, une fréquence de 2.5MHz et une fenêtre du commutateur de 3 μs.	133
Fig.V. 25: Effet de la charge d'espace sur la taille transversale du faisceau refroidi focalisé dans la fente du HRS : profil transversal du faisceau refroidi selon l'axe X (à gauche) et selon l'axe Y (à droite).	134
Fig.V. 26: Technique d'étuvage : positionnement des lampes halogène dans la chambre du RFQ.	135
Fig.V. 27: Spectre des ions après étuvage.	136
Chapitre VI	
Fig.VI. 1: Design de la lentille double d'extraction.	138
Fig.VI. 2: Simulation de la distribution de l'énergie des ions : à l'entrée de l'orifice d'injection (à gauche) et à la sortie de la cellule d'extraction (à droite).....	139
Fig.VI. 3: Optimisation des dimensions de la lentille double d'extraction : variation de la dispersion en énergie en fonction de la distance d pour différents rayons de l'électrode de masse, à 2 mm du RFQ (à gauche) et à la sortie de la cellule d'extraction (à droite).	140
Fig.VI. 4: Design et dimensions de la cellule d'extraction: une lentille double (forme en V et forme conique) et une électrode de masse d'ouverture 30 mm.	140
Fig.VI. 5: Effet de la tension RF sur la dispersion en énergie calculée à la sortie de la cellule d'extraction.	141
Fig.VI. 6: Nouveau prototype de RFQ Cooler : le RFQ et ses lentilles d'injection et d'extraction.	141
Fig.VI. 7: Effet de la pression : variation de la dispersion en énergie en fonction du paramètre q à différentes pressions 2, 2.5 et 3 Pa, pour une intensité de 50 nA et une fréquence de 3.5 MHz.....	142
Fig.VI. 8: Comparaison des résultats sur la transmission : variation de la dispersion en énergie pour les conditions d'une intensité de 50 nA, une pression de 2.5 Pa et une fréquence de 3.5 MHz et pour l'ancienne lentille de trois électrodes et la nouvelle lentille à deux électrodes.....	143
Fig.VI. 9: Optimisation de la dispersion en énergie pour une intensité de 50 nA et une pression de 2.5 Pa : Variation de la dispersion en énergie et de la transmission correspondante en fonction de q pour différentes valeurs de la fréquence.....	143

Fig.VI. 10 : Effet de la charge d'espace à 2.5 MHz : variation de la dispersion en énergie en fonction du paramètre de Mathieu q à des intensités 250, 500, 750 et 1000 nA (à gauche). Les transmission correspondantes (à droite).	145
Fig.VI. 11 : Effet de la charge d'espace à 4.5 MHz : variation de la dispersion en énergie en fonction du paramètre de Mathieu q à des intensités 250, 500, 750 et 1000 nA (à gauche). Les transmission correspondantes (à droite).	146
Fig.VI. 12 : Comparaison des émittance du faisceau refroidit à 50 nA avant et après étuvage.	147
Fig.VI. 13 : Émittance avant et après étuvage à 1000 nA: variation de l'émittance en fonction de q pour une fréquence de 2.5 MHz (à gauche) et 4.5 MHz (à droite). Et à une pression de 2.5 Pa.....	148
Fig.VI. 14: Distribution de débit équivalent de dose (DED) gamma dans la zone du RFQ Cooler et HRS [Sav11].	149
Fig.VI. 15: Confinement dynamique de la matière nucléaire par des pompes turbomoléculaire à double vannes et avec un collier à serrage axial.	150
Fig.VI. 16: Etapes de retrait du quadripôle : mise en place du vinyle de confinement (à gauche), retrait et création des 2 volumes (au milieu) et séparation des 2 sous ensembles (à droite).....	150
Fig.VI. 17: Synoptique d'injection du gaz.	151
Fig.VI. 18 : La première configuration de système de vide du RFQ Cooler.....	151
Fig.VI. 19: Equivalent du système vide pour le RFQ Cooler.....	152
Fig.VI. 20: Simulation numérique de la transmission de la conductance cylindrique placée en aval du triplet d'extraction.	152
Fig.VI. 21 : Configuration de système de vide avec deux conductances conique en amont du triplet d'injection et en aval du triplet d'extraction.....	152
Fig.VI. 22: Système équivalent du vide du RF Cooler et dimensions des conductances de connexions.	153
Fig.VI. 23: Simulation numérique de la transmission des ions à travers une conductance conique placée entre le triplet d'injection et le HRS.....	153
Fig.VI. 24 : Positionnement du triplet d'extraction dans la ligne du RFQ Cooler par rapport au centre de la chambre du RFQ et ses dimensions.	154

Liste des tableaux

Chapitre I

Tab.I.1: Recensement des RFQ Cooler existants et avenir et leurs performances	13
Tab.I. 2: RFQ Cooler/Buncher ISCOOL à ISOLDE en modes DC et alternatif.....	14
Tab.I. 3: Synthèse des résultats expérimentaux du SHIRaC phase 1.....	15
Tab.I. 4: Le cahier des charges du RFQ Cooler SHIRaC.....	18

Chapitre II

Tab.II. 1: Rapport de l'émittance géométrique à l'émittance rms pour différentes valeurs de la fraction des ions contenus dans le volume de l'espace de phase.....	25
Tab.II. 2: Valeurs de la profondeur du puits de pseudo-potential pour différentes masses (^{133}Cs , ^{87}Rb , ^{23}Na) à basse et haute fréquence.....	33

Chapitre III

Tab.III. 1 : Variation de facteur de qualité et de l'élargissement fréquentiel pour différentes configurations en nombre de spires des bobines.....	63
---	----

Chapitre IV

Tab.IV. 1 : Polarisation des électrodes de la lentille triple d'injection pour les deux énergies d'accélération de 60 keV et de 5 keV.....	94
Tab.IV. 2 : Polarisation des électrodes de la lentille triple d'extraction pour les deux énergies d'accélération de 60 keV et de 5 keV.....	95
Tab.IV. 3 : effet de la masse sur le refroidissement : caractéristiques d'un micro-ampère faisceaux d'ions refroidis.....	103
Tab.IV. 5 : Polarisation de deux quadripôles de doublet.....	107
Tab.IV. 6 : Caractéristiques du faisceau d'ions après la fente du HRS.....	108
Tab.IV. 7 : Polarisation des quadripôles du triplet.....	108
Tab.IV. 8 : Caractéristiques du faisceau d'ions après la fente du HRS.....	108
Tab.IV. 9 : Polarisation des quadripôles du quadruplet.....	109
Tab.IV. 10: Caractéristiques du faisceau d'ions après la fente du HRS.....	109
Tab.IV. 11 : Polarisation des quadripôles du quintuplet.....	110
Tab.IV. 12 : Caractéristiques du faisceau d'ions après la fente du HRS.....	110
Tab.IV. 13 : Comparaison entre les caractéristiques du faisceau focalisé par les multiplets à la sortie de la fente HRS.....	110

Chapitre V

Tab.V. 1 : Valeurs minimum de la dispersion en énergie : effet de la charge d'espace sur la dispersion en énergie et sur la transmission pour une fréquence de 2.5 MHz, une pression de 2.5 Pa et $q = 0.073$	126
Tab.V. 2 : Dispersion en énergie associée à une transmission d'au moins 60 %.....	126
Tab.V. 3 : Position temporelle du pic de l'ion de masse 99 u.m.a à différentes valeurs de la fenêtre du commutateur.....	133
Tab.V. 4 : Dimensions transversales de la distribution des ions selon les deux directions transversales.	134
Tab.V. 5 : Système de polarisation des quadripôles du triplet à différentes intensités pour une énergie d'accélération de 5 keV.....	135

Chapitre VI

Tab.VI. 1 : Résultats d'optimisation du couple : la dispersion en énergie et la transmission.	144
Tab.VI. 2 : Minimum de la dispersion en énergie : effet de la charge d'espace sur la dispersion en énergie et sur la transmission pour une fréquence de 2.5 MHz, une pression de 2.5 Pa et $q=0.075$...	145
Tab.VI. 3 : Optimisation de la dispersion en énergie avec la condition d'avoir une transmission de 60 % : effet de la charge d'espace sur la dispersion en énergie.	147
Tab.VI. 4: Calcul des conductances moyennes pour le RFQ Cooler et les relations linéaires entre la pression dans le RFQ et celle des autres cellules.	152
Tab.VI. 5 : Distribution des conductances en présence d'une conductance conique à la sortie du triplet d'extraction et relations de linéarité en fonction de la pression dans le RFQ.	153

Chapitre VII

Tab.VII. 1 : Qualité optique du faisceau refroidit pour une intensité de $1\mu\text{A}$	155
Tab.VII. 2 : Optimisation de la qualité optique du faisceau refroidit pour une intensité de $1\mu\text{A}$	156

Remerciement

Ce travail de recherche n'aurait pu se faire sans l'aide de nombreuses personnes que je tiens à remercier.

Je souhaite remercier en premier lieu Jean-Claude Steckmeyer et Dominique Durand, directeurs du LPC Caen, pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Merci à messieurs David Lunney et Bertrand Blank pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, pour leurs remarques pertinentes et constructives. Merci également Monsieur Dominique Durand, qui a accepté d'examiner ce travail.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, Monsieur Gilles Ban, qui m'a donné l'occasion de travailler sur le sujet passionnant du RFQ Cooler des faisceaux très intenses. Merci pour votre soutien et vos conseils avisés.

Je remercie également Jean François Cam qui n'a pas perdu patience et qui m'aura aidé du début à la fin des manips. Ta rigueur et ta compétence pratique suscitent mon entière admiration.

De même, un grand merci à Gilles Quemener pour son aide précieuse dans le transport des faisceaux.

Merci à l'équipe de piège, grâce à laquelle j'ai bénéficié de conditions matérielles exceptionnelles pour réaliser cette thèse. Je tiens à remercier de tout cœur Christoff Vandamme, Joël Bregault, Yvan Merrer et Julien Lory avec qui j'ai développé le prototype SHIRAC. De même un grand merci à tous les techniciens qui agissent rapidement pour la réparation des incidents.

Je remercie toutes les personnes des services du laboratoire qui ont permis la réalisation de cette recherche. En particulier, j'exprime ma reconnaissance à Gontier Aurélie.

Merci et bon courage à l'ensemble des thésards et chercheurs du LPC.

Finalement, j'aimerais remercier chaleureusement Monsieur Jean Claude Steckmeyer d'avoir accepté la correction de cette thèse. Et j'en profite pour lui souhaiter la meilleure vie en retraite.

Avec tout mon amour et avec l'intensité de mes émotions. Je dédie ce travail à mon cher père Sahbi qui avait toujours souhaités ma réussite.

A celle qui m'as tout donné sans rien en retour, qui m'as encouragée et soutenue dans mes moments les plus difficiles et celle à qui je dois tant. A ma mère Khiria pour son amour et son support continu.

A mon frère Youssef, mes chères sœurs Samia et Yasmina, Que ce travail soit le témoignage sincère et affectueux de ma profonde reconnaissance pour tout ce que vous avez fait pour moi.

A mes beaux frères Mounir et Mohamed, à mon grand père et à la famille de ma femme.

A mes amis Moh et Bourri pour les belles soirées de billard à orient express et mes chers amis rmouz et bouhmid pour leurs conseils.

A mon neveu Ayoub, ce petit ange qui nous comble de joie. Aussi, mon neveu Rayen et ma nièce Arwa que je ne les connais qu'en photos. Je ne peux donc passer sous silence tout le bien que je pense à elle. Son amour, sa confiance et sa soutien ont été sans limite jusqu'à ce jours où j'étais fière de lui dédiée ce travail. Sans elle rien ne termine à cette date. Si j'ai pu arriver à réussir ce travail, c'est essentiellement grâce à mon amour, à ma femme que je l'aime plus que personne peut imaginer: Sans toi, mannouti, les plus durs moments de cette thèse ne se seraient pas passés de la même façon. Tu es mon équilibre et, incontestablement, ma moitié ; merci pour tout l'amour et le bonheur que tu m'apportes. A mon tour maintenant de te soutenir pour ta thèse ☺!

Introduction

L'histoire d'identification des noyaux a été commencée avec leur découverte entre 1895 et 1911. Généralement, l'identification se définit par la détermination des caractéristiques de l'ion (A, Z, Energie, q), du noyau chargé. Leur masse était l'observable la plus importante, vue qu'elle permet d'accéder à certains caractéristiques tels que l'énergie de liaison, les nombres magiques, ainsi que d'autres caractéristiques comme celui de la parité au sein des noyaux. Le besoin de la théorie exige des mesures en dehors de la stabilité, c'est-à-dire des noyaux introuvables dans la nature car leur durée de vie est courte, des noyaux exotiques. Leurs découvertes ont été commencées depuis les années 1943. Des noyaux très instables, des noyaux plus que exotique, sont aussi un objectif important des nouvelles installations nucléaires, et connaît un essor considérable. Néanmoins, la production des noyaux exotiques ou plus qu'exotiques est peu sélective et le noyau d'intérêt est souvent noyé dans un fond des contaminants isobariques. Dans ce cas l'identification exige l'utilisation des séparateurs magnétiques et/ou électrique.

Le projet Spiral 2 sera dédié à étendre significativement la physique des faisceaux des ions radioactifs (RIB). Beaucoup de domaines de recherches à la limite de la stabilité des ions seront inclut dans ce projet. Il est basé sur la production des faisceaux multiples, dont des faisceaux d'ions radioactifs de faibles énergies, de quelques dizaines de KeV, et de hautes énergies par la techniques ISOL (Isotope Separator On-line). Cette méthode permet d'obtenir des faisceaux radioactifs d'intensités importantes. Aussi, la qualité des faisceaux est meilleure que celles obtenue par les autres méthodes (En Vol). Mais, à faible énergie les ions sont noyés dans leurs contaminants isobariques.

Les faisceaux RIB de prochaines installations nucléaires SPIRAL2, EURISOL sont de hautes intensités allant jusqu'à dix fois des intensités existantes dans SPIRAL et ISOLDE.

La collaboration DESIR (Decay, Excitation and Storage of Radioactive Ions), est la subinstallation à basse énergie du SPIRAL 2. Elle est initiée suite à un workshop de SPIRAL 2 en juillet 2005. Cette collaboration va servir des faisceaux des ions légères de haute intensité provenant du SPIRAL, ainsi que des ions lourds de hautes intensités produirait par SPIRAL 2[GANIL].

Les faisceaux des ions utilisés à DESIR auront une bonne qualité optique, une émittance de quelques dizaines de $\mu\text{m.mrad}$. La manipulation de ce type des faisceaux dans les installations de basses énergies telles qu'ISOLDE ou ISAC a montré qu'ils doivent avoir des hautes degrés de purifications. La solution envisagée qui permet de séparer isotopiquement les ions de leurs contaminants isobariques est le séparateur de haute résolution (HRS). Tandis que les séparateurs existants ne peuvent pas accomplir cette tâche.

Des études menées sur un HRS, développé au sein du laboratoire CENBG Bordeaux, ont montrés qu'une séparation isobarique des isotopes requiert la réduction de l'émittance des faisceaux avant de l'introduire dans ce séparateur. À une émittance proche de l'unité ($1 \mu\text{m.mrad}$) cette séparation est possible.

La réduction de l'émittance d'un faisceau est équivalente à son refroidissement. La solution unique et universelle, qui permet le refroidissement des ions de durée de vie allant à quelques centaines de millisecondes, est le piège linéaire de Paul. Ce piège est un refroidisseur

radiofréquence à gaz tampon. Les refroidisseurs existants telles que ISOLTrap à ISOLDE, LPCTrap au GANIL,...ne peuvent pas manipuler des faisceaux intenses et même à basse intensité l'émittance est de l'ordre de 3π .mm.mrad. A fin de refroidir des faisceaux d'intensité proche de $1 \mu\text{A}$ et d'atteindre une émittance proche de l'unité ainsi qu'une faible dispersion en énergie, inférieur à 1eV , nous proposons un nouveau design du RFQ Cooler.

L'objectif de cette thèse est axé sur l'étude et le développement d'un second prototype du RFQ Cooler, appelé SHIRaC (Spiral 2 High intensity Radiofréquence Cooler), et sur l'adaptation du faisceau refroidit au HRS. SHIRaC est dédié à la manipulation des faisceaux des ions radioactifs de hautes intensités et d'une émittance de quelques dizaines de π .mm.mrad. Le but de ce prototype est d'obtenir une émittance proche de l'unité, une dispersion en énergie inférieur à 1eV et une transmission dépassant 60%.

Avec le travail de cette thèse deux contributions principales sont parvenues. Premièrement, le design et la conception du Cooler pour DESIR. Deuxièmement, l'adaptation du faisceau refroidit au HRS.

Le dispositif est constitué de quatre instances ; la cellule d'injection, le quadripôle radiofréquence, la cellule d'extraction et une dernière instance contenant le système optique d'adaptation du faisceau au HRS.

Cette thèse s'articule autour de six chapitres. Le premier chapitre est consacré à une présentation du cadre de projet puis une description du HRS prenant part. Ce premier chapitre présente aussi l'état de l'art des RFQ Cooler.

Le second chapitre porte sur la dynamique des ions au sein du Cooler et les différents concepts liés au refroidissement des ions, telles que l'émittance, les mécanismes de refroidissements des ions radioactifs et la charge d'espace.

Le troisième chapitre s'intéresse à la description du système de vide et son optimisation, le système radiofréquence (système RF), le système de contrôle de commande et la source des ions ainsi que les différents équipements qui fassent les mesures ; l'émittance mètre, la cage de Faraday, la galette à micro canaux...etc.

Dans le quatrième chapitre nous allons montrer, par deux manières différentes, les simulations numériques définissant notre Cooler. Elles s'agissent d'un logiciel commerciale de simulation des ions "Simion V 8.0" et d'un code de monte Carlo en langage Python. Après avoir comparé les validités de deux manières et en se servant du logiciel Simion 8.0 nous allons poursuivre la dynamique de trois type d'ions de masses différentes (des ions de $^{133}\text{Cs}^+$, $^{87}\text{Rb}^+$ et $^{23}\text{Na}^+$) le long de la ligne expérimentale. Nous allons également éclairer la lumière sur l'adaptation du faisceau refroidit au HRS. Des simulations numériques définissant des systèmes d'adaptation des ions à 60KeV seront traitées.

L'étude expérimentale serait traiter dans le chapitre six. Dans ce chapitre nous allons présenter en détail les mesures de la transmission, l'émittance géométrique, la dispersion longitudinale en énergie et la pureté du faisceau d'ions refroidit.

En dernier chapitre, nous allons proposer une nouvelle version de la cellule d'extraction qui nous permet de réduire la dégradation de la dispersion longitudinale en énergie. Nous allons aussi, étudier la nucléarisation et le système du vide pour le prototype RFQ Cooler du SPIRAL 2.

Chapitre I

Motivation pour le projet SHIRaC @ SPIRAL2

Dans ce chapitre, nous allons nous attacher à décrire le cadre dans lequel s'inscrit ce travail de thèse. Une description générale de la nécessité du HRS va tout d'abord être présentée. Nous verrons ensuite comment un refroidisseur radiofréquence peut aider à obtenir une purification isobarique des ions. Finalement, nous détaillerons les contraintes actuelles de manipulation des faisceaux intenses, d'intensité de l'ordre de 1 microampère, par les refroidisseurs radiofréquences.

I. SPIRAL2 au GANIL : production des faisceaux radioactifs intenses

Depuis une vingtaine d'années, les noyaux radioactifs ont été considérés comme des candidats les plus prometteurs pour le développement de la physique nucléaire fondamentale. Leur production peut se faire, principalement, par deux méthodes: La méthode de fragmentation en vol ou la méthode de séparation isotopique en ligne ISOL (Isotope Separator On Line).

Dans la méthode de fragmentation en vol les faisceaux radioactifs sont produits par cassure d'un projectile de grande énergie cinétique sur une cible mince. Le faisceau secondaire résultant possède la même énergie cinétique par nucléons que celle du projectile avant fragmentation [Mitt97]. En raison de la traversée de la cible (dispersion en angle et en énergie), les propriétés optiques du faisceau secondaire sont dégradées. Cette méthode est utilisée notamment au GANIL [Ganil] ou à GSI.

La méthode ISOL consiste à bombarder une cible épaisse avec des faisceaux d'ions. Les réactions nucléaires engendrées conduisent à la production de noyaux radioactifs. Après diffusion hors de la cible ces noyaux sont ionisés [Land01]. Cette technique, développée notamment à ISOLDE, permet la production en ligne des faisceaux intenses, de hautes qualités isotopiques et de bonne qualité optique [Cuong09].

Depuis 2001, la méthode ISOL est utilisée à SPIRAL 1 (Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne). Il est ainsi possible de produire des noyaux des gaz rares (He, Ne, Ar,..., Kr) et d'accéder à une importante gamme des noyaux instables, éloignés de la vallée de stabilité (noyaux exotiques et plus que exotiques).

La gamme de ces noyaux sera considérablement élargie grâce au projet SPIRAL2. L'installation SPIRAL 2 est constituée d'un accélérateur linéaire supraconducteur délivrant des ions légers et lourds. Ces ions bombardant soit des cibles minces, soit des cibles épaisses. Grace aux techniques de production précédemment citées et à l'emploi de divers mécanismes de réaction (transfert de nucléons, fusion, fission,...) il sera possible d'obtenir des faisceaux

radioactifs de forte intensité. Cette future installation permettra également de délivrer jusqu'à cinq faisceaux simultanés avec des énergies allant de quelques dizaines de keV à quelques dizaines de MeV/nucléon.

Le projet SPIRAL 2 se décompose en deux phases [SP2][Ang11][Lewit08] :

- La phase I inclut l'accélérateur supraconducteur de forte intensité et les aires expérimentales S3 (Super Separator Spectrometer) et NFS (Neutrons for science).
- La phase II est dédiée à la production des noyaux exotiques, de faibles énergies et de hautes intensités. Les ions utilisés dans DESIR seront produit à cette phase.

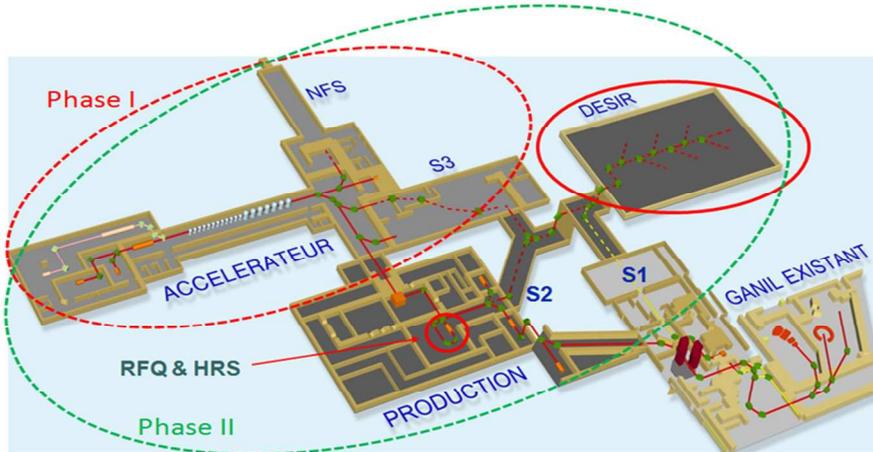


Fig.I. 1: Phasage de projet SPIRAL 2 [Ang11]

Les intensités des faisceaux devraient être de l'ordre de 10^6 à 10^{10} pps, dépassant celles des installations existantes d'un ou de deux ordres de grandeur [Lewit08]. À titre d'exemple, le taux de production de l'étain (Sn) à SPIRAL 2 serait deux à trois fois plus élevé que ceux des installations actuelles (SPIRAL-1(GANIL), ISAC(TRIUMF), JYFL(IGISOL),...), et celui du krypton (Kr) serait augmentés de $5 \cdot 10^6$ à 10^9 pps. La figure I.2 présente l'intensité des faisceaux de ces deux noyaux. Nous remarquons que l'intensité des faisceaux de SPIRAL 2 sera 10 fois plus élevée que celle des installations existantes comme ISOLDE. Pour comparaison sont également indiquées sur la figure I.2, les intensités attendues dans le cadre du prochain projet EURISOL[Verv03].

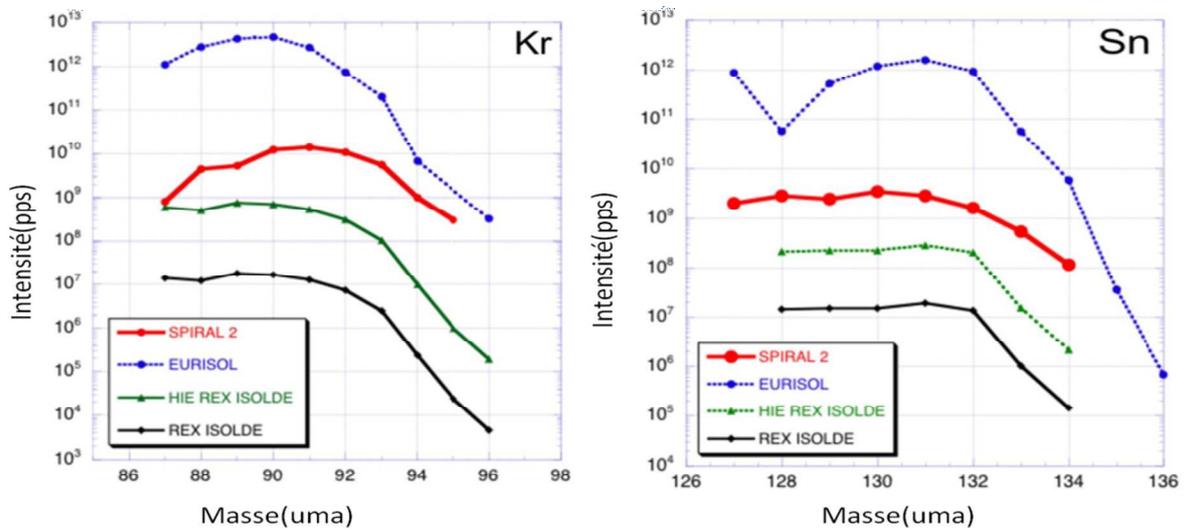


Fig.I. 2: Intensité des noyaux de krypton (à gauche) et d'étain (à droite) dans les différentes installations existantes et à venir [Lewit08].

II. L'installation de basse énergie : DESIR @ GANIL

Le projet DESIR (Décroissance, Excitation et Stockage d'Ions Radioactifs) est un ensemble d'équipement qui permettra de réaliser des expériences avec des faisceaux radioactifs de faibles énergies jusqu'à quelques dizaines de keV. Grâce à cette installation nous pourrions être abordés avec plus de précision des questions relevant des domaines de la physique nucléaire, des interactions fondamentales et de l'astrophysique, à l'aide des techniques suivantes : Spectroscopie de décroissance, spectroscopie LASER, spectrométrie de masse et de piégeage d'ions, etc. L'installation recevra les faisceaux radioactifs de trois sources de production différentes: les faisceaux de SPIRAL-1 (S1), ceux de SPIRAL-2 (S2) et les noyaux exotiques produits par le spectromètre S3 (S3)[Blan08]. Ces faisceaux seront conduits vers le hall DESIR à l'aide de lignes de transport.

Faisceaux de SPIRAL-1:

SPIRAL1 produit des noyaux légers riches ou déficients en neutrons. Le mécanisme de production utilisée est la fragmentation de projectiles accélérés par les cyclotrons CSS du GANIL.

Les noyaux légers très exotiques ne pouvaient être produits que par SPIRAL-1, une ligne de transport doit être développée entre SPIRAL-1 et DESIR.

Faisceaux de SPIRAL-2:

SPIRAL2 produira des fragments de fission riches en neutrons par bombardement d'une cible lourde (UCX: oxyde d'uranium) avec des neutrons créés lors d'interactions du faisceau intense d'ions légers (deutons) avec un convertisseur de carbone.

Il y'aura également production d'ions par la méthode ISOL par fusion-évaporation à partir des faisceaux d'ions lourds stables de LINAC.

Faisceaux S3:

Les faisceaux de haute intensité d'ions lourds stables fournis par l'accélérateur linéaire LINAG et l'utilisation de réactions de fusion-évaporation produiront des isotopes très exotiques. Ces derniers seront dirigés vers le hall DESIR après avoir été sélectionnés et triés par le spectromètre S3 de grande acceptation et d'excellent facteur de suppression du faisceau primaire intense.

Les faisceaux d'ions radioactifs (RIBs) transportés vers le hall DESIR auront les caractéristiques suivantes :

- une taille transversale de l'ordre d'un millimètre.
- Une émittance géométrique de quelques dizaines de π .mm.mrad ($\leq 80\pi$.mm.mrad).
- Des intensités pouvant atteindre $1\mu\text{A}$ ($\approx 10^8$ pps).

Les études des faisceaux d'ions à basses énergies, dans des installations telles qu'ISOLDE ou ISAC, ont montrées que ces faisceaux souffrent des contaminants isobariques.

III. Séparateur de masses

Les installations de basse énergie telle que DESIR requiert des faisceaux de hauts degrés de purification. Mais les faisceaux produits à ce type d'installation devront contenir des contaminants isobariques. La suppression de ces dernières exige l'utilisation d'un séparateur de masses. Par la suite nous allons présenter le principe de fonctionnement d'un séparateur et ses limites de séparation isobarique des isotopes.

1. Principe de fonctionnement du séparateur

Nous allons voir de façon qualitative comment fonctionne un séparateur magnétique. Considérons un faisceau contenant les ions d'intérêt et des contaminants, dont un faisceau Large et divergent.

Le séparateur de masses est un spectromètre électromagnétique à haute résolution (HRS : High Resolution Separator) constitué, principalement, de deux dipôles magnétiques (figure I.3). Dans cette étude nous supposons que ces dipôles ne sont pas dispersifs. Un séparateur est conçu pour une énergie E et une masse bien précise qui suivrait l'axe optique, du fait que le faisceau est large et divergent des ions en dehors du chemin optique peuvent être transmis en particulier des contaminants. Le principe de séparation des ions de masses différentes est basé sur la différence des trajectoires suivies. Une trajectoire est illustrée par le rayon de courbure R_c .

$$R_c = \frac{mE}{qB} \quad (1 - 1)$$

Où :

m : masse de l'ion

E : énergie cinétique de l'ion.

B : champ magnétique du dipôle magnétique

q : charge de l'ion.

De l'équation 1.1 il ressort que :

- Pour des ions de mêmes énergies cinétiques, chaque ion de masse m donnée possède un rayon de courbure R_c propre. Il suit une trajectoire bien définie différente de celle des autres ions.
- Le rayon de courbure dépend de l'énergie des ions entrant dans le dispositif. Ainsi les ions de mêmes masses et d'une dispersion en énergie cinétique de ΔE vont pénétrer dans une fente de largeur D:

$$D = \frac{2m\Delta E}{qB} \quad (1 - 2)$$

L'ajout de fente n'améliore pas la sélection en masse est peut diminuer la transmission des ions d'intérêts (Figure I.3).

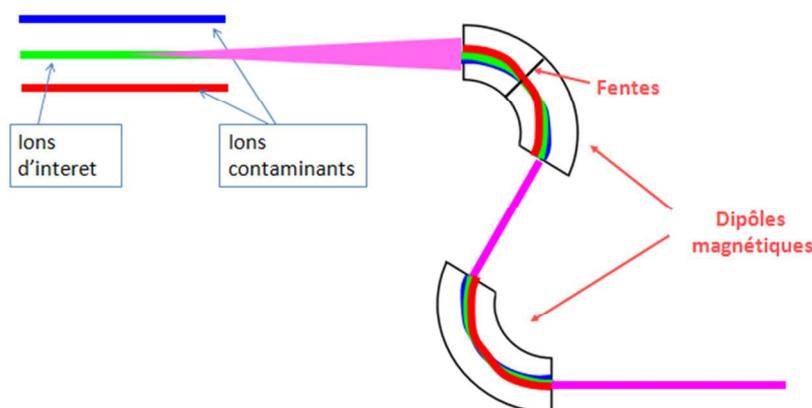


Fig.I.3:Principe de la séparation des ions d'un faisceau large par un doublet de dipôles magnétiques.

Voyons la situation pour un faisceau fin et parallèle.

2. Le pouvoir de résolution du HRS au SPIRAL2

À basse énergie, les noyaux radioactifs d'intérêt sont, généralement, produits avec des contaminants isobariques. La séparation isotopique d'isobares proches exige des pouvoirs de résolution $R = m/\Delta m$ élevés. Par exemple, avec les faisceaux de SPIRAL-1, dans le cas du nombre de masse 36, la séparation des deux isobares de nombre atomique $Z=16$ et $Z=17$ nécessite un pouvoir de résolution $R=15000$. Une valeur plus faible de pouvoir de résolution R ($R= 2000$) est requise pour séparer $Z=13$ et $Z=14$. Dans le cas de masses plus lourdes comme celles de nombre de masse égale à 80, une valeur plus grande de R doit être atteinte ($R=15000$) [Kur10].

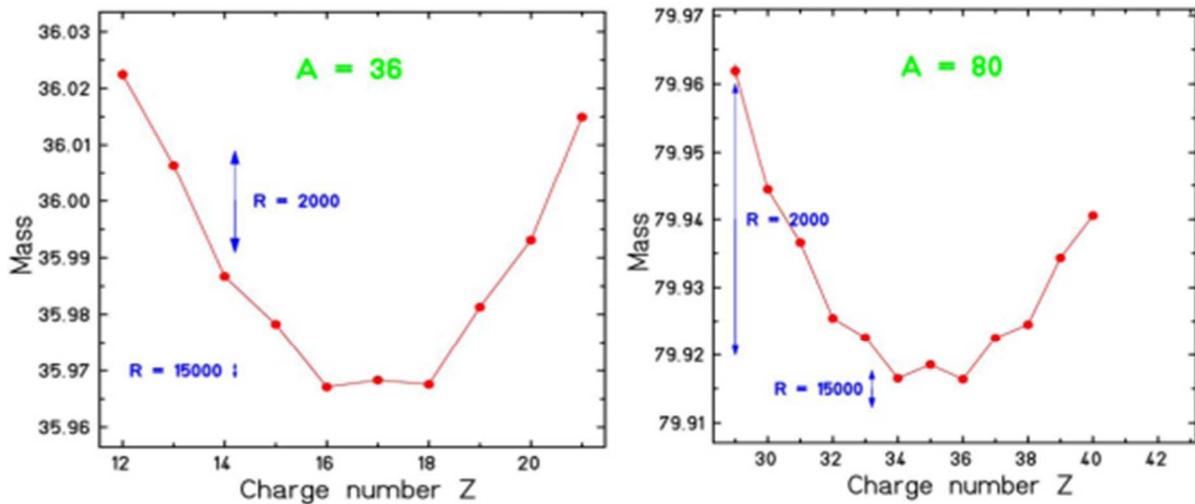


Fig.I.4: Pouvoir de résolution requis pour séparer les isobares de noyaux légers de nombres de masse $A=36$ (à gauche) et $A=80$ (à droite) [Kur10] : Variation de la masse en u.m.a en fonction de nombre de charge Z .

Une technique de purification des faisceaux d'ions consiste à utiliser un dipôle magnétique de haute résolution. Mais ce dernier ne possède qu'une faible transmission et un pouvoir de résolution ne dépassant pas 3000. C'est pourquoi il est nécessaire de développer un nouveau système compact capable de fournir, à la fois, une bonne transmission et un pouvoir de résolution élevée.

À SPIRAL-2, il est évident que l'étude des noyaux lourds imposera d'utiliser des séparateurs aux performances plus grandes. Ceci est dû au très faible écart en masse d'isobares proches.

Notons à ce propos, pour les noyaux de nombre de masse 132, un pouvoir de résolution de 10^4 n'est pas suffisant pour séparer l'Indium ($Z=49$) de l'étain ($Z=50$). La séparation des isobares du tellure ($Z=52$) et de l'iode ($Z=53$) exige un pouvoir de résolution, dix fois supérieur, de l'ordre de $2 \cdot 10^5$. Les séparateurs existants sont incapables de séparer des isobares possédant un écart en masse inférieure à 10^{-3} . Par exemple, le séparateur à haute résolution d'ISOLDE a un pouvoir de résolution maximum de 10000 et une transmission de 25% [Poda06]

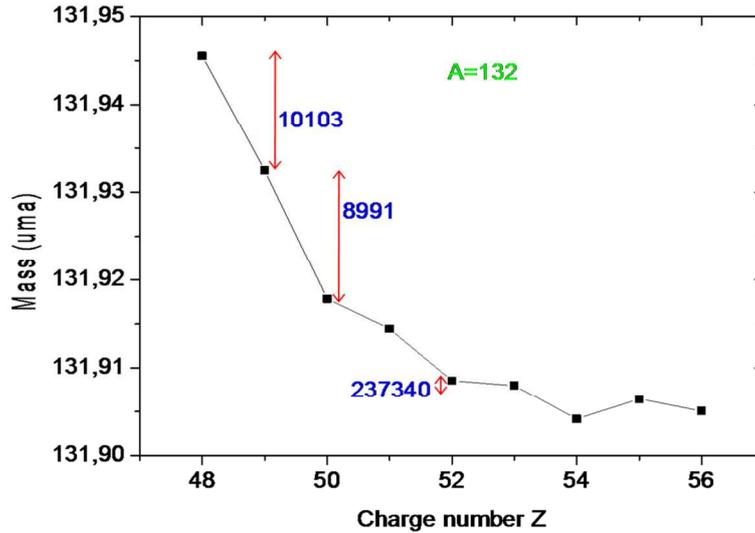


Fig.I.5: Pouvoir de résolution requis pour séparer des isobares de nombre de masse (A=132).

L'étude et la conception d'un nouveau séparateur à grand pouvoir de résolution (HRS), d'au moins 20000, et de grande transmission, supérieure à 80%, sont les objectifs du laboratoire CENBG Bordeaux.

Afin de minimiser l'effet des aberrations et d'avoir le maximum de transmission des ions, les chercheurs du CENBG proposent un design HRS-U180 selon le modèle de CARIBU [Dav08][Cari] (figure I.6). Ce HRS-U180 est composé de deux dipôles magnétiques de 90° avec des ouvertures de 23° à l'entrée et à la sortie, de six quadripôles (Q), de deux sextupôles (S) et d'un multipôle (M). Avec cette configuration QQSQDMDQSQQ symétrique il serait possible d'avoir un pouvoir de résolution de 31000 et une transmission de 70 % pour des faisceaux d'émittance ne dépassant 3π .mm.mrad.

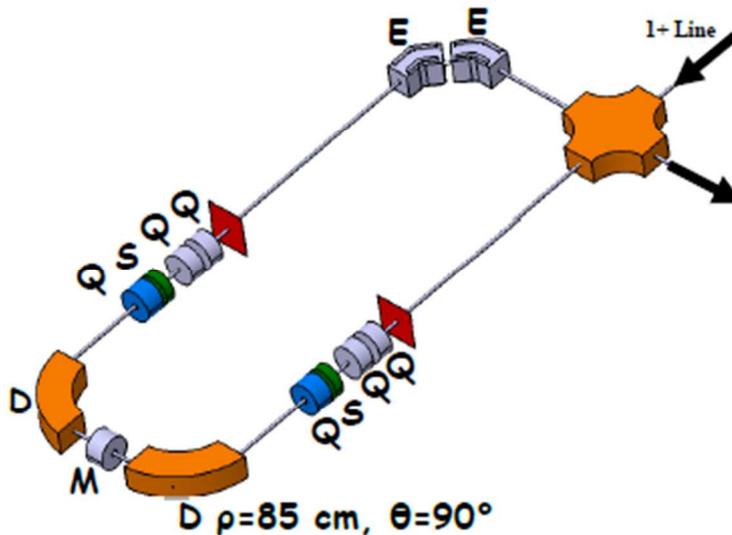


Fig.I.6: Design 3D du HRS-U180 de pouvoir de résolution 31000 avec des faisceaux d'émittance 3π .mm.mrad [Kur11].

3. Purification isotopique des isobares : Nécessité de refroidissement des ions

Sur la figure 1.3, la fente placée au sein du dipôle n'arrête qu'une partie des contaminants isobarique et même une partie des ions d'intérêt. Le faisceau extrait contient une partie des ions d'intérêt et les contaminants qui subsistent à la sortie du séparateur. La perte des ions

d'intérêt à travers le séparateur est due à l'élargissement du faisceau et à la différence en énergie de ces ions.

L'élargissement du faisceau et la différence en énergie sont équivalentes respectivement à l'émittance et à la dispersion en énergie longitudinale.

La purification isobarique des faisceaux exige que le HRS élimine la plus grande partie de ces contaminants. Pour cela, nous devons utiliser un faisceau fin et parallèle. Un faisceau est qualifié de fin et parallèle lorsqu'il possède une faible émittance et une faible dispersion en énergie longitudinale.

Sur la figure I.7 nous supposons un faisceau idéal (fin, parallèle et de même énergie cinétique) contenant les mêmes ions que celui utilisé sur la figure I.3. Dans ce cas, la fente insérée au sein du dipôle magnétique permet de supprimer les contaminants et seuls les ions d'intérêt sont conservés. Il est donc indispensable de trouver une méthode permettant de disposer d'un faisceau fin et parallèle.

Par la suite nous quantifierons les effets de l'émittance et de la dispersion en énergie sur le pouvoir de résolution du HRS.

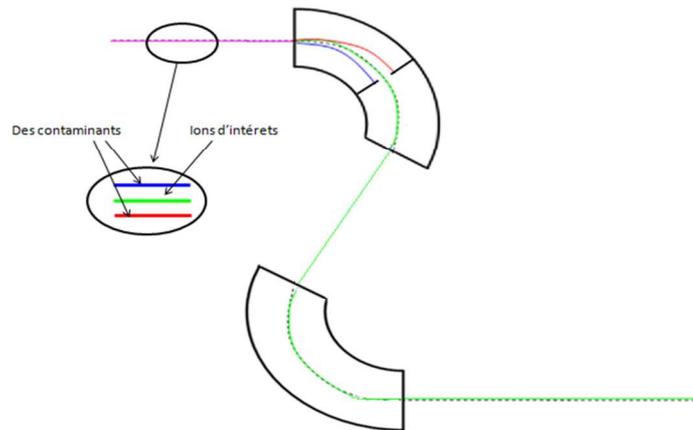


Fig.I.7: La séparation des ions d'un faisceau idéale (fin et parallèle) par un doublet de dipôles magnétiques

4. Effet de l'émittance

Etudions la dépendance entre le pouvoir de résolution du HRS et l'émittance du faisceau. Le pouvoir de résolution s'écrit:

$$R = \frac{m}{\Delta m} = \frac{D}{\Delta x} \quad (1 - 3)$$

Avec :

D : la fonction de dispersion, qui dépend de la géométrie du séparateur.

Δx : la largeur du faisceau à l'entrée du HRS, au point focal objet.

L'émittance ε du faisceau est :

$$\varepsilon = \delta x \cdot \delta \theta \quad (1.4)$$

Avec :

δx : la largeur du faisceau

$\delta \theta$: la divergence du faisceau.

La largeur maximum du faisceau est associée à la dimension du point objet pour lequel on aura une séparation optimum. Soit :

$$R \leq D \cdot \frac{\delta\theta}{\varepsilon} \quad (1 - 5)$$

La valeur du pouvoir de résolution est d'autant plus grande que l'émittance du faisceau est petite. Cette réduction a aussi un effet sur la transmission. Plus l'émittance est faible, plus le faisceau est fin et moins la perte d'ions est importante au passage de la fente.

Cet effet a été étudié au CENBG sur le HRS décrit plus haut et ils ont trouvé les résultats suivants. En réduisant l'émittance d'un faisceau de 3π .mm.mrad à 1π .mm.mrad, le pouvoir de résolution augmente de 31000 à 42000 et la transmission de 77% à 97% [Kur10], voir figure I.8.

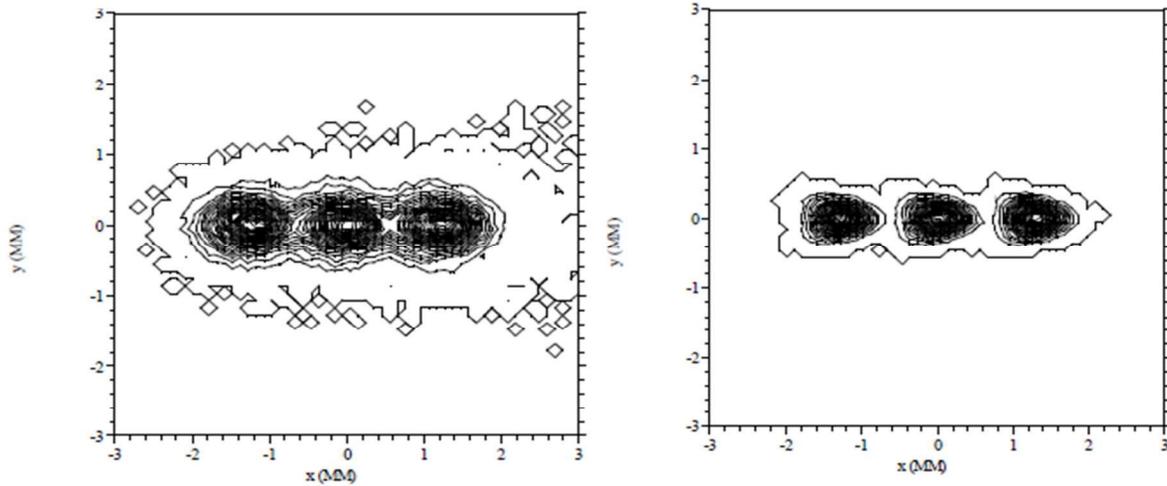


Fig.I.8: L'espace de phase X-Y pour des isobares d'écart en masse -1/20000, 0, 1/20000: (gauche) avec une émittance de 3π .mm.mrad, une transmission de 77% et $R=31000$, (droite) avec une émittance de 1π .mm.mrad, une transmission de 97% et $R=42000$.

5. Effet de la dispersion en énergie

L'effet de la dispersion en énergie sur le pouvoir de résolution s'aperçoit dans l'équation 1-2. Le traitement de la séparation d'un faisceau fin et parallèle et dont les ions sont de mêmes masses et d'énergie cinétique différentes est équivalent à un faisceau fin, parallèle, monocinétiques et de masses différentes. Par conséquent les contaminants isobariques et la dispersion en énergie longitudinale ont le même effet sur le pouvoir de résolution. Ainsi, la réduction de l'effet de la dispersion en énergie exige un faisceau de faible dispersion en énergie.

Les études menées sur le HRS au CENBG Bordeaux ont montrées que la dispersion en énergie doit être en dessous de 2 eV.

En conclusion, une séparation des contaminants isobariques des isotopes par le HRS exige que le faisceau doive avoir les qualités suivantes :

- Émittance : $\varepsilon \approx 1\pi$.mm.mrad à 60 keV.
- Dispersion longitudinale en énergie (faisceau quasi-mono énergétique): $\Delta E \approx 2\text{eV}$

La technique la plus performante permettant de réduire l'émittance d'un faisceau d'ions est l'utilisation d'un refroidisseur radiofréquence à gaz tampon (RFQ Cooler). Ce RFQ Cooler est positionné devant le HRS comme la montre la figure I. 9. Le processus de mise en forme du faisceau est le suivant:

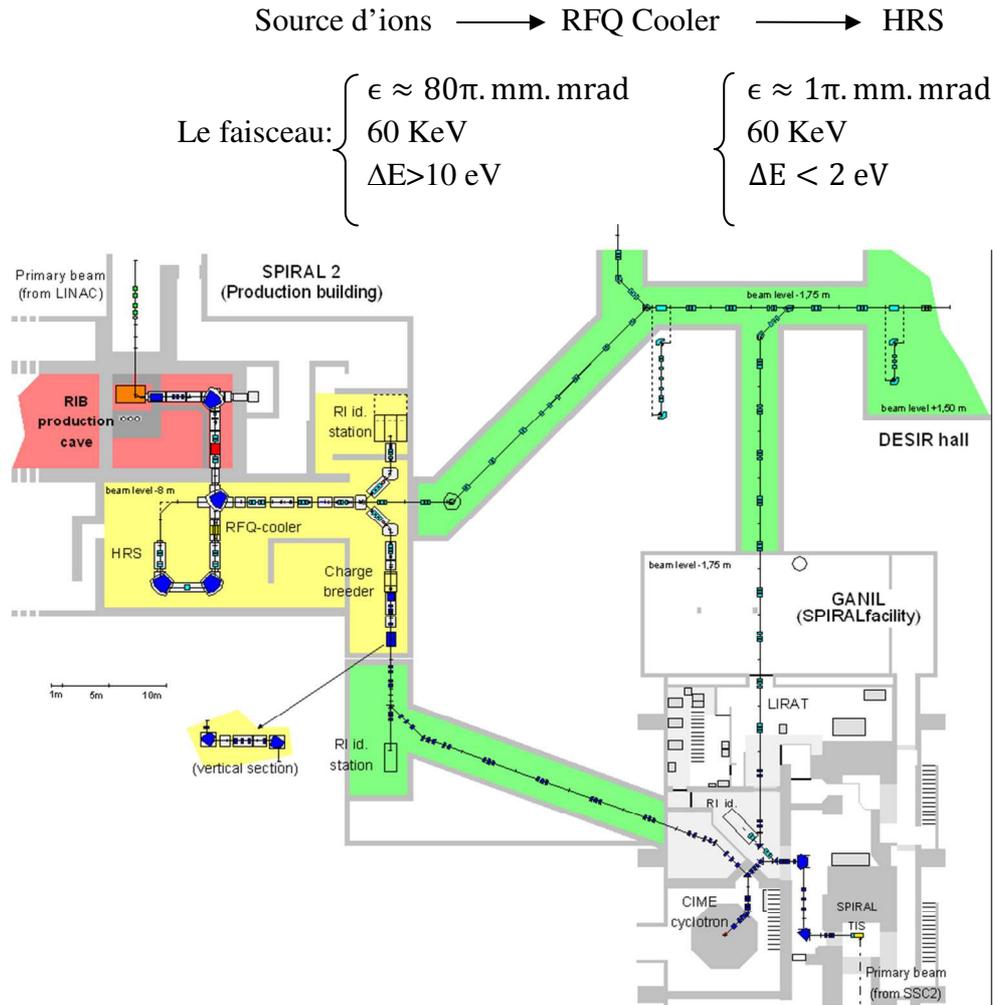


Fig.I.9: Positionnement du RFQ Cooler par rapport au HRS dans l'installation SPIRAL2.

IV. Etat de l'art des refroidisseurs

Dans cette partie nous allons décrire les développements et les améliorations apportés aux refroidisseurs ainsi qu'une comparaison entre les refroidisseurs existants.

Le piège de Paul développé par W.Paul et H.Steinwedel dans les années 50 est à l'origine de piégeage à 3D [Paul53]. Ce dispositif permet de piéger les ions en utilisant un champ électrique RF. L'utilisation d'électrodes de sections hyperboliques permet de piéger linéairement les ions, confinement radiale. L'ajout d'un gaz tampon au sein de l'enceinte contenant le piège linéaire permet de refroidir ces ions piégés. Ce piège linéaire appelé quadripôle radiofréquence (RFQ) reste la meilleure solution pour refroidir et guider des ions radioactifs.

Nous pouvons citer deux modes d'utilisation des RFQ :

- En mode continu, les ions refroidis sont extraits de façon continue. Ces RFQ sont appelé RFQ Cooler.
- En mode pulsé, les ions refroidis sont extraits par paquets. Les RFQ sont des refroidisseurs regroupeur, RFQ Cooler/Buncher. Ils sont très utilisés dans les expériences de physique nucléaire pour étudier les propriétés des noyaux radioactifs [Lien05].

Le premier RFQCB (RFQ Cooler/Buncher) a été fabriqué en 1998 pour l'expérience ISOLTRAP à ISOLDE [Dill01]. Le succès de ce prototype a contribué au développement des RFQ Cooler. Le premier de ces dispositifs était un refroidisseur dédié à l'expérience CPT à l'ANL [Maie01]. L'utilisation d'un refroidisseur RFQ est une caractéristique commune de toutes ces expériences. C'est une composante essentielle pour mesurer des masses nécessitant une très grande précision et c'est la raison de leur apparition en amont des séparateurs magnétiques.

Les RFQ Cooler existants diffèrent entre eux de par leurs capacités à réduire l'émittance des faisceaux, à réduire leur dispersion en énergie et à transmettre le maximum d'ions. Ils diffèrent également par le domaine en masses des ions qu'ils peuvent refroidir. Le tableau I.1 présente les caractéristiques des faisceaux refroidis dans différentes expériences. Il est intéressant de noter que pour des intensités ne dépassant pas 100nA, la transmission est supérieure à 60 % sauf dans le cas de SHIRaC phase I où elle ne dépasse pas 25 % [Duv09]. La mauvaise transmission dans le cas de SHIRaC est due au très faible rayon interne du RFQ. L'émittance est faible et ne dépasse pas 3π .mm.mrad.

Le seul point commun entre les RFQ Cooler existants est l'aptitude à manipuler des faisceaux radioactifs de faible intensité. À titre d'exemple, les faisceaux les plus intenses ont été délivrés par SPIG et ISCool avec une intensité de 100nA. Jusqu'à cette valeur, l'effet de la charge d'espace n'est pas important. Mais il sera un facteur pénalisant avec les prochaines installations, telles que SPIRAL 2, puisque seront alors accessible des faisceaux d'intensités d'un ordre de grandeur plus forte que celle des installations existantes [Lewi11].

Les RFQ Cooler sont utilisés pour améliorer la qualité du faisceau en termes d'émittance, de dispersion en énergie et de transmission. Le faisceau refroidi ayant de meilleures qualités optiques améliorera le pouvoir de résolution des séparateurs des masses associés.

C'est dans ce contexte que se place l'étude du refroidisseur réalisée dans cette thèse. La différence essentielle entre le refroidisseur que l'on désire développer et ceux existants est la capacité à manipuler des faisceaux intenses ($\approx 1\mu\text{A}$).

À faible intensité, les paramètres RF utilisés sont des tensions RF de quelques centaines de volts et des fréquences de l'ordre du mégahertz. L'injection d'un faisceau avec ces caractéristiques dans un séparateur magnétique permet d'atteindre au mieux un pouvoir de résolution de 10000, comme dans le cas d'ISCool [Poda05] [Poda06]. À plus forte intensité, en raison des effets de charges d'espace, la qualité du faisceau sera dégradée et le pouvoir de résolution du séparateur abaissé.

Comme effet de la charge d'espace nous pouvons citer la perte de transmission. À titre d'exemple, en augmentant l'intensité du faisceau de 100 nA à 600 nA, le Cooler SPIG ne peut transmettre que 50 % des ions au lieu de 100 %. Ceci s'explique par les faibles tensions RF utilisées, une tension RF de 600 V et une fréquence de 4 MHz étant insuffisantes pour conduire un faisceau intense. Par conséquent, le développement du système RF est nécessaire.

RFQ Cooler	année	Rayon (mm)	Masse (u.m.a)	Intensité (nA)	$\epsilon_{60 \text{ keV}}$ (π .mm.mrad)	Dispersion longitudinal en énergie(eV)	Transmission %	Références
SPIG (LISOL)	97	5	<223	100 600		1	100 50	[Van97]
ISOLTRAP (ISOLDE)	1998	6		<10	2		15	[Mukh08]
JYFLTRAP @SPIG	2001	10	60-200	10	3	<1	60	[jyfl01]
SHIPTRAP (GSI)	2001	3.6		20		4.7	65	[Mar01]
LEBIT@ MSU	2003	3.5	6-250	10	3.3	4	70	[Boll03]
MAFF (Funnel)	2003	30			6	5		[Sze03]
Colette (ISOLDE)	2004	7		10	2.5		60	[Sew05]
ISCOOL (ISOLDE)	2006	20	6-300	100	2.2		80	[Poda06]
TITAN (Triumf)	2006	10		<10	6		70	[Dill06]
SHIRaC I (DESIR)	2009	3	6-140	25	2.2	0.15	25	[Duv09]
SHIRaC II (DESIR)	2012	5	6-250	1000	<2	1	>60	Ces travaux

Tab.I.1:Recensement des RFQ Cooler existants et avenir et leurs performances

Dans les RFQ Cooler il est préférable d'utiliser l'hélium comme gaz tampon. Aussi, pour un RFQ Cooler de longueur ne dépassant pas 800 mm, il est indispensable d'utiliser des rayons faibles (de quelques millimètres) et/ou des tensions de confinement élevées.

La différence principale entre les RFQ Cooler/Buncher et les RFQ Cooler est la façon de segmenter les barres formant le quadripôle. Cette segmentation permet un guidage des ions refroidis vers l'aval du refroidisseur pour les extraire. Elle est uniforme dans le cas d'un RFQ Cooler, tous les segments ayant la même longueur. Par contre, dans le cas des RFQ Cooler/Buncher elle n'est pas uniforme. Généralement, les derniers segments sont plus courts. Ce type de segmentation permet d'extraire les ions refroidis sous forme de paquets. Nous notons également la méthode de segmentation utilisée pour le RFQ Cooler/Buncher de LEBIT/ISCOOL qui consiste à utiliser des électrodes cylindriques et un micro RFQ permettant de créer un champ de guidage [Schw03].

Dans la figure I.10 le RFQ Cooler/Buncher installé sur la ligne de basse énergie du GANIL LIRAT est présenté [Lien05]. Il comporte deux zones de segmentations différentes.

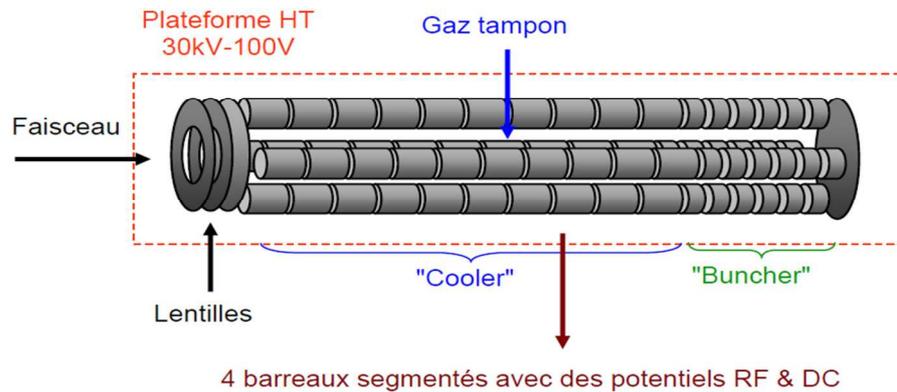


Fig.I.10: Design du RFQ Cooler/Buncher LPCTRAP au LPC Caen [Lin05].

Il est possible d'utiliser le même refroidisseur en deux modes ; continu et pulsé. Le tableau I.2 regroupe les résultats obtenus avec le refroidisseur ISCool à ISOLDE [Pod04] :

Modes	Noyaux	Transmission %
Continu	23Na	50
	39K	>75
	85Rb	>75
Alternative	39K	~50
	85Rb	~50

Tab.I. 2: RFQ Cooler/Buncher ISCOOL à ISOLDE en modes DC et alternatif.

Dans ce cas les valeurs des tensions de confinement RF sont faibles. Ces faibles valeurs dues à la limite des transformateurs utilisés pour fournir, à la fois, la tension RF sinusoïdale et la tension DC. De ce fait, il serait nécessaire de concevoir un RFQ Cooler en mode continu et avec des paramètres RF élevées.

V. Le RFQ Cooler du LPC Caen : SHIRaC

Pour refroidir les faisceaux intenses de Spiral-2 il est indispensable de concevoir un nouveau prototype RFQ Cooler. Ce prototype est appelé SHIRaC (Spiral 2 High Intensity Radiofrequency Cooler). La conception de ce dispositif a été achevée en deux phases.

1. Phase I

L'étude du RFQ Cooler a débuté avec un premier prototype construit au CSNSM-Orsay, puis déplacé en 2007 au LPC Caen. Ce prototype a les caractéristiques suivantes: un rayon interne de 3 mm et 20 segments équidistants dont chacun a une dimension de 40 mm. Il est constitué, principalement, de trois cellules: la cellule d'injection, la chambre de refroidisseur radiofréquence et la cellule d'extraction.

La cellule d'injection permet de décélérer les ions à 100 eV grâce aux deux électrodes de décélération (Figure I.10) et de les injecter adéquatement au sein du refroidisseur. L'injection des ions dans la chambre est réalisée en produisant un minimum d'enveloppe de faisceau à l'entrée du refroidisseur.

La chambre du refroidisseur contient un quadripôle électrostatique porté au système RF et au champ DC de guidage. Cette chambre est remplie d'un gaz tampon, dans ce cas c'est l'hélium.

Une fois les ions refroidis, ils sont extraits par la cellule d'extraction et ré-accélérés à leurs énergies initiales.

Dans la plupart des cas, les refroidisseurs sont équipés de lentilles électrostatiques cylindriques multiples à l'injection et à l'extraction, comme les lentilles doubles du refroidisseur d'ISCool [Pod04]. Pour le 1^{er} prototype du SHIRaC nous avons utilisé des lentilles coniques (figure I.9) dont l'étude et le développement ont été réalisés par R.Lambo à l'université McGill [Lam05].

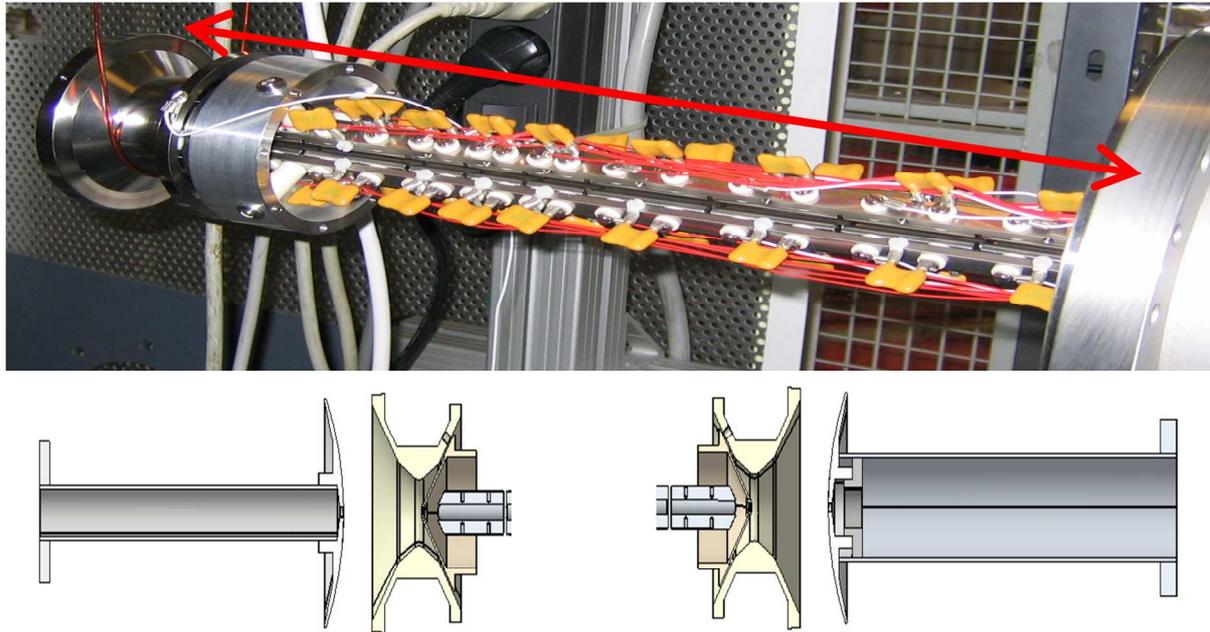


Fig.I.11: Design de 1^{er} prototype de SHIRaC : (haut) vue d'ensemble, (en bas à gauche) la cellule d'injection, (en bas à droite) la cellule d'extraction [Lam05].

Les tensions RF mises en œuvre sont de l'ordre de 1.5 kV à quelques MHz. La source à ionisation de surface utilisée permet d'obtenir des faisceaux d'ions stables d'intensité d'environ 25 nA et d'émittance $\epsilon \approx 10 \pi \text{ mm.mrad}$ à 3 KeV. À une pression de 1Pa dans la chambre du refroidisseur, seul 25 % des ions sont transmis. Le faisceau d'ions refroidis possédait de bonnes qualités optiques, en termes de dispersion en énergie (inférieure à 1 eV) et d'émittance ($\epsilon \approx 2 \pi \text{ mm.mrad}$) [Gian08]. Dans le tableau 1.3 sont présentés les résultats expérimentaux obtenus avec les deux masses $A=23 \text{ u.m.a}$ et $A=87 \text{ u.m.a}$.

Transmission %	$^{23}\text{Na}^+$	25
	$^{87}\text{Rb}^+$	25
$\epsilon_{60\text{KeV}}$	$\approx (2.0 \pm 0.2) \pi \text{ mm.mrad}$	
ΔE	$146 \pm 4 \text{ meV}$	
Tension RF (kV)	1.8	
Fréquence (MHz)	5	
Pression (Pa)	1	

Tab.I. 3: Synthèse des résultats expérimentaux du SHIRaC phase 1.

1. Phase II

L'inconvénient du premier prototype était la mauvaise transmission obtenue à faible intensité. Ceci est dû au faible rayon interne du RFQ et aux faibles tensions de confinement

utilisées. Sachant qu'à haute intensité, la transmission serait dégradée par l'effet de charge d'espace. Il était donc nécessaire de développer un nouveau refroidisseur avec un système RF capable de fournir des tensions RF de confinement élevée, de l'ordre de quelques kV.

La perte des ions peut être due à trois causes. Pendant l'injection, à cause de l'augmentation de l'émittance du faisceau, les ions seront perdus suite à leurs collisions sur les barres du RFQ. Les ions peuvent également s'échapper de l'intérieur du Cooler si le champ RF de confinement est insuffisant pour les retenir. La troisième cause de perte des ions est leurs rebroussements de chemin suite à une interaction avec une phase de la tension RF incohérente. La phase de la tension RF est dite incohérente lorsqu'elle produit un fort gradient de champ dans le sens inverse de propagation des ions [Lunn99]. Ce phénomène sera expliqué en détail dans les chapitres 4 et 5.

Pour pallier la première cause il faut augmenter l'ouverture du RFQ, son rayon interne. Pour contrer la seconde cause, il faut pouvoir utiliser des valeurs élevées des tensions RF de confinement (quelques kV) et des fréquences élevées (quelques MHz).

Des simulations numériques d'un Cooler de 18 segments équidistants, d'une longueur de 40 mm chacun, ont montré que l'augmentation du rayon interne du Cooler de 3 à 5mm (Figure I.11) et l'utilisation de tensions RF de confinement de 10kV étaient suffisantes pour obtenir une transmission supérieure à 60 %.

En plus de la transmission, il est nécessaire d'avoir une faible émittance. La simulation du refroidissement d'un faisceau d'ions de $^{133}\text{Cs}^+$ avec une intensité de 1 μA , une pression du gaz tampon de 5 Pa, une tension de 10 kVpp et une fréquence de 5.42 MHz, montre que l'émittance reste du même ordre de grandeur que celle trouvée pour SHIRaC I (Figure I.12).

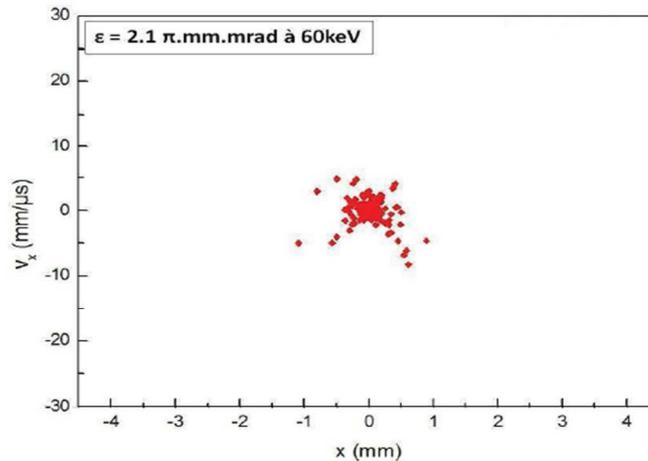


Fig.I.12: Simulation numérique d'un faisceau de $^{133}\text{Cs}^+$ pour le RFQ Cooler SHIRaC phase 2 [Duv09].

Le développement du système RF sera abordé dans ce manuscrit. Nous devons concevoir un système RF capable de délivrer des tensions de ≈ 10 kV à des fréquences de quelques MHz. La sélectivité du circuit RLC et la résistance aux échauffements, dus aux tensions RF élevées, seront incluses au troisième chapitre.

Avec le second prototype, nous allons nous servir des lentilles d'Einzel pour l'injection et l'extraction. Les électrodes de masse seront remplacées par des électrodes cylindriques précédées par des disques de faibles diamètres: $\Phi = 50$ mm à l'injection et $\Phi = 10$ mm à l'extraction (Figure I.13).

Le phénomène de décharge électrique sera particulièrement étudié dans ces travaux. Cet effet peut se produire, principalement, dans trois zones. En premier lieu, on peut l'avoir entre les segments du Cooler et les disques d'injection ou d'extraction. Cela est dû à deux causes: la pression du gaz tampon et la différence de potentiel entre les électrodes et les segments. En deuxième lieu, une différence de potentiel entre les électrodes de masse et les lentilles peut engendrer des claquages. Enfin, on peut les détecter entre les jonctions haute tension-masse.

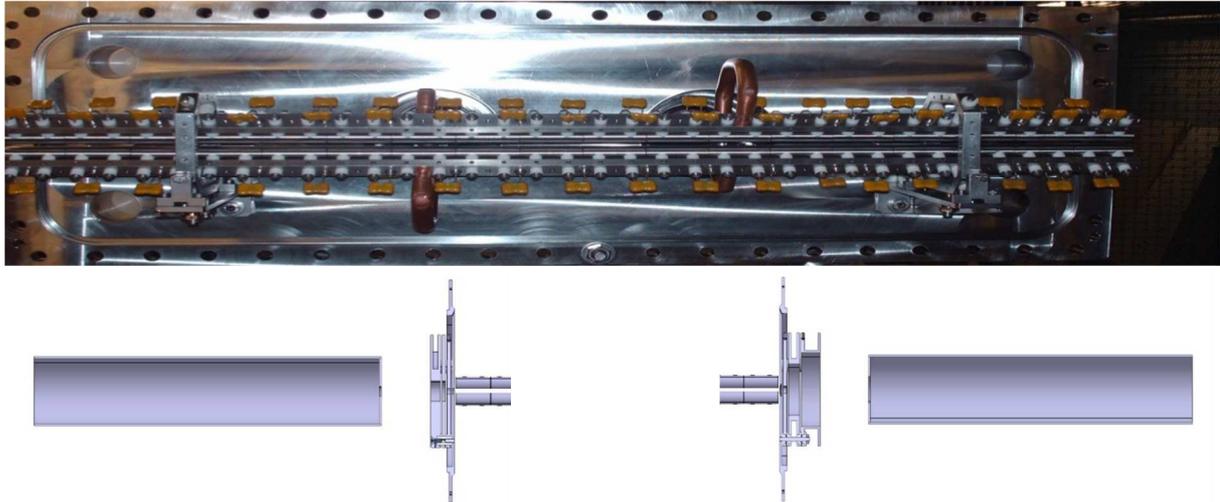


Fig.I.13: Design du second prototype de SHIRaC: (haut) vue d'ensemble, (en bas à gauche) la cellule d'injection, (en bas à droite) la cellule d'extraction.

Le dernier facteur qui sera pris en compte pour améliorer la qualité optique des faisceaux d'ions refroidis est la diffusion du gaz tampon à travers les orifices d'injection et d'extraction. L'augmentation de la capacité de pompage des pompes turbo-moléculaires, placées de part et d'autre de la chambre du refroidisseur, et l'ajout des conductances peuvent réduire la diffusion du gaz vers la chambre du HRS ou vers la source d'ions.

La mise à disposition de ce Cooler à SPIRAL-2 requiert, en dehors des études et tests de la transmission, de l'émittance et de la dispersion en énergie, la validation de ce prototype à haute tension (10 kV - 60 kV). L'énergie des ions émis par les sources à ionisation de surface ne pouvant pas dépasser 5 keV, nous validerons ce prototype à haute tension sans faisceaux et en présence du gaz tampon.

VI. Contributions de la thèse

L'objectif de cette thèse est de mettre en forme un faisceau de SPIRAL-2, d'une intensité de 1 μA , pour l'injecter dans le HRS. Le but de ce dernier est de purifier isotopiquement les isobares des ions lourds avec un pouvoir de résolution ≈ 30000 .

Dans le but d'augmenter la transmission du faisceau vers le HRS (proche de 100 %) nous devons utiliser un faisceau refroidi, fin, parallèle (faible émittance) et mono énergétique (faible dispersion en énergie longitudinale). En résumé, les caractéristiques du faisceau refroidi devront être les suivantes :

Gamme de masses (u.m.a)		6-240
Intensité		1 μ A
Émittance @ 60 keV		< 3 π . mm. mrad
Dispersion énergie @ 60 keV		< 2eV
Transmission	Masses 12-40 u.m.a	20 %
	Masses 40-90 u.m.a	40 %
	Masses 90-206 u.m.a	60 %

Tab.I. 4: Le cahier des charges du RFQ Cooler SHIRaC.

Une des contributions principales de cette thèse sera l'étude des effets de la charge d'espace. L'influence de ses effets sur la qualité optique du faisceau refroidi sera optimisée à l'aide de simulations numériques avant d'être étudié expérimentalement.

Nous allons aussi étudier et concevoir un système optique de couplage entre le RFQ Cooler et le HRS. Ce système doit être capable de focaliser le faisceau refroidi sur une fente rectangulaire d'une largeur de 1 mm, placée devant le HRS. La solution envisagée est une succession de quadripôles électrostatiques. Les simulations numériques ont montrés que la meilleure solution consistait en un triplet. Le test de ce système sera traité dans ce rapport. La dernière contribution de cette thèse serait le développement et les modifications possibles des systèmes d'injection et/ou d'extraction. Ces modifications dépendront des résultats expérimentaux.

Chapitre II

Théorie de piégeage et de refroidissement des faisceaux d'ions radioactifs intenses

Dans ce chapitre nous allons aborder le principe de fonctionnement des RFQ Cooler et détailler les phénomènes intervenant au cours du refroidissement des ions.

La spécificité du RFQ Cooler que nous devons concevoir est la manipulation des faisceaux intenses, d'intensité de $1 \mu\text{A}$. Ainsi, nous allons nous intéresser particulièrement à l'effet de la charge d'espace sur le refroidissement, puisque c'est l'un des principaux facteurs limitant à l'utilisation de faisceaux intenses dans les installations de basse énergie.

I. Dynamique d'espace de phase

Cette partie est consacrée à l'étude du concept d'espace de phase et de sa dynamique et à l'émission des faisceaux d'ions.

1. Concept d'espace de phase

Un faisceau d'ions est caractérisé par la masse m , la charge q , l'énergie moyenne, les positions relatives (q_x, q_y, q_z) et les impulsions relatives (P_x, P_y, P_z) des ions. Les positions et les impulsions relatives des ions sont les composantes du vecteur de l'espace de phase de chaque particule. Le vecteur Z ($q_x, q_y, q_z, P_x, P_y, P_z$) définit les coordonnées de chaque particule dans l'espace de phase.

La connaissance du vecteur Z permet de suivre l'évolution de la particule au cours du temps. Ces vecteurs sont indispensables à l'étude des ions en groupe. L'ensemble des points représentatifs d'un faisceau d'ions est contenu dans un hyper volume de dimension 6. La propriété de cet hyper volume se déduit du théorème de Liouville [Huan63] :

« Sous l'action des forces conservatives, l'évolution d'un volume local des points représentatifs dans l'espace de phase demeure constante. Alors, ce volume se déplace comme un fluide incompressible »

Selon le théorème de Liouville, le volume qui définit un groupe d'ions dans l'espace de phase à l'instant t_1 a une forme différente à l'instant t_2 , mais le volume reste constant si les particules sont dans un milieu à forces conservatives (Fig. II.1).

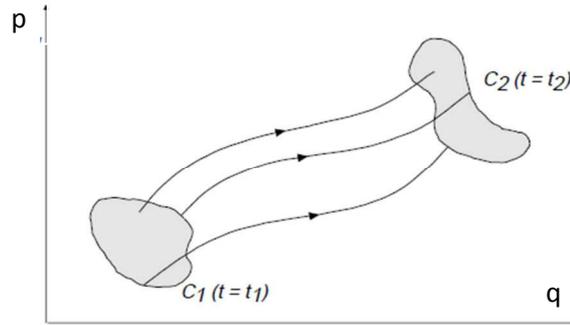


Fig.II. 1: Evolution d'un volume de l'espace de phase de frontières C_1 à un instant t_1 et C_2 à un instant t_2 .

Les champs électriques sont pris en compte dans le théorème de Liouville lorsqu'ils sont externes au faisceau car ils sont des forces conservatives. Par contre, les interactions individuelles entre les ions du faisceau, telles que les interactions coulombiennes (charge d'espace), ne sont pas décrites par le théorème de Liouville.

Quand les mouvements longitudinaux et transverses des particules peuvent être découplés, le théorème de Liouville est applicable sur chaque direction de l'espace de phase. Ceci se traduit par la conservation de l'aire de la région contenant les points représentatifs dans chacun des trois diagrammes de l'espace de phase:

$$S_u = \int dp_u dq_u = \text{constante}, \text{ avec } q_u = x, y, z \quad (2.1)$$

Ces grandeurs ont les mêmes dimensions que les actions.

Il y a deux propriétés microscopiques importantes des trajectoires des ions dans l'espace de phase. La première est qu'il n'y a pas d'intersection des trajectoires dans l'espace de phase à un instant donné [Lich69]. C'est pourquoi on utilise seulement les conditions initiales pour déterminer les mouvements ultérieurs. La deuxième propriété est une conséquence de la première. En effet, si à un instant t_1 les ions sont limités par un volume C_1 alors à un instant ultérieur t_2 ces mêmes ions occuperont un volume C_2 . Ces propriétés sont très importantes pour étudier la dynamique d'un groupe d'ions.

Alors, la connaissance de l'évolution temporelle de la frontière d'un volume de l'espace qui définit un groupe, nous accède à savoir l'évolution temporelle de chaque particule. En utilisant le concept de la frontière de l'ellipse dans un diagramme d'action nous étudierons l'acceptance et la transmission des ions à travers les RFQ.

2. Diagramme d'action: acceptance, émittance et transmission

En utilisant les notions citées ci-dessus nous pouvons représenter un groupe de particules confinées dans un volume total V d'espace de phase à l'aide de trois ellipses dans le diagramme d'action (p, q). L'équation de l'ellipse selon une direction (p, q), figure II.2, s'écrit [Lich69][Smit10]:

$$\gamma q^2 + 2\alpha qp + \beta p^2 = \varepsilon \quad (2.2)$$

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1$$

Avec :

$$\varepsilon = \frac{\text{aire de l'ellipse}}{\pi} = q_{\max} p_{\text{int}} = q_{\text{int}} p_{\max} \quad (2.3)$$

$$\text{tg}(2\theta) = -\frac{2\alpha}{\beta-\gamma} \quad (2.4)$$

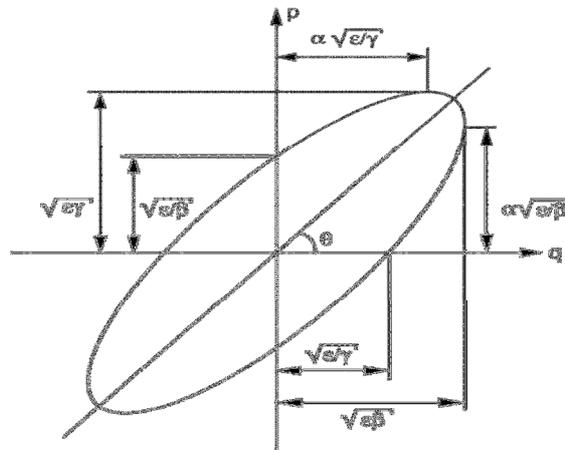


Fig.II. 2: Diagramme d'action : enveloppe de l'ellipse et paramètres de «twiss »

La signification de ces ellipses est double. Du point de vue de transport des faisceaux, elles définissent l'émittance du système. L'ellipse dans un plan à deux dimensions représentant l'émittance (transverse ou longitudinale) dans le plan considéré.

Ces projections illustrent également les valeurs limites en position q et en impulsion P des ions que le système peut transmettre. Au-delà de ces valeurs limites, les ions sont perdus.

Ces ellipses définissent le volume total de l'espace de phase que le système peut accepter d'où la définition de l'acceptance.

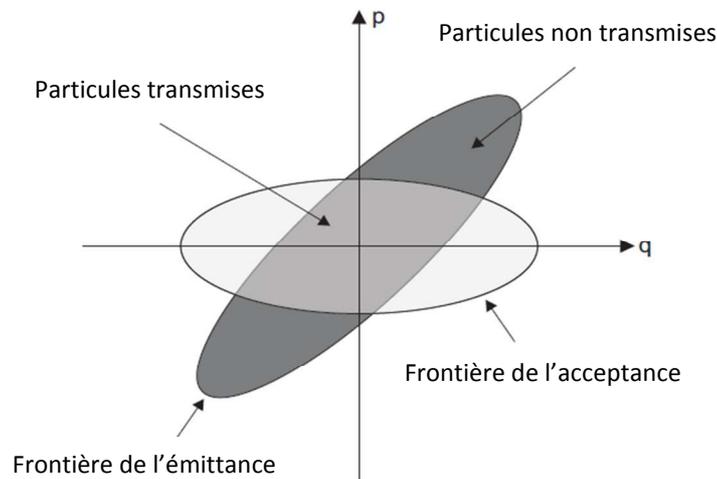


Fig.II. 3: Acceptance-émittance du faisceau

L'acceptance et l'émittance sont deux grandeurs physiques importantes pour la caractérisation d'un RFQ Cooler. Elles permettent de connaître le nombre d'ions transmis ainsi que leurs coordonnées dans l'espace de phase.

La transmission est définie comme le rapport du nombre d'ions à la sortie du RFQ au nombre d'ions à l'entrée.

II. Notion d'émittance :

L'effet du champ électrique sur les particules chargées en mouvement est de modifier leurs trajectoires et leurs vitesses. Pour étudier la dynamique d'un groupe d'ions formant un faisceau nous devons nous intéresser au comportement de l'ensemble des ions.

Pour cela il est commode d'adopter une grandeur physique capable de représenter globalement la dynamique temporelle du faisceau d'ions : l'émittance [Lap70] [Kim97] [Niem03] [Wen01]. Cette grandeur est le produit de la taille du faisceau, variation des vecteurs positions, par sa divergence, variation des impulsions:

$$\varepsilon = \int_V dx dy dz dp_x dp_y dp_z \quad (2.5)$$

Elle décrit la taille du nuage d'ions dans l'espace de phase. Le découplage des trois composantes du mouvement permet de projeter l'équation précédente sur les trois directions x, y et z. Sur chaque direction, la composante de l'émittance s'écrit:

$$\varepsilon_u = \int_V du dp_u ; u= x, y \text{ ou } z. \quad (2.6)$$

Application du théorème de Liouville à la dynamique des émittance

Les trois composantes de l'émittance citées ci-dessus sont des projections d'un volume de l'espace de phase ((x, P_x), (y, P_y), (z, P_z)). Elles sont indépendantes les unes des autres et selon le théorème de Liouville, chaque composante sera conservée en présence de forces conservatives [Law83]. En présence de forces dissipatives, telles que celles dues à l'introduction d'un gaz tampon dans les RFQ, l'émittance ne sera plus conservée, mais elle augmente [Lich56].

Cependant, une combinaison de ces deux types de forces peut conduire à une réduction de l'émittance. D'où l'idée d'utiliser la technique du gaz tampon dans les RFQ pour réduire les émittances des faisceaux refroidis.

3. Émittance Longitudinale

Généralement, la composante ε_z est la composante longitudinale de l'émittance, dans la direction de propagation du faisceau. Elle s'exprime ainsi:

$$\varepsilon_z \equiv \varepsilon_L = \int_V dz dp_z \quad (2.7)$$

Pour des faisceaux quasi mono-énergétiques, la composante longitudinale du moment p_z est proportionnelle à l'énergie longitudinale du faisceau. Alors, la composante ε_L peut être exprimée dans le plan (E, t):

$$\varepsilon_L = \Delta E_{FWHM} \Delta t_{FWHM} \approx \Delta E \Delta t_{FWHM} \quad (2.8)$$

Avec :

- ΔE_{FWHM} : la largeur à mi-hauteur de l'énergie longitudinale du faisceau.

- ΔE : la dispersion en énergie du faisceau.

- Δt_{FWHM} : la largeur à mi-hauteur du temps de vol du faisceau.

4. Dispersion en énergie

Au contraire des RFQ Cooler/Buncher, les RFQ Cooler fonctionnent en continu. Alors, au lieu d'utiliser la notion d'émittance longitudinale on utilisera celle de la dispersion longitudinale en énergie ΔE . Cette dernière est définie comme la largeur à mi-hauteur de la distribution en énergie des ions.

En sortant du séparateur, les ions de même énergie ($\Delta E=0$) et de même masse traversent la fente placée à sa sortie. Pour une fente de largeur donnée, l'augmentation de la dispersion en énergie réduit le nombre d'ions de même masse traversant cette fente.

Les RFQ Cooler existants fournissent des faisceaux de dispersion en énergie de quelques eV (Tableau I.1). Dans le cas actuel, l'obtention d'une séparation isobarique par le HRS exige l'utilisation des faisceaux quasi-mono énergétiques de $\Delta E < 2$ eV.

5. Émittance transversale

Les émittances transversales sont les deux composantes ϵ_x et ϵ_y . Elles proviennent de la dispersion des vitesses transversales des ions (v_x, v_y). La répartition des ions dans un plan de l'espace de phase est, généralement, une ellipse. Il est possible de représenter cette répartition dans l'espace de trace (U, U'), où U est X ou Y et U' est X' ou Y' :

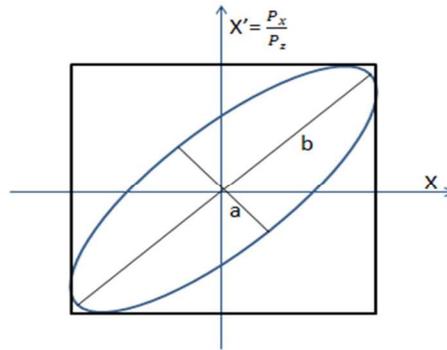


Fig.II. 4: Définition de l'émittance

a: demi-petit axe de l'ellipse

b : demi-grand axe de l'ellipse

L'émittance est l'aire de l'ellipse divisée par π , soit :

$$\epsilon = ab \quad (2.9)$$

Son unité est le π .mm.mrad. En utilisant les angles de divergence α_x ou α_y elles s'écrivent:

$$\epsilon_u = \pi u \alpha_u = \pi u \frac{v_u}{v_z} ; u=x,y \quad (2.10)$$

ϵ_u dépend de la vitesse longitudinale v_z donc de l'énergie cinétique du faisceau.

Un faisceau peut être classé selon l'orientation de son ellipse dans l'espace de phase. À un moment axial P_z constant donné, l'évolution du diagramme de phase a l'allure suivante:

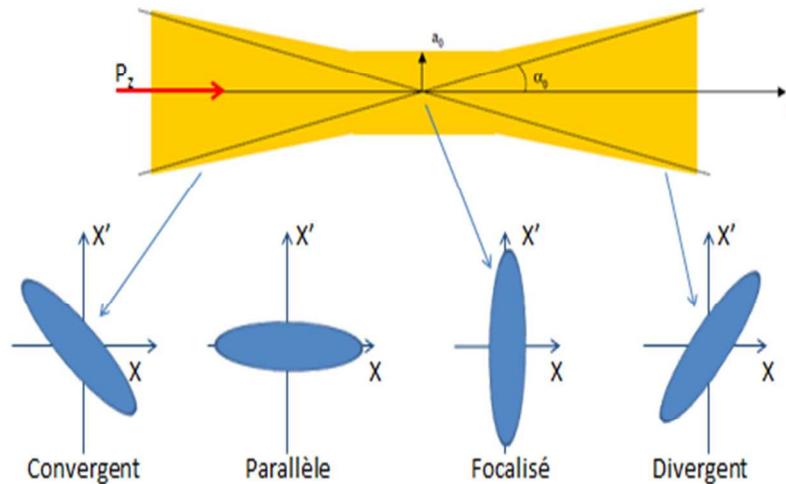


Fig.II. 5: Evolution du diagramme de phase : différents types de faisceau.

a_0 : la largeur de l'enveloppe du faisceau (waist), limite inférieure.

α_0 : l'angle de divergence du faisceau.

La distinction entre ces différents types de faisceau se fait de la manière suivante :

- $dX > 0$ et $dX' < 0$: la taille du faisceau décroît pour atteindre un minimum d'enveloppe, alors le faisceau est convergent.
- $dX > 0$ et $dX' > 0$ le faisceau est dit divergent.
- $dX > 0$ et $dX' = 0$ le faisceau est dit parallèle.
- $dX = 0$ et $dX' > 0$ le faisceau est dit focalisé.

En réalité, l'enveloppe du faisceau s'éloigne de l'ellipse théorique. L'émittance se mesure en considérant une fraction des ions contenue dans l'ellipse. Plusieurs études montrent qu'une fraction de l'ordre de 85 % des ions est suffisante pour la mesure de l'émittance.

Effet de l'énergie longitudinale sur l'émittance :

Le théorème de Liouville indique que l'aire de l'espace de phase reste constante si l'énergie longitudinale est constante. L'effet de la variation de cette énergie sur l'émittance est :

$$\varepsilon_{E_2} = \varepsilon_{E_1} \sqrt{\frac{E_1}{E_2}} \quad (2.11)$$

Où E_1 et E_2 sont deux énergies longitudinales du faisceau et ε_1 et ε_2 les émittances respectives.

6. Calcul d'émittance

Les données du faisceau d'ions obtenues par simulation ou en expériences permettent de définir l'émittance de deux façons, soit l'émittance géométrique, soit l'émittance rms.

- Émittance géométrique :

L'émittance géométrique est l'aire de l'ellipse dans le diagramme (x, x') ou (y, y') . Cette ellipse doit contenir au moins 85% des ions. Elle peut être calculée par une méthode indirecte, par le biais de l'émittance rms, ou par une méthode directe.

À une énergie moyenne E_1 du faisceau, la deuxième méthode est définie comme :

$$\varepsilon_{E_1} = 3\sigma_u * 3\sigma_{\theta_u} ; u = y \text{ ou } z \quad (2.12)$$

Avec :

- σ_u : l'écart-type d'un ajustement gaussien du déplacement u .
- σ_{θ_u} : l'écart-type d'un ajustement gaussien de l'angle de divergence du faisceau dans la direction u , l'angle θ_u .

Des appareillages spécifiques permettent de mesurer l'émittance géométrique tel que l'émittance mètre à balayage électrostatique utilisé dans l'étude du premier prototype [Duv09] [Bach00].

- Émittance rms :

Elle est calculée en utilisant la statistique de la déviation standard de chaque coordonnée (x, x', y, y', E, t) dans l'espace de phase [Lap70] :

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (2.13)$$

Avec : $\langle x^2 \rangle = \sum_i x_i^2$; $\langle x'^2 \rangle = \sum_i x_i'^2$; $\langle xx' \rangle = \sum_i x_i x_i'$

Les émittances rms sont le plus souvent déterminées de cette façon.

7. Corrélation entre émittances géométrique et rms

Pour une fraction K de la totalité des ions, l'émittance rms est [Ros94] :

$$\epsilon_{rms} = \frac{\pi \sigma_x \sigma_{x'}}{\beta} \quad (2.14)$$

Où :

- σ_x : la déviation standard du faisceau dans la direction du vecteur position x .
- $\sigma_{x'}$: la déviation standard du faisceau dans la direction du vecteur moment P_x .
- β : la constante utilisée dans l'équation de l'ellipse en coordonnées cartésiennes.

Pour une distribution gaussienne du faisceau, l'émittance géométrique $\epsilon_{géom}$ d'une fraction F des ions est reliée à l'émittance ϵ_{rms} par la relation suivante [Poda06]:

$$\epsilon_{géom}(F) = -2\epsilon_{rms} \ln(1 - F) \quad (2.15)$$

Dans le tableau ci-dessous nous présentons les valeurs du rapport $\epsilon_{géom}/\epsilon_{rms}$ pour différentes valeurs de la fraction F :

Fraction du volume F [%]	15	39	63	86	95	98
$\epsilon_{géom} / \epsilon_{rms}$	0.31	1	2	4	6	8

Tab.II. 1: Rapport de l'émittance géométrique à l'émittance rms pour différentes valeurs de la fraction des ions contenus dans le volume de l'espace de phase.

De ce tableau, nous déduisons que pour une fraction d'au moins 85 % des ions dans le volume d'espace de phase:

$$\epsilon_{géom} = 4\epsilon_{rms} \quad (2.16)$$

III. Dynamique des ions au sein du RFQ

Dans cette partie nous décrirons la méthode de confinement radiale des ions par le RFQ Cooler. Ce dernier est très utilisé dans les accélérateurs des particules pour la

focalisation [Woll87]. En partant d'un exemple à une dimension, nous montrerons le principe général de confinement des RFQ Cooler.

1. Principe de guidage des particules chargées

Considérons une particule chargée positivement soumise à l'action d'un potentiel parabolique. En absence de frottement, elle décrit un mouvement oscillatoire entre deux positions extrêmes. La particule est confinée dans ce potentiel. La projection temporelle de ce mouvement est sinusoïdale (figure II.6 droite). Ce champ parabolique peut être obtenu en positionnant deux électrodes de section hyperbolique en vis-à-vis et en les polarisant positivement, comme représenté sur la figure II.6. La force créée par ces deux électrodes sur la particule est dirigée vers le centre de la structure.

En raison des frottements, le mouvement s'amortit et la particule finit par occuper une position correspondant à une énergie potentielle minimum. Dans ce cas, la projection temporelle est sinusoïdalement amortie.

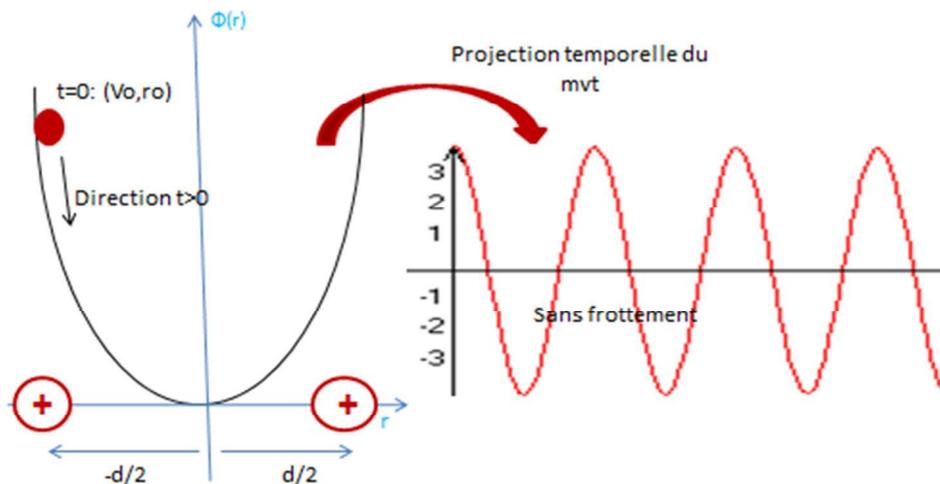


Fig.II. 6: Mouvement unidimensionnel d'une particule dans un potentiel parabolique (gauche), projection temporelle du mouvement sans frottement (droite).

Dans le cas où les deux électrodes sont polarisées négativement le potentiel a une forme convexe. La force créée est dirigée vers les électrodes, c'est une force répulsive. Et la particule est ramenée vers une position d'équilibre instable.

À deux dimensions, le guidage des ions est équivalent à les confiner radialement pendant leur propagation, c'est-à-dire que l'ensemble des particules doit rester dans un cylindre de rayon inférieur à celui de son état initial.

Considérons un quadripôle électrostatique constitué de quatre barres de section hyperbolique dont chaque doublet d'électrodes placées en vis-à-vis est de même polarisation. Le champ transverse créé par le doublet polarisé positivement est attractif (confinant) et celui créé par le doublet polarisé négativement est répulsif (déconfinant).

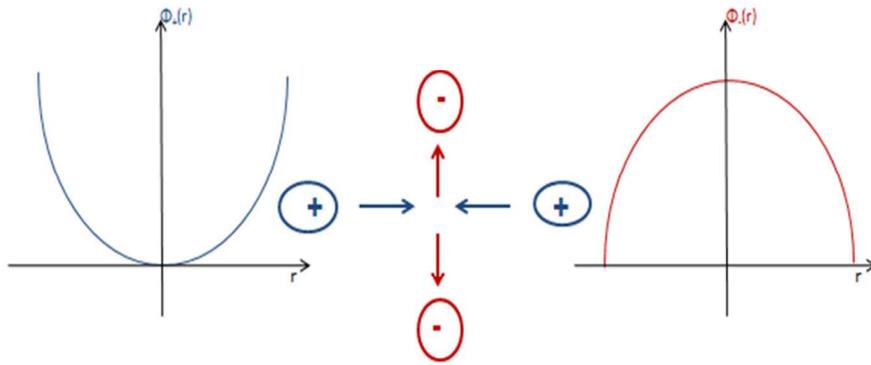


Fig.II. 7: Schéma des quatre barreaux de section hyperbolique vus de face et leurs polarisations: (au centre). Potentiel crée par le doublet polarisé négativement (à droite) et potentiel crée par le doublet polarisé positivement (à gauche).

Pour guider des ions longitudinalement, la polarisation doit être appliquée en alternance sur les électrodes : les potentiels des deux doublets d'électrodes changent de signe simultanément. Ceci peut être réalisé en appliquant sur les doublets des tensions sinusoïdales en opposition de phase. La structure obtenue est un quadripôle radiofréquence, un RFQ.

Il est possible d'utiliser un plus grand nombre de doublets d'électrodes. Les structures obtenues sont des multipôles électrostatiques (Fig. II.8): un quadripôle pour deux doublets, un sextupôle pour trois doublets, etc. Pour N doublets, le champ transverse s'écrit sous la forme suivante:

$$V(r, t) = V \left(\frac{r}{r_0} \right)^N \cos(N\theta) \cos(\omega t) \quad (2.17)$$

Avec :

- N : le nombre de doublets d'électrodes: N=2 quadripôle, N=3 sextupôle, N=8 octupôle, N=12 décapole.
- r_0 : la demi-distance séparant les électrodes d'un même doublet.
- V_0 : la valeur absolue de la tension appliquée sur les électrodes.

Ces multipôles se distinguent par leur capacité de piégeage, c'est-à-dire par l'amplitude de leurs forces de focalisation des ions. Les faisceaux d'ions à refroidir sont intenses donc il est indispensable d'utiliser la structure multipolaire qui a priori a la plus grande capacité de piégeage d'ions. Cette capacité de piégeage est due à l'importance des forces de focalisation. Ces forces sont plus fortes pour la structure quadripolaire [Cham09], d'où l'utilisation des RFQ.

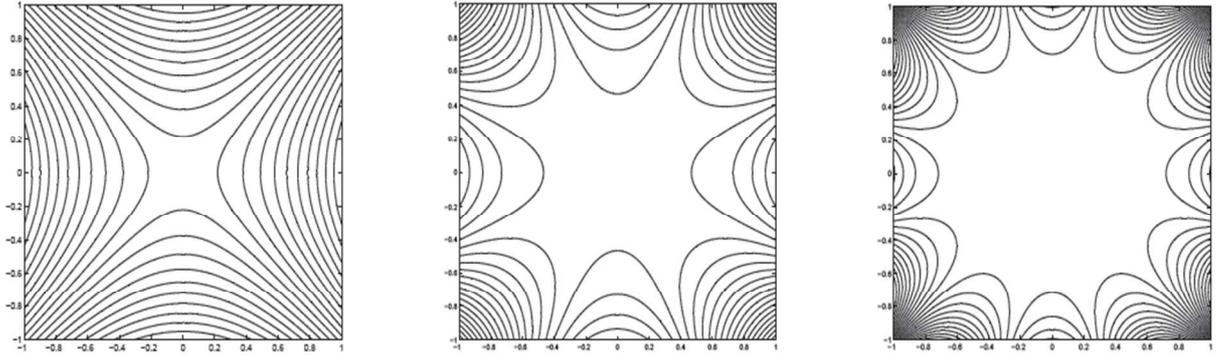


Fig.II. 8: Lignes équipotentielles créées par des multipôles électrostatiques: (a) quadripôle, (b) octupôle, (c) décupôle [Cham09].

2. Champ créé par le RFQ

a. Quadripôle électrostatique

Le RFQ est composé de quatre barreaux de section hyperboliques sur lesquels sont appliquées des tensions en opposition de phase (figure II.9). La forme du potentiel statique, à deux dimensions, générée par cette structure est donnée par la relation:

$$\phi(x, y) = \phi_0 \frac{\alpha x^2 + \beta y^2}{2r_0^2} \quad (2.18)$$

Où $\pm \phi_0/2$ est le potentiel appliqué sur les électrodes et r_0 le rayon interne du quadripôle.

La détermination du couple de constantes (α , β) est obtenue par résolution de l'équation de Poisson sans charge :

$$\Delta\phi(x, y) = (2\alpha + 2\beta) \frac{\phi_0}{2r_0^2} \quad (2.19)$$

En excluant la solution $\phi_0 = 0$, on aura $\alpha = -\beta$ et le potentiel ϕ s'écrit sous la forme suivante :

$$\phi(x, y) = \phi_0 \frac{x^2 - y^2}{2r_0^2} \quad (2.20)$$

Le potentiel statique créé par la structure quadripolaire est hyperbolique (équation 2.20). Il s'annule le long de l'axe de la structure et est indépendant de la coordonnée longitudinale.

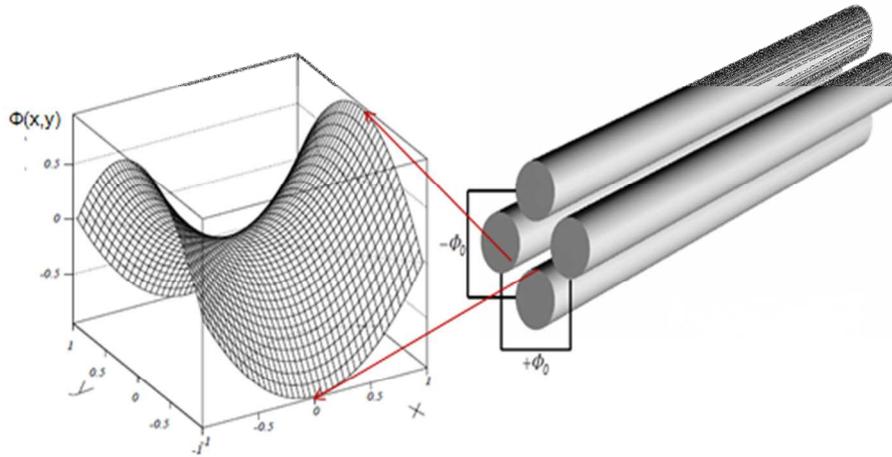


Fig.II. 9: Quadripôle électrostatique : polarisation des quatre barreaux (à droite) et potentiel transverse créée par cette structure (à gauche).

b. Potentiel modulé temporellement :

Comme il a été rappelé ci-dessus, la modulation temporelle permet d'obtenir un confinement radial de l'ensemble des ions. Le potentiel créé par la structure du RFQ est le suivant:

$$V(x, y) = U_{dc} + \phi_0 \cos(\omega_{rf}t) \frac{x^2 - y^2}{2r_0^2} \quad (2.21)$$

De l'équation 2.20 on déduit que le potentiel est hyperbolique et inversement proportionnel au carré du rayon interne.

Le champ varie linéairement en fonction de la position. L'effet de la force sur les particules, focalisation ou défocalisation, ne dépend que de la phase RF. A une phase constante donnée, le champ est focalisant radialement le long d'un plan longitudinal et défocalisant radialement le long du plan longitudinal qui lui est perpendiculaire. En conséquence, l'alternance de polarisation des barres du quadripôle permet de piéger les particules le long de l'axe de propagation et donc leur confinement radial. La dépendance de champ à l'inverse du rayon interne explique la puissance de confinement élevée à faible rayon interne.

Un potentiel purement hyperbolique exige l'utilisation d'électrodes de section hyperbolique. Mécaniquement il est difficile de fabriquer de telles électrodes. L'utilisation d'électrodes de section cylindrique et sous condition peut conduire à la création de potentiels approximativement hyperboliques [Day54] [Den71]. La condition est :

$$r = 1.148r_0 \quad (2.22)$$

Où : r est le rayon des électrodes de section cylindrique et r_0 le rayon interne du RFQ.

3. Dynamique des ions au sein du RFQ : équation de Mathieu

L'équation du mouvement d'un ion de masse m et de charge $Q > 0$ dans le champ électrique créé par un RFQ est :

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{Q}{m} \vec{E} \quad (2.23)$$

La projection de l'équation (2.23) sur les deux axes transversaux x et y s'écrit sous la forme :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2 \frac{Q}{mr_0^2} (U_{dc} + V_{rf} \cos(\omega_{rf}t))x = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} - 2 \frac{Q}{mr_0^2} (U_{dc} + V_{rf} \cos(\omega_{rf}t))y = 0 \quad (2.25)$$

En utilisant des paramètres sans dimensions, a, q et τ :

$$a_x = a_y = a = \frac{8QU_{dc}}{mr_0^2\omega_{rf}^2} \quad (2.26)$$

$$q_x = q_y = q = \frac{8QV_{rf}}{mr_0^2\omega_{rf}^2} \quad (2.27)$$

$$\tau = \frac{\omega_{rf}}{2} \quad (2.28)$$

Ces deux équations (2.24 et 2.25) s'écrivent :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + (a + 2q\cos(2\tau))x = 0 \quad (2.29)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} - (a + 2q\cos(2\tau))y = 0 \quad (2.30)$$

Ces deux équations se généralisent en :

$$\frac{d^2u}{dt^2} \pm \frac{2Q}{mr_0^2} (U_{dc} + V_{rf} \cos(\omega_{rf}t))u = 0 ; \text{ avec } u = x \text{ ou } y \quad (2.31)$$

Les deux paramètres a et q sont les paramètres de Mathieu et les deux équations (2.24) et (2.25) dites équations de Mathieu [Daw76] [McI51] [Camp55].

A l'aide du théorème de Floquet on montre que les solutions de l'équation de Mathieu ont la forme :

$$u(\tau) = \alpha' e^{-i\mu\tau} P(\tau) + \alpha'' e^{i\mu\tau} P(\tau) \quad (2.32)$$

$$P(\pm\tau) = \sum_k C_{2k} e^{-ik\tau} \quad (2.33)$$

Où $u=x$ ou y , $P(\pm\tau)$ est une fonction périodique de τ et les constantes α' et α'' dépendent des conditions initiales de piégeage.

Par contre les paramètres C_{2k} et μ ne dépendent que des paramètres de Mathieu. Il en résulte que la dynamique des ions au sein du RFQ (fréquence d'oscillation) ne dépend pas des conditions initiales et que les mouvements d'ions piégés de même masse et de même charge sont identiques. La dynamique d'un tel faisceau d'ions de même masse et de même charge dans un RFQ se caractérise par des fréquences d'oscillations bien définies.

Les solutions des équations de Mathieu peuvent être stables ou instables. Pratiquement le confinement radial des ions correspond aux solutions stables de ces équations. Théoriquement, ceci impose un paramètre μ purement réel. Les valeurs de μ qui définissent les solutions stables forment une série périodique et stable. La dépendance de ces solutions aux couples (a, q) définissent les régions stables. La résolution numérique de ces équations est

illustrée par les diagrammes de la figure (II.10) [Muk04]. La région de stabilité la plus utilisée pour les guides d'ions, appelée première région de stabilité, est limitée par des valeurs du paramètre de Mathieu $q < 0.908$ et de faibles valeurs de a (fig.II.10-b). Les deux paramètres de Mathieu dépendent des paramètres: Q/m , U_{dc} , V_{rf} , ω_{rf} , r_0 . Ils ne dépendent pas des conditions initiales des ions. La dépendance en Q/m explique pourquoi les RFQ sont très souvent utilisés comme des spectromètres de masses et des pièges linéaires d'ions [Edm03][Yost78]. Dans cette thèse nous nous intéresserons à la première région de stabilité. Le paramètre q prendra des valeurs comprises entre $[0, 0.908]$ et le paramètre $a=0$. Le cas où $a \neq 0$ est utilisé pour les spectromètres de masses.

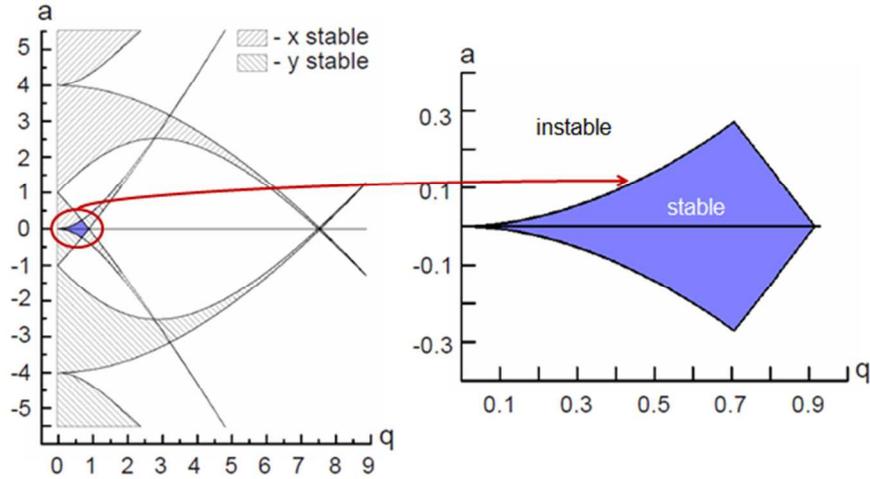


Fig.II. 10: Diagramme de stabilité des solutions des équations de Mathieu : (a) régions de stabilité dans les directions x et y, (b) première région de stabilité pour les guides d'ions.

La solution stable s'écrit sous la forme :

$$u(\tau) = \sum_k C_{2k} \cos((2k + \mu)\tau + \varphi) \quad (2.34)$$

Cette solution est une superposition des fonctions sinusoïdales de modes :

$$\omega_k = (2k + \mu) \frac{\omega}{2}; k=0, 1, 2, \dots \quad (2.35)$$

4. Approximation du mouvement au sein du RFQ

a. Les harmoniques principales du mouvement

Pour les RFQ Cooler les paramètres de Mathieu sont égaux à : $a=0$ et $0 < q < 0.91$. Dans ces conditions, les ordres supérieurs ($n > 1$) des modes de propagation tendent rapidement vers zéro. Il est légitime de les négliger [Rod03]. Dans le cadre de cette approximation, la solution deviendra :

$$u(t) = u_0 \cos(\omega_0 t) \left(1 + \frac{q}{2} \cos(\omega_{rf} t) \right) \quad (2.36)$$

Où ω_0 est le mode fondamental, correspondant à $k=0$. De l'équation 2.20 nous déduisons que les mouvements des ions au sein du RFQ peuvent être considérés comme une superposition de deux modes: un mode à faible fréquence qui dérive de la tension RF (le macromouvement avec $\omega = \omega_{rf}$) et un mode à fréquence plus élevée (le micromouvement). L'amplitude du

micromouvement est très faible par rapport à celui du macromouvement (figure II.11). Dans ces conditions et pour $a=0$ l'équation 2.30 s'écrit sous la forme :

$$\frac{d^2u}{dt^2} \pm \left(\frac{2QV_{rf}}{mr_0^2} \cos(\omega_{rf}t) \right) u = 0 \quad (2.37)$$

L'amplitude du mouvement des ions peut être approximée par:

$$u = u_{\text{micro}} + u_{\text{macro}} \quad (2.38)$$

Pour $u_{\text{micro}} \ll u_{\text{macro}}$ et $\frac{\partial^2 u_{\text{macro}}}{\partial t^2} \ll \frac{\partial^2 u_{\text{micro}}}{\partial t^2}$ nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial^2 u_{\text{micro}}}{\partial t^2} - \left[\frac{2QV_{rf}}{mr_0^2} \cos(\omega t) \right] u_{\text{macro}} = 0 \quad (2.39)$$

Alors :

$$u_{\text{micro}} = -\frac{qu_{\text{macro}}}{2} \cos(\omega_{rf}t) \quad (2.40)$$

L'amplitude du mouvement est donc :

$$u(t) = u_{\text{macro}} \left(1 - \frac{q}{2} \cos(\omega_{rf}t) \right) \quad (2.41)$$

$$\omega_0 = \frac{q\omega_{rf}}{2\sqrt{2}} \quad (2.42)$$

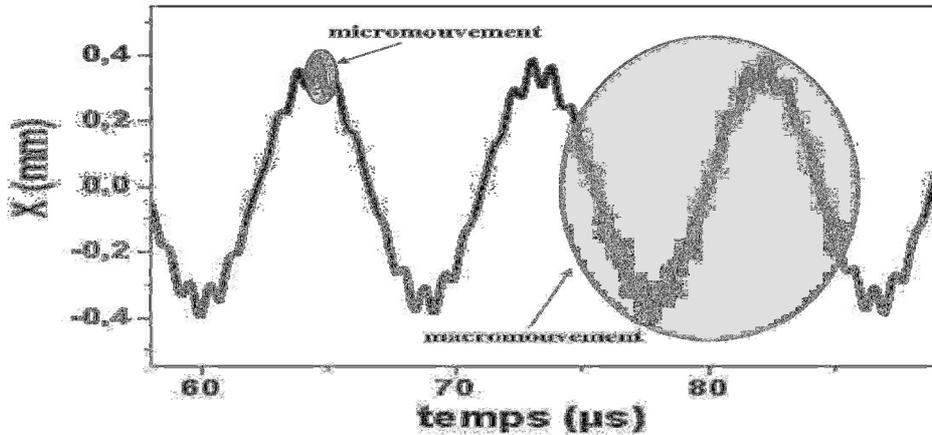


Fig.II. 11: Décomposition du mouvement des ions au sein du RFQ dans l'approximation $a \approx 0$ et $0 < q < 0.91$.

b. Approximation du pseudo-potentiel

Le confinement radial des ions est dû à l'inhomogénéité radiale du champ du RFQ (équation 2.19). Ce potentiel s'annule au centre de la structure et augmente en s'approchant de la surface des électrodes. Cette inhomogénéité engendre une force moyenne qui se dirige vers le centre de la structure.

En utilisant l'approximation $a \approx 0$ et $0 < q < 0.4$ [Henr01], l'équation 2.39 devient :

$$\frac{d^2u}{dt^2} = -\frac{q^2}{2} \frac{Q^2 V_{rf}^2}{2m^2 \omega^2 r_0^4} u \quad (2.43)$$

Par analogie avec la mécanique quantique, cette équation peut se simplifier à l'équation d'un ion de charge $n \cdot e$ dans un potentiel moyen $D_u = \frac{qV_{rf}}{4r_0^2} u^2$:

$$m \frac{d^2u}{dt^2} = -ne \frac{dD_u}{du} \quad (2.44)$$

On déduit :

$$D_{\max} = \frac{qV_{rf}}{4} \quad (2.45)$$

L'application du potentiel sinusoïdal conduit à un puits de pseudo-potential parabolique dont la profondeur est proportionnelle à l'amplitude de la tension RF et à q , soit à l'inverse de la fréquence. Pour une tension RF et une fréquence donnée, la capacité de piégeage décroît avec la masse des ions. À titre d'exemple :

Masses (u.m.a)	q	F(MHz)	V _{rf} (kV)	D (eV)
133	0.5	0.5	0.0851	10.63
		5	8.51	1063
87	0.5	0.5	0.0557	6.96
		5	5.57	696
23	0.5	0.5	0.0174	2.175
		5	1.74	217.5

Tab.II. 2: Valeurs de la profondeur du puits de pseudo-potential pour différentes masses (¹³³Cs, ⁸⁷Rb, ²³Na) à basse et haute fréquence.

La profondeur de puits de potentiel calculé D résulte du champ moyen ressenti par l'ion au cours d'une période d'oscillation du champ. A très basse fréquence, 0.5 MHz, le puits de potentiel est en dessous de 10 eV. Dans les tests expérimentaux, nous allons appliquer les fréquences élevées, quelques MHz. Avec ces fréquences élevées, les profondeurs D , de quelques centaines d'eV, sont nécessaires pour refroidir des faisceaux très intenses.

IV. Principe de refroidissement des ions radioactifs

1. Définition

Dans les pièges, refroidir un faisceau d'ions revient à diminuer la dispersion de la distribution de vitesse de l'ensemble des ions. A titre d'exemple, la figure II.12 représente la simulation d'un faisceau d'ions de ¹³³Cs⁺, d'une intensité de 1 μA, sous une pression de 2.5 Pa dans la chambre du RFQ, d'énergie moyenne 60 keV et d'émittance 80 π. mm. mrad. Avant le refroidissement l'ensemble des ions a une vitesse moyenne de 19 mm/μs et une dispersion en vitesse longitudinale de 15.13 mm/μs. Le refroidissement apporte une réduction de la dispersion en vitesse longitudinale à 0.49 mm/μs, de la vitesse moyenne des ions à 1.25 mm/μs et de l'émittance à 0.705 π. mm. mrad.

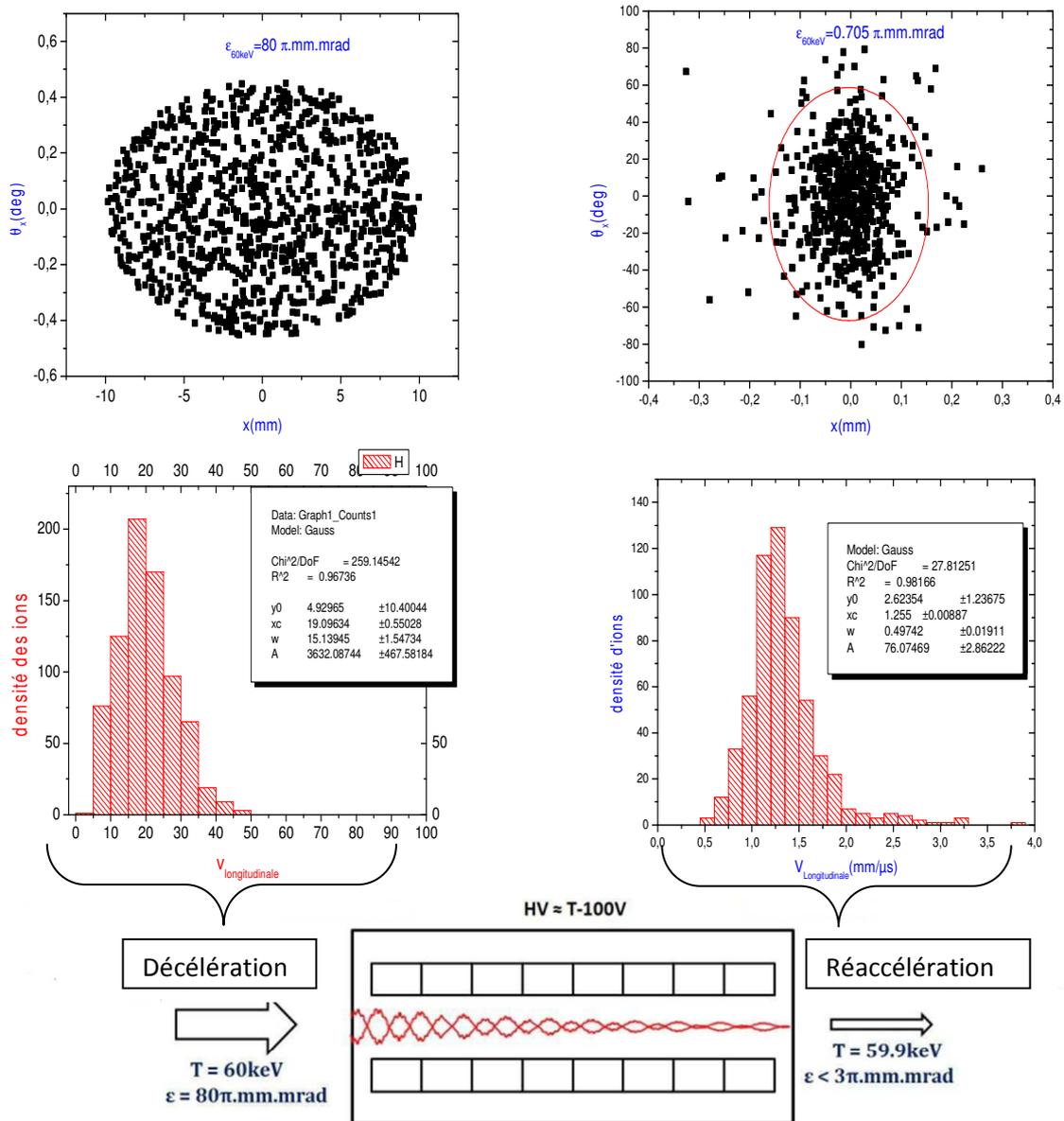


Fig.II. 12: Effet du refroidissement sur la dispersion de la vitesse des ions: Histogrammes de la distribution de la vitesse longitudinale et de l'émittance avant le refroidissement (en haut à gauche), Histogramme de la distribution de la vitesse longitudinale et de l'émittance après le refroidissement (en haut à droite).

La réduction de la dispersion de la vitesse longitudinale est équivalente à la réduction de la dispersion longitudinale en énergie. Ainsi, le refroidissement permet de réduire l'émittance et la dispersion longitudinale de l'énergie.

2. Mécanismes de refroidissement des ions radioactifs par un gaz tampon

Pour réduire la taille transversale d'un ensemble de particules chargées, le milieu dans lequel se propagent ces dernières doit être dissipatif. En physique nucléaire et depuis longtemps, les interactions entre les ions et les atomes d'un gaz léger, inerte et neutre, sont très utilisées pour réduire l'énergie de ces ions. Le refroidissement des ions a été mis en application depuis 1965 par la collision des ions de mercure (Hg) avec du gaz d'hélium. La théorie de ce type de refroidissement a été proposée par Dehmelt et Dawson en 1967 [Daw76][Deh67]. En 1992 Douglas et French ont appliqué cette méthode à un quadripôle

radiofréquence en ajoutant un gaz léger dans l'enceinte du RFQ. A la sortie du RFQ ils ont observé une augmentation de la transmission du faisceau [Dou92]. Ce résultat s'explique par la réduction de la taille transversale du faisceau d'ions suite aux collisions successives des ions avec les atomes du gaz. Elle est confirmée plus tard, en 1997, par les travaux de Kim [Kim97].

Cette technique est appelée refroidisseur radiofréquence à gaz tampon. Elle a plusieurs avantages par rapport aux autres techniques (refroidissement stochastique, refroidissement par électron, refroidissement résistif,...) :

- L'augmentation de la pression permet d'atteindre des temps de refroidissement assez courts, quelques centaines de μ s, ce qui autorise la manipulation d'isotopes de durée de vie très courte.
- La technique est universelle : elle n'impose aucune sélectivité de masse.

Le principe fondamental de cette méthode de refroidissement est l'échange d'énergie cinétique entre les ions et les atomes du gaz par collisions successives :

$$T' = T \frac{(m_{\text{ion}}^2 + m_{\text{gaz}}^2 + m_{\text{ion}} m_{\text{gaz}} \cos(\theta_{\text{cm}}))}{(m_{\text{ion}} + m_{\text{gaz}})^2} \quad (2.46)$$

Avec :

T : l'énergie cinétique de l'ion avant la collision

T' : l'énergie cinétique de l'ion après la collision

m_{ion} , m_{gaz} : les masses des ions et des atomes du gaz tampon.

La succession de ces collisions produit donc une réduction de l'énergie cinétique ($T' < T$) entraînant une diminution de l'amplitude des macromouvements. Ces collisions sont élastiques et leur efficacité exige des ions d'énergie inférieure à 200 eV. La section efficace chute au-delà de cette énergie.

Dans ce manuscrit nous allons préciser cette technique. Le gaz tampon est l'hélium. Les effets de la pression dans l'enceinte du RFQ sur le refroidissement et la diffusion du gaz seront étudiés expérimentalement dans les prochains chapitres.

D'où provient le refroidissement ?

Le refroidissement est lié à la réduction de la température. En raison des collisions élastiques, l'énergie cinétique moyenne des ions décroît. Cette énergie moyenne est associée aux composantes des micros et macromouvements. La composante du macromouvement est liée à la température [Gian02]. En absence de micromouvements, les ions atteignent l'énergie cinétique moyenne des atomes du gaz tampon. Il s'établit ainsi un équilibre en température.

3. Modélisation des interactions ions-atomes du gaz tampon

Les collisions multiples et successives ions-atomes sont aléatoires. Pour les étudier, deux approches sont disponibles. Chaque approche a des domaines de validités et d'exclusion. Dans ce paragraphe nous présenterons, brièvement, ces modèles. Des études détaillées seront données au quatrième chapitre.

a. Approche microscopique :

Cette approche ne pouvant être décrite à l'aide d'une théorie microscopique, les collisions ions atomes sont simulées individuellement par la méthode de Monte Carlo. Ces simulations

permettent de déterminer les vecteurs vitesses et positions de chaque ion. Plusieurs modèles de la physique des interactions sont à notre disposition. A titre d'exemple nous en citons quatre. Le premier modèle est le modèle de la sphère dure [Ved83].

Le deuxième modèle diffère du premier dans la mesure où la variation de la section efficace d'interaction en fonction de la vitesse des ions est prise en compte [Jul95]. Dans le troisième modèle, l'utilisation des données de la mobilité, permet de calculer la fréquence de collisions [Kim97]. Pour le dernier modèle on se sert du potentiel réaliste d'interactions ions-atomes:

$$V(r) = \frac{C_n}{r^n} - \frac{C_6}{r^6} - \frac{C_4}{r^4} \quad (2.47)$$

Ce potentiel dépend de la structure atomique de l'ion et de la polarisabilité de l'atome [Ell78].

Aux énergies mises en jeu, quelques eV, seules les collisions élastiques sont prises en compte. A chaque collision, la connaissance de la section efficace permet de calculer les nouvelles coordonnées de l'ion (position et vitesse). Le calcul de ces sections efficaces exige la connaissance de l'angle de diffusion minimum qui est calculable par le potentiel d'interaction (voir chapitre 4).

Les mobilités calculées par le potentiel réaliste sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. L'écart entre les valeurs calculées par le dernier modèle et les trois autres modèles est seulement de quelques pourcents [Bach04].

b. Modèle macroscopique :

Le faisceau est constitué d'un grand nombre d'ions dont le traitement individuel n'est pas envisageable. Les ions sont assimilés et modélisés par un fluide soumis à l'action d'un champ résistif [Huan63]. Par conséquent, les ions sont soumis à une force de frottement visqueuse \vec{F}_{vis} :

$$\vec{F}_{vis} = e \frac{\vec{v}_d}{K(p,T)} \quad (2.48)$$

Avec :

\vec{v}_d : la vitesse de dérive des ions

$K(P,T)$: la mobilité des ions

Le calcul des mobilités K à une pression et une température données se fait par le biais de l'équation :

$$K(p, T) = K_0 \frac{p_{atm} T}{273.15 p} \quad (2.49)$$

dans la quelle:

p_{atm} : la pression atmosphérique

K_0 : la mobilité réduite de l'ion.

Les équations de Mathieu (équations 2.30 et 2.31) doivent contenir ce terme dissipatif et se réécrivent alors comme suit:

$$\frac{d^2 u}{dt^2} \pm \frac{2Q}{m r_0^2} V_{rf} \cos(\omega_{rf} t) u + \frac{e}{m K_u} \frac{du}{dt} = 0 ; u = x \text{ ou } y \quad (2.50)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{e}{m K_z} \frac{dz}{dt} = 0 \quad (2.51)$$

Pour des énergies cinétiques inférieures à 1 eV, la mobilité est faiblement dépendant de la vitesse des ions et elle possède des valeurs grandes. L'effet de la viscosité est dominant et l'amplitude de l'ion ne peut que s'amortir. L'effet du gaz est d'introduire un terme d'amortissement qui réduit exponentiellement l'amplitude du mouvement. Alors :

$$v(t + dt) = v(t)e^{-\frac{et}{mK}} \quad (2.52)$$

Cette décroissance de la vitesse des ions, c'est-à-dire de l'énergie cinétique, explique leur refroidissement.

Au-delà de cette énergie de 1 eV, une paramétrisation de la mobilité en fonction de la vitesse des ions, de la densité des atomes et de la section efficace d'interaction doit être introduite. Cette paramétrisation peut être déterminée en utilisant le modèle de la sphère dure cité dans l'approche microscopique [Lunn99]:

$$K_{\text{élastique}} = \frac{2e}{m_{\text{ion}}} \frac{(m_{\text{ion}} + m_{\text{gaz}})^2}{m_{\text{ion}} m_{\text{gaz}}} \frac{1}{n\sigma v} \quad (2.53)$$

Pour des énergies de quelques dizaines d'eV la mobilité peut être décrite par la formule :

$$K_{\text{paramétrisé}} = \frac{1}{c_1 + c_2 v + c_3 v^2} \quad (2.54)$$

où les trois constantes C1, C2 et C3 sont des paramètres d'ajustement.

L'utilisation de cette approche est assez simple car la connaissance de la mobilité des ions K est suffisante pour résoudre l'équation de Mathieu. Les valeurs de la mobilité K (P, T) dans le gaz sont tabulées [Ell76][Ell78][Ell84]. La trajectoire des ions est celle d'ions piégés dans un potentiel quadripolaire avec une amplitude amortie.

c. Comparaison approches microscopique-macroscopique :

Les inconvénients de l'approche macroscopique sont [Hen01] :

- la vitesse limite des ions est nulle et les ions s'arrêtent dans le RFQ (Fig.II.13).
- La perte des ions par échange de charge n'est pas prise en compte.
- Le chauffage RF n'est pas introduit.
- La résolution de l'équation de Mathieu, conduit à des trajectoires identiques pour tous les ions, leurs vitesses diminuent exponentiellement (équation 2.50). Ceci s'explique par la non prise en compte du phénomène de diffusion.

En revanche, l'approche microscopique incorpore tous ces effets. Sur la figure II.13, la dérivée des trajectoires des ions montre que leurs vitesses limites ne sont pas nulles. Ceci s'explique par la prise en compte du mouvement réel des atomes de gaz engendré par l'agitation thermique. Aussi, on remarque que la diminution globale de l'amplitude des ions n'est pas continue comme dans le cas macroscopique. Des augmentations instantanées de l'amplitude s'expliquent par le chauffage RF (cf. paragraphe 5).

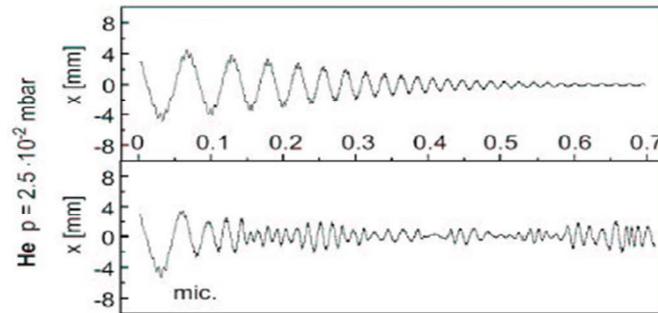


Fig.II. 13: Simulations des trajectoires des ions de K en fonction de leur position axiale dans un gaz tampon d'hélium à une pression de 2,5 Pa: Approche macroscopique(en haut), approche microscopique (en Bas) [Hen01].

4. Guidage des ions : segmentation du quadripôle

Les ions en cours de refroidissement perdent leur énergie cinétique et s'arrêteraient au sein du RFQ Cooler. À fin de les ramener à la limite du RFQ Cooler nous devons ajouter un champ longitudinal de guidage. Ce dernier peut être obtenu en segmentant les quatre barres constituant le RFQ et en appliquant des tensions continues sur les segments.

La réaccélération des ions refroidis dans le RFQ diminue le temps de vol de ces ions et par la suite la diminution de nombre de collisions avec le gaz et de leur effet sur l'ion. En conséquence la diminution de refroidissement.

Dans le cas contraire, absence de champ de guidage, les ions peuvent finir leurs vies au sein du RFQ et donc un temps de vol supérieur à leur temps de désintégration.

Pour éviter ce phénomène nous devons choisir de façon adéquate le potentiel DC. Le choix de la tension DC est nécessaire pour éviter la désintégration des ions radioactifs.

Généralement, pour les RFQ Cooler, nous utilisons des tensions DC de quelques dizaines de volts [Kim97][Pod02].

5. Processus de perte des ions refroidis

La perte des ions pendant le refroidissement est inévitable mais sa limitation en est possible. Nous présentons les facteurs les plus importants à l'exception de l'effet de charge d'espace qui sera abordé en détail dans la section 5 de ce chapitre. Ces principaux facteurs sont :

a. Interaction ions-atomes neutres :

Pour obtenir un refroidissement idéal, nous devons avoir des collisions ions-atomes purement élastiques. Trois cas peuvent se présenter [Deh68] :

$m_{ion} \ll m_{gaz}$: les collisions élastiques induisent une diminution importante de l'énergie cinétique de l'ensemble des ions.

$m_{ion} \approx m_{gaz}$: une légère variation de l'énergie cinétique est constatée.

$m_{ion} \gg m_{gaz}$: une nette décroissance de l'énergie cinétique est observée.

Typiquement, la masse des ions est, au moins, dix fois plus grande que celle des atomes du gaz.

Généralement, le degré de pureté du gaz dans sa bouteille n'est pas 100%. Une légère quantité d'eau peut être présente dans le gaz et elle devient une source de la dégradation de refroidissement.

b. Collisions inélastiques : échange de charge

Les collisions ions-atomes inélastiques, en particulier l'échange de charge, sont des sources de perte des ions [Schla]. Ce phénomène consiste en un déplacement de charge de l'ion vers l'atome du gaz lors de la collision :



Ce phénomène dépend, à la fois, du potentiel d'ionisation de l'ion, qui doit être supérieur à celui du gaz, et de l'état quantique de l'électron. Pour l'éviter, le gaz doit avoir un potentiel de première ionisation supérieure à l'énergie incidente de l'ion. Le gaz d'hélium est la meilleure solution pour éviter ces réactions : valeur du potentiel d'ionisation est d'environ 25 eV. Dans le cas du SHIRaC l'hélium a été choisi comme gaz tampon.

En plus des réactions d'échanges de charge, des réactions de formation de molécules peuvent se développer. Elles sont dues aux réactions chimiques entre les ions et les atomes du gaz tampon ou les molécules du gaz résiduel. Pour cela des mesures de pureté des ions refroidis devront être effectuées pendant les tests expérimentaux.

c. Chauffage RF

Rappelons que le mouvement radial des ions peut être décomposé en deux mouvements : un macromouvement qui s'amortit pendant le refroidissement et détermine la température des ions à l'équilibre thermique et un micromouvement entretenu par le potentiel RF et peu influencé par le refroidissement.

Dans les premiers modèles de refroidissement [Deh68], les atomes du gaz et les ions refroidis ont la même température nulle à l'équilibre thermodynamique. Dans le cas réel, la température du gaz tampon est celle de la chambre qu'il occupe et elle est différente de zéro. Pour un confinement réel, à l'équilibre thermodynamique, la température des ions tend à s'approcher de celle des atomes du gaz tampon. L'écart en température provient du fait que les micromouvements RF, mouvements incohérentes et indépendants des collisions ions-gaz, contribuent à augmenter l'énergie cinétique des ions [Kim97] [Lun92], ce phénomène est appelé chauffage RF.

Autrement dit, après une collision, l'ion peut suivre l'un des deux chemins présentés dans la figure II.14 : S'il subit seulement un amortissement de son macromouvement alors il se refroidit et il suit le chemin 2. Il peut aussi gagner une certaine quantité d'énergie provenant d'un transfert d'énergie de son micromouvement incohérente vers le macromouvement et par la suite il sera déporté du centre de piège vers des zones où il n'y a pas de piégeage.

L'apparition de ce phénomène dépend de la fréquence du micromouvement. Pour réduire cet effet nous devons travailler à de faibles valeurs de la fréquence du micromouvement soit à de faibles valeurs de q ($q < 0.5$). Nous pouvons également réduire ce phénomène en utilisant soit de grandes valeurs de rayon interne, soit des ions de masse lourds.

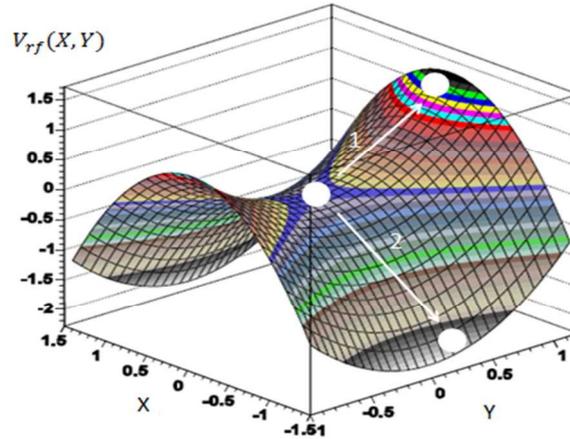


Fig.II. 14: Processus de chauffage RF dans la carte de potentiel à deux dimensions créé par le RFQ: Positions de l'ion après la collision avec un atome du gaz (2) et après collision suivie d'une interaction avec la phase RF (1).

d. Distorsion RF : puits de potentiel et chauffage RF

L'acceptance du RFQ est limitée par le phénomène de la distorsion RF. Elle dépend de la phase de la tension RF à l'injection. Cette dernière est une cause de la perte d'ions à l'injection. Le mouvement d'ions dans le RFQ n'est plus un simple harmonique mais il est composé d'au moins de deux harmoniques, les micromouvements et les macromouvements. Nous notons que ces mouvements n'affectent pas la température car ils sont des mouvements cohérents. Cependant, l'élongation résultante pourrait ramener des ions en dehors de puits de potentiel de confinement. A fin de réduire cet effet nous devons nous servir des tensions RF faibles. Mais ceci provoque une diminution de la puissance de confinement, ou la profondeur de puits de potentiel D. par conséquent, nous devons minimiser q et maximiser D.

V. Effet de la charge d'espace

L'effet de la charge d'espace est dû aux interactions coulombiennes entre les ions. Les faisceaux de faibles intensités, quelques dizaines de nA, sont peu influencés par cet effet. C'est pour cette raison que les RFQ existants sont capables de manipuler de tels faisceaux. Avec SPIRAL 2, les faisceaux seront beaucoup plus intenses. L'installation DESIR va se servir des faisceaux de quelques dizaines de keV à des intensités de l'ordre de 1 μA, soit 6.25 10¹²pps. A cette échelle d'intensité l'effet des répulsions coulombiennes devient très important. Après une introduction théorique de ce phénomène nous allons étudier son influence sur la qualité du faisceau d'ions refroidis.

1. Définition :

Les interactions coulombiennes entre les ions sont des répulsions électrostatiques. Dans un ensemble de N ions, chaque ion est soumis à la force:

$$\vec{F}_i = \sum_j^{N-1} \frac{q_i q_j}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{\|\vec{r}_i - \vec{r}_j\|^3} \tag{2.59}$$

- q_i : La charge de l'ion N°i
- r_i : Le vecteur position de l'ion i.

Pour un ensemble d'ions il est difficile de calculer les répulsions individuelles i-j (problème à N corps). Ainsi, il est possible d'utiliser le théorème de Gauss qui permet d'avoir

une approche de champ subit par l'ensemble d'ions. Avec ce théorème on néglige les répulsions longitudinales, seules les répulsions transversales sont prises en compte. Le faisceau d'ions, d'intensité I , est modélisé par un cylindre de rayon r_{source} . Le champ électrique subit par l'ensemble dépend de la position transversale r et de la vitesse longitudinale:

$$\bullet \quad r < r_{source} : \vec{E}_{sc} = \frac{I r}{2\pi\epsilon_0 v r_{source}^2} \vec{u}_r \quad (2.60)$$

$$\bullet \quad r > r_{source} : \vec{E}_{sc} = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 v r} \vec{u}_r \quad (2.61)$$

2. Limite de l'effet de la charge d'espace

Le confinement des ions est réalisé à l'aide du champ radial RF. Son action diminue en présence de l'effet de la charge d'espace. La réduction de cet effet exige l'augmentation du champ de confinement RF. La compétition entre ces deux effets modifie le volume de confinement.

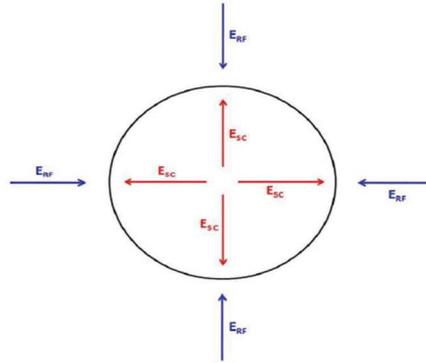


Fig.II. 15: Compétition radiale entre le champ RF et le champ généré par la charge d'espace.

Ce phénomène est traité par le modèle de Dehmelt: dans l'approximation adiabatique [Ger92] les mouvements transversaux des ions dans un piège quadripolaire sont décrits par un potentiel effectif $\phi_{eff}(r)$ [Tel74] :

$$\phi_{eff}(r) = \frac{eV_{rf}^2}{m\omega^2 r_0^2} \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \quad (2.62)$$

Avec :

e : la charge élémentaire.

V_{rf} : la tension RF

m : la masse de l'ion en u.m.a

ω : la fréquence de la tension RF.

r_0 : le rayon de charge.

r : la position radiale de l'ion.

En général, la densité des ions est [Cham09] [Siem94]:

$$n(r) = n_0 e^{-\frac{e}{k_B T}(\phi_{eff}(r) + V_{sc}(r))} \quad (2.63)$$

Avec :

k_B : la constante de Boltzmann.

T : température de l'ensemble d'ions.

V_{sc} : le potentiel crée par la charge d'espace.

n_0 : la densité maximale d'ions.

Cette équation est non linéaire car le terme de la charge d'espace est lié à la densité locale des ions par l'équation de Poisson :

$$\Delta V_{sc} = -\frac{en(r)}{\epsilon_0} \quad (2.64)$$

On parle de saturation lorsque le confinement assuré par la tension RF compense le déconfinement créé par la charge d'espace [Deh67]. En négligeant la contribution thermique au potentiel, le terme $enK_B T$, on a :

$$\Delta V_{sc} + \Delta \phi_{eff} = 0 \quad (2.65)$$

La densité maximale des ions à refroidir est :

$$n_{max} = \frac{\epsilon_0}{e} \nabla^2 \phi_{eff}(r) = \frac{4\epsilon_0 V_{rf}^2}{m\omega^2 r_0^4} = \frac{mf_{rf}^2 q^2 \pi^2 \epsilon_0}{e^2} \quad (2.66)$$

Avec :

f_{rf} : la fréquence du macromouvement.

q : paramètre de Mathieu.

On en déduit l'intensité maximale du faisceau à refroidir par le RFQ:

$$I_{max} = en_{max}vS \quad (2.67)$$

Avec :

e: La charge élémentaire.

v: La vitesse de l'ensemble d'ions.

S: La surface de la taille transversale des ions.

La technologie actuelle permet d'obtenir des tensions RF de quelques centaines de volts à 1 MHz. Pour confiner des faisceaux d'ions intenses de 1 μ A, nous devons utiliser des tensions RF supérieures à 5 kV à des fréquences dépassant 4 MHz. Calculons alors l'intensité maximale des ions qu'on peut refroidir dans SHIRaC :

$$\left. \begin{array}{l} a=0.7 \text{ mm} \\ S = \pi a^2 = 1.54 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \\ KE=1 \text{ eV} \end{array} \right\} I_{max}=1.13 \mu\text{A}$$

3. Effet de la charge d'espace sur l'équation de Mathieu

En tenant compte de l'effet de la charge d'espace l'équation 2-50 du mouvement des ions s'écrit:

$$\frac{d^2u}{dt^2} \pm \frac{2Q}{mr_0^2} V_{rf} \cos(\omega_{rf}t) u + \frac{e}{mK_u} \frac{du}{dt} + \frac{e}{m} \nabla V_{sc} = 0 \quad ; u = x \text{ ou } y \quad (2.68)$$

Effet sur la région de stabilité :

L'effet de la charge d'espace provoque une distorsion de la première région de stabilité. Pour transmettre des ions à travers le RFQ, Belov et ses collaborateurs ont montré que, pour des valeurs m/z faibles, la valeur maximum du paramètre de Mathieu q était 0,68 au lieu de 0,907 [Doug05]. Donc, la présence de la charge d'espace déstabilise une grande gamme des ions dont leurs valeurs m/z sont élevées.

Effet sur les mouvements transversaux :

La contribution du terme de la charge d'espace aux équations du mouvement engendre un décalage en fréquence de leurs mouvements transversaux [Ved84][Schw02][Sevu04]. Quand on augmente l'intensité de 1 pA à 1 μ A, un décalage de quelques centaines de kHz est observé [Duv06].

4. Effet de la charge d'espace sur le refroidissement

A l'équilibre thermique, la densité des ions est décrite par l'équation 2.63. Lors du refroidissement, le terme en énergie $K_B T$ tend vers celui du gaz ($K_B T_{\text{gaz}}$). Alors, le dénominateur de cette équation devra converger vers une valeur nulle.

Sans charge d'espace :

$$\frac{m\omega_0^2 r_0^2}{2} = K_B T_{\text{ion}} \quad (2.69)$$

Généralement, la température du gaz tampon est 300 K alors le terme $K_B T_{\text{ion}}$ vaut 25meV.

En présence de la charge d'espace :

$$\frac{m\omega_0^2 r_0^2}{2} = K_B T_{\text{ion}} + \frac{Ie}{8\pi\epsilon_0 v} \quad (2.70)$$

$$K_B T_{\text{eq}} = K_B T_{\text{ion}} + \frac{Ie}{8\pi\epsilon_0 v} \quad (2.71)$$

Effet de la charge d'espace à l'équilibre thermique :

Considérons un faisceau d'ions de Cs+, d'énergie moyenne de 1 eV, piégé au sein du SHIRaC. La contribution du terme de la charge d'espace est 3.7 meV et 3.7 eV pour des intensités respectives de 1 nA et 1 μ A.

De l'équation 2.71 nous déduisons que la température équivalente des ions à l'équilibre thermique varie linéairement en fonction de l'intensité des faisceaux [Kim97]. Chaque nA apporte une contribution de 3,6 meV à la température équivalente des ions. Cette augmentation de la température est responsable de la perte d'ions par évaporation.

Effet de la charge d'espace sur un faisceau ré-accélééré :

L'équation 2.70 nous renseigne sur l'effet de l'énergie cinétique des ions sur la température. Le terme de la charge d'espace est inversement proportionnel à la vitesse des ions. En phase de réaccélération, le faisceau a une énergie de quelques dizaines de keV. A titre d'exemple, en prenant le faisceau décrit ci-dessus avec une intensité de 1 μ A et une énergie de 10 keV, la contribution de la charge d'espace est seulement de 3,6meV. En conséquence, la contribution de la charge d'espace au faisceau reaccélééré est au plus de l'ordre du 1/1000 de celle obtenue à l'équilibre thermique.

En conclusion, il est nécessaire de prendre en compte l'effet de la charge d'espace dans la phase d'extraction des ions et avant la réaccélération.

5. Effet de la charge d'espace sur le mouvement transversal des ions

Dans cette partie nous allons nous concentrer sur l'effet de la charge d'espace sur la transmission et l'émittance du RFQ. Ces deux termes ne dépendent que de l'extension transversale du faisceau.

a. Dynamique de l'enveloppe du faisceau :

L'équation du mouvement transversal des ions est décrite par l'équation de Hill :

$$X''(s) + \omega_x^2(s)X = 0 \quad (2.72)$$

Avec:

X, Y : la taille transversale de l'enveloppe

$X'' = \frac{d^2X}{ds^2}$: La dérivée seconde de la coordonnée transversale curviligne.

$\omega_{x,y}^2$: Un gradient normalisé qui décrit la focalisation du faisceau ($k < 0$ pour la défocalisation et $k > 0$ pour la focalisation).

Cette équation est du second ordre. Elle contient le terme de la force de focalisation ω_x^2 . Dans une propagation libre, le terme $\omega^2(s)$ est égal à zéro. Alors la variation de la taille de l'enveloppe du faisceau est linéaire. L'existence des forces de focalisation ou de défocalisation ($\omega(s) \neq 0$) implique des dimensions minimum à l'enveloppe (fig. II.16 et II.17). Pour tenir compte de l'effet de la charge d'espace nous devons ajouter un troisième terme à l'équation 2.71:

$$X''(s) + \omega_x^2(s)X + E_{sc}(s) = 0 \quad (2.73)$$

Pour étudier la variation globale d'un faisceau d'ions, nous décrivons l'équation de l'enveloppe du faisceau en utilisant les quantités rms. Dans ces conditions, les équations définissant le transport de l'enveloppe sont celles de Kapchinsky-Vladimirsky [Kapc85][Law58]:

$$\begin{cases} a'' + \omega_x^2 a - \frac{\varepsilon_x^2}{a^3} - \frac{4\bar{x}\bar{E}_x}{a} = 0 \\ b'' + \omega_y^2 b - \frac{\varepsilon_y^2}{b^3} - \frac{4\bar{y}\bar{E}_y}{b} = 0 \end{cases}$$

Ces équations peuvent être écrites sous cette forme :

$$\begin{cases} a'' + \omega_x^2 a - \frac{\varepsilon_x^2}{a^3} - \frac{2A}{a+b} - \frac{A}{a} \varepsilon_1 = 0 \\ b'' + \omega_y^2 b - \frac{\varepsilon_y^2}{b^3} - \frac{2A}{b+a} - \frac{A}{b} \varepsilon_1 = 0 \end{cases} \quad (2.74)$$

Avec :

$$\begin{cases} a^2 = 4\bar{x}^2 ; b^2 = 4\bar{y}^2 \\ \varepsilon_x^2 = 16[\bar{x}^2\bar{x}'^2 - \bar{x}\bar{x}'^2] \\ \varepsilon_y^2 = 16[\bar{y}^2\bar{y}'^2 - \bar{y}\bar{y}'^2] \end{cases}$$

Explications des termes de ces équations :

- le deuxième terme décrit la focalisation des faisceaux liée aux aberrations sphériques.
- le troisième terme décrit l'effet de l'émittance transversale du faisceau.

- le quatrième terme correspond aux effets de la charge d'espace.
- le dernier terme décrit les aberrations chromatiques du faisceau.

Le terme A est sans dimension [Reis94]:

$$A = \frac{2r_0 l}{ec\beta^3\gamma^3} \quad (2.75)$$

r_0 : le rayon classique du proton $r_0=1,5347 \cdot 10^{-18}$ m

La dépendance du terme correctif ϵ_1 aux émittances est :

$$\frac{\overline{xEx}}{a} - \frac{\overline{yEy}}{b} = A \frac{a+b}{4ab} \epsilon_1 \quad (2.76)$$

Ce terme correctif dépend en particulier de la forme d'une surface équipotentielle qui peut être imposée à l'extérieur du faisceau (chambre à vide, effet d'image). Il reste cependant très petit dans la plupart des cas pratiques. En absence de l'effet d'image c'est-à-dire image ronde ou elliptique ce terme est nul.

b. Focalisation du faisceau

L'injection du faisceau des ions dans le RFQ se fait à l'aide d'une lentille électrostatique placée dans la cellule d'injection. Cette lentille permet de focaliser le faisceau à l'entrée du RFQ. Pour un faisceau quasi-parallèle, tous les ions convergent au même point de focalisation. En ce point de focalisation l'enveloppe du faisceau possède une taille non nulle. Pour des faisceaux de faibles intensités, au point de focalisation l'extension de l'enveloppe est due principalement à deux causes.

La première est liée aux aberrations chromatiques (figure II.16). Ces dernières sont dues à la dispersion longitudinale en énergie. Pour un faisceau incident d'énergie moyenne E et de dispersion longitudinale en énergie ΔE , la taille de l'enveloppe du faisceau focalisé est [Size07] :

$$D_{ch} = -MC_c\alpha_0 \frac{\Delta E}{E} \quad (2.77)$$

Avec :

C_c : le coefficient des aberrations chromatiques

α_0 : angle d'ouverture du faisceau incident

M : magnification linéaire

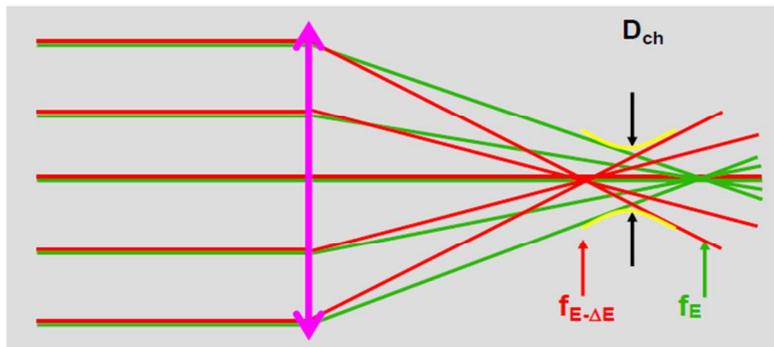


Fig.II. 16: Effet des aberrations chromatiques sur la focalisation du faisceau.

La deuxième cause provient des aberrations sphériques qui dépendent de l'angle du faisceau incident. Autrement dit, elles dépendent de l'émittance du faisceau non refroidi.

L'élargissement du faisceau dû à la présence de ces aberrations peut s'écrire comme suit [Size07]:

$$D_s = -MC_s\alpha^3 \quad (2.78)$$

Avec :

C_s : le coefficient des aberrations sphériques

α : angle d'ouverture du faisceau incident

M : magnification linéaire

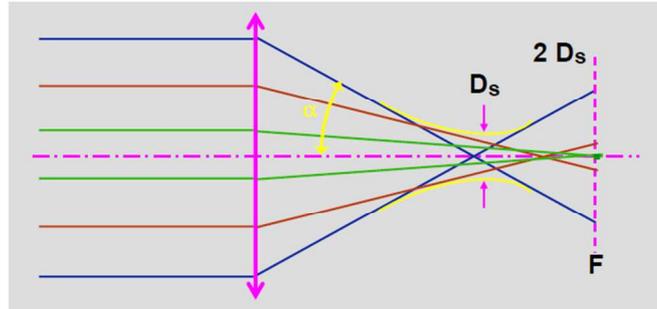


Fig.II. 17: Effet des aberrations sphériques sur la focalisation du faisceau.

Ces deux effets, aberrations chromatiques et sphériques, peuvent être réduits en utilisant des lentilles multiples. Pour cela nous utiliserons des lentilles multiples à trois électrodes. Ainsi, la fraction de perte des ions ne dépassera pas 10% des ions incidents. L'effet le plus contraignant est la charge d'espace qui est la source la plus importante de perte d'ions.

c. Contribution de l'effet de la charge d'espace à l'élargissement du faisceau

Il nous faut connaître le champ électrique agissant sur le faisceau d'ions. Considérons un faisceau continu de densité $n(x, y)$ en propagation libre dans la direction z . La distribution spatiale est supposée constante le long de l'axe de propagation. L'intensité de ce faisceau est :

$$I = qNv \quad (2.79)$$

Avec :

q : Charge élémentaires des ions.

v : vitesse des ions dans la direction de propagation.

N : Nombre d'ions par unité de longueur z .

Supposons que les variations sont faiblement dépendant du temps alors les élargissements transversaux dus à l'effet de la charge d'espace sont :

$$\Delta x = \frac{qE_x L^2}{mv^2} \quad (2.80)$$

$$\Delta y = \frac{qE_y L^2}{mv^2} \quad (2.81)$$

Calculons-nous alors ces quantités dans le cas d'une densité d'ions uniforme.

▪ Densité uniforme

$$n(x, y) = \frac{N}{\pi ab} \Rightarrow E_x = \frac{2xI}{2\pi\epsilon_0 v a(a+b)} \quad (2.82)$$

Les variations Δx et Δy sont proportionnelles respectivement aux paramètres x et y [Wang93][Lap93].

$$\Delta x = 2KL^2 \frac{x}{a(a+b)} \quad (2.83)$$

$$\Delta y = 2KL^2 \frac{y}{b(a+b)} \quad (2.84)$$

Avec: K une quantité sans dimension $K = \frac{qI}{2\pi\epsilon_0 m v^3}$

Dans la suite nous illustrons à l'aide d'exemples chiffrés l'influence de ces élargissements sur différentes quantités.

d. Effet de la charge d'espace sur la transmission du RFQ SHIRaC

La transmission du RFQ dépend de l'extension transversale du faisceau à trois endroits: à l'injection, au sein du RFQ et à l'extraction. Tout élargissement transversal du faisceau est une source potentielle de perte d'ions et de diminution de la transmission.

▪ Élargissement du faisceau à l'entrée du RFQ

Suite à la décélération des ions dans la cellule d'injection, l'émittance du faisceau augmente et l'énergie cinétique des ions augmente. Ainsi, les effets des aberrations et de la charge d'espace deviennent importants. Pour réduire le premier effet nous avons augmenté le rayon interne du RFQ de 3 mm à 5 mm. Le deuxième effet pourrait être réduit en augmentant à nouveau le rayon interne mais cela induirait une trop grande diffusion dans le gaz et une dégradation du confinement du faisceau.

L'ellipse représentant la distribution transversale du faisceau est de demi-grand axe a et de demi-petit axe b . Dans notre cas, les dimensions de la taille du faisceau focalisé à l'entrée du RFQ sont $a \approx 2$ mm et $b \approx 2$ mm. A cet endroit l'énergie moyenne des ions est d'environ 100 eV. La focalisation est à 2 mm en amont du RFQ. Calculons l'allongement du faisceau en amont du RFQ dans les deux cas de distributions.

Cas d'une distribution uniforme : puisque la distribution des ions est uniforme et que le champ de la charge d'espace E_x varie linéairement en fonction de x , la variation globale de la taille de l'ellipse dans l'espace de phase est aussi linéaire. Par conséquent, la variation maximale des demi-axes de l'ellipse sont :

$$\Delta a = \frac{2KL^2}{a+b} \quad (2.85)$$

$$\Delta b = \frac{2KL^2 b}{a(a+b)} \quad (2.86)$$

De ces équations nous pouvons conclure qu'après un parcours d'une distance L , l'allongement de l'ellipse est proportionnel à l'intensité, puisque la quantité K en est fonction de l'intensité. Avec une distribution uniforme la force de défocalisation est linéaire. En utilisant les données précédentes, l'allongement de l'ellipse est de : $\Delta a = \Delta b \approx 0.2$ mm.

▪ Courant limite

Au point de focalisation, le nombre d'ions est limité par l'intensité du faisceau car pour des intensités proches d'une limite I_A , une grande partie de ces ions ne peut pas continuer à se

propager et rebrousse chemins. Ce phénomène est représenté dans la figure 19. En augmentant l'intensité de $0,25.I_A$ à $0,5.I_A$, nous remarquons que le nombre d'ions non focalisés augmente. Ceci explique l'élargissement de l'enveloppe du faisceau au point de focalisation. A partir de l'énergie cinétique des ions et du potentiel de la charge d'espace, il peut être déduit l'intensité limite du courant [Nat73]:

$$I_{max} = I_0 A \frac{\left(\gamma^{\frac{2}{3}} - 1\right)^{\frac{2}{3}}}{q(1 + 2 \ln\left(\frac{R}{R_0}\right))} \quad (2.87)$$

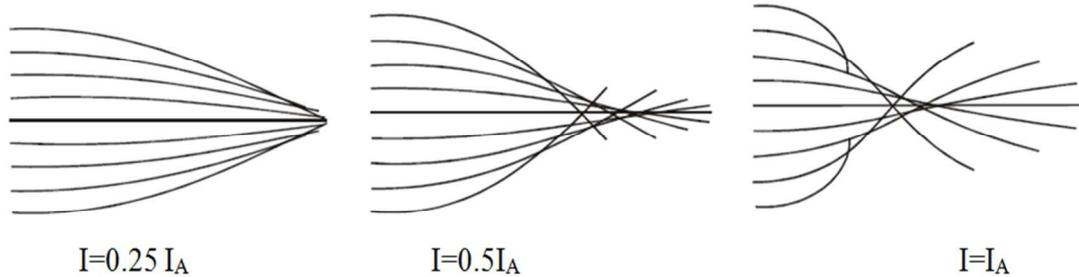


Fig.II. 18: Effet de la charge d'espace sur la focalisation du faisceau pour des intensités proches de la valeur maximale I_A .

Pour des intensités $I > I_A$ une grande partie des ions rebrousse chemin. Dans le cas du SHIRaC, cet effet peut concerner plus de 20% des ions.

e. Effet de la charge d'espace sur l'émittance du faisceau refroidi :

Etudions l'influence de la charge d'espace sur les émittances. En aval du RFQ, l'émittance du faisceau est minimum. Elle le reste en présence de forces conservatives. Ce n'est plus le cas si l'on prend en compte la charge d'espace et les collisions avec les atomes du gaz tampon.

L'effet du gaz tampon sur l'émittance est visible à la sortie du RFQ et avant la réaccélération. Pour réduire cet effet l'orifice d'extraction est de très faible diamètre $\varnothing = 6$ mm.

Pour étudier la contribution de la charge d'espace nous devons calculer le champ électrique subit par la densité d'ions.

Le calcul d'émittance à différents densités transverses $n(x, y)$ a été abordé dans les travaux de P. Lapostolle [Lap93] et de T.P.Wangler [Wang93]. Supposons que le faisceau est initialement elliptique et a une émittance ϵ_i . Supposons que les variations de x et x' sont faiblement dépendantes au temps alors, sous l'effet de la charge d'espace les variations des angles de divergence des ions sont :

$$\Delta x' = \frac{qE_x L}{mv^2} \quad (2.88)$$

$$\Delta y' = \frac{qE_y L}{mv^2} \quad (2.89)$$

Calculons la variation de ces émittances en fonction des intensités des faisceaux pour une densité uniforme d'ions :

$$\Delta x' = \frac{2KLx}{a(a+b)} \quad (2.90)$$

$$\Delta y' = \frac{2KLy}{b(a+b)} \quad (2.91)$$

Nous étudions, tout d'abord, la variation d'un élément curviligne de l'ellipse. Considérons un segment AB de l'ellipse de telle façon que $x' = A \cdot x/a$. L'effet de la charge d'espace est d'augmenter les angles x' par une quantité $\Delta x'$.

$$\Delta x' = \frac{2KL}{a+b} \frac{x}{a} \quad (2.92)$$

Ainsi, cette ligne subira une rotation autour de son axe de symétrie.

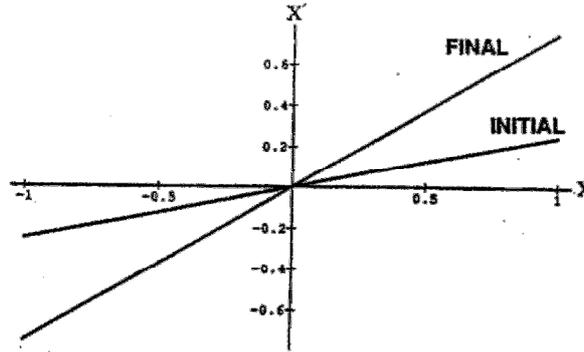


Fig.II. 19: Effet de la charge d'espace sur une émittance nulle du faisceau à densité uniforme [Wang93][Lap93].

Puisque la distribution des ions est uniforme et le champ E_x varie linéairement en fonction de x alors la variation globale de la taille de l'ellipse dans l'espace de phase est aussi linéaire, soit :

$$\Delta a' = \frac{2KL}{a+b} \quad (2.93)$$

Et :

$$\varepsilon = \varepsilon_i + a \cdot \Delta a' = \varepsilon_i + \frac{2KL a}{a+b} \quad (2.94)$$

De cette équation nous concluons qu'après un parcours d'une distance L , la variation de l'émittance est proportionnelle à l'intensité I . La densité uniforme conduit à une force de défocalisation linéaire. Ce résultat montre qu'il n'y a pas de distorsion de l'ellipse de l'émittance mais une simple rotation autour de son axe. Sa surface est augmentée ainsi de la quantité $2KL \frac{a}{a+b}$. Cet effet est similaire à l'effet d'un champ RF sur l'ellipse d'émittance pendant la phase de propagation [Gian02][Kim97].

Considérons un faisceau refroidi d'ions de Cs avant sa réaccélération. Typiquement, dans SHIRaC l'intensité du faisceau est de $1 \mu A$.

Le faisceau refroidi a une taille qui ne dépasse pas 1 mm et une énergie cinétique moyenne de 1 eV. Supposons que $a=2b=1$ mm, l'ordre de grandeur de la variation de l'émittance après un parcours des ions de 4 mm est de $0,04 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$.

En sortant du RFQ les ions gagnent de l'énergie lors de l'accélération. Calculons avec les mêmes conditions que ci-dessus, la variation de l'émittance d'un faisceau réaccélééré à 5 keV et qui parcourt une distance de 1 m, on aura une variation de $0,00003 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Cette variation d'émittance est négligeable pour nuire au bon fonctionnement du HRS.

Dans le cas de SHIRaC, les simulations numériques ont montré que l'augmentation de l'émittance ne peut pas empêcher la séparation isobarique des isotopes. Ces simulations seront traitées en détail dans le quatrième chapitre.

f. Effet de la charge d'espace sur l'espace de phase

Les diagrammes représentatifs des ions dans l'espace de phase ne sont plus des ellipses pour des intensités élevées mais des formes irrégulières [Duv09][Poda06]. Les termes non linéaires créés par la charge d'espace provoquent des distorsions de l'ellipse de l'espace de phase. Ces distorsions dépendent fortement de l'intensité du phénomène de la charge d'espace.

Les propriétés précédentes peuvent être interprétées globalement de la façon suivante. Si l'on considère le cas d'un faisceau de faible intensité, les termes non linéaires introduits par la charge d'espace sont petits. Les points représentatifs des ions décrivent approximativement des cercles.

Cependant, les termes non linéaires de la charge d'espace, si faibles soient-ils, ont pour effet de rendre la fréquence de rotation dans l'espace de phase fonction de l'amplitude des oscillations de l'enveloppe du faisceau. Il en résulte que le bord extérieur de l'ellipse tournera plus vite que le centre et prendra alors la forme d'une S. Ce phénomène est appelé filamentation (cf. figure II.20).

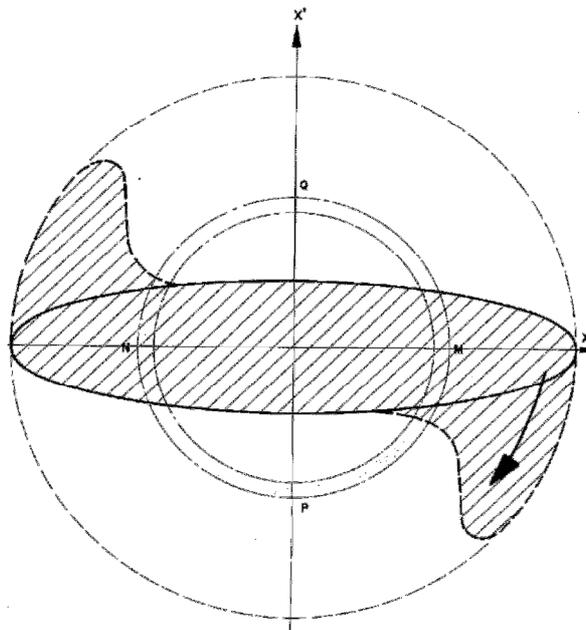


Fig.II. 20: Effet de filamentation dans l'espace des phases en présence des non linéarités de la charge d'espace [Lap70].

6. Effet de la charge d'espace sur le mouvement longitudinal des ions

Puisque les RFQ Cooler fonctionnent en mode continu on s'intéresse à la dispersion en énergie longitudinale au lieu de l'émittance longitudinale. Cette dispersion s'écrit:

$$\Delta E = \frac{1}{2} m \langle \Delta v^2 \rangle \tag{2.95}$$

Avec :

m : masse de l'ion.

$\langle \Delta v^2 \rangle$: déviation standard de la vitesse longitudinale des ions.

Le champ électrostatique qui est à l'origine de l'élargissement de la dispersion en énergie s'écrit sous la forme [Lau12]:

$$E_z = -\frac{g}{4\pi\epsilon_0} \frac{\partial\lambda}{\partial z} \quad (2.96)$$

$$g = \ln\left(\frac{R_p^2}{ab}\right) + 1 \quad (2.97)$$

Avec :

R_p : rayon de tube extérieur

a et b : demi axes de l'enveloppe du faisceau.

λ : densité linéique du faisceau.

Dépend de :

$$\langle (\Delta v_z)^2 \rangle = \frac{1}{C} \int \rho (v - v_b)^2 d^3r \quad (2.98)$$

Avec C la charge totale et ρ la densité volumique de la charge. L'extension du faisceau est entre $z=-L/2$ et $+L/2$. Pour un faisceau de densité uniforme :

$$\rho = \frac{\lambda(z)}{\pi a^2(z)} \quad (2.99)$$

$$\lambda(z) = \frac{3C}{2L} \left(1 - 4\frac{z^2}{L^2}\right) \quad (2.100)$$

Par conséquent, le champ électrostatique est :

$$E_z = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) + \ln\left(\frac{R_p}{a}\right) \right] \frac{\partial\lambda}{\partial z} - \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) \frac{\lambda}{a} \frac{\partial\lambda}{\partial z} \quad (2.101)$$

Alors :

$$\langle (\Delta v_z)^2 \rangle = \frac{4(AFC)^2}{125} (1772 - 75\pi^2 + 930g' + 225g'^2) + \frac{2AFC}{25} (15g' + 31)v_b f + \frac{v_b^2 f^2}{20} \quad (2.104)$$

Où :

- $g' = 2\ln\left(\frac{R_p}{2a_0}\right)$
- $a_0^2 = \frac{3C}{2\pi\rho L}$
- $A = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 m}$
- $g_0 = 2\ln\left(\frac{R_p}{a}\right) + 1$
- $F = \frac{t}{d^2}$

N : nombre d'ions

d : distance parcourue

v_b : vitesse longitudinale moyenne de propagation.

τ_0 : durée de la pulsation.

Dans notre cas la pente de la variation de la vitesse des ions est nulle, ainsi :

$$\langle \Delta v^2 \rangle = 46(AFC)^2 = 46 \left(\frac{eI\tau}{4\pi\epsilon_0 m d v} \right)^2 \quad (2.102)$$

Nous déduisons que l'augmentation de ΔE est proportionnelle à la distance parcourue. Il est intéressant de noter que l'augmentation de l'émittance est indépendante du rayon de la chambre et du rayon du faisceau. L'origine physique de cette augmentation est liée à la densité linéique de la charge.

$$\left. \begin{array}{l} \tau=0,44\mu\text{s} \\ KE=30\text{eV} \text{ soit } v=6,6\text{mm}/\mu\text{s} \\ I=1\mu\text{A} \\ R_p=3\text{mm} \\ a=1\text{mm} \end{array} \right\} \Delta E=0,37\text{eV}$$

Etudions maintenant le cas d'un faisceau refroidi par SHIRaC. Le faisceau d'ions extrait a une énergie de 30 eV et une dispersion en énergie de 0.8 eV. Ces ions parcourent une distance de 4 mm avant d'être réaccélérés. En parcourant cette distance la dispersion en énergie augmente de 0,37eV et en sortant de la chambre du RFQ, les ions sont réaccélérés à quelques dizaines de keV. Par conséquent l'élargissement de la dispersion en énergie est très faible et ne dépasse pas 0,1 % de la dispersion initiale en énergie. Globalement, à la sortie de la chambre du RFQ, la dispersion en énergie est de l'ordre de 1,2 eV. Cette valeur n'empêche pas le fonctionnement nominal du séparateur HRS.

Chapitre III

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre nous présentons le dispositif expérimental. Ce dernier consiste en une source à ionisation de surface qui peut émettre des ions vers un quadripôle radiofréquence rempli par un gaz tampon.

Les résultats en transmission du premier prototype SHIRaC phase 1 étant limités, nous avons dû concevoir un second prototype, SHIRaC phase 2.

Compte tenu des hautes intensités des faisceaux d'ions à refroidir il a été nécessaire de développer un système RF pouvant fournir des tensions RF de quelques kV à des fréquences de quelques MHz.

Des modifications de système de vide, attachées à la réduction de la diffusion du gaz, seront présentées.

Nous allons décrire les différents composants du quadripôle RFQ et les solutions adoptées pour avoir les performances nécessaires.

I. Prototype du RFQ Cooler

Le prototype de RFQ Cooler est constitué principalement de trois cellules : la cellule d'injection, la cellule d'extraction et la chambre du quadripôle radiofréquence (figure III.1).

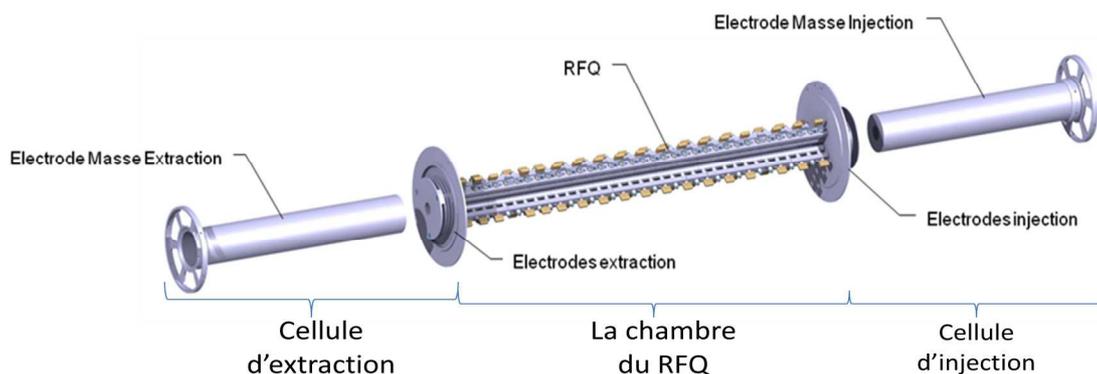


Fig.III. 1: La ligne expérimentale du SHIRaC : les trois cellules constituant la ligne de refroidissement.

1. La cellule d'injection

Elle est constituée d'un système de décélération et d'une lentille électrostatique (figure III.2). Le système de décélération est un ensemble de deux électrodes : La première (électrode de masse) est mise à la masse et la seconde (électrode d'injection) à la haute tension. Le gradient

de potentiel entre ces deux électrodes permet de décélérer les ions de leur énergie initiale ($\leq 60 \text{ keV}$) à une faible énergie ne dépassant pas 200 eV .

La lentille électrostatique est constituée de trois électrodes cylindriques de différents diamètres et de différentes polarisations. La fonction de la lentille est de maintenir la focalisation du faisceau à l'entrée du RFQ. Le choix d'une lentille à trois électrodes est d'avoir une souplesse de système pendant la manipulation du faisceau car, dans le cas de SPIRAL2, l'injection des ions dans le RFQ est délicate vue la grande émittance ($\approx 80 \pi. \text{mm.mrad}$).

Les dimensions des différentes électrodes sont mentionnées dans l'appendice 1.

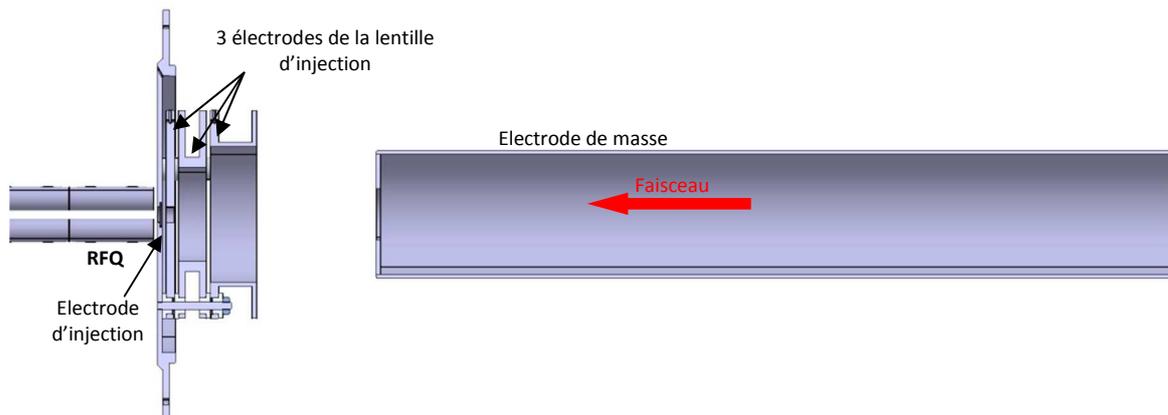


Fig.III. 2: La cellule d'injection : géométrie et positions des électrodes par rapport au RFQ.

2. La cellule d'extraction

La cellule d'extraction est placée à la sortie du RFQ. Cette cellule est constituée de trois électrodes cylindriques de dimension et d'ouvertures différentes. La figure III.3 représente la géométrie et la position de cette cellule par rapport au RFQ.

L'électrode de masse et l'électrode d'extraction sont polarisées respectivement à la masse et à la haute tension. Elles permettent d'extraire et de ré accélérer les ions refroidis arrivant en aval du RFQ. La lentille d'extraction de trois électrodes permet de focaliser les ions au sein de la cellule d'extraction.

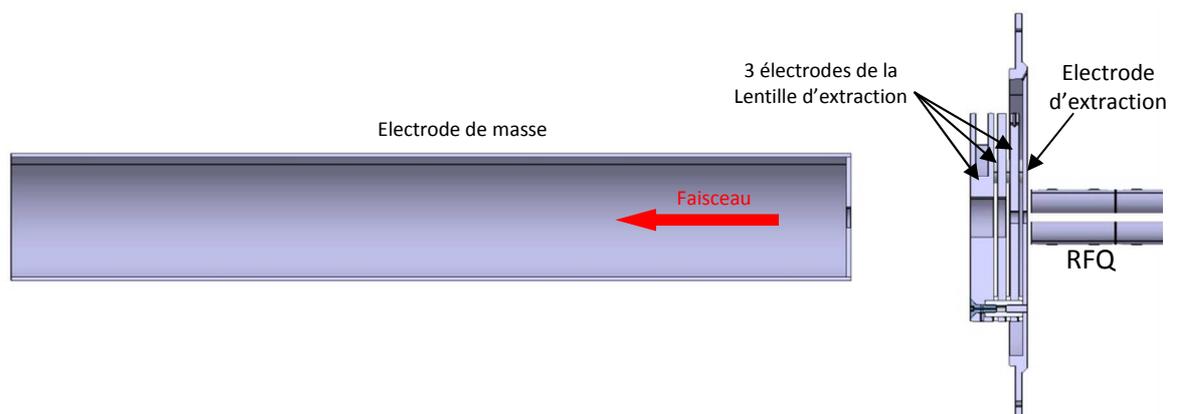


Fig.III. 3: La cellule d'extraction : géométrie et positions des électrodes par rapport au RFQ.

3. La chambre du RFQ

Le RFQ est placé au sein d'une chambre remplie du gaz tampon et mis à la haute tension (figure III.4 à droite). Les deux cellules d'injection et d'extraction sont en contact avec la

chambre du RFQ à travers les orifices d'injection et d'extraction. Les faibles diamètres de l'ouverture de ces orifices, 8 mm pour l'orifice d'injection et 6 mm pour celui de l'extraction, ont été choisis afin de réduire la diffusion du gaz tampon.

Le RFQ consiste en quatre barres cylindriques. Ces dernières sont constituées de 18 segments équidistants. Pour s'adapter au authentique des faisceaux de SPIRAL2/DESIR, le rayon interne r_0 a été de 5 mm [Duv09]. Le jeu entre deux segments successifs est de 0.3 mm. Le RFQ a une longueur de 725 mm et il est porté sur une bride en inox (figure III.4 à gauche).

À l'origine, les distances orifice d'injection-RFQ et orifice d'extraction-RFQ étaient de 1 mm. Lors des premiers tests expérimentaux nous avons constaté des claquages pour des tensions RF dépassant 6 kV. Ces claquages se produisaient dans les zones intermédiaires entre la zone RFQ et celles de la cellule d'injection ou d'extraction. L'augmentation de la distance séparant les différentes cellules a permis d'éviter les claquages dans ces zones intermédiaires.

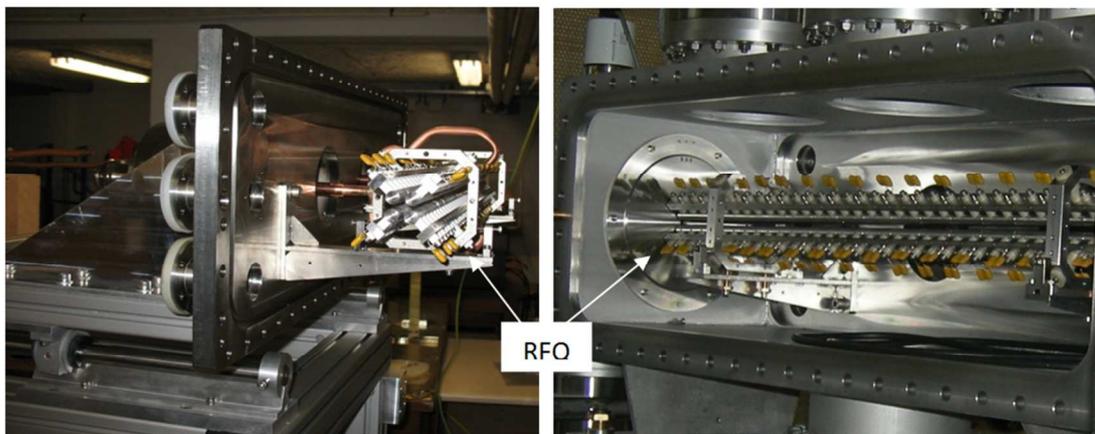


Fig.III. 4: La chambrent du RFQ: le RFQ attaché à une bride (à droite), le RFQ positionné au sein de la chambre (à gauche).

Les segments du RFQ sont maintenus sur des poutres mises à la haute tension. Les cornes RF servent à appliquer la tension RF sur les poutres (Figure III.5). La connexion du champ DC de guidage est réalisée en appliquant des tensions DC différentes sur cinq électrodes.

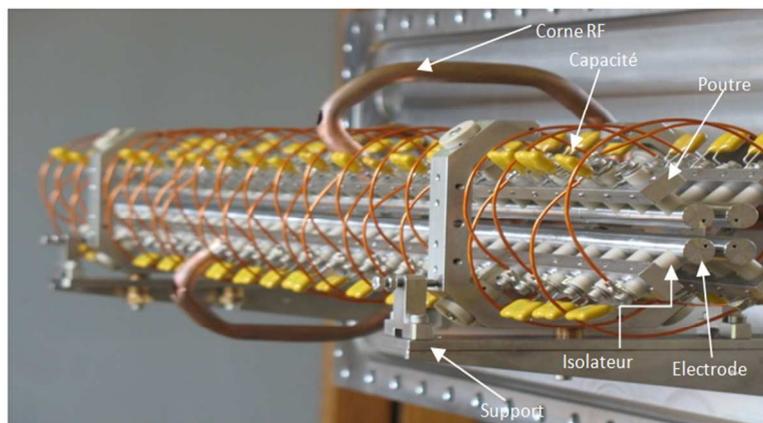


Fig.III. 5: La connectique de la tension RF et de la tension DC du RFQ.

Le choix de l'isolateur dépend de la résistance de cet isolant à la tension de claquage. En premier lieu nous nous sommes servis d'isolants en céramique. Ce type d'isolant n'as pas tenu les tensions RF élevées et au-delà de 8 kV des claquages ont été observés (figure III.6). Pour éviter ce phénomène nous avons testé le Peek (Poly Ether Ether Kepone) et le Téflon. Seul le Peek a résisté aux tensions allant jusqu'à 10 kV. C'est pour cette raison que seront utilisés des isolants en Peek.

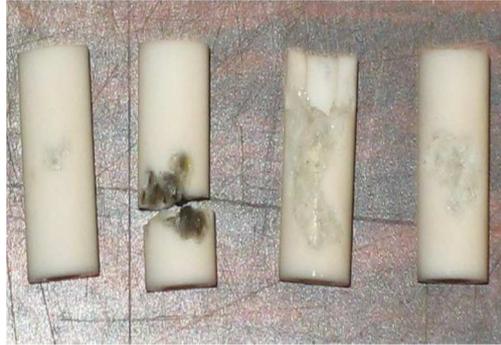


Fig.III. 6: Brullement et claquage des isolants en Céramique pour des tensions dépassant 8 kV.

II. Système RF

Le but de système RF est de faire alimenter le RFQ par des tensions RF élevée, quelques kV, à des fréquences de quelques MHz. Les paramètres RF sont essentiels pour avoir des ions de trajectoires stables le long du RFQ et par la suite avoir transmettre le maximum d'ions à travers le RFQ. Dans la suite de cette section nous allons développer un nouveau système RF apte à refroidir des faisceaux d'ions intenses.

1. Système RF et séparateur de masse

Rappelons-nous à ce stade que le RFQ peut être considéré comme un séparateur de masse de faible pouvoir de résolution [Edm03][Yost78]. Il permet de séparer certaines isotopes en se basant sur le rapport charge masse (m/Z). Ainsi, il peut être considéré comme un purificateur préliminaire de certaines isobares du faisceau. Ce rôle se dévoile de la dépendance de masse à la fréquence dans l'équation de paramètre de Mathieu q (équation 2.26). Ainsi, pour q de Mathieu données nous avons :

$$m = a_0 \frac{V_{rf}}{q \cdot f^2}, \text{ avec } a_0 = 2 \frac{e}{\pi^2 r_0^2}$$

Où r_0 le rayon interne du RFQ.

L'élargissement fréquentiel Δf de la tension RF est défini par (Figure.III.7): $V_{RF} > \frac{V_{RF,max}}{\sqrt{2}}$

Ainsi, pour une fréquence de la limite de la bande passante Δf la tension RF n'est que de 70 % de la tension RF maximale. Donc, le paramètre de Mathieu peut être en dehors de la zone de stabilité pour certaines masses m . Ceci peut conduire à une gamme en masse Δm , centrée en m , qui définit l'ensemble d'ions transmis par le RFQ pour des fréquences appartenant à la bande passante. La liaison entre ces différentes grandeurs se stipule de l'équation suivante :

$$\frac{\Delta m}{m_0} = 2 \cdot \frac{\Delta f}{f_0}$$

Avec :

- f_0 : la fréquence de résonnances.

- m_0 : la masse d'ions correspondant au couple la tension RF maximale et la fréquence de résonance.

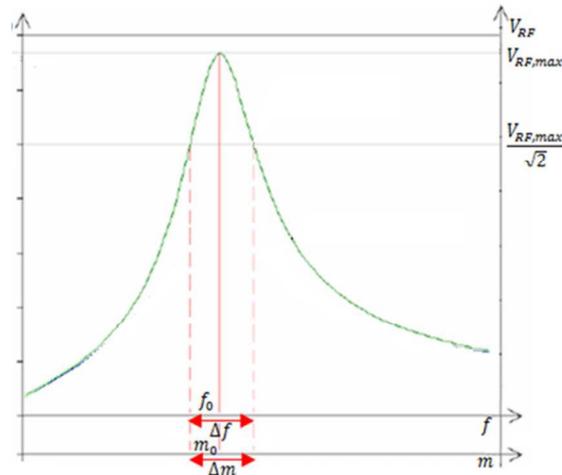


Fig.III. 7: Variations de la tension RF et de facteur de qualité Q en fonction de la fréquence et des masses transmises par le RFQ correspondant aux fréquences.

Par conséquent, pour éliminer le maximum d'isotope d'ions, réduire la quantité Δm , il faut avoir des tensions RF de faible élargissement fréquentiel Δf .

Le système RF consiste en un circuit RLC résonnant qui peut délivrer deux tensions radiofréquences (RF) de mêmes amplitudes et en oppositions de phases [Kim97]. En effet, le terme Δf s'aperçoit dans la sélectivité d'un circuit et par conséquent dans la grandeur facteur de qualité Q. Dans la suite de ce chapitre nous allons nous intéresser à la réalisation de circuit RLC et à l'examen de sa sélectivité.

Les prévisions théoriques nous ont montré que les tensions RF de confinement doivent pouvoir atteindre des valeurs approchant les 10 kV pic à pic dans une gamme de fréquences allant de 2 à 10 MHz [Moo98].

2. Principe de production des tensions RF :

La production des 2 tensions RF est nécessaire au confinement des ions. Elle se fait par le biais d'un circuit RLC résonnant. En partant de l'équivalence de la structure quadripolaire du RFQ à un condensateur (C_q), il est possible de réaliser ce circuit (Figure III.8). Cette capacité intrinsèque du quadripôle (C_q) est de 112pF.

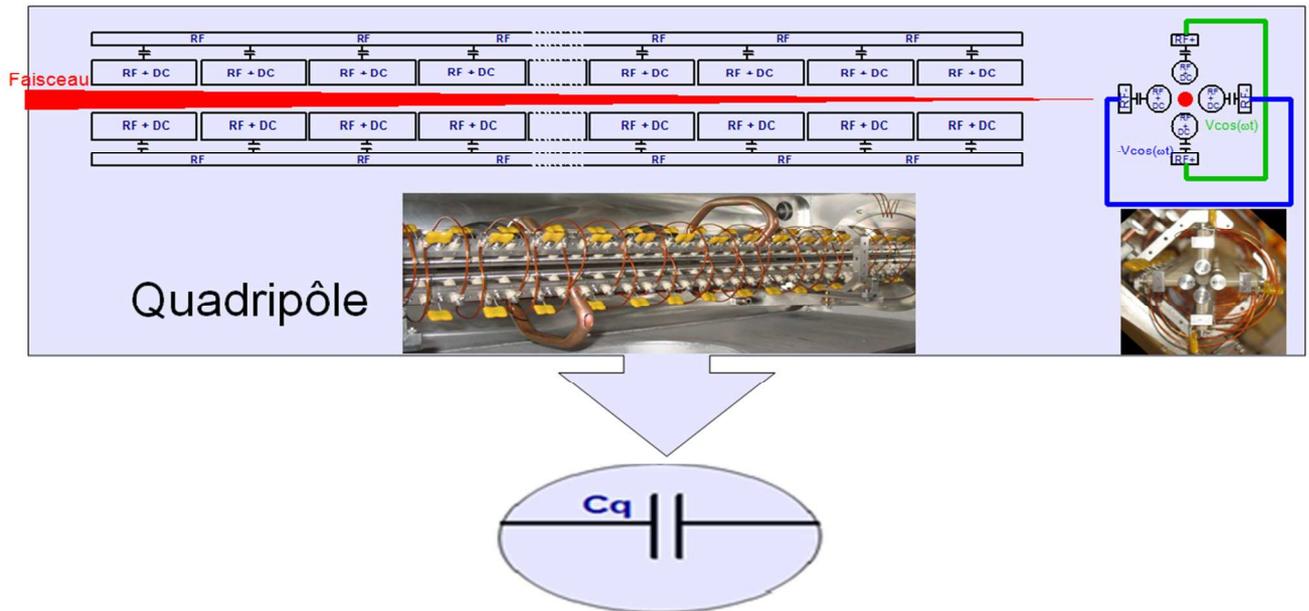


Fig.III. 8: Equivalent capacitif du RFQ.

A cette dernière nous avons couplée un condensateur variable ainsi qu’une paire de bobines (Figure III.9).

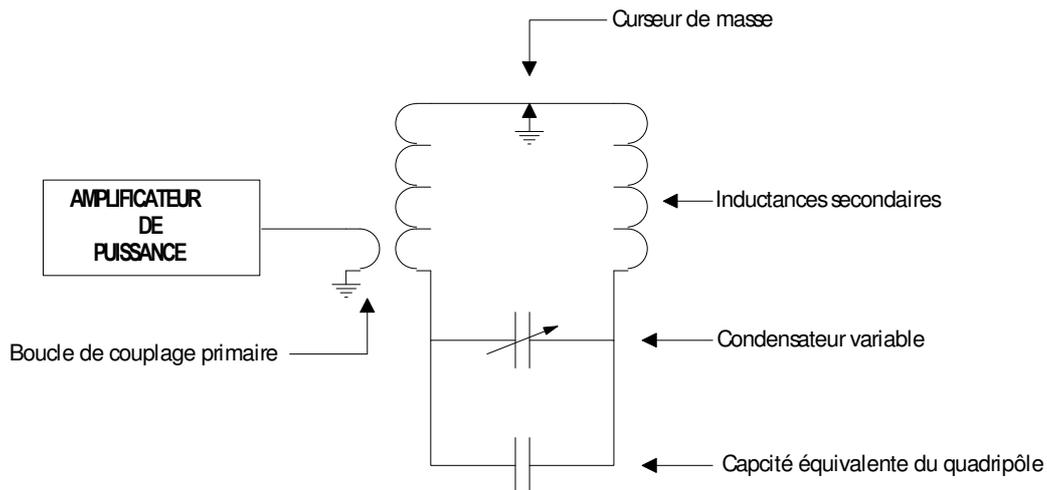


Fig.III. 9: Circuit équivalent de production des tensions RF.

Les composantes de ce circuit constituent le circuit RLC résonnant qui fonctionne en régime forcé grâce au couplage entre l’une des deux bobines et une spire de cuivre excitée par une tension issue d’un amplificateur de puissance de classe A (Figure III.10). Le couplage est inductif à air par une spire, boucle de couplage RF (Figure III.10). Il est sans circuit magnétique pour éviter toute saturation dans le transfert d’énergie et donc atteindre des amplitudes des tensions RF élevées.

La connaissance des paramètres des éléments constituant ce circuit nous permet d’estimer la fréquence de résonance de ce dernier. Cette fréquence est donnée par la formule de Thomson:

$$F_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L1 + L2)(Cq + C)}}$$

Les fréquences minimales et maximales de résonance sont calculées en fonction des valeurs de la capacité du condensateur variable et de l'inductance totale de circuit. A fin d'atteindre des fréquences élevées nous devons utiliser des inductances faibles. Le condensateur haut tension est un modèle de la marque JENNINGS type CVPF dont les valeurs de C sont comprises entre 35pF et 1000pF (Figure III.10). Ce condensateur variable permet de balayer une large gamme de fréquences. Par la suite il serait possible de refroidir toute une gamme de masses d'ions de 6-240 u.m.a.

L'obtention des tensions élevées exige un transfert de puissance optimum alors nous devons optimiser l'accord du circuit résonnant.

Les inductances des bobines dépendent de leurs géométries: le nombre de spires et le diamètre des câbles.

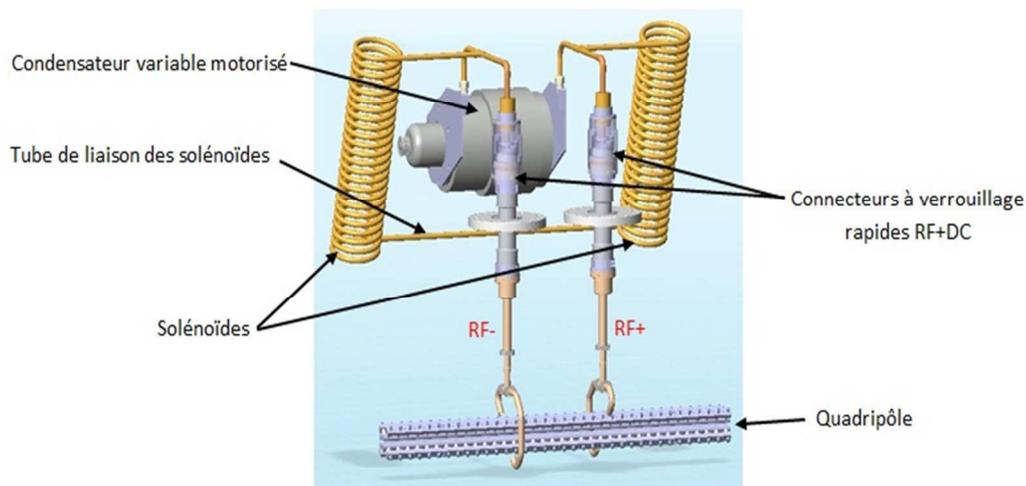


Fig.III. 10: Le circuit RLC.

Le rapport de transformation du circuit est défini par:

$$R_{Transformation} = \frac{L_{1,2}}{L_B} = \frac{N_{1,2}}{N_B} = N_{1,2}$$

Dont $N_{1,2}$ est le nombre de spires totales pour les deux spires.

L'obtention des tensions RF élevées exige des rapports de transformation élevée c'est-à-dire un nombre de spires $N_{1,2}$ des inductances élevé. Ceci provoque une diminution de la fréquence de résonance car l'inductance totale de circuit a augmentée. En résultat, nous obtenons un compromis entre la fréquence et la tension RF.

Pour optimiser le système RF nous allons étudier l'effet des inductances sur les fréquences de résonances et sur les tensions RF maximales.

3. Optimisation et caractérisation du système RF à air

La fréquence de résonance est inversement proportionnelle à l'inductance totale du circuit. Ainsi, une augmentation de la fréquence nécessite une diminution de l'inductance L. Cette dernière est définie comme suit :

$$L = 2\mu_0\mu_r N^2 \frac{S}{l}$$

Avec :

μ_0 et μ_r : La perméabilité du vide et la perméabilité relative du milieu.

N : Le nombre de spires constituant l'inductance.

S : La section d'un enroulement de l'inductance.

l : La longueur d'une inductance.

Les bobines utilisées dans ce travail consistent en un tube de cuivre (Figure III.10) et à fin de diminuer les pertes par effet de peau sa section est de 10mm.

a. Effet du nombre de spires sur la gamme de fréquences

En se servant du modèle des inductances présenté dans la figure 9 nous allons étudier l'effet d'augmenter leurs nombre de spire.

▪ Etude de 2 bobines à 8 spires :

A fin d'atteindre des tensions RF les plus élevées possible nous allons augmenter d'avantage le nombre de spires à 8 spires. Mais cela va induire une augmentation de l'inductance globale du circuit et par la suite réduire les fréquences de résonnances.

D'avoir une fréquence de résonance minimale de l'ordre de 2MHz nous devons augmenter d'avantage l'inductance globale du circuit.

La réalisation des bobines à 8 spires nous a permis d'obtenir 2 inductances L1 et L2 de valeur respective 3,1 μ H. Ainsi les fréquences de résonnances minimale et maximale sont 1.916 MHz et 5.271 MHz respectivement.

Les valeurs expérimentales des fréquences de résonance sont :

$$2,22 \text{ MHz} < F_0 < 4,93 \text{ MHz}$$

La différence entre les valeurs expérimentales et théoriques est due principalement à la résistance du circuit qui n'a pas été tenue en compte et à la dépendance de l'inductance à la fréquence.

Les variations de la tension RF en fonction de la tension d'entrée et de la puissance de sortie de l'amplificateur sont quasiment linéaires (Figure III.11). La puissance de sortie de l'amplificateur est proche de sa puissance nominale. Donc l'utilisation des amplificateurs plus puissants nous permet d'atteindre facilement des tensions RF de l'ordre de 10 kV.

Nous notons que pour des fréquences dépassant 3 MHz, les courbes de la tension RF sont quasiment semblables. Cette saturation est due à la saturation du circuit RLC.

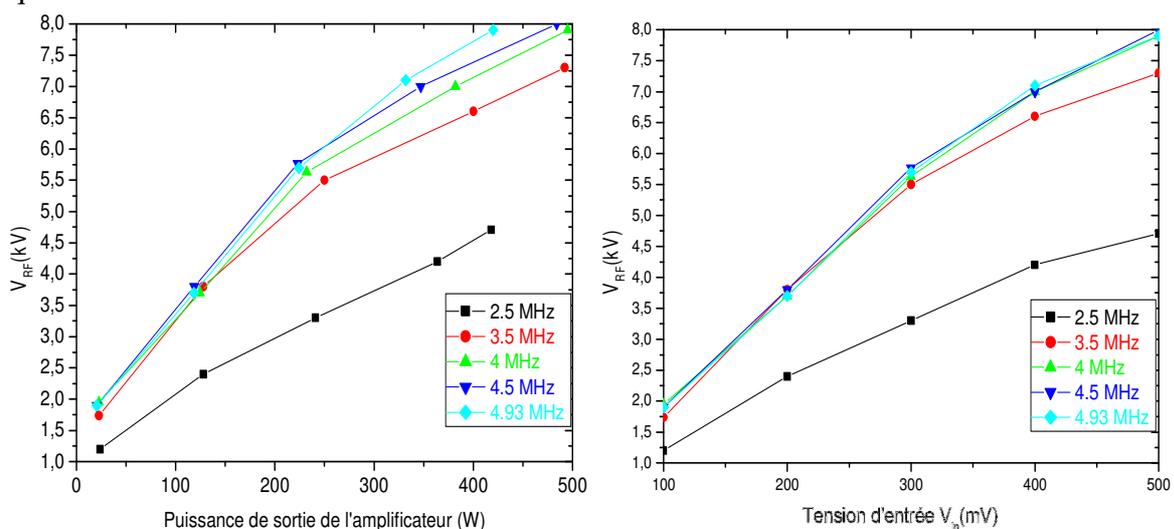


Fig.III. 11: Tension RF en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur (à gauche) et en fonction de la tension d'entrée V_{in} .

▪ Etude de deux bobines à 5 spires :

En éliminant trois spires de chaque bobine du cas précédent nous constatons que la gamme des fréquences se décale vers des valeurs plus grandes et varie entre 2.54 et 6.42 MHz. Ce décalage s'explique par la diminution de l'inductance totale de circuit.

Cette configuration nous permet d'atteindre des tensions RF moins élevées que le premier cas, de l'ordre de 8kV (Figure III.12). Cependant, les tensions d'entrées V_{in} sont moins importantes et la puissance de sortie de l'amplificateur ne dépasse pas 420 W.

Au delà de 4.5 MHz, les courbes de la tension RF sont quasiment semblables car le circuit est saturé (Figure III.12).

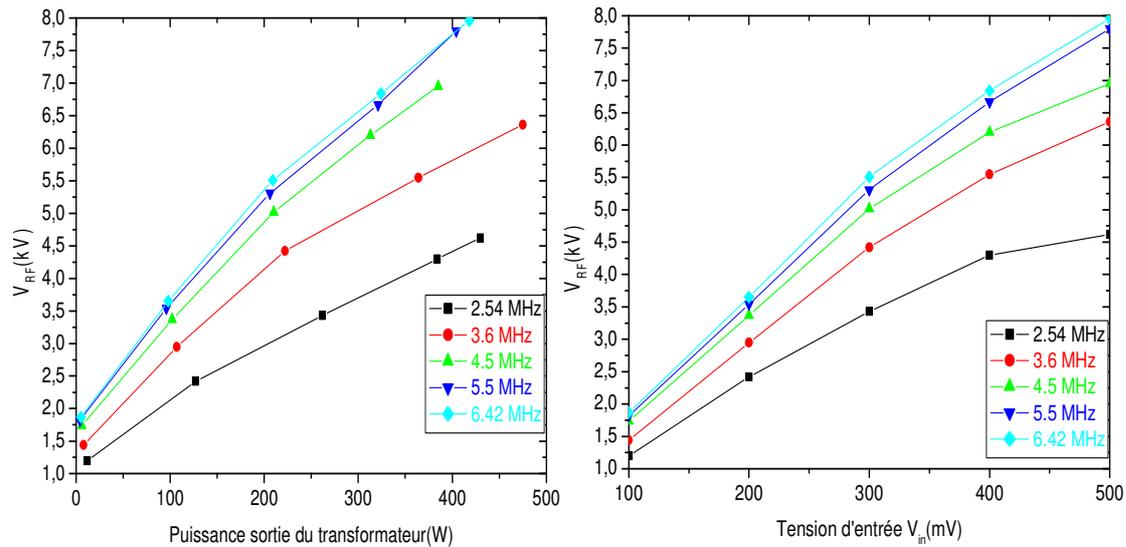


Fig.III. 12: Tension RF en fonction de la puissance fournie par l'amplificateur (à gauche) et en fonction de la tension d'entrée V_{in} (à droite).

▪ Etude de deux bobines à 2 spires :

Pour atteindre des fréquences de résonances plus élevées nous allons encore diminuer le nombre de spires des bobines.

Considérons une configuration de bobines à 2 spires. L'inductance globale du circuit a été diminuée et il en résulte une élévation des fréquences de résonances. Cette prévision est vérifiée par les valeurs de la gamme de fréquence de résonance qui est de 3.6MHz à 8.98MHz.

Puisque le rapport de transformation du circuit RLC est diminué, la tension RF maximale obtenue a diminuée, à 6 kV (Figure.III.13). Cette dernière est obtenue en utilisant une tension d'entrée V_{in} , importante, de 500 mV et une puissance de 400 W.

De même que pour les deux cas précédents, un phénomène de saturation du circuit est présent au delà de 7 MHz (Figure III.13).

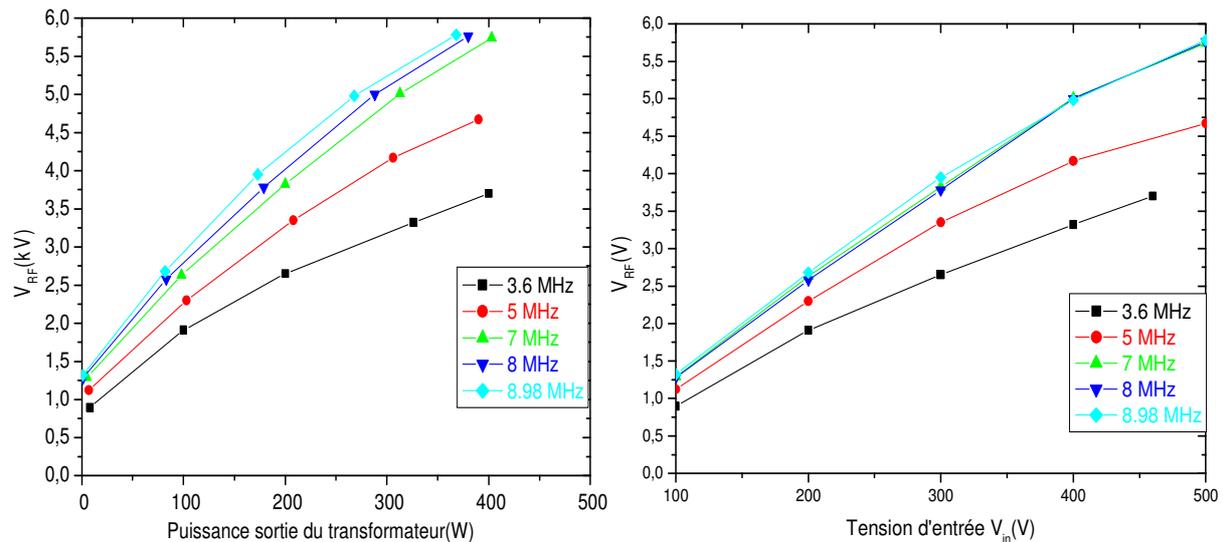


Fig.III. 13: Tension RF en fonction de la tension d'entrée \$V_{in}\$ (à gauche) et en fonction de la puissance fournie par l'amplificateur (à droite).

Puisque une seule configuration en bobines est incapable de fournir des tensions RF et des fréquences élevées. Il est nécessaire d'utiliser des bobines à 2 spires qui peut fournir les tensions les plus élevées.

Les niveaux de tensions RF produites par ce dispositif sont actuellement les plus élevés obtenus sur un RFQ Cooler.

b. Facteur de qualité : qualification du circuit

Après avoir traité les limites du circuit RLC, en termes de la tension RF et de la fréquence, nous allons étudier la sélectivité de ce circuit.

Le circuit RLC se qualifié par sa sélectivité. Un circuit est dit sélectif lorsque son facteur de qualité Q est grand :

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}$$

Avec :

f_0 : La fréquence de résonance du circuit,

Δf : est la bande passante à -3 dB.

Le facteur de qualité est grand dans deux cas: les tensions RF sont élevées ou l'élargissement fréquentiel Δf est faible à la quelle nous nous intéressons dans ce travail.

Lorsque l'élargissement fréquentiel est faible la puissance réfléchiée par l'impédance globale du circuit est faible. Le contrôle de cette impédance s'effectue par la motorisation de la capacité C_V . Pratiquement, la puissance réfléchiée reste en dessous de 10 % de la puissance fournie au circuit RLC.

Pour aboutir quantitativement la sélectivité du circuit nous présentons sur le tableau III.1 les variations de l'élargissement fréquentiel et le facteur de qualité à différentes configurations de spires.

Le circuit est très sélectif car l'élargissement fréquentiel est très faible et ne dépasse pas 0.2 % de la fréquence de résonance (Tableau III.1). Autrement dit, le RFQ ne peut transmettre que des ions dont leurs masses m :

$$0,998. m < m < 1,002. m$$

Le facteur de qualité est important, de l'ordre de 300. Cet ordre de grandeur explique la fiabilité du circuit dans la production des tensions RF élevées et de faible élargissement fréquentiel.

Ces valeurs élevées en terme de facteur de qualité Q prouve l'importance de la sélectivité des circuits utilisés dans les installations des RFQ Cooler. Cependant, pour les RFQ Cooler Buncher, telles que LIRAT [Guill04], la sélectivité est beaucoup moins faible ; les tensions RF sont de quelques centaines de Volt et l'élargissement en fréquence est de l'ordre de 50 kHz. Alors, cet élargissement est de 5 % de la fréquence de résonances, soit 10 fois plus grand que celui pour les RFQ Cooler.

La sélectivité du circuit RLC sert aussi à minimiser la puissance réfléchiée par l'impédance équivalente du circuit.

Le tableau III.1 montre le facteur de qualité et l'élargissement fréquentiel du circuit RLC pour différents nombre de spires de la bobine. Pour la configuration de deux spires le facteur de qualité reste au alentour de 315. L'élargissement fréquentiel est d'environ 0.3 % de la fréquence de résonance, en dessous de 32 kHz à haute fréquences et de 11 kHz à basse fréquence. Avec des bobines à 5 spires le facteur de qualité et l'élargissement fréquentiel gardent toujours leurs mêmes ordres de grandeur. En revanche, avec la configuration à 8 spires le facteur de qualité diminue d'environ 60 et l'élargissement fréquentiel augmente. Cette variation de Δf augmente avec la fréquence et elle est de 0.5 % de la fréquence de résonance pour une fréquence de 4.93 MHz. Cette réduction du facteur de qualité est une dégradation de la sélectivité du circuit qui est due à l'augmentation de l'impédance de circuit.

Configuration	$f_0(MHz)$	$\Delta f(MHz)$	Q
2X2 spires	8,9860	0,0321	280
	6,0000	0,0179	335
	3,5639	0,0113	315
2X5 spires	6,4378	0,0199	324
	6,0000	0,0185	324
	2,5246	0,00706	358
2X8 spires	2.5	0.0087	287
	3.5	0.0145	241
	4.9	0.0252	194

Tab.III. 1 : Variation de facteur de qualité et de l'élargissement fréquentiel pour différentes configurations en nombre de spires des bobines.

4. Connexion de la RF et de DC aux segments du quadripôle

Pour alimenter les 18 segments de quadripôle par la tension RF et par les tensions DC, un système spécifique a été utilisé. En effet, le circuit RLC compose un filtre bas-haut. Ainsi il est impossible de faire superposer les deux tensions. Pour éviter cette contrainte et pour des raisons pratiques nous avons passé les fils des tensions DC à l'intérieure des câbles des tensions RF.

La figure III.14 nous présente le système de connectique de la tension RF et des tensions DC aux segments du quadripôle. Nous présentons également le sens de propagation de la tension RF et des tensions DC. La valeur absolue de la tension RF est minimale au point GND et est maximale à l'autre bout de l'inductance. Au point de masse, le point GND, nous avons constaté la subsistance d'un résidu de moins de 40 V qui est dû au déséquilibre entre les deux

tensions RF et le minimal non nulle des tensions RF. Ce déséquilibre provient de la position de point de masse qui est légèrement différente de sa position idéal.

La tension RF est appliquée directement sur les poutres portant les segments (Figure III.14). Des isolants creux en PEEK font la liaison entre les segments et les poutres. Des vis traversant l'isolant permettent de maintenir physiquement la poutre aux segments (Figure III.15 gauche). La tension RF a été transmise aux segments via des conductances qui permettent la liaison entre la poutre et les vis (Figure III.15). Cependant, les tensions DC sont transmises directement aux segments via les vis (Figure III.14 droite).

La capacité utilisée pour la connectique de RF permet d'avoir un filtrage bas. Ce dernier permet d'éviter à transmettre tous résidus aux segments du RFQ. En conséquence, un résidu moins de 5 V a été détecté sur les segments.

Pour éviter l'encombrement de la connectique des tensions DC, les segments polarisés ne sont pas adjacents mais seulement 5 segments sont alimentés par ces tensions (Figure III.14). Un transfert continu entre les segments est possible grâce à un effet résistif (Figure III.14).

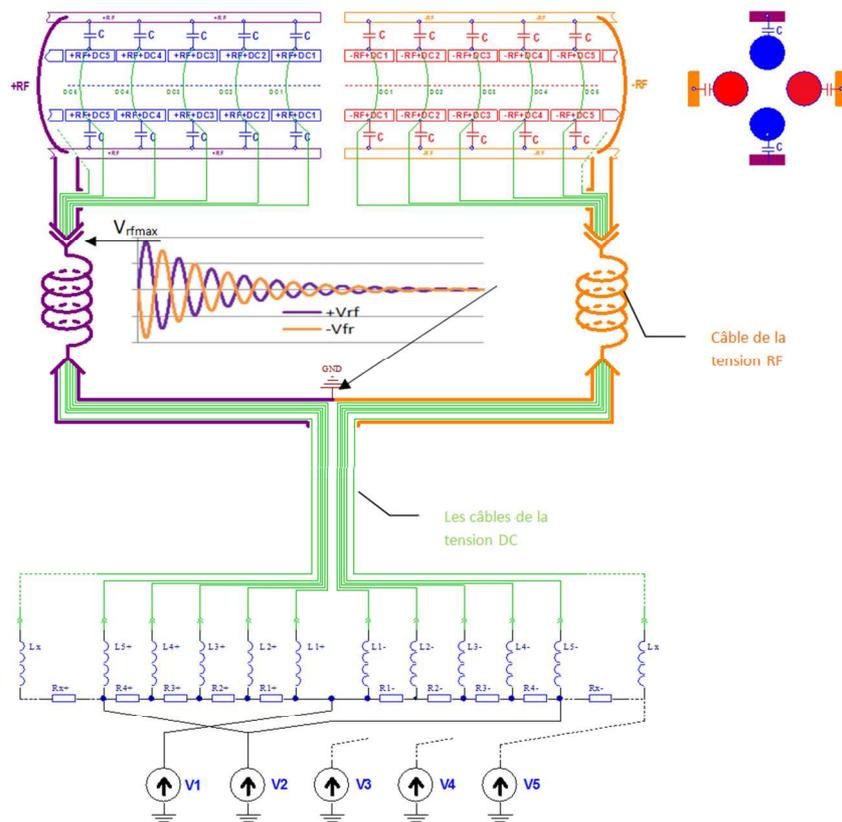


Fig.III. 14: La connectique de la tension RF et des tensions DC.

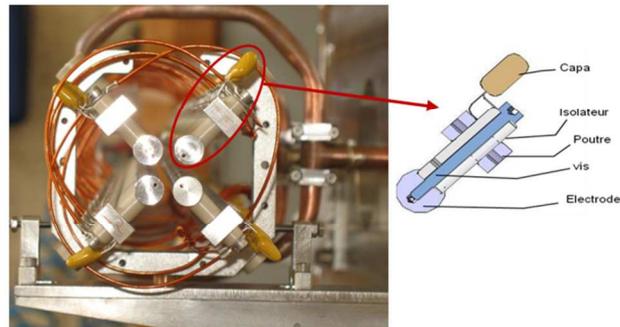


Fig.III. 15: La connexion de tensions RF et DC aux segments du quadripôle.

III. Système de vide

Les prévisions théoriques exigent une pression de quelques pascals dans la chambre du RFQ [Kim] [ISCOOL].

La diffusion du gaz tampon se fait à travers les orifices d'injection et d'extraction. Ainsi en dehors de la chambre du RFQ la pression du gaz tampon peut être pertinente pour le faisceau de faible énergie. La diffusion du gaz peut être une source de claquage en amont et en aval du quadripôle car dans ces régions il règne un fort gradient de la tension RF.

Par conséquent, la réduction de la diffusion du gaz est primordiale pour avoir un meilleur fonctionnement du refroidisseur.

Cette diffusion dépend des facteurs suivants:

- la taille des orifices d'injection et d'extraction (les conductances).
- la pression du gaz tampon dans la chambre du quadripôle.
- la capacité de pompage différentiel.

1. Influence de la pression du gaz tampon

Le principe fondamental du refroidissement des ions est basé sur les interactions entre les ions et les molécules du gaz. Il était connu depuis longtemps que l'augmentation de la pression du gaz tampon faisait décroître la transmission des ions. Mais des observations expérimentales ont montré une nette augmentation de la transmission pour des pressions de gaz de quelques Pa [Bach04]. À titre d'exemple, la figure ci-dessous représente la transmission des ions de Rb de 3 keV ralentis à 50 eV. L'augmentation de la transmission commence à une pression de 0.5 Pa et un maximum a été détecté à une pression de 1 Pa. Au-delà de cette pression la transmission décroît de nouveau car les collisions ion-molécule de gaz se produisant en dehors de la chambre du quadripôle rendent les mouvements des ions incohérents et les laissent s'échapper. Le passage par un maximum à une pression de 1 Pa s'explique par le maximum de refroidissement.

Tandis que, le maximum observé à faible pression, en dessous de 0.01 Pa, n'est pas dû au refroidissement mais c'est une simple transmission des ions. À ce maximum le faisceau a des mauvaises qualités optiques : une émittance et une dispersion en énergie élevées.

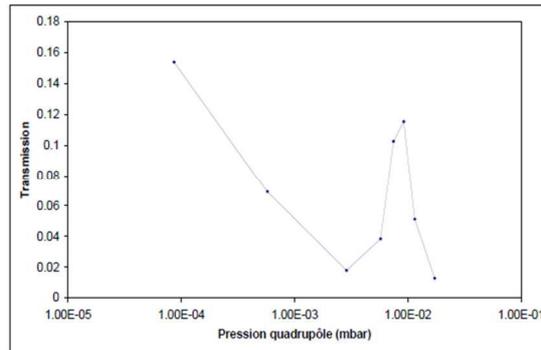


Fig.III. 16: Transmission des ions de Rb à 3 keV et ralentis à 50 eV en fonction de la pression du gaz tampon dans la chambre du quadripôle [Bach04].

2. Synoptique d'injection du gaz

Avant d'injecter du gaz tampon dans la chambre du RFQ nous avons pompé l'enceinte du RFQ par une pompe turbomoléculaire de vitesse 1000 l/s, placé en dessous de cette enceinte. Ainsi, la pression est d'environ $10^{-6} Pa$ dans cette enceinte et elle est de même ordre de grandeur dans le reste de la ligne (Figure III.17). Cette étape permet d'éliminer l'eau et les poussières de la ligne du RFQ.

Une fois nous obtenons le vide cherché nous fermons la vanne de la pompe turbomoléculaire du RFQ et on passe à l'étape d'injection du gaz tout en gardant les autres pompes turbomoléculaire en marche.

L'injection du gaz émis par la bouteille est réalisée de la façon suivante : Un vide primaire se réalise à l'aide d'une pompe primaire sèche de volume 1000 l de type Scroll qui permet de pomper le gaz baignant dans le tube de connexion entre la bouteille et le régulateur. Cette pompe est isolée de l'enceinte à pomper par une vanne à tiroir (type vat). Ensuite un régulateur débitera du gaz dans l'enceinte du RFQ. Un purificateur inséré entre le régulateur et la bouteille du gaz, permet de supprimer d'éventuels polluants : H_2O , O_2 , CO , CO_2 ...etc. (Figure III.17).

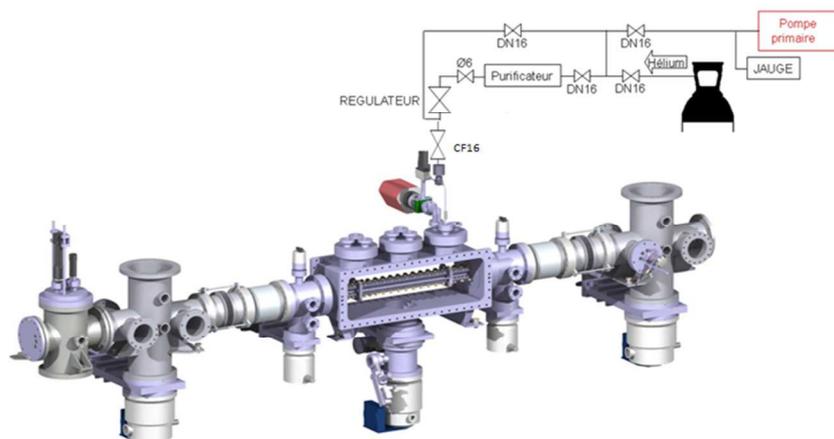


Fig.III. 17: Synoptique du circuit d'injection du gaz tampon dans SHIRaC.

3. Pressions et conductances

Les électrodes faisant la connexion entre les cellules jouent le rôle d'une conductance. Cette dernière dépend de la géométrie de l'électrode, de la nature et de la pression du gaz utilisé. Son unité est l/s.

$$C_{gaz} = C_{air}(P, d) \times \alpha$$

Avec α une constante de proportionnalité qui vaut 2.64 pour l'hélium.

Pour réduire la diffusion du gaz d'une cellule à l'autre il faut, soit diminuer l'ouverture de l'électrode de connexion des deux cellules, soit augmenter sa longueur.

Il a ainsi été nécessaire de modifier la géométrie des cellules d'injection et d'extraction du premier prototype. En utilisant des électrodes cylindriques, des lentilles d'électrode cylindriques et des plates-formes cylindriques, au lieu d'électrodes coniques, il a été possible de réduire partiellement cette diffusion [Duv09].

a. Bilan des pressions

Considérons deux enceintes remplies du gaz et en connexion par une conductance cylindrique C . Supposons que la pression $P_2 < P_1$. À l'équilibre le bilan des flux du gaz entrant et sortant dans l'une des enceintes sont égaux [Moo98]. Cette égalité des flux nous permet de déterminer les valeurs des pressions. Sur la figure ci-dessous nous traitons un exemple de calcul de la distribution de la pression qui sera généralisé pour l'optimisation du vide [Duv09][Poda06].

Le flux du gaz provenant de l'enceinte à pression P_1 est : $Q = C \cdot (P_1 - P_2)$

Le flux du gaz vers la pompe de vitesse S est : $Q_{pompe} = S \cdot P_2$

A l'équilibre on aura : $S \cdot P_2 = C \cdot (P_1 - P_2)$. Ainsi, il est possible de déduire les valeurs de la pression dans les deux enceintes.

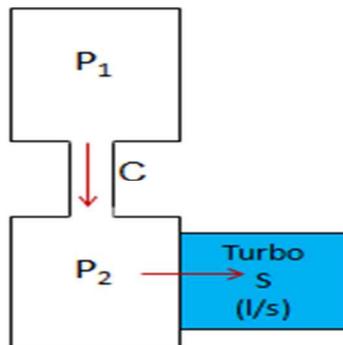


Fig.III. 18: Exemple du bilan de la distribution de la pression.

b. Conductance conique

Pour des géométries simples telles que des orifices, des tubes, les conductances sont présentées dans la référence [Duv09][Poda06]. Dans le cas de géométries complexes telle que le cône, il est indispensable de tenir en compte d'une des deux conductances intrinsèques. Ces dernières sont définies selon la direction du flux du gaz. Pour un flux entrant par la petite ouverture, les deux conductances sont : une directe C_A et une inverse C_R [Merc]:

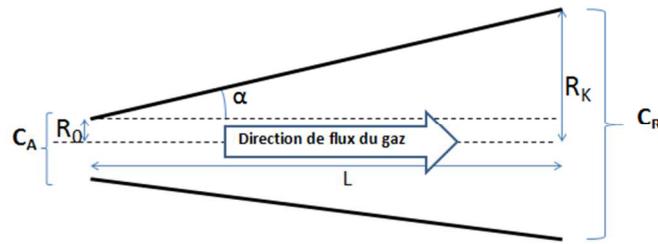


Fig.III. 19: Conductance en forme de Tube de géométrie conique.

La conductance C_A est donnée par la relation suivante:

$$C_A = \frac{4}{3} \pi V_m \frac{R_0^2 R_K^2 K}{(R_0 + R_K)L}$$

Avec k : facteur de correction qui tient en compte la géométrie du tube. Ce facteur est constant pour un angle α donné.

En appliquant l'équation de Dushman et la condition d'équilibre des flux nous obtenons la relation suivante [Merc]:

$$\frac{1}{C_R} + \frac{1}{C_{e,R}} = \frac{1}{C_A} + \frac{1}{C_{e,A}}$$

Ainsi, il est possible de déduire la relation entre C_A et C_R :

$$\gamma = \frac{C_A}{C_R} = 1 + \frac{16}{3} K \cdot \tan(\alpha)$$

Il suffit alors de connaître le facteur k . Ce dernier peut être déterminé par la méthode de Monte Carlo [Gom03] [Swem02]. La figure ci-dessous représente des résultats de calcul du facteur k qui nous servirons.

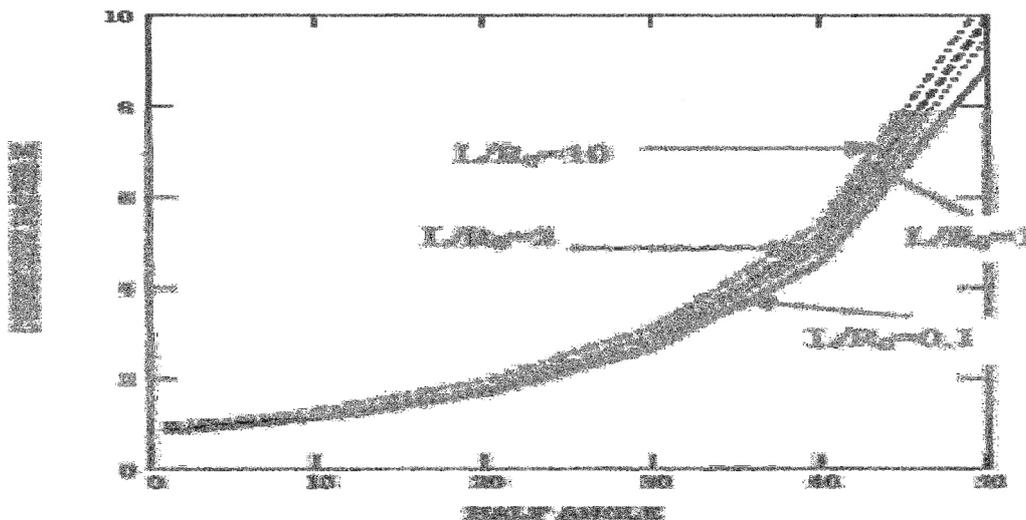


Fig.III. 20: Variation du facteur de correction k en fonction du demi-angle α et du rapport L/R_0 .

4. Pompage différentiel

Une façon de réduire les effets dus à la diffusion du gaz est de mettre en œuvre un pompage différentiel. Il s'agit de placer des pompes de part et d'autre de la chambre du quadripôle qui vont extraire le gaz diffusé dans les cellules d'extraction et d'injection. Chaque cellule de la ligne est ainsi connectée à une pompe turbomoléculaire.

Principe de pompage :

Le pompage se fait par une pompe turbomoléculaire couplée à une pompe primaire sèche. L'élément central du pompage différentiel est la chambre du quadripôle qui est une enceinte ultravide en acier inoxydable autour de laquelle sont greffés plusieurs appareils. Dans la première configuration utilisée, les chambres adjacentes à la chambre du quadripôle étaient montées de façon à avoir des pressions de l'ordre de 10^{-7} Pa.

La figure III.21 représente la première configuration de système du vide utilisé. Les pompes turbo-moléculaires montées sous la chambre de la source et sous la chambre de la cible ont des vitesses de pompage de l'hélium de 1000 l/s. Deux pompes turbo-moléculaires de vitesse de pompage de 300 l/s sont montées sous les cellules d'injection et d'extraction situées de part et d'autre de l'enceinte centrale.

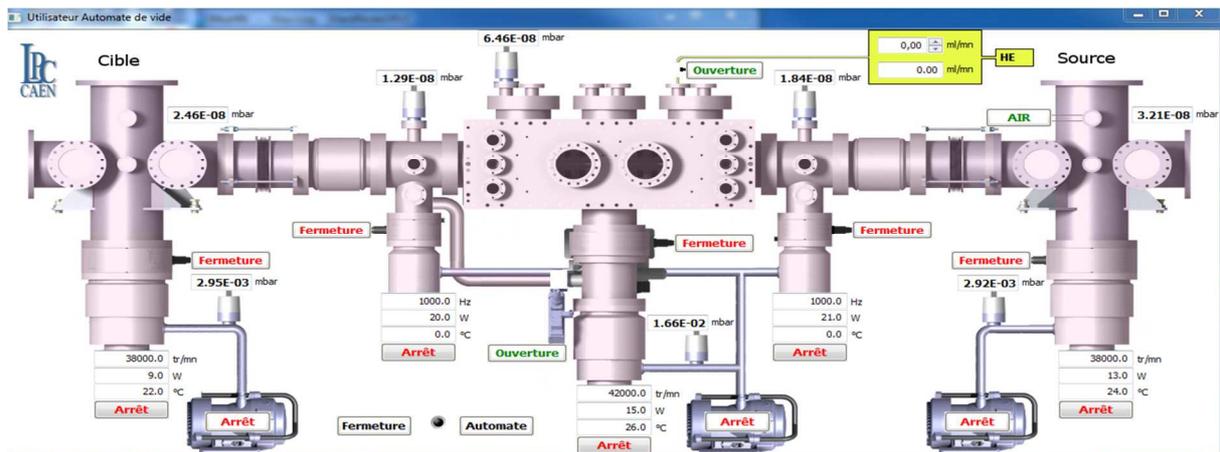


Fig.III. 21: Système de vide du SHIRaC.

Par la suite nous allons étudier la distribution de la pression dans les différents compartiments de la ligne et les développements nécessaires.

5. Distribution du gaz dans la ligne du SHIRaC

Les mesures des pressions faites sur le système de vide du SHIRaC (Figure III.21) nous permettent de calculer les conductances moyennes et d'estimer les pressions et les conductances souhaitées dans le cas où d'autres cellules seraient ajoutées à la ligne, comme un triplet d'extraction ou une chambre pour la réduction de la pression au niveau de la source.

a. Mesures de la pression :

Dans le tableau ci-dessous sont rassemblées des mesures de la pression pour différents débits. Les pressions de refroidissements dans la chambre du quadripôle sont de quelques Pa. Ces niveaux de pression sont atteints par des débits de quelques dizaines de ml/min. À titre d'exemple, pour obtenir une pression de 2.5 Pa on injecte du gaz à un débit de 25 ml/min. Dans la cellule d'extraction les pressions varient entre 10^{-3} Pa et 10^{-2} Pa. Une légère

augmentation de la pression a été constatée dans la cellule d'injection par rapport à celle d'extraction et s'explique par la différence dans les ouvertures d'orifices d'injection et d'extraction qui valent respectivement 8 et 6 mm.

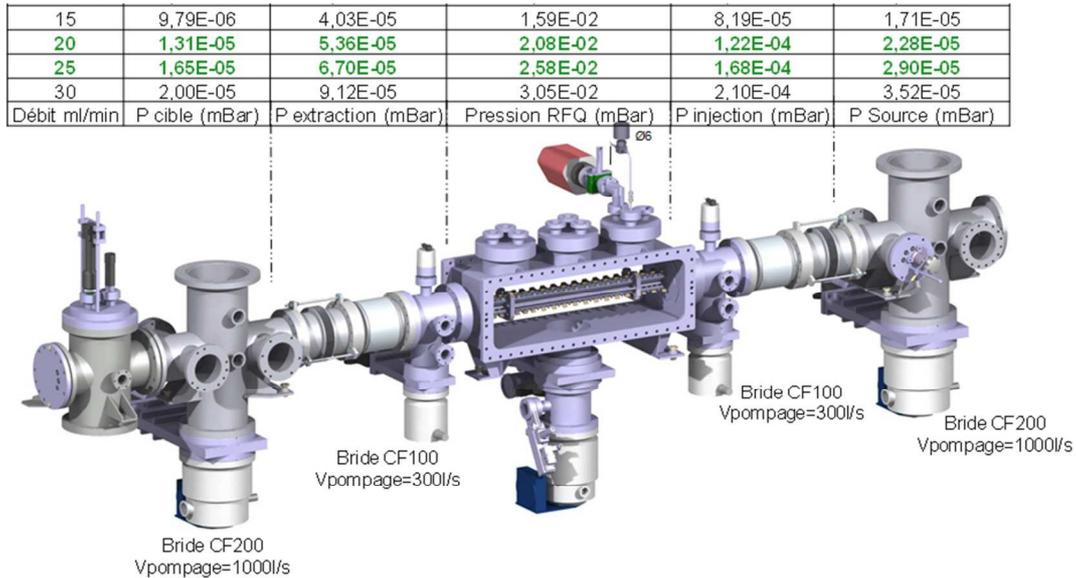


Fig.III. 22: Distribution de la pression dans la ligne du SHIRaC pour des pressions allant de 1.5 à 3 Pa dans la chambre du RFQ.

Pour des pressions dépassant 2.5 Pa dans la chambre de RFQ, les pressions dans les cellules d'extraction et d'injections dépassent $10^{-2} Pa$. Ces niveaux de pressions peuvent dégrader un faisceau de quelques eV.

En sortant de la chambre de refroidissement, les ions se retrouvent dans une zone déserte de champ de confinement et avec des énergies de quelques eV c'est pourquoi la réduction de la diffusion du gaz est nécessaire.

b. Calcul des conductances moyennes

La figure III. 23 montre le système équivalent de pompage du SHIRaC dont les pompes turbo-moléculaires et leurs vitesses de pompage de l'hélium sont indiquées en bleu. Les jonctions entre les cellules sont des conductances. Ces dernières peuvent être calculées en supposant que les bilans des flux du gaz entrant et sortant sont égaux à l'équilibre [Moore00]. Le système équivalent est accompagné des valeurs de dimensions des électrodes qui font la connexion entre les cellules. Ces valeurs nous permettent de calculer les conductances de ces électrodes.

La faible dépendance des conductances à la pression nous autorise à utiliser une conductance moyenne. Ces valeurs moyennes des conductances sont :

- La conductance de la source: $C_{source} = 252 l/s$
- La conductance de la cellule d'injection : $C_{injection} = 2.17 l/s$
- La conductance de la cellule d'extraction : $C_{extraction} = 1.16 l/s$
- La conductance de la cible : $C_{cible} = 285 l/s$

Cette étape nous permettra d'estimer la distribution de la pression dans des zones supplémentaires.

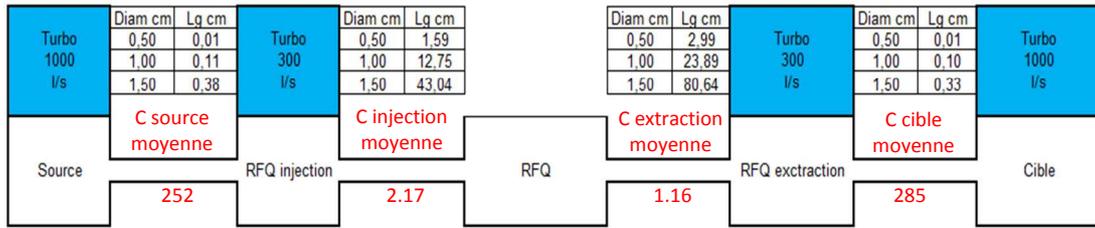


Fig.III. 23: Système équivalent de l'ancienne configuration de SHIRaC.

6. Optimisation du vide du SHIRaC

a. Conductance de la source

Lors des premiers tests expérimentaux, nous avons constatés que les meilleures pressions de refroidissement sont entre 2.5 et 3.5 Pa. À ces valeurs de la pression dans le RFQ celles mesurées au niveau de la chambre de la source dépassaient 10^{-5} Pa.

Pour obtenir une intensité de 1 μ A nous avons appliqué une tension de 1.1 V sur le filament (Figure III. 24). L'intensité maximale délivrée par la source a atteint 1.8 μ A pour une tension de 1.2 V. Après 130 heures d'utilisation, une réduction importante de l'intensité de courant a été détectée. Cette réduction est sans doute due à l'effet de la pression dans la chambre de la source car il est noté dans la référence [Kimb] de la source qu'on ne doit pas dépasser une pression de 10^{-5} Pa.

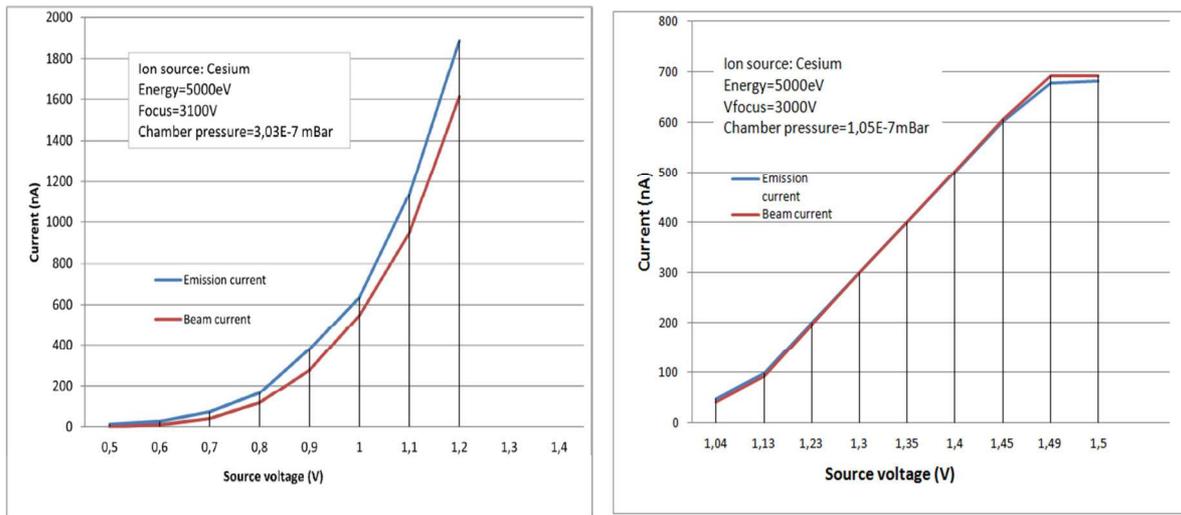


Fig.III. 24: Mesures de courant délivré par la source : (à gauche) mesures effectuées après 2 heures de fonctionnement, (à droite) mesures effectuées après 130 heures de fonctionnement.

La solution envisageable est d'apporter une modification géométrique à la chambre et une pompe turbomoléculaire (Figure III.26). En utilisant une pompe turbomoléculaire de vitesse 300 l/s nous devons trouver les meilleures dimensions d'une conductance cylindrique qui doit répondre aux exigences énoncées ci-avant.

La figure III.25 représente l'optimisation des dimensions de la conductance de la source. Les courbes de la figure III.25 (à gauche) expliquent bien l'effet de la longueur et de l'ouverture sur la valeur de la conductance. En effet, la conductance diminue avec la longueur et augmente avec le diamètre. Les valeurs de la pression dans la chambre de la source correspondant aux valeurs de la conductance à différentes longueur et diamètres de cette

dernières sont présentées dans la figure III.25 (à droite). Ces valeurs de la pression pouvant être inférieure à $0.5 \cdot 10^{-4} Pa$ pour certaines dimensions de la conductance.

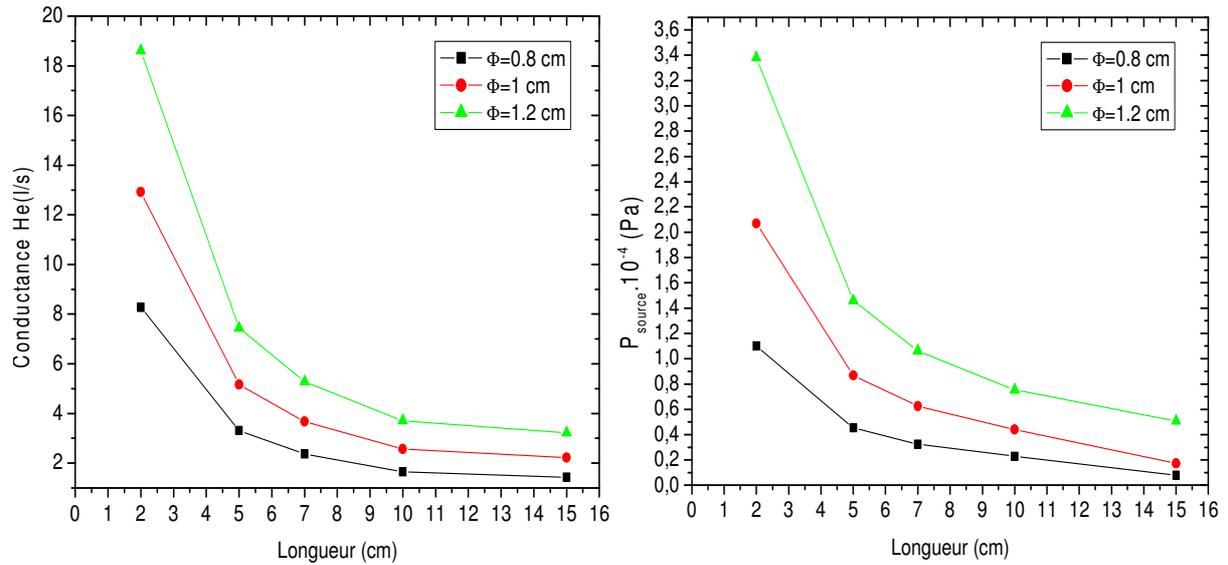


Fig.III. 25: Dimensionnement de la conductance de la source : variation de la conductance en fonction de la longueur de la source à différents diamètres (à gauche) et variation de la pression dans la chambre de la source en fonction de la longueur de la source à différents diamètres (à droite).

Pour valider ce travail nous devons étudier le pouvoir de la transmission des ions à travers cette conductance. La taille minimale du faisceau à une distance de 85 mm de la source est de 1.5 mm (Figure III.29). Seules les simulations peuvent nous conduire à choisir les meilleures dimensions de la conductance ; sa longueur et son diamètre.

Les simulations numériques nous ont montrées que pour une conductance de longueur 150 mm et de diamètre 12 mm la transmission est de 100 %.

b. Distribution de la pression

A part l'ajout de la chambre de la source, l'ancienne configuration de SHIRaC a subi d'autres modifications consistant à ajouter une chambre pour le triplet d'extraction et une chambre pour l'émittance-mètre (Figure III.26). Nous remarquons que la pression dans la chambre de la source ne dépasse pas 10^{-5} mbar pour des débits allant jusqu'à 35 ml/mm. Ce résultat valide la conductance ajoutée.

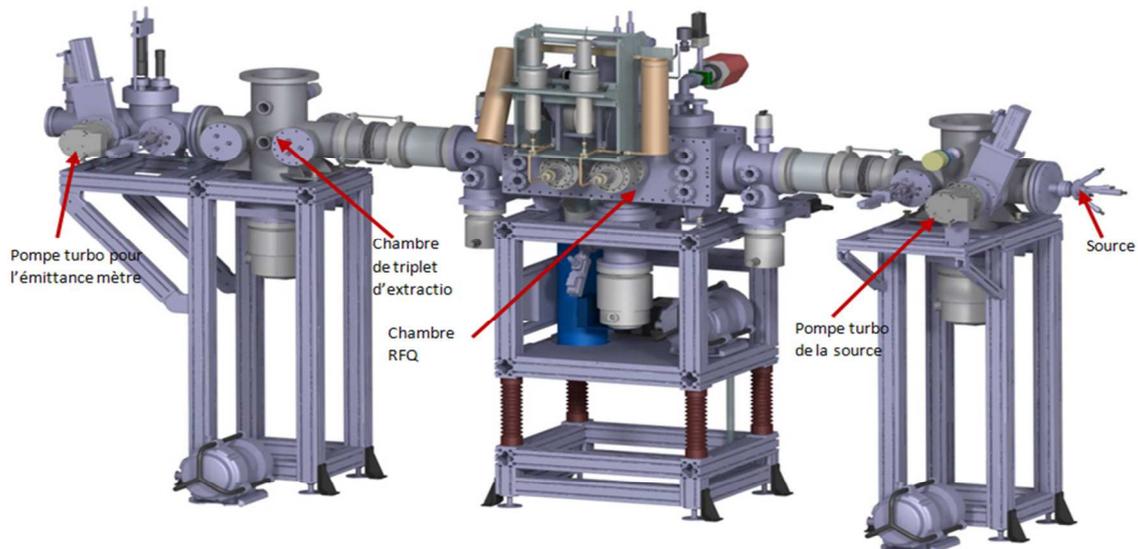


Fig.III. 26: Nouvelle configuration du système de vide après l'ajout d'une pompe turbo pour la réduction de la pression dans la source, une chambre pour le triplet d'extraction et une chambre pour l'émission-mètre.

IV. Instruments de mesure

La détermination des performances du RFQ exige la mesure de certaines grandeurs physiques telles que la transmission des ions à travers le système, l'émission du faisceau et la pureté des ions refroidis.

La mesure de ces grandeurs requiert des instruments de mesures spécifiques. La transmission peut être déterminée en mesurant, à l'aide d'une cage de Faraday, les intensités du courant à l'entrée et à la sortie du RFQ. L'émission exige l'utilisation d'un Pepperpot émission-mètre placé en aval du triplet d'extraction. La pureté des ions peut être contrôlée par observation des spectres du temps de vol à l'aide d'une galette micro-canaux. Enfin, pour tester la pureté du gaz au sein de la chambre du RFQ nous disposons d'un spectromètre de masse. Tous ces instruments sont détaillés dans cette partie (Figure III. 27).

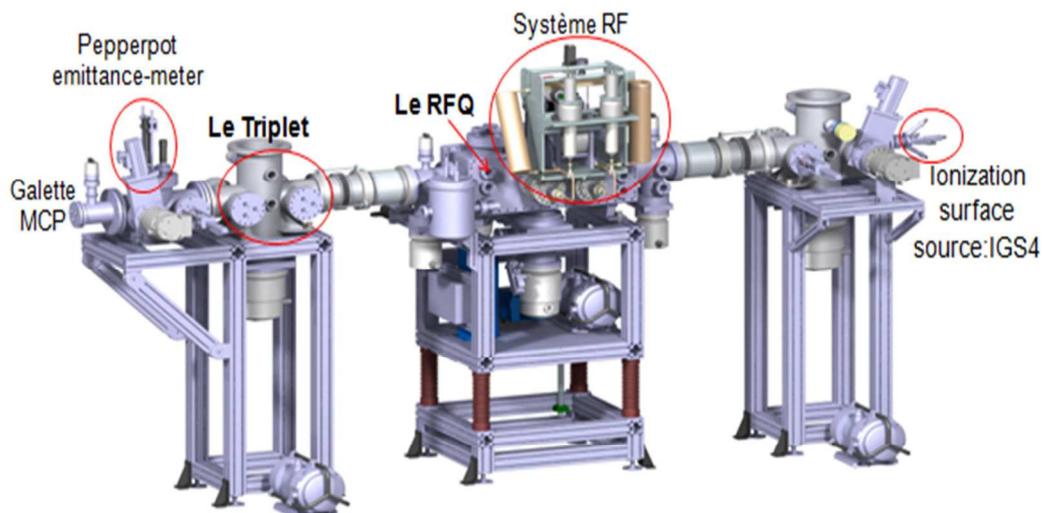


Fig.III. 27: La ligne expérimentale de SHIRaC et les instruments nécessaires aux caractérisations du faisceau refroidi.

1. Source à ionisation de surface

Une fois le système de vide mis en place, une source à ionisation de surface pouvant délivrer des ions alcalins tels que le Cs, Rb, Na, etc. L'énergie des ions ne dépasse pas 5 keV. Le principe de production des ions par cette source consiste à ioniser des atomes alcalins de faible potentiel d'ionisation ($< 6\text{eV}$) en portant à haute température le filament qui est placé sous vide. Ceci permet d'obtenir un plasma. Un champ électrique peut, ainsi, extraire ces ions. Les sources d'ions basées sur le principe d'ionisation de surface sont généralement caractérisées par un degré de pureté du faisceau élevé, une faible dispersion en énergie, et par conséquent une émittance faible.

La première source mise à notre disposition était conçue au sein du LPC Caen [Duv09]. Elle nous a permis d'utiliser des faisceaux d'ions de Rb d'énergie de 3 keV et d'intensité ne dépassant pas 150 nA.

Dans le but d'utiliser des faisceaux intenses, d'intensité proche de $1\ \mu\text{A}$, nous avons utilisé une nouvelle source à ionisation de surface IGS-4 construit par Kimball Physics (Figure III. 28). Cette source permet d'obtenir un faisceau d'une très bonne qualité optique car son émittance ne dépasse pas $15\ \pi.\text{mm.mrad}$. Elle n'est pas endommagée par une exposition répétée aux gaz atmosphériques ou de la vapeur d'eau à froid, et elle peut être utilisée dans un vide de pression allant de 10^{-11} torr à 10^{-5} torr. Elle est étuvable jusqu'à 350°C avec des câbles standards.

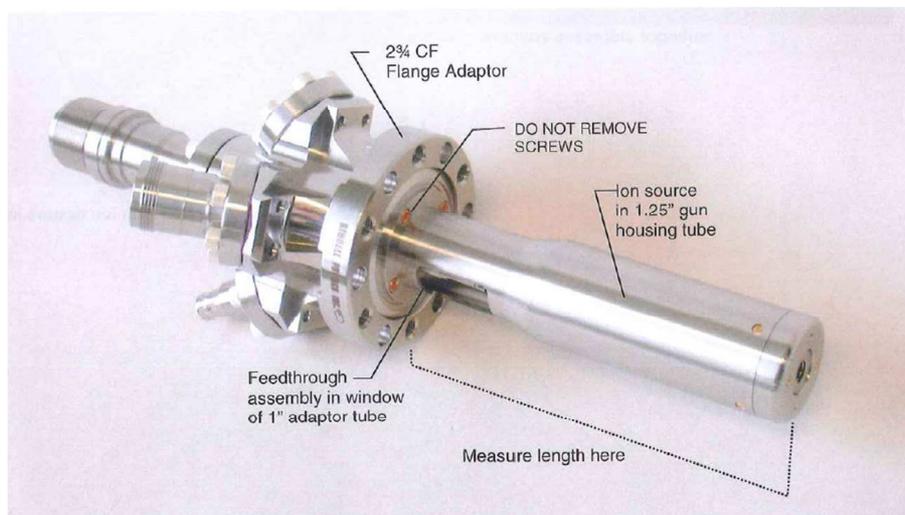


Fig.III. 28: Schéma d'ensemble d'une source à ionisation de surface IGS-4 [Kimb].

Elle se compose d'un système de production des ions, d'une grille, d'un système de focalisation et de quatre déflecteurs [Kimb].

Le système de focalisation est une lentille à trois électrodes. La première et la dernière sont mises à la masse. Celle du milieu est portée à une tension de focalisation qui doit être inférieure à l'énergie des ions exprimée en volt. Cette dernière permet d'obtenir la taille du faisceau à une position et une énergie donnée. À titre d'exemple, à une distance de 80 mm, la taille minimale du faisceau est de 0.1 mm pour un rapport tension de focalisation par énergie des ions de 0.77 [Kimb].

2. Pepperpot émittance-mètre

Pour mesurer les émittances transversales nous utilisons un Pepperpot émittance-mètre (Figure III.29). L'avantage de ce dernier est la possibilité de calculer simultanément les deux émittances transversales. Cette méthode Pepperpot est utilisée pour les faisceaux d'énergies variant de quelques keV/nucléon à quelques centaines de keV/nucléon [Lej80][Hump][Zhan88].

Les principales composantes du Pepperpot sont [Dreeb]: un masque percé de trous microscopiques, une galette à micro-canaux (MCP), un écran de phosphore, une surface argentée faisant office de miroir et une caméra CCD. Le masque est constitué d'une feuille de tungstène de 100 micromètres d'épaisseur. Les trous d'un diamètre de 100 μm sont espacés de 2 mm horizontalement et verticalement, couvrant une zone sensible d'un diamètre de 43 mm. Pour empêcher la déformation thermique du masque, la feuille de tungstène est prise en sandwich entre deux plaques de 0,5 mm d'épaisseur de cuivre. Ces plaques de support ont la même structure de trous que la feuille de tungstène, mais ces trous ont un diamètre plus grand (0,5 mm) afin d'empêcher le blindage du masque.

L'ensemble formant le masque est isolé de la terre pour permettre une mesure de courant du faisceau d'ions. La tension de polarisation de cet ensemble permet de supprimer les électrons secondaires. Le trou central du masque est fermé à des fins d'identification du petit faisceau.

Le MCP est de type chevron, avec un gain pouvant aller jusqu'à 10^7 . Il est suivi d'un écran de phosphore ^{46}P , situé à quelques millimètres. La distance entre l'ensemble MCP- phosphore et le masque est de 60 mm.

Un miroir, monté derrière l'écran de phosphore, reflète l'image des sous-faisceaux à travers une fenêtre vers la caméra. La lentille d'agrandissement permet à la caméra d'être montée près de la fenêtre, ce qui rend l'instrument compact.

La caméra vidéo monochrome, Sony XCD-SX910 avec Interface numérique IEEE 1394, a un "Shutter" plus court de 10 μs . Le phosphore utilisé pour notre écran a un temps de décroissance de 300 ns (passage de 90 % à 10 % de l'intensité).

En opération, l'appareil est réglé pour capturer une image unique, ou une séquence d'images, et les enregistrer dans des fichiers, en utilisant le logiciel fourni par le fabricant.

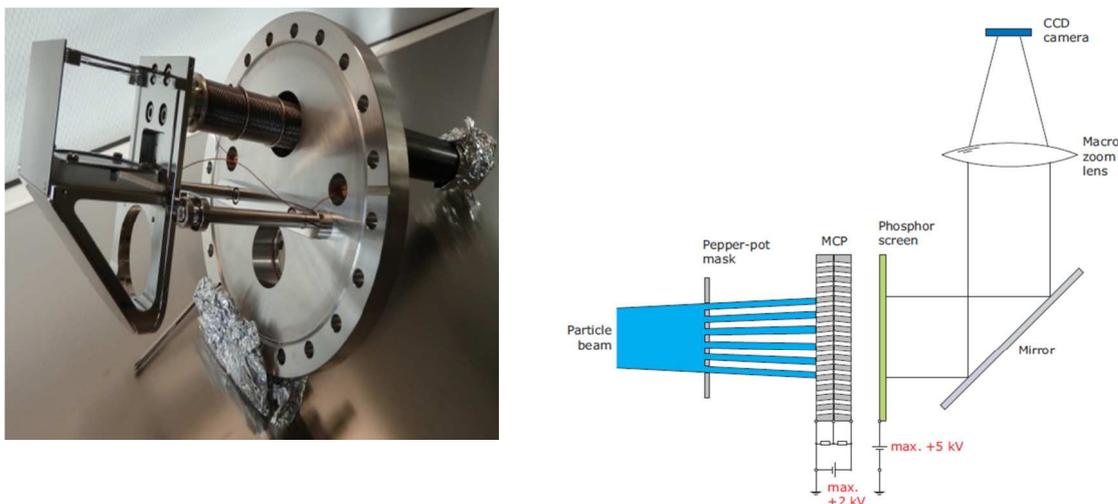


Fig.III. 29: Schéma d'ensemble d'un pepperpot émittancemètre.

En arrivant au masque Pepper-pot le faisceau se décompose en sub-faisceaux « beamlet ». Ces sub-faisceaux vont créer des électrons secondaires en traversant la galette MCP. Les électrons sont ensuite accélérés sur l'écran de phosphore en produisant de la lumière visible. Ainsi, une image en intensité lumineuse est produite à la sortie de la caméra CCD.

a. Calcul d'émittance

L'image transversale obtenue (Figure III.30) représente la fonction de profil transversale du faisceau d'ions. La projection de cette fonction selon les deux axes transversaux, axes X et y, nous permet de calculer les quantités moyennes $\langle x^2 \rangle$, $\langle x'^2 \rangle$ et $\langle xx' \rangle$. Le calcul de ces quantités exige la détermination de la densité d'ions I_m , la largeur σ_m , le centre $x_{c,m}$ de chaque pic et la déduction des quantités x' .

De ces quantités nous déduisons l'émittance rms :

$$\varepsilon_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}$$

Ce calcul nécessite des ajustements des distributions de la densité d'ions à des courbes gaussiennes et par la suite la détermination des quantités moyennes citées ci-avant. Une fois nous avons une projection de la densité d'ions dans les directions X et Y (Figure III.30), le calcul d'émittance géométrique se fait en 3 étape :

- Etape 1 : projection de la densité d'ions dans les deux directions transversaux en unité de mm. le rapport de transformation pixel/mm est de 30.35.

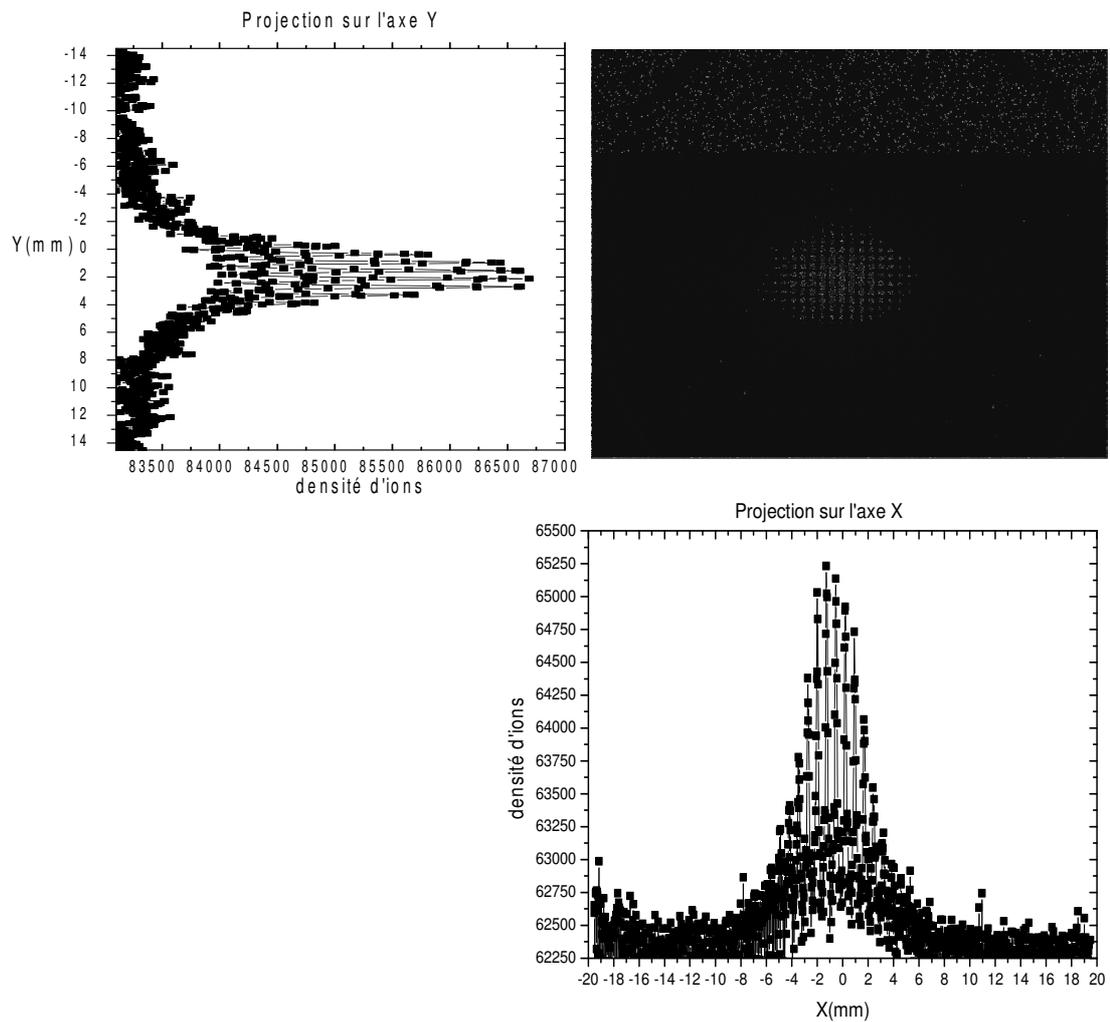


Fig.III. 30: profil transversal du faisceau refroidi détecté par le Pepper pot l'émittance mètre et ses projection selon l'axe X et Y.

- Etape 2 : on ajuste l'enveloppe des courbes des projections de la densité d'ions par une gaussienne globale et on considère seulement 85 % des ions, soit une largeur de 2σ .

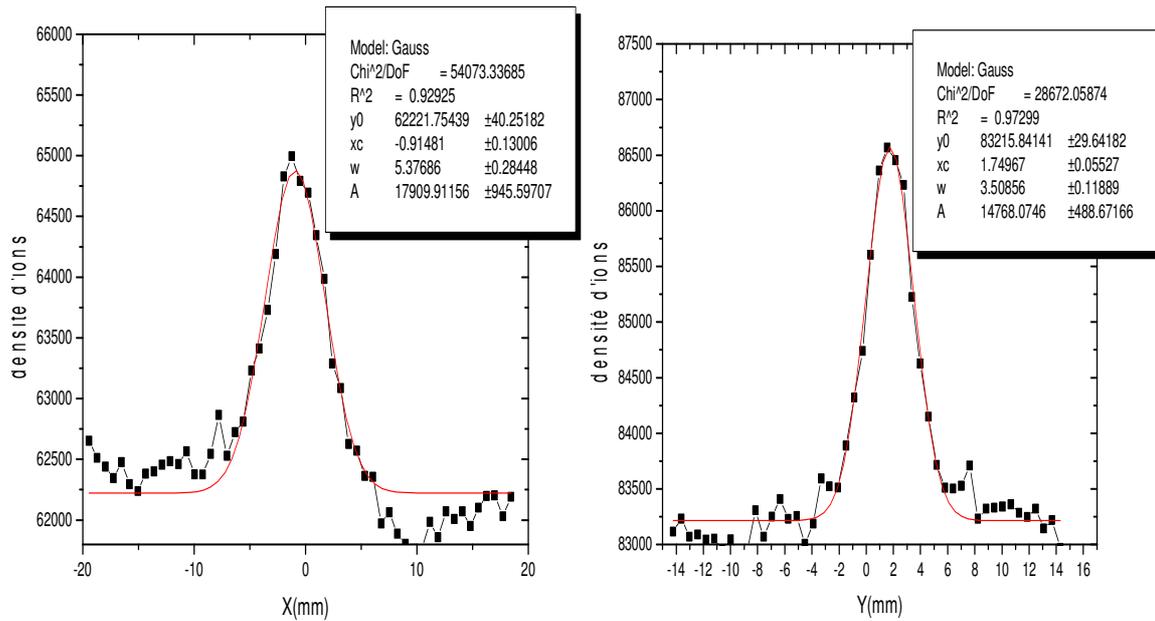


Fig.III. 31: Ajustement gaussien de l'enveloppe de projection de la densité d'ions selon l'axe X et Y.

- Etape 3 : on ajuste chaque pic considéré de la projection de la densité d'ions par une gaussienne. Dans l'hypothèse de faible élargissement du faisceau l'angle de déviation s'écrit:

$$x' \approx x/L$$

Où L est la distance entre l'écran MCP et la masque.

La moyenne d'une quantité $\langle u^n \rangle$ est :

$$\langle u^n \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} u^n \cdot f(u) du$$

Avec $f(u)$ est la fonction gaussienne non normalisé ajustant le pic de la densité d'ions.

Ainsi, les moyennes des quantités $\langle x^2 \rangle$, $\langle x'^2 \rangle$ et $\langle xx' \rangle$ s'écrivent alors :

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum_{m=1}^N (A_m x_{m,c}^2)}{\sum_{m=1}^N S_m}$$

$$\langle x'^2 \rangle = \frac{\sum_{m=1}^N A_m (x_{m,c}^2 + \sigma_{m,c}^2)}{L^2 \cdot \sum_{m=1}^N S_m}$$

$$\langle xx' \rangle = \frac{\sum_{m=1}^N A_m x_{m,c} x_{m,c}}{L \cdot \sum_{m=1}^N S_m}$$

Où :

- A_m : l'amplitude du pic.
- S_m : la surface du pic.
- $x_{m,c}$: position centrale des trous projetés selon une direction donnée.
- $\sigma_{m,c}$: largeur à mi-hauteur de la courbe gaussienne ajustant le pic.

- N : le nombre de pic.
- m : pic numéro m .

b. Incertitude de l'émittance

Pour déterminer l'incertitude de mesure nous nous servons de la notion de propagation d'erreur. L'émittance peut s'écrire sous cette forme :

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \\ &= \sqrt{\frac{(\sum_{i=1}^N \rho_i x_i^2)(\sum_{i=1}^N \rho_i x_i'^2) - (\sum_{i=1}^N \rho_i x_i x_i')^2}{(\sum_{i=1}^N \rho_i)^2}} \end{aligned}$$

Pour calculer l'incertitude de l'émittance σ_ε nous utilisons la propagation d'erreur de cette dernière équation [Joll03]. Ainsi il s'écrit comme suit :

$$\sigma_\varepsilon^2 = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4 + \sigma_5$$

Avec :

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{\left(\sum_{i=1}^N \rho_i^2 x_i^2 + \frac{x_i^4 \sigma_{\rho_i}^2}{4}\right) \left(\sum_{j=1}^N \rho_j x_j'^2\right)^2}{\varepsilon^2 \cdot \left(\sum_{k=1}^N \rho_k\right)^4} \\ \sigma_2 &= \frac{\left(\sum_{i=1}^N \rho_i^2 x_i^2 \sigma_{x_i}^2 + \frac{x_i'^4 \sigma_{\rho_i}^2}{4}\right) \left(\sum_{j=1}^N \rho_j x_j^2\right)^2}{\varepsilon^2 \cdot \left(\sum_{k=1}^N \rho_k\right)^4} \\ \sigma_3 &= \frac{\left(\sum_{i=1}^N x_i^2 x_i'^2 \sigma_{\rho_i}^2 + \rho_i^2 x_i'^2 \sigma_{x_i}^2 + \rho_i^2 x_i^2 \sigma_{x_i'}^2\right) \left(\sum_{j=1}^N \rho_j x_j x_j'\right)^2}{\varepsilon^2 \cdot \left(\sum_{k=1}^N \rho_k\right)^4} \\ \sigma_4 &= -2 \frac{\left(\sum_{i=1}^N \rho_i^2 x_i^4 x_i'^4 \sigma_{\rho_i}^2 + \sum_{i=1}^N \rho_i^4 x_i^2 x_i'^4 \sigma_{x_i}^2 + \sum_{i=1}^N \rho_i^4 x_i^4 x_i'^2 \sigma_{x_i'}^2\right)}{\varepsilon^2 \cdot \left(\sum_{k=1}^N \rho_k\right)^4} \\ \sigma_5 &= \frac{\varepsilon^2 \left(\sum_{i=1}^N \sigma_{\rho_i}^2\right)}{\left(\sum_{k=1}^N \rho_k\right)^2} \end{aligned}$$

Le calcul des termes en $\rho_i^n x_i^m$ est comme suit :

$$\rho_i^n x_i^m = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n f(x)^n dx$$

L'incertitude de l'émittance σ_ε provient de plusieurs causes. Pour un système Pepperpot les erreurs dominant se résume en trois quantités sans unités σ_x , $\sigma_{x'}$ et σ_ρ .

- σ_x : contribution d'une erreur sur la dimension du trou du masque et sur l'espacement entre eux.

$$\sigma_x = \sigma_{x,1} + \sigma_{x,2} = \left(\frac{0.01}{0.6} + \frac{0.1}{40} \right) * 100 = 1.91$$

- $\sigma_{x'}$: cette erreur due à la résolution de la caméra, à la distance masque-MCP et à la calibration de l'image

$$\sigma_{x'} = 1.6 + \left(\frac{0.1}{60} + \frac{0.1}{30.53} \right) * 100 = 2.09$$

- σ_ρ : elle est due au bruit de fond de la densité d'ions, diamètre des trous, et largeur de pic de la densité d'ions.

$$\sigma_\rho = 1.3 + \left(\frac{0.1}{40} * 100 \right) + \sigma_m = 2.09 + \sigma_m$$

3. Cage de Faraday

La mesure de l'intensité du courant d'un faisceau peut être réalisée par le biais d'une cage de Faraday (figure III.32). Cette dernière consiste en une coupelle métallique isolée rassemblant les ions. L'intensité mesurée est le signal détecté suite à la collision de l'ion avec la membrane interne de la coupelle. Le signal sortant est mesuré à l'aide d'un picoampèremètre.

L'ouverture de la coupelle est seulement de 10 mm. Pour prendre en compte la divergence du faisceau une seconde mesure de l'intensité doit être faite. Cette dernière correspond aux ions collectés par l'anneau de la cage de Faraday qui possède une ouverture de 22 mm.

Pour éviter le comptage multiple des ions arrivant à la surface métallique interne de la cage et de l'anneau nous devons porter le suppresseur à une tension de 50 V.

Cet instrument est capable de mesurer des intensités allant de 0.1 nA jusqu'à quelques μ A.

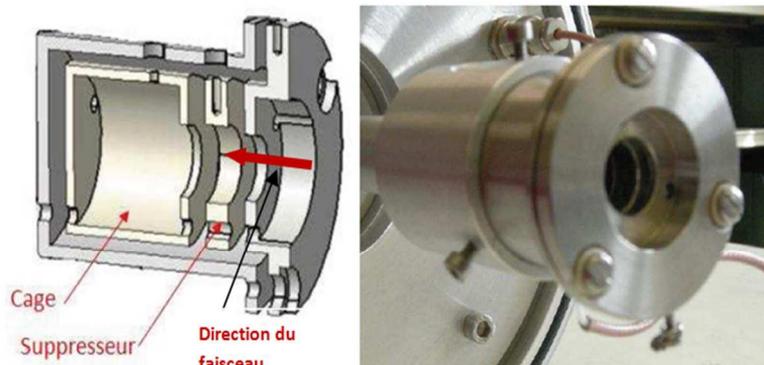


Fig.III. 32: Cage de Faraday.

4. Temps de Vols

a. Principe de la détection d'une galette micro canaux

La détection des ions refroidis se fait par une galette micro canaux (MCP). Cette galette consiste en une lentille électrostatique, un atténuateur et un écran à micro canaux MCP. La lentille électrostatique est une lentille d'Einzel qui permet de focaliser le faisceau sur l'écran. L'atténuateur est de facteur 1000. Le principe de détection est le suivant : les ions incidents pénètrent dans les canaux de la MCP qui s'amplifient d'un facteur 10^4 environ le signal d'électrons grâce à la génération d'électrons secondaires (Figure III.33- gauche). Ceci a pour but de rendre le signal arrivant sur un écran fluorescent perceptible par une caméra CCD. Pour la lecture du contenu du signal détecté par la galette MCP, un oscilloscope est lié à cette

dernière. Ce signal correspond à la distribution temporelle de la densité des ions. Les ions détectés par la galette devront être envoyé en paquet.

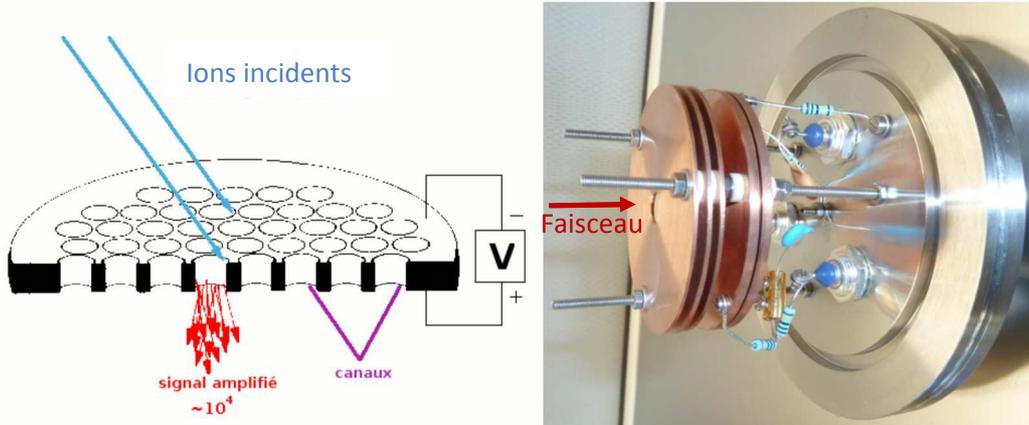


Fig.III. 33: Galette MCP : principe de la détection par un écran à micro-canaux (gauche), image de la galette MCP (droite).

b. Mesures de Temps de Vols

Pour calculer le temps de vols des ions entre deux positions : nous devons placer dans une position un commutateur de tension, un switch, qui permet de délivrer les ions sous formes de paquet.

Dans la deuxième nous plaçons la galette MCP. Le commutateur en tension permet de créer un paquet d'ions pendant une durée de temps égale à sa fenêtre. Pratiquement, le temps de vols est l'écart temporel entre le début de switch et la position de maximum du signal.

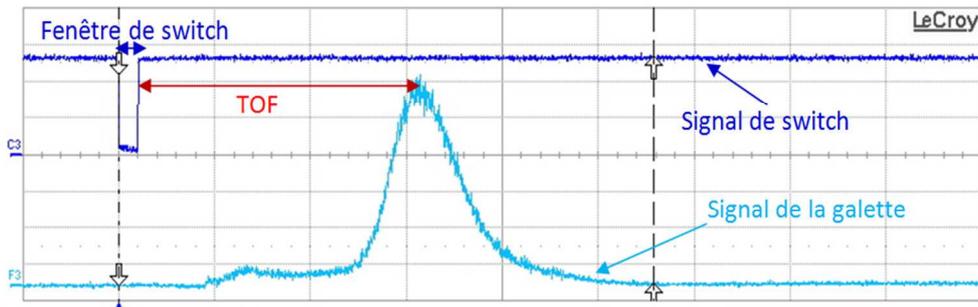


Fig.III. 34: Commutateur en tension : principe de mesures de temps de Vols.

▪ **Identification d'ions:**

Pour identifier les ions nous nous sommes servis d'un commutateur de tension placé sur la dernière électrode de la lentille d'extraction.

L'identification de l'ion consiste en une comparaison entre le temps de vol mesuré par l'oscilloscope et un temps de vols théorique $\tau_{thé}$:

$$\tau_{thé} \approx \frac{d}{\sqrt{\frac{2E}{m}}}$$

▪ **Purification du faisceau**

Pour étudier la pureté du faisceau refroidi, le commutateur doit être placé sur une des trois électrodes de la cellule d'injection, soit la deuxième électrode. Dans ce cas nous pouvons étudier le temps nécessaire de refroidissement d'un paquet d'ions. Nous pouvons également traiter l'effet du gaz et tester la présence des impuretés.

5. Spectromètre de masse du vide :

Afin d'identifier les atomes du gaz régnant au sein de la chambre du RFQ à vide nous avons utilisé un spectromètre de masse de type « Pfeiffer » (figure III.35) [Pfeif]. Le principe d'identification est le suivant : une chambre d'ionisation portée à une tension de 150 V est en contact avec la chambre à vide. Les ions ionisés peuvent être accélérés vers un mini quadripôle RF. Ce dernier sépare les ions selon leurs masses. Et par la suite leurs détections.

Cet instrument nous permet de tester la pureté de l'enceinte du RFQ pour des pressions du gaz tampon ne dépassant pas 1 Pa.

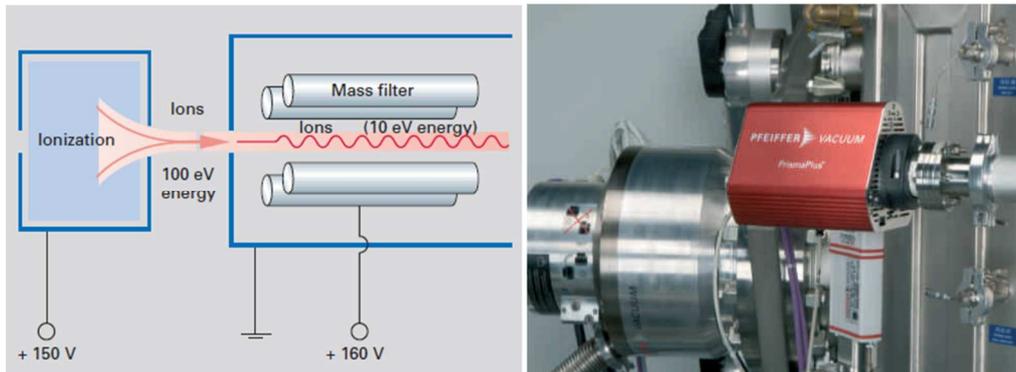


Fig.III. 35: Principe d'identification des ions par le spectromètre de masse (gauche), spectromètre de masse de type Pfeiffer (droite).

V. Contrôle commande et haute tension

Dans cette partie nous présentons le système d'alimentation et d'isolation de la ligne ainsi que le contrôle commande des différents instruments et des systèmes de vide et de RF.

1. Haute tension

L'ensemble de la cellule d'injection, la chambre RFQ et la cellule d'extraction doivent être portées à la haute tension (HT) (Figure III.36), la tension équivalente à l'énergie d'accélération d'ion. Le reste de la ligne est porté à la masse, une tension de 0 V. Pour maintenir une isolation entre les compartiments à la HT et à la masse nous avons placé un isolant, un cylindre en céramique (Figure III.36).

Pour l'achever nous devons percher cet ensemble à un circuit mis à la HT tout en gardant une isolation de la terre (Figure III.36). L'isolation de la terre se fait par un transformateur d'isolement galvanique de 80 kV (Figure III.37).

L'installation de la ligne du SHIRaC devra résister à des HT allant jusqu'à 60 keV. Pour remédier aux claquages observés à partir de 35 kV nous avons mis une distance de 2 mm entre le RFQ et les orifices d'injections et d'extraction. Avec ces modifications il est possible de refroidir des ions d'énergie d'accélération allant jusqu'à 60 keV, soit une HT de 60 keV.

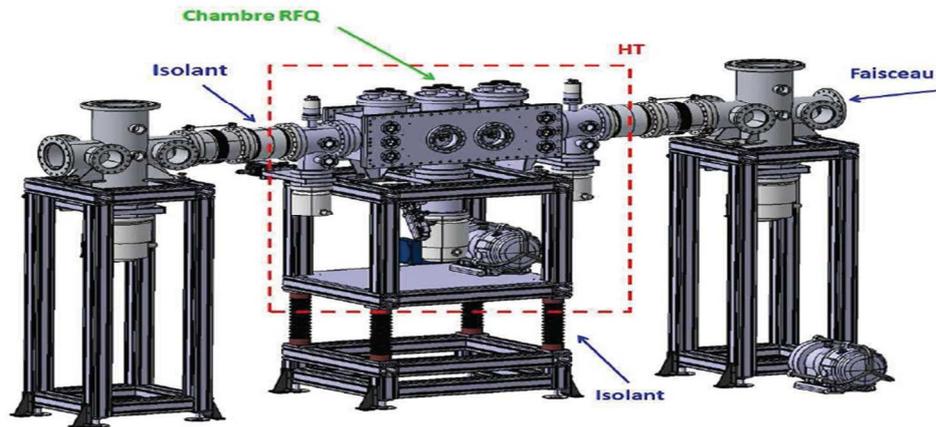


Fig.III. 36: Système de polarisation et d'isolation de la ligne du RFQ Cooler

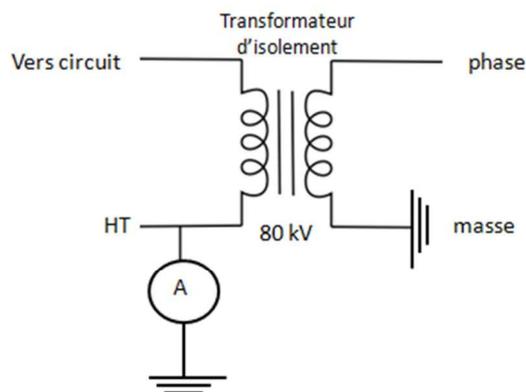


Fig.III. 37: Perchage de l'ensemble de la cellule d'injection, la chambre de RFQ et de la cellule d'extraction à la haute tension.

La configuration en énergie cinétique des ions correspondant au système de polarisation est montrée à la figure 3.40. Les ions d'énergies cinétiques E_0 , en amont de l'EM, subissent une décélération entre l'aval de l'EM et l'OI. Ainsi, leurs énergies est d'environ 100 eV à l'entrée du RFQ. L'énergie des ions refroidis atteignant la limite du RFQ est de E_{cool} , de quelques eV. En arrivant à l'aval de l'OE ils subissent une réaccélération et leurs énergies est de $E_{I_{ext}}$ et de EM_{ext} respectivement en amont de la lentille d'extraction et à partir de l' EM_{ext} . A titre d'exemple, pour un faisceau d'ions émis à une énergie de 5 keV sa distribution en énergie est de : $E_0 = 5 \text{ keV}$, $HT_{(eV)} = 4870 \text{ eV}$, $E_{cool} < 10 \text{ eV}$, $E_{EI_{ext}} = 150 \text{ eV}$.

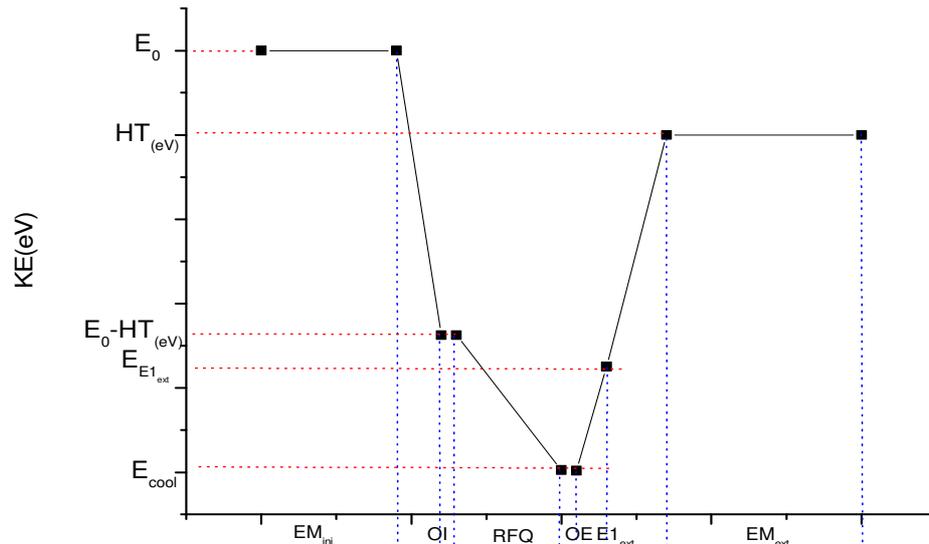


Fig.III. 38: configuration en tension de la ligne du RFQ Cooler et en énergie cinétique des ions.

- Avec :
- EM_{inj} : électrode de masse de la cellule d'injection
 - OI : orifice d'injection.
 - RFQ : le quadrupole radiofréquence.
 - OE : orifice d'extraction.
 - $E1_{ext}$: la première électrode de la cellule d'extraction.
 - EM_{ext} : électrode de masse de la cellule d'extraction.
 - E_0 : l'énergie cinétique initiale des ions.
 - $HT_{(eV)}$: l'équivalent en eV de la HT.
 - E_{cool} : l'énergie des ions à la sortie du RFQ.
 - $E1_{ext}$: l'énergie des ions refroidis en amont de la cellule d'extraction.

2. Contrôle commande

Avant de manipuler les faisceaux et de mettre en marche les alimentations nous devons injecter le gaz dans la chambre du RFQ en contrôlant son débit. La figure III.39 nous présente le panneau de contrôle du vide. A l'aide de ce panneau nous pouvons régler la pression du gaz dans le RFQ à l'aide d'un débitmètre. Nous pouvons également contrôler l'état des pompes turbo moléculaire(en marche ou en arrêt) et leurs vitesses.

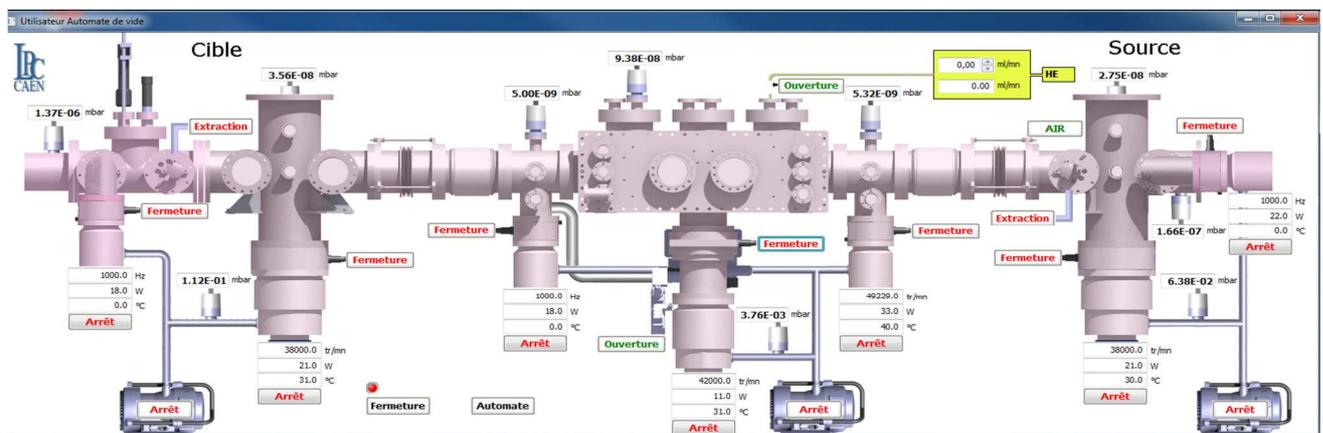


Fig.III. 39: Panneau de contrôle commande du vide.

Une fois le système de vide est mis en place, nous devons mettre les équipements de la ligne (la source, les instruments de mesures, les alimentations, la HT, le système RF) en marche. Ces équipements doivent être manipulés à distance via un système de contrôle commande en temps réel. Ce dernier se sert de l'outil de communication réseau Ethernet. Sur la figure III.40 nous présentons le panneau de contrôle commande utilisé dans ce travail. A travers ce panneau nous pouvons contrôler les polarisations des électrodes des cellules d'injection et d'extraction et du triplet d'extraction ainsi que les 5 polarisations du champ de guidage. Nous pouvons, également, examiner le système RF, en ajustant un meilleur accord RF pour une tension et une fréquence choisies, et la haute tension.

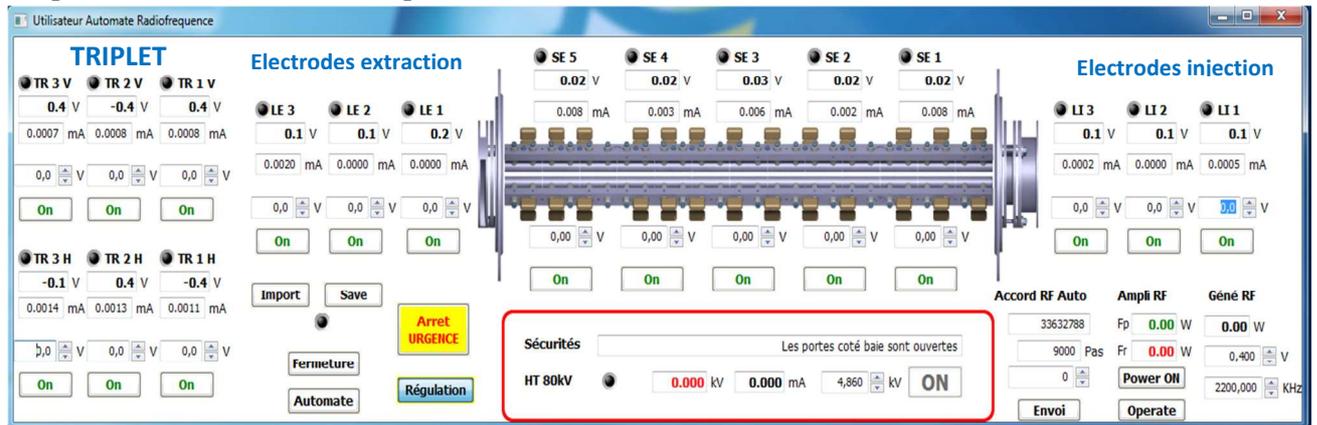


Fig.III. 40: système de contrôle commande du RFQ SHIRaC au LPC Caen.

Conclusion

Le système RF d'induction à air nous permis d'atteindre des valeurs, en termes de la tension RF et de la fréquence, jamais atteintes. Ces résultats sont suffisants pour refroidir les faisceaux intenses de SPIRAL2/DEISR.

La diffusion du gaz a été réduite au maximum par l'utilisation de faible orifice d'injection et d'extraction et par les capacités élevées des pompes turbomoléculaire.

Après avoir défini les éléments de la ligne du RFQ et détailler le fonctionnement de différents systèmes (système de vide, système RF, la source, le triplet) et leurs utilisations nous devons définir leurs domaines d'utilisation. Cette tâche sera réalisée au prochain chapitre à l'aide des simulations numériques.

Chapitre IV

Transport du faisceau : simulations numériques du RFQ Cooler SHIRaC

Introduction

La simulation numérique de la dynamique des ions le long de leurs trajectoires, depuis la source jusqu'en aval du refroidisseur, est une étape incontournable à la conception du RFQ Cooler. D'autres raisons pour réaliser ces simulations sont d'accéder à l'ordre de grandeur de paramètres de fonctionnement du système tels que : la pression du gaz tampon, les polarisations des électrodes, les tensions de la plate-forme et les paramètres RF, et de prévoir le comportement des ions à différents endroits de la ligne. Aussi, ces simulations permettent d'appréhender les dépendances de la transmission, de l'émittance et de la dispersion de l'énergie longitudinale.

Pour avoir un couplage efficace entre le RFQ Cooler et le HRS nous devons concevoir un système optique imposé par le HRS capable de transmettre le maximum d'ions refroidis dans une fente rectangulaire de 1 mm de largeur et de 5 mm de longueur. Le système optique consiste en un multiplet de quadripôles électrostatiques. Les résultats des simulations numériques et l'optimisation des paramètres de fonctionnement sont présentés dans ce chapitre.

I. Outils de simulation numérique

La simulation numérique des trajectoires des ions devra tenir en compte de la variation de la pression d'une région à autre, du champ électrostatique extérieur et de l'effet de la tension RF en dehors du RFQ [Lun98].

Les champs électrostatiques extérieurs sont les champs imposés par les électrodes. La carte en 3 dimensions de ces champs peut être déterminée par la méthode de relaxation qui consiste à la calculer itérativement [Duv09]. Elle peut être déterminée aussi en utilisant des formules analytiques comme celles pour le quadripôle radiofréquence. Dans le cas présent, la carte de champ électrique statique a été obtenue à l'aide du logiciel Simion 8.0 [Sim8] [Manura09]. Ce logiciel permet aussi de suivre la dynamique des ions.

Pour décrire les interactions ions-atomes du gaz tampon nous allons présenter deux modèles : le modèle de la sphère dure (HS1) et le modèle de potentiel réaliste (PR). Ces deux modèles sont des approches microscopiques qui consistent à étudier les interactions individuelles. La différence entre ces deux modèles est le traitement de l'interaction ion-gaz.

1. Modèle PR

Dans ce modèle les hypothèses considérées sont les suivantes:

- Les interactions ions-gaz sont élastiques.
- Les interactions ions-ions sont négligeables.
- Le transfert d'énergie se produit uniquement par le biais des collisions.
- La vitesse des atomes de gaz est de distribution Maxwell-Boltzmann.
- Le chauffage RF des ions dus aux collisions sont prises en compte.
- Le chauffage du gaz est supposé négligeable pendant les collisions.

Les interactions ions-gaz dans ce modèle sont traitées individuellement. L'effet de la charge d'espace est modélisé par le théorème de Gauss.

Comme nous l'avons mentionné au deuxième chapitre, le potentiel qui régit les interactions ions-atomes est le potentiel $(n, 6, 4)$ avec n un entier (équation 2.48 - chapitre 2). Ce potentiel permet le calcul numérique de la matrice de diffusion dans le centre de masse $\theta(b, T_{cm})$ [Neue84][McDa64] :

$$\theta(b, w) = \pi - 2b \int_{r_0}^{\infty} \left[1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{V(r)}{w} \right]^{-1/2} \frac{dr}{r}$$

Avec :

b : Le paramètre d'impact de la collision.

w : L'énergie cinétique dans le centre de masse.

r_0 : La distance d'approche minimale qui se calcule en mettant à zéro le terme de l'intégrale de l'équation ci-dessus.

Le modèle PR est basé sur la méthode de Monte Carlo qui consiste à générer un ensemble d'atomes de gaz animés de vitesses aléatoires \vec{v}_{gaz} et à calculer la probabilité P_{coll} des collisions éventuelles :

$$\vec{v}_{gaz} : v_{u,gaz} = \frac{KT_{gaz}}{m_{gaz}} (-2 \log(r_i) * \cos(2\pi r_j)) \text{ avec } u: x, y, z.$$

Où r_i sont des nombres aléatoires réels compris entre 0 et 1.

$$P_{coll} = N\sigma_{coll}v_{rel}\Delta t$$

Avec :

N : La densité des ions

Δt : La fréquence de collision.

$V(r)$: Le potentiel d'interaction ions-atomes de gaz (équation 2.46)

La vitesse relative est définie comme :

$$\vec{v}_{rel} = \vec{v}_{ion} - \vec{v}_{gaz}$$

La section efficace de collision est :

$$\sigma_{coll} = \pi * b_{max}^2$$

Le terme b_{max} est le paramètre d'impact maximum pour une énergie cinétique dans le centre de masse w donnée. Ce terme correspond à un angle de diffusion minimum. Par la suite à chaque énergie w nous devons déterminer le couple (θ_{min}, b_{max}) .

$$b_{max} = f(\theta_{min}, w)$$

En utilisant deux nombres aléatoires compris entre 0 et 1, soient R_1 et R_2 , avec la condition :

$$r = R_1^2 + R_2^2 \leq 1$$

Si $r > P$ il y a une collision et le nouveau paramètre d'impact de la collision est alors b :

$$b = b_{max} * \sqrt{R_1^2 + R_2^2}$$

Grâce à ce dernier paramètre et à l'énergie cinétique des ions et des atomes de gaz avant la collision nous pouvons calculer l'angle de diffusion θ_{cm} . L'énergie d'un ion après chaque collision est donnée par l'équation 2.47 du chapitre 2. Par conséquent, nous pouvons déterminer les coordonnées de l'ion après la collision.

L'application de ce modèle a été réalisée avec un code écrit en langage Python [Python].

2. Modèle de la sphère dure HS1

Les hypothèses de ce modèle sont [HS1] :

- Les interactions ions-gaz suivent le modèle de la sphère dure [kintheo].
- Les interactions ions-ions sont négligeables.
- Le transfert d'énergie se produit uniquement par le biais des collisions.
- La vitesse des atomes de gaz est de distribution Maxwell-Boltzmann [MaxB].
- Le chauffage RF des ions dû aux collisions est pris en compte.
- Le chauffage du gaz est supposé négligeable pendant les collisions.

Le modèle de collision HS1 est basé sur la théorie cinétique des gaz. Les collisions ions-atomes de gaz conduisent en un transfert d'énergie positif ou négatif. L'énergie transférée permet le refroidissement cinétique des ions.

Contrairement au premier modèle, le paramètre d'impact maximum b_{max} ne dépend ni de l'énergie cinétique des ions, ni de celles des atomes du gaz, ni de l'angle de diffusion, mais seulement des dimensions de l'atome de gaz et de l'ion [Eicem94] :

$$b_{max} = r_{ion} + r_{gaz}$$

À titre d'exemple, le rayon des atomes d'hélium est de 1.4 Å. Les rayons des atomes de Cs, de Rb et de Na sont respectivement de 1.74, 1.61 et 1.02 Å.

Ce modèle a été implémenté dans un code écrit en langage lua avec le logiciel Simion 8.0 [Sim8]. Ce code a été adapté pour prendre en compte la diffusion du gaz depuis la chambre du RFQ et l'effet de la charge d'espace.

3. Simulation de la charge d'espace avec Simion 8.0

Avec la version Simion 8.0 nous avons utilisé un modèle appelé « Coulomb repulsion » [Sim8]. Ce dernier consiste à assimiler les particules à des charges ponctuelles de charge q . La charge totale est partagée entre les ions en fonction de leur charge individuelle ajustée par un facteur CWF. Donc, chaque ion réel est considéré comme un ensemble de particules physiques. Dans ce modèle : les ions se sont générés dans une gamme de temps égale à leur durée de création, le « TOB », et la force de répulsion entre les ions est la force de Coulomb.

Dans notre cas, nous cherchons à créer un paquet d'ions d'intensité de 1 μ A. Afin que le paquet d'ions puisse interagir avec la majorité des phases de la tension RF, leur durée de création doit être supérieure à la période de la tension RF. On choisit une durée de 2 à 3 fois

plus grande que la période de la tension RF. Ainsi, pour un système RF de fréquence 4.5 MHz, le TOB du paquet est de 0.44 μ s. La charge totale des ions se déduit de l'équation suivante :

$$I = \frac{dQ}{TOB}$$

Pour une intensité de 1 μ A la charge totale est de $4.4 \cdot 10^{-13} C$.

II. Simulation du refroidissement : comparaison des modèles HS1/RP

Dans cette partie nous allons simuler le refroidissement des ions de Cs par le RFQ, sans cellule d'injection ou d'extraction, et avec les conditions expérimentaux suivantes : un système RF de fréquence de 4.5 MHz et un champ DC de guidage de 16 V par unité de longueur du RFQ.

Les simulations sont faites à l'aide des deux modèles physiques : le modèle HS1 et le modèle RP. L'effet de la charge d'espace est pris en compte par la méthode de Gauss pour le modèle RP et par l'option « Coulomb repulsion » de Simion 8.0 pour le modèle HS1.

Le faisceau d'ions de Cs_{133}^+ à injecter dans le RFQ a les caractéristiques suivantes : un rayon de 4 mm et une émittance de quelques centaines de $\pi.mm.mrad$. L'augmentation de l'émittance de 80 $\pi.mm.mrad$ à quelques centaines de $\pi.mm.mrad$ est due à l'effet de décélération des ions qui se dévoile de l'équation 2.11.

Les paramètres qui définissent la qualité optique d'un faisceau d'ions sont : la transmission, la dispersion longitudinale en énergie et l'émittance transversale.

Nous étudions l'influence de l'énergie initiale des ions, de la pression du gaz dans le RFQ et de la charge d'espace sur la qualité optique du faisceau refroidi. Une comparaison entre les deux modèles sera présentée et discutée.

1. Dépendance de la pression

Cette partie a pour but de rechercher les pressions du gaz tampon optimales. Les paramètres des simulations en termes de caractéristique du faisceau sont une intensité de 1 μ A et un système RF de tension de 4350 V et un paramètre de Mathieu q de 0.5. L'énergie initiale des ions est d'environ 130 eV.

Sur la figure 4.1 on observe qu'en augmentant la pression du gaz dans la chambre du RFQ, la transmission augmente et au delà d'une pression de 2 Pa elle se stabilise. Les meilleures valeurs en transmission sont respectivement aux alentours de 65 % et 80 % avec les modèles HS1 et RP. Ces valeurs de transmission sont obtenues pour des pressions dépassant 2 Pa. En dessous de cette pression, la transmission est inférieure à la valeur fixée par le cahier des charges. La dégradation de la transmission à des pressions inférieure à 2 Pa est due au faible effet des collisions ion gaz et par la suite le non refroidissement des ions.

L'amélioration de refroidissement est confirmée dans les variations de la dispersion longitudinale en énergie et de l'émittance qui diminuent en fonction de la pression du gaz. Au-delà de 2 Pa, elles se stabilisent respectivement aux alentours de 1.25 eV et de 1.1 $\pi.mm.mrad$.

Ainsi, nous pouvons conclure que la pression du gaz tampon dans la chambre du RFQ doit être supérieure à 2 Pa. Dans cette gamme de pression, les valeurs de la dispersion en énergie et de l'émittance données par les deux modèles HS1 et RP sont quasiment égaux, seules les

transmissions diffèrent avec un écart de 10 %. Par la suite nous considérons une pression RFQ de 2.5 Pa.

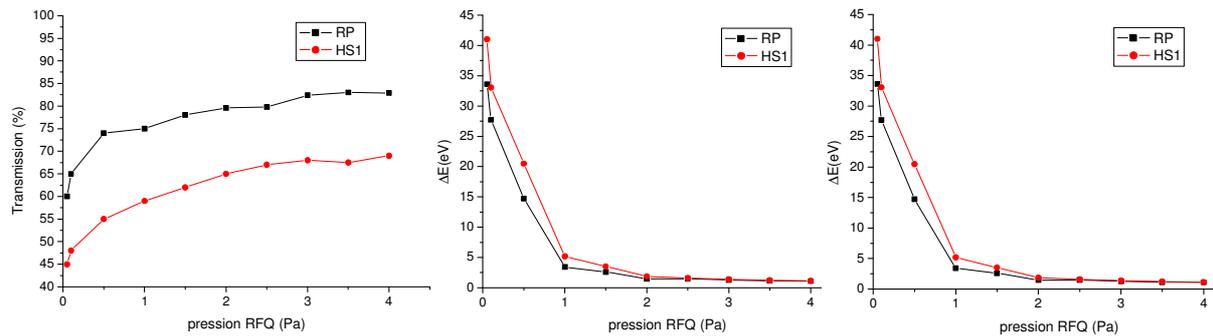


Fig.IV. 1: Effet de la pression du RFQ sur le refroidissement : variation de la transmission (à gauche), variation de la dispersion en énergie longitudinale (au milieu), variation de l'émittance transversale (à droite).

2. Effet de l'énergie initiale

L'énergie cinétique initiale des ions est l'énergie qu'ils possèdent après l'étape de la décélération et à l'entrée du RFQ. D'après la littérature, elle doit être d'environ 100 électrons volts [Herf00].

Dans cette partie nous allons étudier la gamme d'énergie nécessaire pour avoir le refroidissement des ions optimum. La figure IV.2 représente les simulations de l'effet de l'énergie cinétique initiale des ions sur la transmission, la dispersion en énergie et l'émittance. La transmission augmente lorsque l'énergie cinétique des ions augmente et au-delà de 90 eV elle se stabilise autour de 82 %. La perte des ions a été observé, par Simion, dans les premiers segments du RFQ et elle est due à l'effet des tensions RF qui engendrent un champ longitudinal important vers l'extérieur du RFQ. Ce champ est crée dans les frontières et en dehors du RFQ. L'effet de ce champ s'accroît lorsque les ions entrants dans le RFQ sont de faibles énergies. L'émittance et la dispersion en énergie augmentent également avec l'énergie des ions. Cette augmentation est nette pour la dispersion en énergie qui peut atteindre à faible énergie le double de sa valeur. Pour l'émittance, l'augmentation est plus faible. L'augmentation de ces deux quantités est due à la réduction de l'effet des collisions ion-gaz avec l'énergie des ions.

En conclusion, il serait préférable de travailler avec des énergies comprises entre 90 et 230 eV.

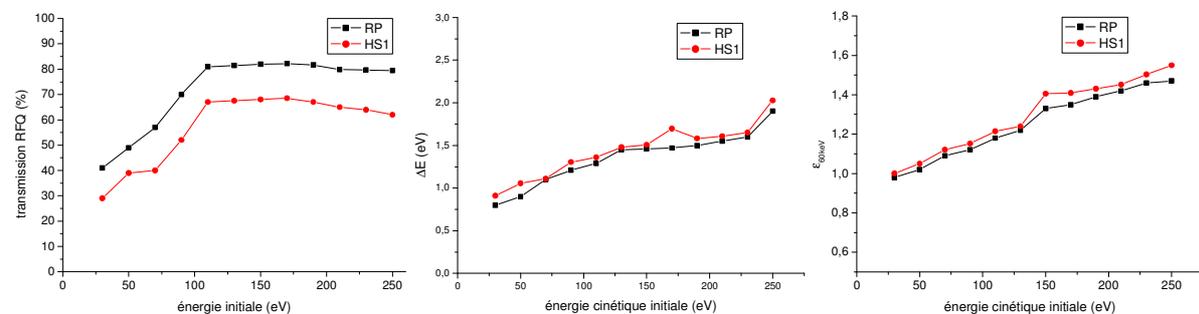


Fig.IV. 2: Effet de l'énergie cinétique initiale des ions sur le refroidissement à une pression de 2.5 Pa: variation de la transmission (à gauche), variation de la dispersion en énergie longitudinale (au milieu), variation de l'émittance transversale (à droite).

3. Effet de la tension RF

Comme nous l'avons mentionné au deuxième chapitre, la tension RF, donc le paramètre de Mathieu q , a un effet essentiel sur la dynamique des ions au sein du RFQ et par la suite sur la qualité du faisceau refroidi.

Les ions possèdent une énergie initiale de 130 eV. L'intensité du faisceau est de 1 μ A et la pression RFQ est de 2.5 Pa.

La figure IV.3 représente les variations de la transmission, de l'émittance et de la dispersion en énergie en fonction de la tension RF. Pour simplifier la compréhension de ces figures les variations sont en fonction de paramètre de Mathieu q , proportionnel à la tension RF:

$$q = 0.145 * V_{RF}(kV)$$

La transmission passe par un maximum pour q variant entre 0.3 et 0.4 avec une valeur proche de 90 %. L'émittance est quasiment constante au alentour de $1.2 \pi. mm. mrad$. La dispersion en énergie augmente avec q et une élévation brutale est constatée au-delà de $q=0,5$. L'augmentation de la dispersion en énergie est due à l'effet de la tension RF à la limite du RFQ. Au delà de $q=0.4$ la contribution de l'effet de champ longitudinal et de chauffage RF amplifie la dégradation de la dispersion en énergie.

En conclusion, un refroidissement optimum ne nécessite pas des fortes tensions RF, des valeurs inférieures à 3 kV étant suffisantes pour des ions lourdes, des ions de $^{133}\text{Cs}^+$.

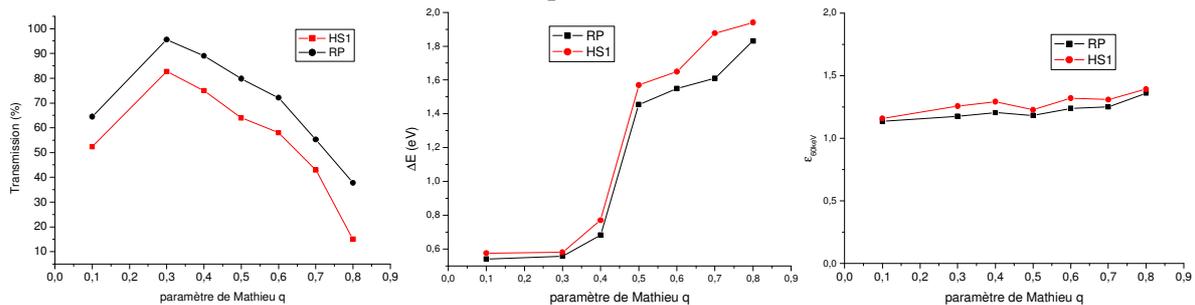


Fig.IV. 3: Effet de la tension RF sur le refroidissement des ions: variation de la transmission (à gauche), variation de la dispersion longitudinale en énergie (au milieu), variation de l'émittance transversale (à droite).

4. Effet de la charge d'espace

L'apport spécifique de cette étude repose sur l'effet de la charge d'espace car l'intensité des faisceaux peut atteindre 1 μ A, soit 10 fois plus que la technologie actuelle. Nous allons étudier son effet sur la transmission, la dispersion en énergie, l'émittance et la température.

La figure VI.4 représente les résultats des simulations de la transmission, de l'émittance et de la dispersion en énergie pour une pression de 2.5 Pa et un paramètre de Mathieu $q = 0.5$.

Pour une faible intensité, 100 nA, la transmission est de 93 %. Les répulsions ions-ions augmentent avec l'intensité et la transmission décroît jusqu'à atteindre 75 % pour une intensité de 1 μ A. Cette dégradation de la transmission est causée par la contribution de deux effets : l'effet de la charge d'espace le long du RFQ et l'effet du champ longitudinal induit par la tension RF à la limite du RFQ.

L'émittance a augmenté de 20 % lorsque l'intensité du faisceau est multipliée par 10. À la moyenne elle est de $1.1 \pi. mm. mrad$. Nous notons aussi l'augmentation de la dispersion en énergie avec l'intensité. En élevant l'intensité de 0.1 à 1 μ A, la dispersion en énergie s'élève

de 0.8 à 1.45 eV. L'augmentation de ces deux quantités est due à la dégradation de refroidissement par l'effet de la charge d'espace.

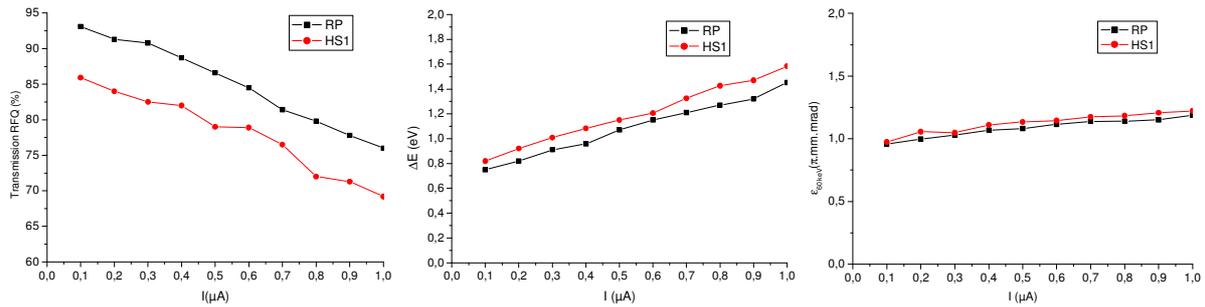


Fig.IV. 4: Effet de la charge d'espace sur le refroidissement : variation de la transmission (à gauche), variation de la dispersion en énergie longitudinale (au milieu), variation de l'émittance transversale (à droite).

Discussion:

En résumé, les dégradations des quantités (la transmission, l'émittance et la dispersion longitudinale en énergie) sont dues à trois effets :

- Effet de la tension RF : la tension RF peut devenir un facteur de dégradation de ces quantités dans les bords du RFQ car elle induit un champ longitudinal. A l'entrée du RFQ, ce champ longitudinal provoque un rebroussement de chemins de certains ions. Ce pendant, à la sortie du RFQ ce champ longitudinal élargit la distribution en vitesse longitudinal des ions et par conséquent augmentation de la dispersion longitudinal en énergie.
- Effet de la charge d'espace : le long du RFQ, la charge d'espace est un facteur principal de dégradation de refroidissement en compensant le potentiel de confinement des ions et par la suite la dégradation de l'émittance et de la dispersion longitudinal en énergie. La compensation de potentiel de confinement permet aux ions moins confinés de s'échapper facilement du RFQ d'où la dégradation de la transmission.
- Le chauffage RF (Cf. chapitre 2).

Les écarts entre les résultats calculés avec le modèle HS1 et le modèle RP sont faibles pour l'émittance et la dispersion en énergie, moins de 1 %. Tandis que, l'écart sur la transmission est de 10 %. Dans le modèle RP les collisions changent les directions des ions fortement et les trajectoires de ce model ont des déviations plus brutale que celles du modèle HS1. Le confinement des déviations brutales est plus facile pour le modèle RP par conséquent le refroidissement est meilleur avec le modèle RP d'où l'explication des résultats trouvés ci-dessous.

Ces faibles différences en termes de la dispersion en énergie et de l'émittance entre les deux modèles nous incite à étudier le transport des ions avec le modèle HS1 qui est plus facile à l'adopter à notre ligne expérimentale en tenant compte de la diffusion du gaz en dehors du RFQ.

En résumé, le prototype de RFQ Cooler nous permet de refroidir un faisceau d'ions de $^{133}\text{Cs}^+$, d'intensité 1 μA , à une émittance d'environ $1.1\pi.\text{mm.mrad}$, une dispersion longitudinal en énergie de 1.45eV et de transmettre 75 % des ions. Un faisceau refroidit de cette qualité est obtenu pour une pression de 2.5 Pa, une énergie cinétique initiale de 130 eV, une fréquence de 4.5 MHz et un paramètre de Mathieu $q=0.5$.

III. Optique du faisceau

Dans cette partie nous simulons la dynamique des ions de Cs_{133}^+ à l'injection et à l'extraction [Woll87]. L'optimisation des tensions de polarisations des électrodes des cellules d'injection et d'extraction sera illustrée.

1. Optique d'injection

Après avoir expliqué le principe de fonctionnement de la cellule d'injection au 3^{ème} chapitre, nous présentons de façon détaillée la focalisation d'un faisceau d'ions de Cs_{133}^+ de 60 keV d'énergie, de $80 \pi. mm. mrad$ d'émittance et de $1 \mu A$ d'intensité. Les paramètres du système RF sont : une tension de 3.45 kV et une fréquence de 4.5 MHz, soit un paramètre de Mathieu $q = 0.5$.

a. Paramètres de la cellule d'injection

Les ions à injecter dans le RFQ subissent une décélération avant qu'ils le traversent. Cette décélération est la différence entre l'énergie des ions incidents, l'énergie à l'accélération, et l'équivalent en eV de la tension appliquée sur la chambre du RFQ, la haute tension (HT). Ainsi il est établi un gradient de potentiel entre l'orifice d'injection et la grande électrode de masse. Ce gradient permet de focaliser le faisceau à l'entrée du RFQ. Pour avoir une meilleure transmission des ions vers le RFQ nous devons faire en sorte que la focalisation s'effectue juste derrière l'orifice d'injection. Cette tâche peut être optimisée en changeant la HT. Une correction de la transmission peut être réalisée à l'aide de la lentille à trois électrodes de la cellule d'injection.

A titre d'exemple, la figure IV.5 présente la variation de la transmission en fonction de l'énergie de décélération pour des énergies d'accélération de 60 keV et de 5 keV : pour 60 keV, le maximum de la transmission à l'injection est d'environ 95 % pour une tension de focalisation de 225 V nécessitant une HT de 59775 V ; pour 5 keV la transmission est maximale pour une énergie de décélération de 130 eV, soit une HT de 4870 V.

La perte des ions à l'injection est due aux effets de la décélération et de champ longitudinal. L'effet de décélération provoque une augmentation de l'émittance du faisceau. Ainsi, la taille minimale du faisceau au point de focalisation peut dépasser le trou d'injection et des ions rebrousse leurs chemins en frappant les électrodes d'injections.

Les énergies de 60 keV et 5 keV sont celles disponibles respectivement pour le prototype SHIRaC qui sera étudié expérimentalement dans les prochains chapitres et pour le RFQ Cooler à DESIR/SPIRAL2.

Les tensions de polarisation de la lentille à trois électrodes de la cellule d'injection par rapport à la HT sont présentées dans le tableau IV.1.

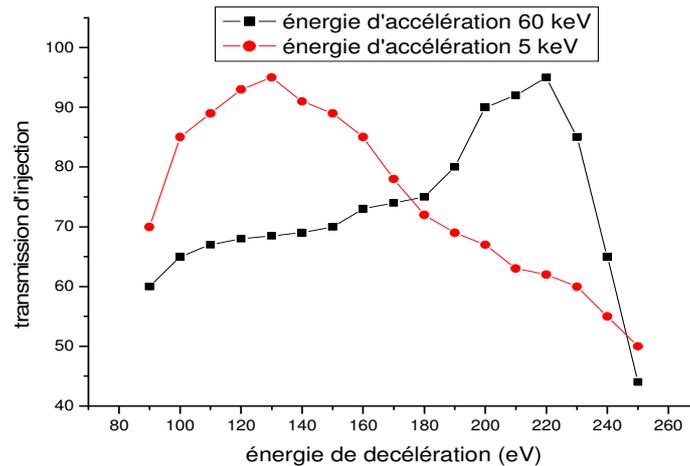


Fig.IV. 5: Variation de la transmission en fonction de la tension de focalisation pour des ions d'énergie d'accélération de 60 keV et de 5 keV.

tension d'accélération	60 keV	5 keV
HT	59775 V	4870 V
Tension de 1^{ère} électrode (V)	2200	220
Tension de 2^{ème} électrode (V)	2200	220
Tension de 3^{ème} électrode (V)	2100	210

Tab.IV. 1 : Polarisation des électrodes de la lentille triple d'injection pour les deux énergies d'accélération de 60 keV et de 5 keV.

a. Acceptance

Les faisceaux d'ions de faibles énergies disponibles à SPIRAL2 auront des émittances élevées pouvant atteindre $80 \pi. mm. mrad$. Etudions l'acceptance du RFQ.

La figure IV.6 montre la variation de la transmission d'injection en fonction de l'émittance. En définissant l'acceptance du faisceau comme une transmission dépassant 80 % il serait possible d'injecter des faisceaux d'émittance inférieure à $80 \pi. mm. mrad$ [Smith05].

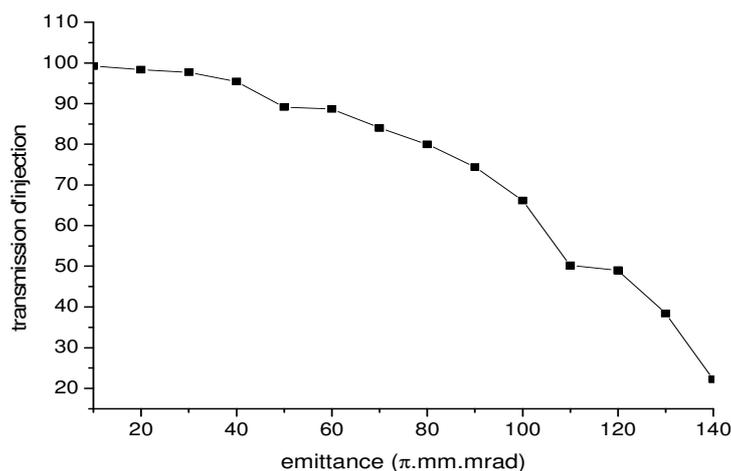


Fig.IV. 6: Transmission des ions à l'injection en fonction de l'émittance des faisceaux émis par la source.

2. Optique d'extraction

Arrivant en aval du RFQ avec une énergie de quelques eV, les ions vont être ré-accélérés à leur énergie initiale grâce au gradient de potentiel entre l'électrode d'extraction et l'électrode

de masse d'extraction. Le rôle de la lentille à trois électrodes d'extraction est de focaliser la totalité des ions extraits dans l'électrode de masse d'extraction. Les valeurs optimisées des tensions de polarisation de cette dernière sont présentées dans le tableau suivant :

tension d'accélération	60 keV	5 keV
HT	59775 V	4870 V
Tension de 1^{ère} électrode (V)	1200	120
Tension de 2^{ème} électrode (V)	1200	120
Tension de 3^{ème} électrode (V)	1100	110

Tab.IV. 2 : Polarisation des électrodes de la lentille triple d'extraction pour les deux énergies d'accélération de 60 keV et de 5 keV.

Sur les figures IV.8 et IV.9, sont illustrés les potentiels appliqués aux ions à l'injection et à l'extraction.

En utilisant les tensions indiquées ci-dessus nous montrons dans la figure IV.7 les trajectoires des ions depuis la source jusqu'en aval de la cellule d'extraction. A l'interface de la cellule d'injection du RFQ nous observons la perte des ions qui sera étudiée en détail par la suite.

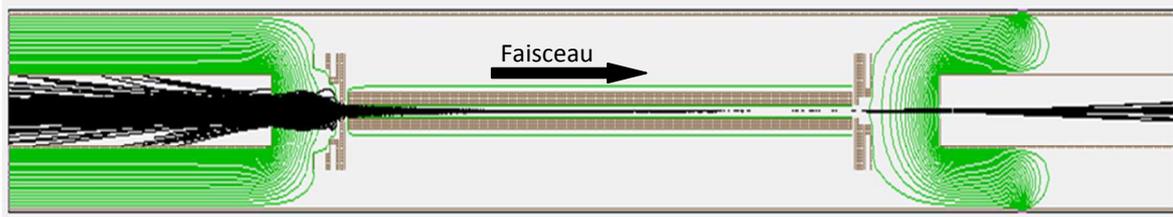


Fig. IV.7 : optique d'injection et d'extraction des ions : simulation de la trajectoire des ions depuis la source jusqu'à l'aval de la cellule d'extraction

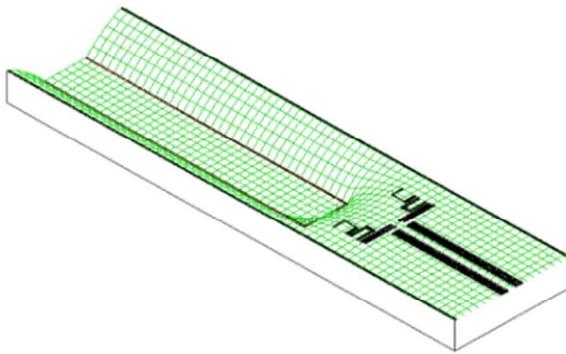


Fig. IV.8 : l'énergie potentielle ressentie par les ions à l'injection.

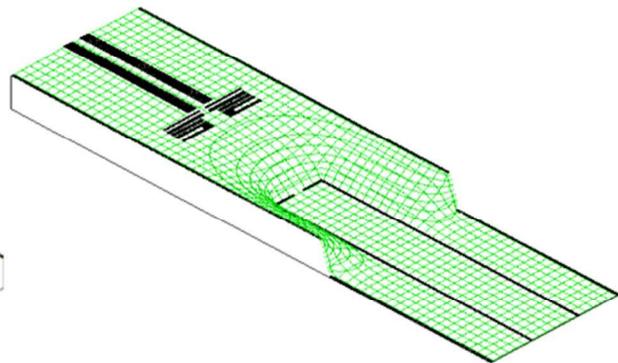


Fig. IV.9 : l'énergie potentielle ressentie par les ions à l'extraction.

IV. Transport des faisceaux d'ions

Nous allons simuler le transport des faisceaux d'ions depuis la source jusqu'en aval de la cellule d'extraction par le biais du logiciel Simion 8.0. Ce logiciel nous permet de suivre la dynamique des ions dans un milieu rempli de gaz. En se servant du modèle HS1 nous allons étudier la qualité optique du faisceau refroidi en deux endroits: le premier à 2 mm de la limite du RFQ, après le refroidissement et avant la réaccélération, et le deuxième à la sortie de la cellule d'extraction, après la réaccélération.

Nous traiterons le transport de trois types d'ions mono-chargés positivement : un ion de césium (Cs_{133}^+) de masse lourde, un ion de Rubidium (Rb_{87}^+) de masse moyenne et un ion de sodium (Na_{23}^+) de masse légère.

A fin d'avoir une comparaison complète entre les résultats de simulations de refroidissement des ions, les ions sont injectés dans le RFQ à la même énergie cinétique de 130 eV.

Dans cette partie, la transmission est le nombre d'ions extraits du RFQ rapporté au nombre émis par la source. Les pressions du gaz dans la cellule d'injection et dans la cellule d'extraction sont prises en compte et leurs valeurs sont présentées dans le chapitre 3.

1. Ion de Cs_{133}^+

Le cahier des charges fixe, pour une intensité de $1 \mu A$, la transmission de cet ion à une valeur supérieure à 60 %. Nous allons optimiser les valeurs des différents paramètres pour obtenir la meilleure transmission et les plus faibles émittance et dispersion longitudinale en énergie.

La pression de la chambre du RFQ est de 2.5 Pa.

a. Transmission

La variation de la transmission en fonction de l'intensité (figure IV.10 à gauche) montre que, malgré la décroissance observée, la transmission reste supérieure à 60 %. Une perte de 5 % se produit avant et après la réaccélération. L'optimisation de la tension RF conduit à la meilleure transmission pour une valeur de $q=0.3$.

La décroissance de la transmission avant l'accélération avec l'intensité est due à l'effet de la charge d'espace le long du RFQ (voir section 2) et entre la limite de RFQ et l'électrode d'extraction. Cependant, le décalage en transmission avant et après l'accélération est dû aux effets de la charge d'espace et de la diffusion du gaz dans la cellule d'extraction.

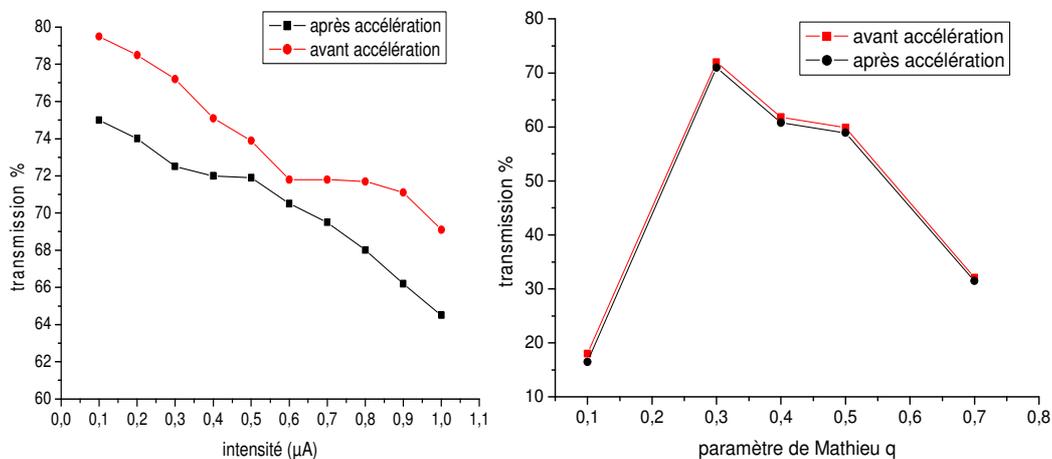


Fig.IV. 7 : Variation de la transmission du faisceau refroidi de Cs_{133}^+ : en fonction de l'intensité du faisceau pour $q = 0.5$ (à gauche) et en fonction du paramètre de Mathieu q pour $I = 1 \mu A$ (à droite).

b. Émittance

A faible intensité, $0.1 \mu A$, l'émittance est proche de $1 \pi . mm . mrad$. Pour une intensité de $1 \mu A$, la charge d'espace provoque une augmentation de l'émittance qui atteint $2.2 \pi . mm . mrad$. Nous notons aussi une augmentation de l'écart entre les valeurs avant et après l'accélération qui atteint au maximum $0.4 \pi . mm . mrad$ (figure IV.11).

A une intensité de $1 \mu A$, nous allons optimiser les valeurs de l'émittance par les tensions de confinement RF (Figure IV.11 à droite). En fonction de la tension RF l'émittance varie

légèrement. Elle est au alentour de 1.9 et $2.4 \pi.mm.mrad$ respectivement avant et après l'accélération. Le décalage entre ses valeurs avant et après l'accélération due à l'effet de la charge d'espace et de la diffusion du gaz.

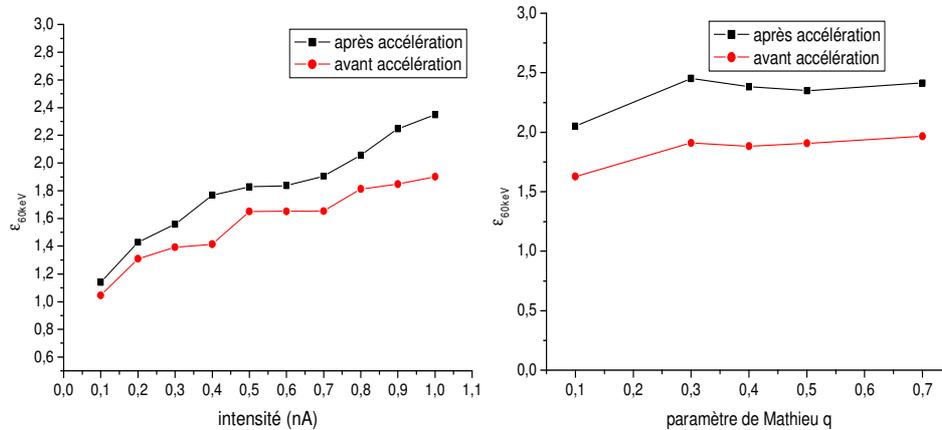


Fig.IV. 8: Variation de l'émittance du faisceau refroidi de Cs_{133}^+ à 60 keV : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche) et effet de la tension RF à une intensité de $I = 1 \mu A$ (à droite).

c. Dispersion longitudinale en énergie : ΔE

Ce paramètre subit la même évolution que l'émittance, croissant avec l'augmentation de l'intensité. L'écart entre les valeurs avant et après accélération augmente avec l'intensité du faisceau et, pour une intensité de $1 \mu A$, atteint $1.5 eV$. A cette intensité la dispersion en énergie est de $4.4 eV$ à la sortie du RFQ et de $5.9 eV$ après la cellule d'extraction. Ces dégradations sont dues à l'effet de la charge d'espace.

L'effet de la tension RF est présenté sur la figure IV.12 (à droite). Nous constatons que la dispersion en énergie augmente de manière quasi linéaire en fonction du paramètre de Mathieu q . La dispersion en énergie minimale qui permet d'avoir une transmission supérieure à 60 % est de l'ordre de $5.6 eV$. L'effet de la charge d'espace est à l'origine de la dégradation de ΔE . Quand à la dégradation de ΔE par la tension RF est causée par le champ longitudinal.

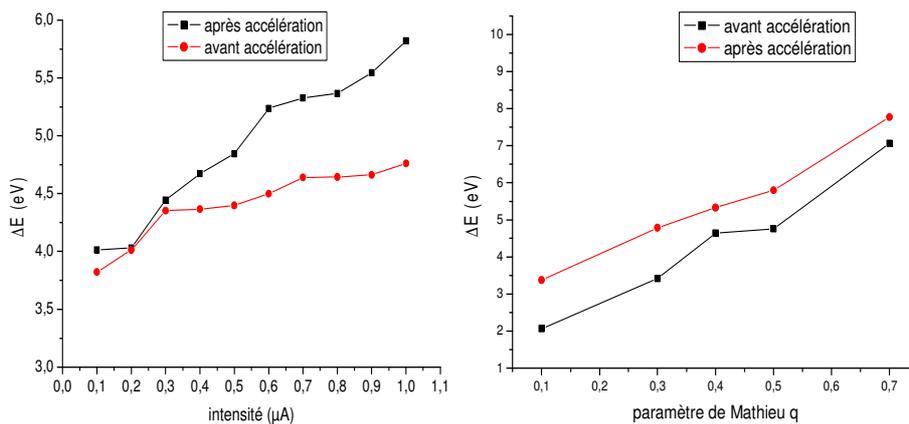


Fig.IV. 9: Variation de la dispersion en énergie longitudinale du faisceau refroidi de Cs_{133}^+ avant et après accélération : en fonction de l'intensité du faisceau pour $q = 0.5$ (à gauche) et en fonction du paramètre de Mathieu q pour $I = 1 \mu A$ (à droite).

2. Ion de Rb_{87}^+

Pour les ions de masses comprises entre 40 et 90 u.m.a la transmission doit être supérieure à 40 %. Pour tester cette gamme de masses nous avons choisi comme candidat l'ion de Rb_{87}^+ .

a. Pression de travail

Le choix de la pression de travail est conditionné par la transmission qui doit être maximale. La figure IV.13 présente la variation de la transmission pour différentes pressions du gaz dans le RFQ. Les meilleures valeurs de la transmission sont obtenues pour des pressions variant entre 2 et 2.5 Pa. Nous allons donc étudier la qualité du faisceau d'ions à une pression de 2.5 Pa dans le RFQ, à une énergie de 60 keV et pour différentes intensités.

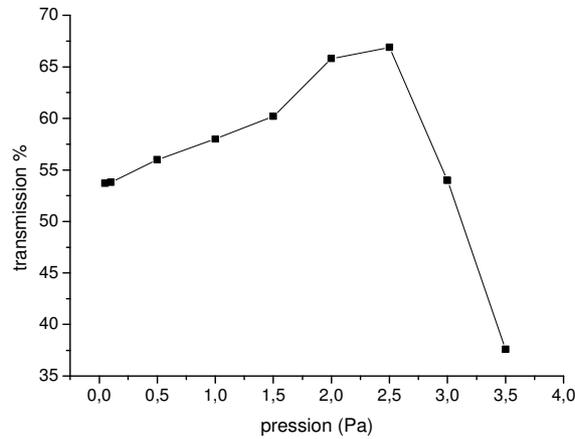


Fig.IV. 10 : Effet de la pression du gaz tampon sur la transmission des ions.

b. Résultats des simulations

▪ Transmission :

La transmission des ions de Rb_{87}^+ diminue avec l'intensité du faisceau, figure IV.14 (à gauche). Mais elle reste supérieure à 40 % et vaut 48 % pour une intensité de 1 μA .

La relation entre la tension RF et le paramètre q se déduit de la relation suivante :

$$q = 0.222 * V_{RF}(kV)$$

L'optimisation de la transmission à 1 μA à l'aide de la tension RF nous montre que la meilleure valeur est obtenue à $q = 0.4$. A cette valeur de q, la transmission atteint 65 % à la sortie du RFQ et 55 % en aval de la cellule d'extraction.

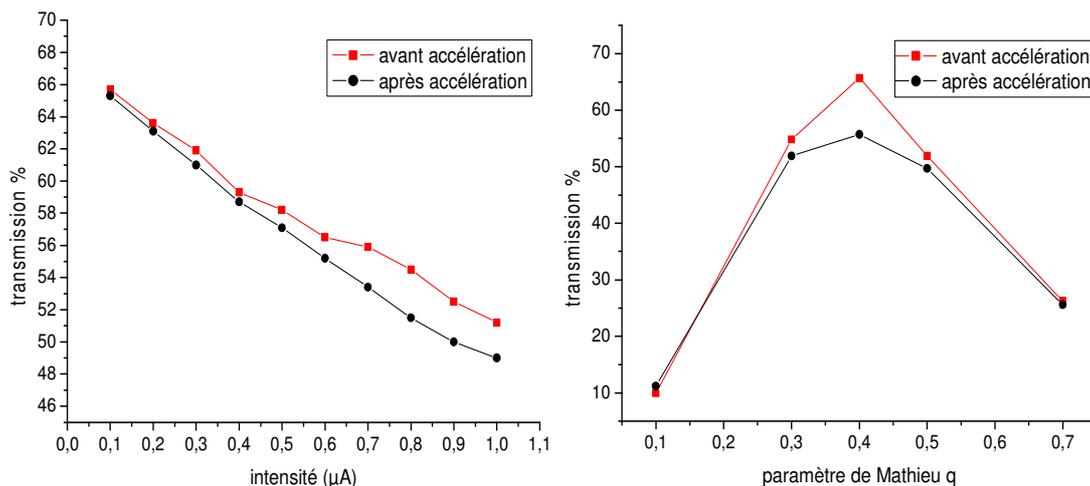


Fig.IV. 11: Variation de la transmission du faisceau refroidi de Rb_{87}^+ : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de 1 μA (à droite).

▪ Émittance

L'effet de la charge d'espace est également important sur l'émittance car elle dépasse 2 π .mm.mrad pour une intensité de 1 μA . L'émittance reste toujours indépendant de la tension

RF. Elle est d'environ 2 et $2.6 \pi. mm. mrad$ respectivement avant et après l'accélération. Le décalage entre les valeurs d'émittance avant et après l'accélération est d'environ $0.6 \pi. mm. mrad$.

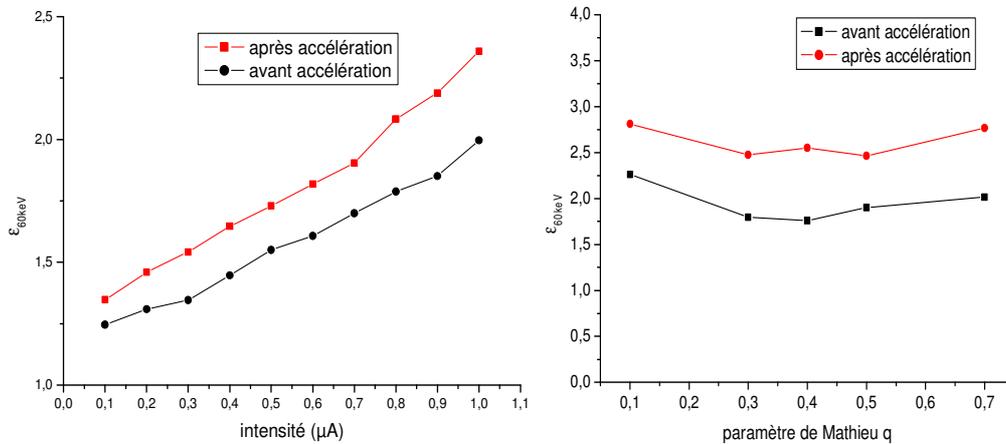


Fig.IV. 12: Variation de l'émittance du faisceau refroidi de Rb_{87}^+ à 60 keV : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).

▪ Dispersion en énergie

Sur la figure IV.16 (à gauche), on voit que la dispersion longitudinale en énergie augmente avec l'intensité du faisceau. A faible intensité, proche de $0.1 \mu A$, elle est de 5.2 eV avant l'accélération et de 6.3 eV après l'accélération. Pour une intensité 10 fois plus grande, elle augmente de 1 eV avant l'accélération et de 1.5 eV après l'accélération. Cet élargissement est dû à l'effet de la charge d'espace en dehors de la chambre du RFQ.

En revanche, la dispersion en énergie augmente avec la tension RF suite à l'effet du champ longitudinal. Et pour $q > 0.3$, les valeurs de la dispersion en énergie dépassent 7 eV. En conséquence, pour avoir une transmission dépassant 40% des tensions RF en dessous de 1.5 kV sont suffisantes.

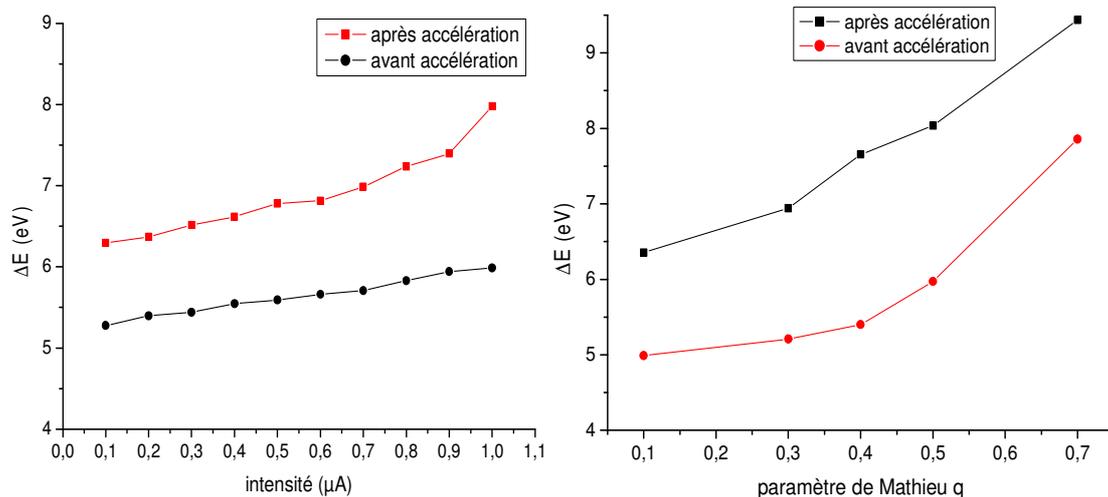


Fig.IV. 13: Variation de la dispersion en énergie longitudinale du faisceau refroidi de Rb_{87}^+ : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).

3. Ion de Na_{23}^+

La troisième gamme de masses est celle des ions légers dont la masse varie entre 12 et 40 u.m.a. Pour ces ions la transmission doit être au moins de 20 %. L'ion retenu pour les simulations est le Na_{23}^+ .

a. La pression de travail

La figure IV.17 présente la variation de la transmission des ions en fonction de la pression du gaz. Nous remarquons qu'elle dépasse 25 % pour des pressions comprises entre 1.5 et 2.5 Pa. Nous adoptons une pression de travail de 2 Pa.

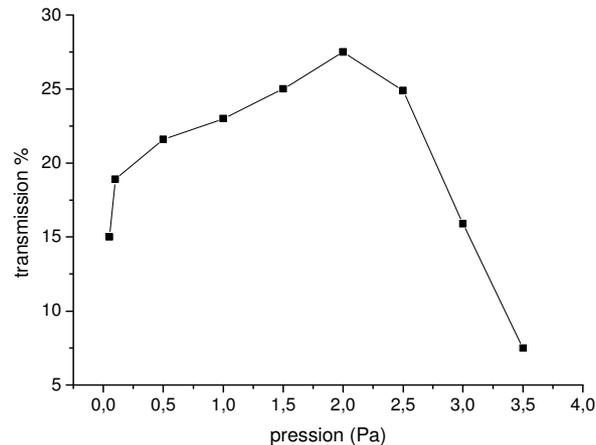


Fig.IV.14: Effet de la pression du gaz tampon sur la transmission des ions.

b. Résultats des simulations

Transmission :

La variation de la transmission en fonction de la charge d'espace a le même comportement que dans les deux premiers cas d'ions. Pour une intensité de 1 μ A, elle est de 25 % à la sortie de la cellule d'extraction.

La tension RF et le paramètre q sont liés par la relation suivante :

$$q = 0.838 * V_{RF}(kV)$$

De la figure IV.18 (à droite) nous constatons qu'il est possible de transmettre au maximum 26 % des ions pour $q=0.4$. La transmission reste bien supérieure à 20 % pour q variant entre 0.3 et 0.5. Nous remarquons, également que le décalage entre les transmissions avant et après l'accélération ne dépasse pas 2 %.

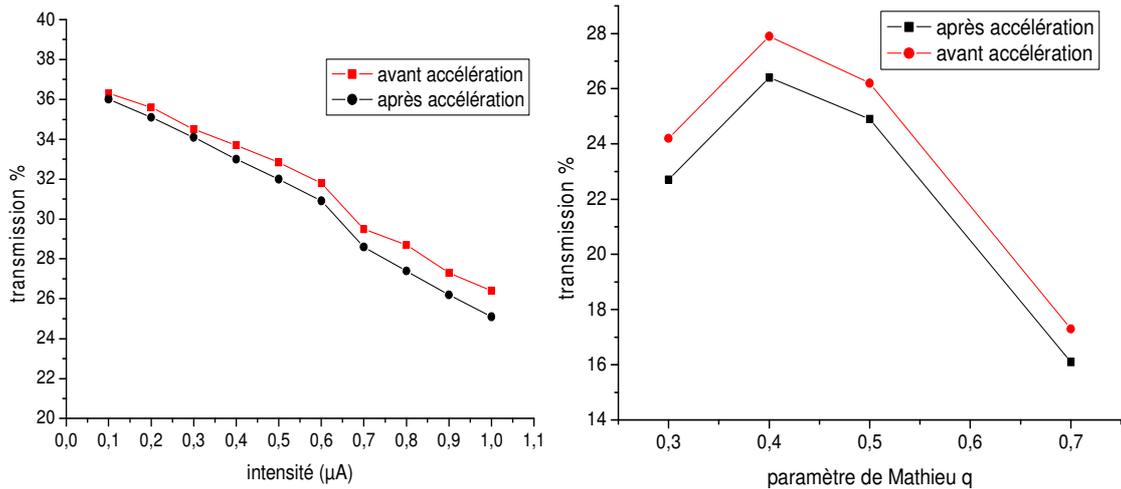


Fig.IV. 15: Variation de la transmission du faisceau refroidi de Na_{23}^+ : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).

▪ Émittance

L'effet de la charge d'espace sur l'émittance se voit clairement sur la figure IV.19 (à gauche) : cette dernière augmente de 2.7 à $4.5 \pi. mm. mrad$ lorsque l'intensité augmente de 0.1 à $1 \mu A$. Elle est plus grande après la cellule d'extraction et atteint $6.9 \pi. mm. mrad$ pour une intensité de $1 \mu A$. En changeant le paramètre q , l'émittance reste quasiment constante. Elle est au alentour de 6.9 et $4.5 \pi. mm. mrad$ respectivement après et avant la réaccélération.

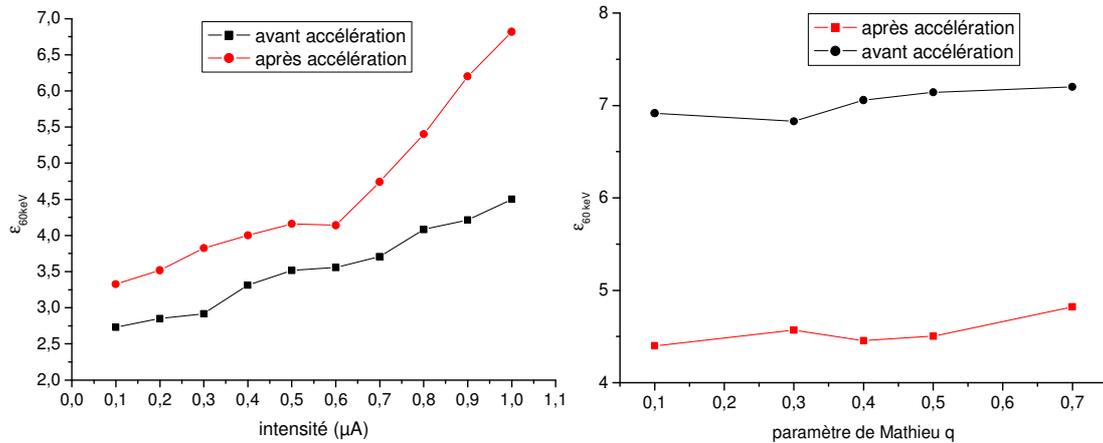


Fig.IV. 16 : Variation de l'émittance du faisceau refroidi de Na_{23}^+ à $60 keV$: effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).

▪ Dispersion en énergie

Comme avec les deux premières masses, la dispersion en énergie se dégrade par l'intensité. Elle s'élève de 2.5 à $7 eV$ en augmentant l'intensité de 0.1 à $1 \mu A$ (Figure IV.20 à gauche). Autant, elle se dégrade par la tension RF (Figure IV.20 à droite). Nous notons également qu'à haute intensité le décalage de la dispersion en énergie avant et après l'accélération est de $0.5 eV$. En résultat, il est possible d'avoir des transmissions dépassant 20% en ayant une dispersion en énergie d'environ $6.1 eV$ et en utilisant des tensions RF ne dépassant pas $500 V$.

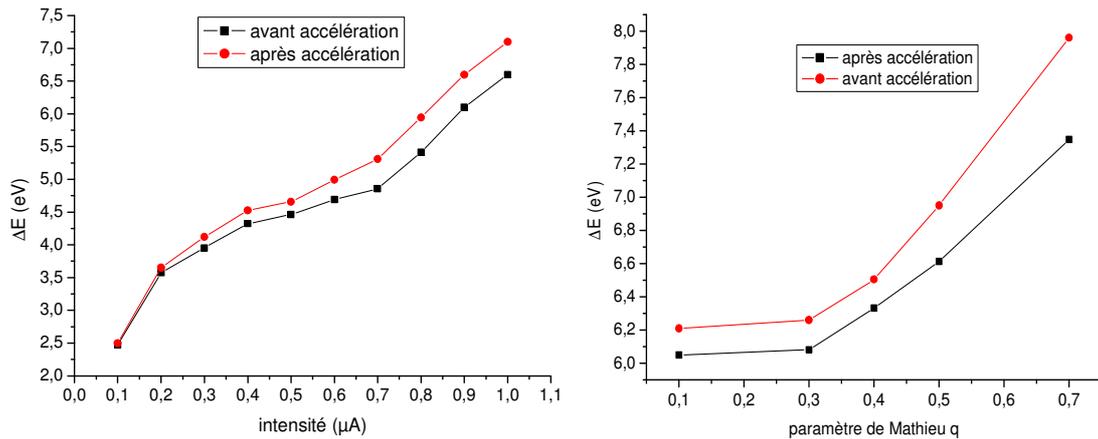


Fig.IV. 17: Variation de la dispersion en énergie longitudinale du faisceau refroidi de Na_{23}^+ : effet de la charge d'espace pour $q = 0.5$ (à gauche), effet de la tension RF pour une intensité de $1 \mu A$ (à droite).

c. Discussion

Les effets qui ont contribué aux dégradations de la qualité du faisceau montrées dans cette section sont:

- **La charge d'espace** : cet effet prend son importance en dehors du RFQ car il n'y a plus de champ de confinement qui peut le compenser. Il agit principalement sur les composantes transversales de la vitesse des ions et par la suite sur l'émittance transversale. Cet effet est dégradant du refroidissement des ions le long du RFQ car il réduit la profondeur du potentiel de confinement (Cf. chapitre 2-section V). Cette dégradation s'explique par les élévations de la dispersion en énergie et de l'émittance.
- **Champ longitudinal**: il est induit par la tension RF. Il pouvait être crée en amont et en aval du RFQ et même dans ses bords. A l'injection, cet effet provoque un rebroussement de chemin des ions. Néanmoins, à l'extraction il ne peut agir que sur la composante longitudinale de vitesses des ions et par la suite il provoque un élargissement de la dispersion longitudinale en énergie.
- **Diffusion du gaz** : cet effet est pénalisant lorsque l'énergie des ions est faible. A l'injection il reste faible car l'énergie des ions est au moins d'environ 130 eV à l'entrée du RFQ. Tandis qu'à l'extraction, nous pouvons considérer deux zones : la première est de 2 mm allant de la limite du RFQ jusqu'à l'amont de l'orifice d'injection et la deuxième allant de l'amont de l'orifice d'injection jusqu'à l'aval de la cellule d'extraction. Dans la première zone l'énergie des ions ne dépassent pas quelques eV et la pression est celle de la chambre du RFQ c'est pourquoi cet effet est pénalisant. Dans la deuxième zone l'énergie des ions augmente progressivement pour atteindre son maximum en aval de la cellule d'extraction. Mais avant de dépasser l'amont de la lentille d'extraction leur énergie est de quelques dizaines d'eV et la pression est encore importante. Ainsi, même dans cette zone la diffusion du gaz reste pénalisante. Alors, cet effet est pénalisant dans cette zone et il peut dégrader la dispersion en énergie et l'émittance.

Effet de la masse

Un optimum de refroidissement s'obtient pour des paramètres de Mathieu $q < 0.5$, considérons dans cette discussion $q = 0.5$. Pour garder q constante et la fréquence à 4.5 MHz la profondeur de puits de pseudopotential D (équation 2.44) et la tension RF sont inversement

proportionnelles aux masses. Par conséquent, lorsque la masse diminue la profondeur D diminue par la suite les ions sont moins refroidis. En présence de l'effet de la charge d'espace la dégradation de refroidissement s'amplifie et devient nette pour des masses légères. En résultats, les caractéristiques des faisceaux d'ions refroidis se dégradent pour les masses légères. Dans le tableau IV.3 nous présentons les variations de profondeur de puits de potentiel pour trois ions de masses différentes ainsi qu'un résumé des simulations numériques présentées ci-dessus.

Positions		$^{133}\text{Cs}^+$	$^{87}\text{Rb}^+$	$^{23}\text{Na}^+$
Avant accélération	T	70	53	28
	ΔE (eV)	4.5	5.9	6.6
	$\varepsilon_{60\text{keV}}$ (π .mm.mrad)	1.8	1.9	4.5
	D (eV)	431	281	74
Après accélération	T	64	49	25
	ΔE (eV)	5.9	7.1	7.7
	$\varepsilon_{60\text{keV}}$ (π .mm.mrad)	2.4	2.6	6.5

Tab.IV. 3 : effet de la masse sur le refroidissement : caractéristiques d'un micro-ampère faisceaux d'ions refroidis.

Dans ce tableau, Nous observons que la transmission et l'émittance sont proches des valeurs exigées par le cahier de charge pour les masses du Cs et Rb et même après accélération. Néanmoins, pour la masse légère, le Na, l'émittance est loin de l'unité car la pression et la tension RF sont insuffisantes pour aboutir à un refroidissement optimum. En revanche, les faisceaux des trois masses ont des dispersions en énergie beaucoup plus grande de 1 eV. Lorsque la profondeur de puits D diminue les ions s'échappent facilement le long du RFQ à cause de l'effet de la charge d'espace et son refroidissement est moins efficace. L'effet de la masse sur la dispersion en énergie n'est pas distinctif car sa dégradation est due principalement au champ longitudinal.

V. Couplage RFQ Cooler-HRS

Le faisceau d'ions refroidis sortant de la cellule d'extraction a tendance à diverger. Les simulations numériques montrent que seuls 20 % des ions traversent la fente, figure IV.21. Le couplage RFQ Cooler-HRS consiste en la focalisation du faisceau dans une fente rectangulaire, de longueur 5 mm et de largeur 1 mm, placé devant le HRS. Aussi, il est indispensable de trouver l'instrument d'optique ionique capable de focaliser le maximum d'ions à travers la fente. Cet instrument doit être d'une longueur de 440 mm et distant de la fente de 220 mm (figure IV.21).

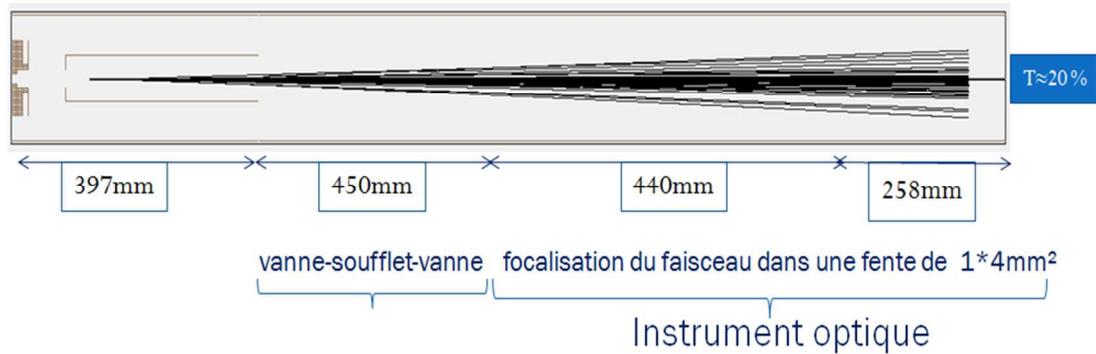


Fig.IV. 18 : Positionnement de l'instrument optique de couplage RFQ Cooler-HRS.

Généralement, la focalisation d'un faisceau est réalisée à l'aide de lentilles électrostatiques multiples [Trag90][Size05][Hart76]. La polarisation de ces lentilles exige des tensions proches de l'équivalence en tension de l'énergie moyenne des ions. Dans le cas actuel, l'énergie des ions est de quelques dizaines de keV, par conséquent les polarisations des lentilles doivent être de quelques dizaines de kV. A titre d'exemple, pour un faisceau d'énergie moyenne de 60 keV la polarisation de la lentille est de l'ordre de 60 kV. L'utilisation de hautes tensions de polarisation des lentilles est difficile en raison des claquages possibles entre les électrodes. Ainsi, il est indispensable de trouver un système optique qui fonctionne avec des faibles tensions DC, de quelques kV. La solution envisageable est un multiplet de quadripôles électrostatiques.

Le guidage du faisceau par des quadripôles électrostatiques provoque des détériorations de la qualité du faisceau, telles que l'augmentation de la dispersion longitudinale en énergie et celle de l'émission. Une perte des ions est également possible.

Les caractéristiques de ce multiplet de quadripôles sont :

- Des tensions de polarisations de quelques kV.
- Des dégradations minimum apportées au faisceau.
- Une polarisation en alternance des segments.

En jouant sur le diamètre et la polarisation des électrodes nous allons chercher le meilleur système optique.

Dans ce manuscrit, sont présentées les simulations numériques de la focalisation du faisceau d'ions à l'aide des multiplets du quadripôle électrostatique.

Les caractéristiques du faisceau à simuler sont les suivantes :

- Des ions de $^{133}\text{Cs}^+$ d'énergie cinétique initiale de 60 keV.
- La pression du RFQ est de 2.5 Pa.
- L'émission est de $2.4 \pi. \text{mm. mrad}$.
- La dispersion en énergie longitudinale est de 5.9 eV.
- La transmission à travers le RFQ est de 65 %.

L'optimisation des dimensions des quadripôles a été achevée en deux étapes : la première a été une étude qualitative à l'aide du logiciel Cosy infinity [Berz06], la seconde a été effectuée avec le logiciel Simion 8.0.

Le logiciel Cosy infinity permet de simuler la dynamique des ions dans un environnement dépourvu de gaz tampon. Il permet ainsi de déterminer, automatiquement, des valeurs approchées des polarisations des quadripôles. Avec le logiciel Simion nous prenons en

compte la diffusion du gaz tampon depuis le RFQ et l'effet de la charge d'espace. L'utilisation des polarisations calculées par Cosy infinity comme valeurs de départ dans Simion permet d'atteindre plus rapidement les valeurs optimums des polarisations des quadripôles.

Par la suite, on définit une transmission HRS par le pourcentage des ions traversant la fente.

1. Principe de focalisation par un quadripôle électrostatique

Un quadripôle électrostatique est constitué de quatre barres de section cylindrique sur lesquelles sont appliqués des potentiels statiques de signes opposés (figure IV.22).

Le principe de focalisation par un quadripôle électrostatique est le suivant : le quadripôle génère une force électrostatique dirigée vers l'extérieur du quadripôle avec les segments polarisés négativement et une force électrostatique dirigée vers l'intérieur avec les segments polarisés positivement. On aura donc une focalisation du faisceau dans le plan des deux segments polarisés positivement et une défocalisation dans le plan des deux segments polarisés négativement.

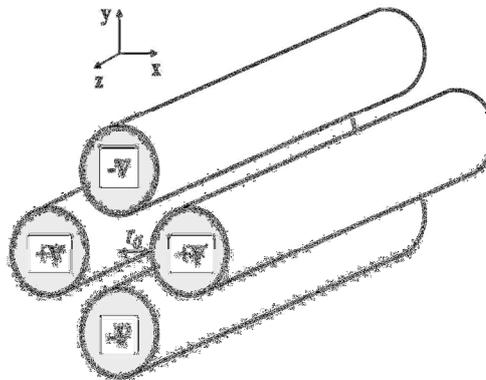


Fig.IV. 19: Schéma d'un quadripôle électrostatique et ses polarisations.

Pour une succession de quadripôles on aura une polarisation de type CDCD... (C : convergent, D : divergent) dans un plan longitudinal (XY par exemple) et une polarisation de type DCDC... dans le plan XZ qui lui est perpendiculaire. Les paramètres des quadripôles à optimiser sont : le gap entre les barres, la longueur des barres et leurs diamètres.

Le choix des dimensions des quadripôles est basé sur le principe suivant : le même effet de focalisation ou de défocalisation doit être obtenu en utilisant des tensions de polarisation élevées pour des quadripôles courts ou des tensions de polarisation faibles pour des quadripôles longs.

2. Effet de bord

Pour négliger l'effet de gradient du champ au bord de chaque quadripôle, nous avons placé en amont et en aval de chaque quadripôle un disque d'ouverture de 30 mm et d'épaisseur de 2 mm. Ce dernier est porté à un potentiel nul.

Considérons un quadripôle d'une longueur de 100 mm et d'une ouverture de 30 mm. L'axe horizontal du quadripôle est confondu avec l'axe X (Figure IV.22). La polarisation du quadripôle est de 2 kV pour le doublet de segments contenu dans le plan XY et de -2 kV pour le doublet contenu dans le plan XZ. Le quadripôle est placé au milieu d'une chambre d'une longueur de 200 mm. Les deux disques sont de même ouverture que le quadripôle, d'épaisseur de 2 mm et distants du quadripôle de 2 mm.

Etudions la distribution de la tension selon un axe parallèle à l'axe X de coordonnées $y = 0$ et $z = 15$ mm. La distribution de la tension est calculée par le logiciel SimUtil. La figure IV.23 présente la distribution horizontale de la tension pour deux configurations : le quadripôle seul et le quadripôle inséré entre deux disques.

Dans la première configuration la décroissance en tension est exponentielle. La tension s'annule à une distance de 10 mm par rapport à la limite du quadripôle. Le gradient de potentiel, en dehors du quadripôle, est source de dégradation du faisceau et de la perte d'ions. Sa réduction est nécessaire.

Dans la deuxième configuration, l'ajout des disques impose une décroissance linéaire rapide de la tension. Au-delà de 2 mm de la limite du RFQ le potentiel s'annule. On peut noter un écart en tension de 700 V entre les deux configurations aux points de coordonnées $x = 48$ et $x = 152$ mm.

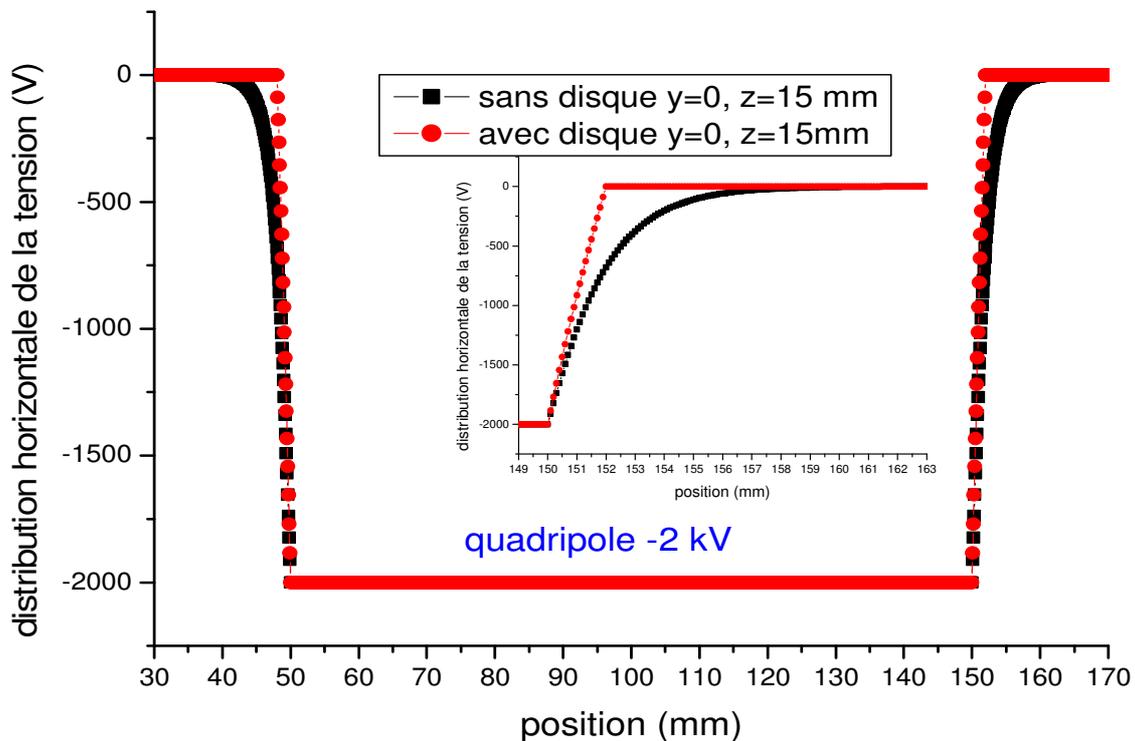


Fig.IV. 20 : Distribution horizontale de la tension pour un quadripôle seul (courbe en noir) et pour un quadripôle inséré entre deux disques (courbe en rouge).

Le pourcentage d'écart en tension est le rapport de l'écart en tension des deux configurations sur la tension de polarisation. Sa variation est présentée dans la figure IV.24. Elle passe par un maximum qui vaut 35 % aux positions des disques, $x = 48$ et 152 mm. Nous avons choisi l'axe de coordonnées $y = 0$ et $z = 15$ mm car l'écart en tension y est maximum.

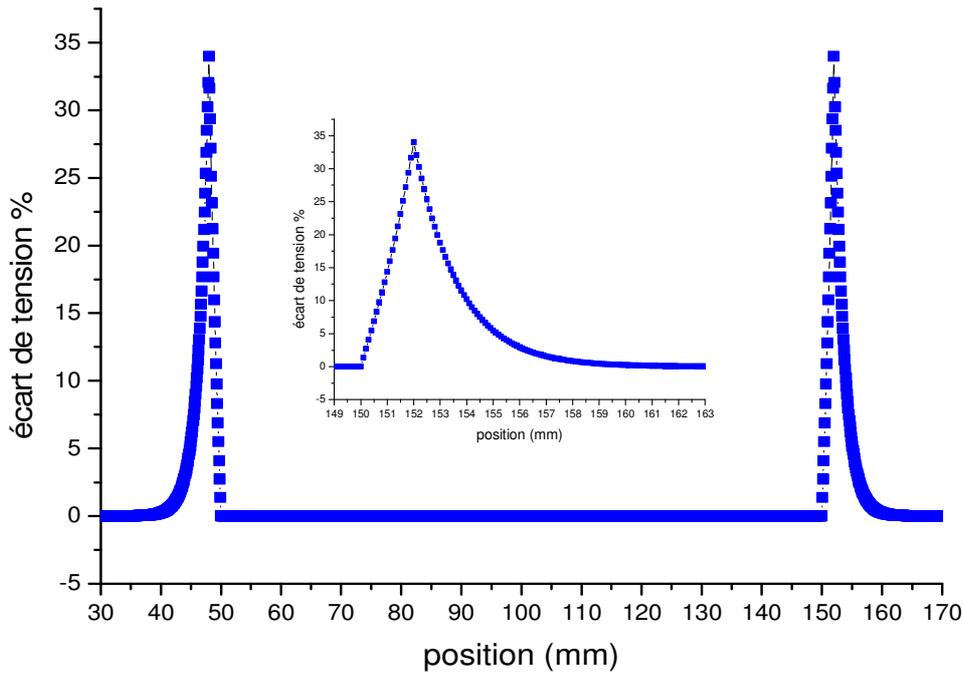


Fig.IV. 21: Pourcentage d'écart en tension sur l'axe horizontal de coordonnées $y = 0$ et $z = 15$ mm.

3. Système de deux quadripôles : doublet

Un doublet est une succession de deux quadripôles électrostatiques.

a. Etude qualitative : Cosy infinity

Le doublet a les dimensions suivantes : une longueur de 200 mm pour le premier quadripôle et de 90 mm pour le deuxième, leurs diamètres sont de 30 mm et ils sont séparés d'une distance de 60 mm. Les polarisations qui permettent de transmettre le maximum d'ions au HRS ont été optimisées par le logiciel Cosy [Berz06], voir tableau ci-dessous.

	COSY infinity	SIMION
Q1(kV)	1.39	1.4
Q2(kV)	3.98	4.00

Tab.IV. 4 : Polarisations de deux quadripôles de doublet.

Le système de focalisation est illustré dans la figure IV.25. Dans le plan longitudinal YX, la paire de segment du premier quadripôle est focalisante et la deuxième est défocalisante. À l'inverse, dans le plan longitudinal ZX, la première paire est défocalisante et la deuxième est focalisante.

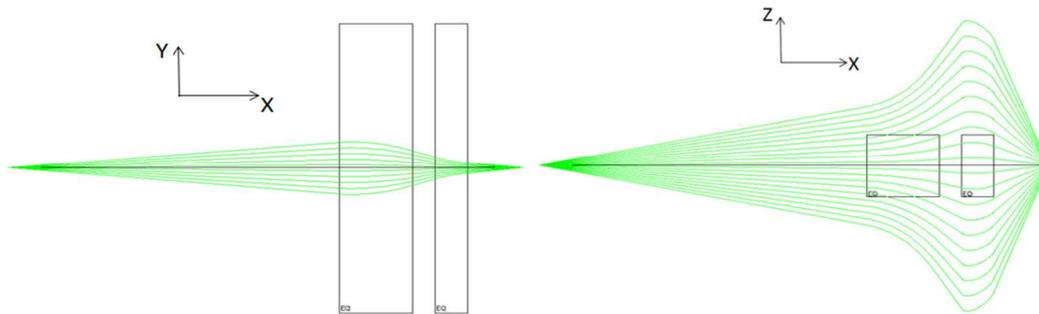


Fig.IV. 22 : Simulation de la focalisation du faisceau en utilisant Cosy infinity : système de focalisation CD (à gauche) et DC (à droite).

b. Etude quantitative : Simion

Une deuxième optimisation faite avec Simion permet de mettre en évidence qu’une variation légère des tensions de polarisations suffit à transmettre 88.6 % des ions refroidis.

Bien que fonctionnant avec une tension plus faible (1.4 kV), le premier quadripôle assure une bonne focalisation du faisceau dans la mesure où il est plus long que le second.

La dégradation de la dispersion en énergie est due aux aberrations. Ces dernières s’expliquent par les interactions des ions avec les électrodes des quadripôles.

	Transmission HRS %	ϵ (π .mm.mrad)	ΔE (eV)
Doublet	88.6	2.35	5.9

Tab.IV. 5 : Caractéristiques du faisceau d’ions après la fente du HRS.

4. Système de trois quadripôles : triplet

a. Etude qualitative : Cosy infinity

Le triplet est constitué de trois quadripôles de longueurs respectives 90, 190 et 70 mm. Leur diamètre est de 30 mm. La distance entre deux quadripôles adjacents est de 60 mm. Les tensions de polarisation des segments des quadripôles sont indiquées dans le tableau IV.5.

	COSY	SIMION
Q1(kV)	2.27	2.3
Q2(kV)	2.25	2.3
Q3(kV)	3.9	3.97

Tab.IV. 6 : Polarisation des quadripôles du triplet.

b. Etude quantitative : Simion

En partant des tensions indiquées dans le tableau IV.4, la procédure d’optimisation avec Simion conduit à une transmission de 90,2 %. Les nouvelles tensions sont indiquées dans le tableau IV.5. Sur la figure IV.26 nous présentons la projection des trajectoires des ions dans les deux plans longitudinaux.

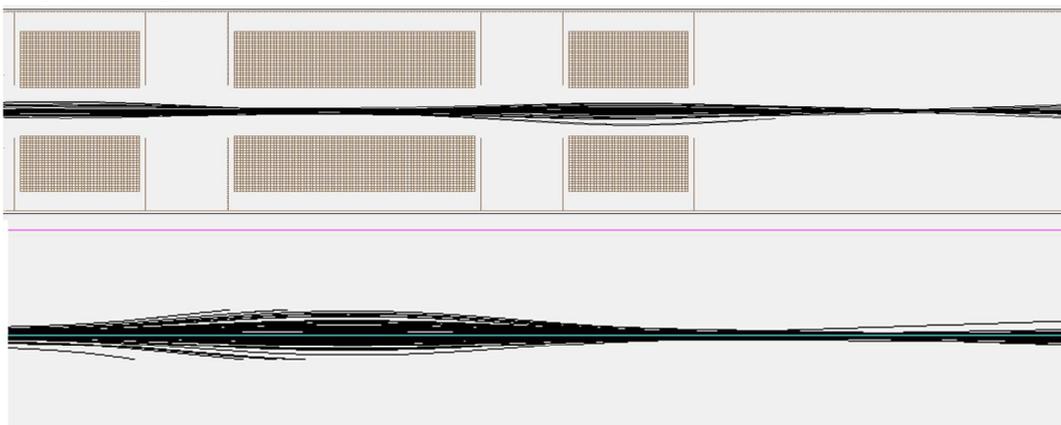


Fig.IV. 23 : Simulation de la focalisation d’un faisceau par le triplet : le système CDC (en haut), le système DCD (en bas).

Les résultats des simulations sont présentés dans le tableau 4.6 :

	Transmission HRS %	ϵ (π .mm.mrad)	ΔE (eV)
Triplet	90.2	2.3	5.54

Tab.IV. 7 : Caractéristiques du faisceau d’ions après la fente du HRS.

5. Système de quatre quadripôles : quadruplet

Le quadruplet est constitué de 4 quadripôles : le troisième quadripôle a une longueur de 80 mm et les trois autres de 60 mm. La distance séparant chacun de ces quadripôles est de 60 mm. Ils ont un diamètre de 30 mm.

Les quadripôles sont polarisés en alternance. Ce système est donc de type CDCD dans un plan horizontal et DCDC dans le plan horizontal qui lui est perpendiculaire.

Comme dans les études précédentes, l'optimisation des tensions de polarisation a été faite en utilisant Cosy infinity puis Simion. La deuxième étape d'ajustement des tensions est basée sur le principe suivant : les deux premiers quadripôles servent à guider et transmettre le maximum d'ions et les deux derniers à focaliser le faisceau. Une transmission de 83 % est ainsi obtenue.

	COSY	SIMION
Q1(kV)	1.46	1.5
Q2(kV)	1.35	1.4
Q3(kV)	2.97	3
Q4(kV)	4.55	4.6

Tab.IV. 8 : Polarisations des quadripôles du quadruplet.

Dans la figure IV.27 sont présentés les résultats de la simulation de la focalisation d'un faisceau en utilisant les tensions indiquées dans le tableau IV.7.

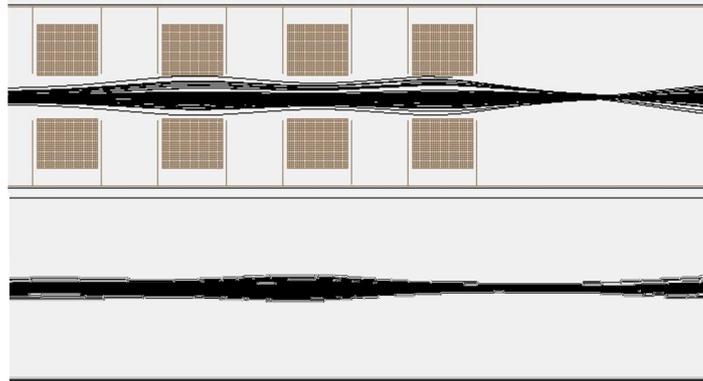


Fig.IV. 24 : Simulation de la focalisation du faisceau par un quadruplet : le système DCDC (en haut), le système CDCD (en bas).

Les caractéristiques du faisceau sortant de la fente HRS sont :

	Transmission HRS %	$\epsilon(\pi. mm. mrad)$	$\Delta E(eV)$
quadruplet	83	2.25	5.56

Tab.IV. 9: Caractéristiques du faisceau d'ions après la fente du HRS.

6. Système de cinq quadripôles : quintuplet

Les cinq quadripôles constituant le quintuplet ont les dimensions suivantes : tous les quadripôles ont 50 mm de longueur sauf le quatrième qui est de 80 mm. La distance entre chacun des quadripôles est de 40 mm et leurs diamètres sont de 30 mm. Les polarisations alternées des 5 quadripôles créent un système de focalisation de type CDCDC dans un plan horizontal et DCDCD dans le plan horizontal qui lui est perpendiculaire. Les tensions de polarisations sont de :

	COSY	SIMION
Q1(kV)	2.46	2.5
Q2(kV)	4.97	5
Q3(kV)	5.94	6
Q4(kV)	5.36	5.4
Q5(kV)	7.9	8

Tab.IV. 10 : Polarisations des quadripôles du quintuplet.

La projection du profil du faisceau dans les plans XY et XZ en utilisant ce jeu de tensions est présenté dans la figure IV.28.

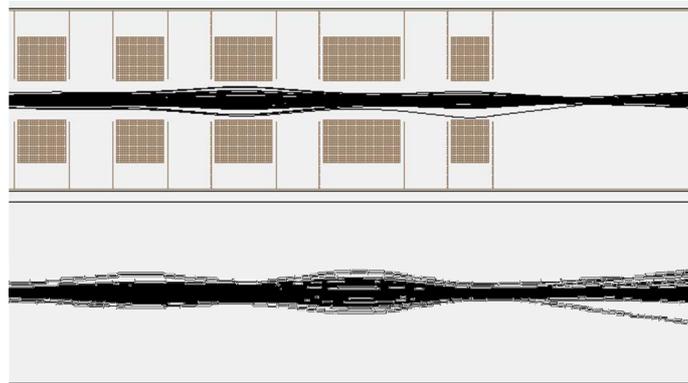


Fig.IV.25 : Simulation de la focalisation du faisceau par un quintuplet: le système DCDCD (en haut), le système CDCDC (en bas).

Le faisceau extrait du RFQ Cooler possède les caractéristiques suivantes:

	Transmission HRS %	ϵ ($\pi. mm. mrad$)	ΔE (eV)
quintuplet	85	2.35	5.55

Tab.IV. 11 : Caractéristiques du faisceau d'ions après la fente du HRS.

7. Synthèse

Dans cette partie nous comparons les résultats obtenus et l'efficacité de ces différents systèmes optiques.

Nombre de quadripôles	2	3	4	5	Sans multiplet
Transmission totale %	58	60	54	56	65
ϵ ($\pi. mm. mrad$)	2.35	2.3	2.25	2.35	2.4
ΔE (eV)	5.9	5.54	5.56	5.55	5.9
Tension max (kV)	4	3.97	4.6	8	-

Tab.IV. 12 : Comparaison entre les caractéristiques du faisceau focalisé par les multiplets à la sortie de la fente HRS.

Dans la dernière colonne du tableau précédent nous avons les caractéristiques du faisceau à la sortie de la cellule d'extraction et avant le multiplet. Nous mentionnons, également, que les transmissions indiquées sont les transmissions totales depuis la source.

La comparaison des résultats des simulations conduit aux remarques suivantes :

- la dispersion en énergie est plus élevée dans le cas du doublet. Avec les autres multiplets elle est plus faible et reste du même ordre de grandeur, aux alentours de 5.55 eV. Cette valeur est inférieure à la valeur trouvée sans multiplet. Ceci s'explique

par la suppression des ions qui font la contribution de l'élargissement des ions. Tandis qu'avec le doublet l'élévation est due à l'effet des aberrations car avec ce système il est difficile de garder les ions loin des électrodes de doublet.

- la transmission est maximum pour le triplet.
- La tension de polarisation du triplet est du même ordre de grandeur que celle du doublet. Elle est inférieure à celle du quadruplet et du quintuplet en raison de la longueur des barres. Pour une même focalisation, les barres courtes nécessitent une tension plus élevée, contrairement à des barres longues où le potentiel des quadripôles s'applique sur une distance plus longue, donc un effet de convergence et de divergence se fait avec une faible polarisation comme le montre les figures des polarisations, figure IV.25, IV.26, IV.27 et IV.28.
- L'émittance n'est pas modifiée par la focalisation assurée par un triplet. Elle reste du même ordre de grandeur qu'en l'absence de quadripôle électrostatique. Par contre ce paramètre est détérioré dans le cas de focalisations assurées par le doublet.

En conclusion, le triplet apparaît comme le meilleur système optique de focalisation du faisceau vers la fente du HRS. Ce triplet sera testé au chapitre suivant.

Conclusion

Les simulations numériques présentées ci-dessus nous ont permis de trouver les paramètres de fonctionnement de la ligne du SHIRaC en termes de la pression, les tensions de guidage et les polarisations des lentilles d'injection et d'extraction.

Les résultats des simulations en termes de la transmission, de l'émittance et de la dispersion en énergie nous ont incités à concevoir et étudier expérimentalement ce dispositif.

À travers ces simulations nous avons découvert un nouvel effet qui peut contribuer, avec la charge d'espace, à la dégradation de la qualité optique du faisceau. Cet effet c'est le champ longitudinal, sa présence sera éprouvée expérimentalement dans le chapitre suivant.

Chapitre V

Résultats expérimentaux

Après avoir réalisé les simulations numériques destinées pour définir le RFQ et le système optique de couplage avec le HRS, nous allons présenter dans ce chapitre les résultats expérimentaux. En plus des quantités déjà abordées (l'émittances transversales ε , la dispersion longitudinale de l'énergie ΔE et la transmission), nous allons étudier la pureté du faisceau d'ions refroidi et son profil transversal.

Les résultats expérimentaux concernent deux types d'ions : des ions de masses moyennes, les ions de rubidium Rb_{87}^+ , et des ions de masses lourdes, les ions de césium Cs_{133}^+ . Pour le premier type nous allons tester seulement la transmission à faible intensité. Tandis que pour le second ses études traitent les effets de la charge d'espace, de la tension RF V_{RF} et de la pression du gaz tampon P_{RFQ} sur les quantités définissant le faisceau d'ions refroidi.

Nous allons éprouver expérimentalement la présence d'un champ longitudinal, induit par la tension RF en dehors du RFQ, et optimiser ses effets.

Une étude détaillée de l'effet de l'énergie des ions juste en amont du RFQ et du champ continu de guidage sera abordée en premier lieu.

I. Etude des ions de Rb : transmission

Dans cette partie nous présentons des résultats de la transmission des ions de rubidium Rb_{87}^+ . La source d'ions utilisée est de type Heatwave [Heatwave] [Duv09]. Cette source fournit un faisceau de bonne qualité optique : une émittance de l'ordre de $15 \pi.mm.mrad$ et une dispersion longitudinale en énergie $\Delta E \approx 10eV$. Elle peut délivrer des faisceaux d'intensité inférieure à 150 nA. La plate-forme portant le quadripôle est portée à une tension de 2870 V, soit une énergie des ions à l'entrée du quadripôle de 130 eV.

Pour cet ion nous ne présentons que les résultats de transmission car nous n'avons disposé que de deux picoampèremètre placés de part et d'autre du RFQ.

Nous notons que les mesures de la transmission sont faites à la sortie de la cellule d'extraction. La transmission est le rapport de l'intensité d'ions mesuré en aval de la cellule d'extraction par rapport à celle mesuré en amont de la cellule d'injection (Figure III.21).

1. Paramètres de fonctionnement

Dans le but d'avoir une meilleure transmission nous allons optimiser l'effet de la pression et du champ continu de guidage.

a. Effet de la pression

Le maximum de la transmission s’obtient pour une pression variant de 2 à 2.5 Pa. Au delà de cette gamme en pression, la transmission décroît. Pour les pressions inférieures à 2 Pa la faible transmission est due au non refroidissement des ions. Au delà de 2 Pa le refroidissement est maximum. Néanmoins, la décroissance de la transmission pour des pressions supérieures à 2.5 Pa est due à l’augmentation de la puissance d’arrêt des ions au sein du RFQ qui augmente avec la pression. Pour éviter ce phénomène nous allons ajouter un champ continu de guidage des ions.

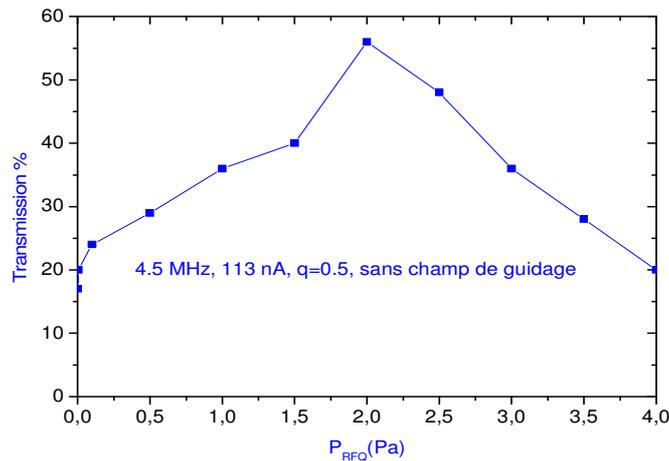


Fig.V. 1: Variation de la transmission totale des ions de Rb avec la pression du gaz dans la chambre du RFQ et sans champ continu de guidage.

b. Effet du champ de guidage

Pour avoir un meilleur refroidissement des ions, le champ de guidage doit être choisi adéquatement. La figure V.2 représente la variation de la transmission en fonction du champ de guidage qui est exprimé en volt par unité de longueur du RFQ. Le passage par un maximum pour une abscisse de 16 V explique le meilleur refroidissement. En dessous de 16 V, le champ de guidage n’arrive pas à récompenser l’effet d’arrêt du gaz. Tandis que au delà de 16 V l’efficacité de refroidissement diminue car les ions deviennent accéléré.

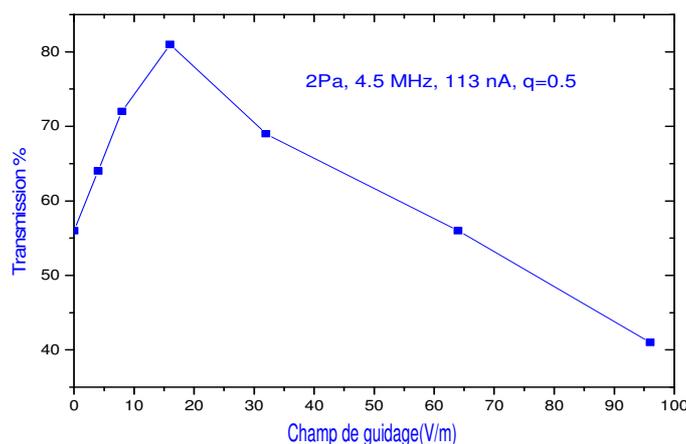


Fig.V. 2: Effet de champ continu de guidage sur la transmission.

Les paramètres en termes de la pression et du champ de guidage qui permettent d’avoir un meilleur refroidissement sont des pressions entre 2 et 2.5 Pa et un champ de guidage de 16 V par unité de longueur du RFQ.

2. Diagrammes de stabilités

Après la détermination des paramètres de fonctionnement nous allons étudier les dépendances de la transmission à la tension RF.

Les diagrammes de stabilités présentés sur la figure V.3 dépendent de la pression. La transmission est non nulle pour $q > 0$ et $q < 0.908$. Ces diagrammes de stabilité exhibent une plage de valeurs du paramètre q , entre 0.1 et 0.75, pour laquelle la transmission est quasiment stable et vaut, en moyenne, 60, 85 et 70 % respectivement pour des pressions de 1.5, 2 et 2.5 Pa. Ainsi, les pressions de refroidissement optimum sont dans la gamme variant de 2 à 2.5 Pa. Cette gamme en pression a été confirmée par les résultats de simulations obtenus au chapitre précédent.

Nous remarquons qu'au-delà de $q = 0.75$, au delà de 2 kV, des trous en transmission sont présents. Ces trous trouvent leur origine dans le chauffage des quadripôles qui se produit à des tensions RF élevée. La profondeur de ces trous est de l'ordre de 25 %.

Le chauffage du quadripôle est une caractéristique interne du quadripôle qui dépend de son rayon interne et des conditions expérimentales telles que la pression, la tension RF et la fréquence ainsi que la masse de l'ion à refroidir.

Nous pouvons noter aussi que sur les diagrammes de stabilité à une pression de 2 Pa, la transmission passe par un maximum aux alentours de $q = 0.15$ avant de décroître à nouveau. Cette décroissance est due au chauffage RF. La présence de ce maximum à 2 Pa explique qu'à cette pression le refroidissement est maximum.

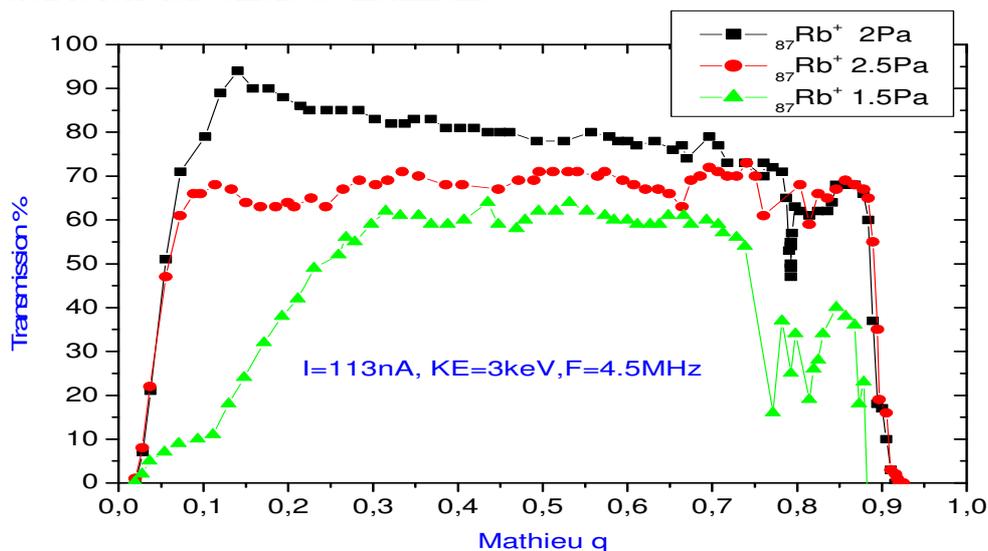


Fig.V.3: Variation de la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q pour des pressions de 1.5, 2 et 2.5 Pa et avec une intensité de 113 nA, une énergie d'accélération $KE = 3 keV$ et une fréquence de 4.5 MHz.

II. Etude expérimentales des ions de $^{133}\text{Cs}^+$

Dans cette partie nous étudions la qualité optique du faisceau refroidi d'ions de $^{133}\text{Cs}^+$ et l'optimisation de son refroidissement.

Les études expérimentales des ions de Cs ont été précédées par l'installation du triplet et de l'émittance mètre. Les mesures de la transmission sont prises à la sortie du triplet.

1. Temps de vol et paramètres de fonctionnement

Nous définissons le temps de vols comme la durée moyenne de parcours des ions depuis l'entrée du RFQ jusqu'à l'aval de la cellule d'extraction. Il augmente au fur et à mesure que la pression du gaz dans la chambre du RFQ augmente. Ainsi, le meilleur refroidissement des

ions correspond à un temps de vols important. Ce temps de vol doit être inférieur au temps de désintégration radioactif de ces ions.

En utilisant la notion de temps de vols nous allons chercher les meilleures conditions de refroidissement des ions en termes de gamme de pression P_{RFQ} et de champ continu de guidage.

Le commutateur de tension qui permet de mesurer ce temps de vol des ions est placé sur la première électrode de la lentille d'injection.

Le temps de vol dépend fortement de la pression du gaz. Cette quantité augmente en fonction de la pression P_{RFQ} et pour une pression $P_{RFQ} = 2.5 \text{ Pa}$ elle vaut $220 \mu\text{s}$. L'augmentation de cette quantité s'explique par le ralentissement des ions causé par l'augmentation de nombre de collisions ion gaz et prouve l'amélioration du refroidissement des ions. Cette augmentation s'accompagne de la variation de la transmission qui est présentée dans la figure V.4 (à droite). Cette dernière augmente avec la pression avant d'atteindre un maximum de 66 % aux alentours de 2.5 Pa. Au-delà de cette pression elle décroît de nouveau. Cette décroissance s'explique par l'arrêt des ions dans le RFQ suite aux collisions multiples avec le gaz.

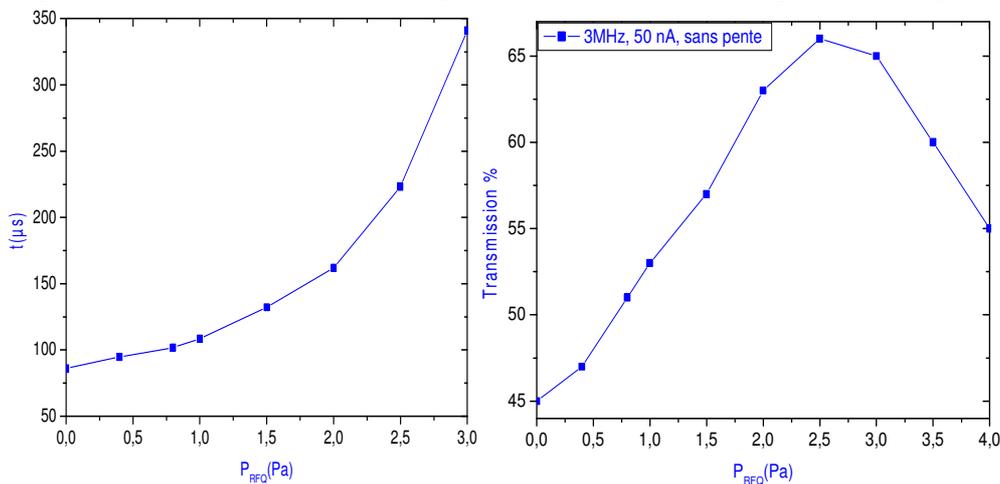


Fig.V.4: Effet de la pression sur le refroidissement du faisceau sans champ de guidage : dépendance du temps de vols à la pression P_{RFQ} (à droite), variation de la transmission en fonction de la pression P_{RFQ} (à droite).

La solution pour contrer l'arrêt des ions dans le RFQ et améliorer la transmission est l'ajout d'un champ DC de guidage des ions. La figure V.5 (à gauche) présente la variation du temps de Vols en fonction du champ guidage à une pression RFQ de 2.5 Pa. Le temps de vols décroît lorsque le champ de guidage augmente. Cette décroissance s'explique par l'accélération des ions par le champ DC. Au contraire, la transmission passe par un maximum avec un champ de guidage de valeur 16 avant de diminuer. Le comportement de la transmission s'explique par la compétition entre l'effet de la pression du gaz dans le RFQ et l'effet accélératrice du champ de guidage.

Les valeurs atteintes pour la transmission reflètent cet effet de compétition et un maximum de 74% est atteint avec le même champ de guidage.

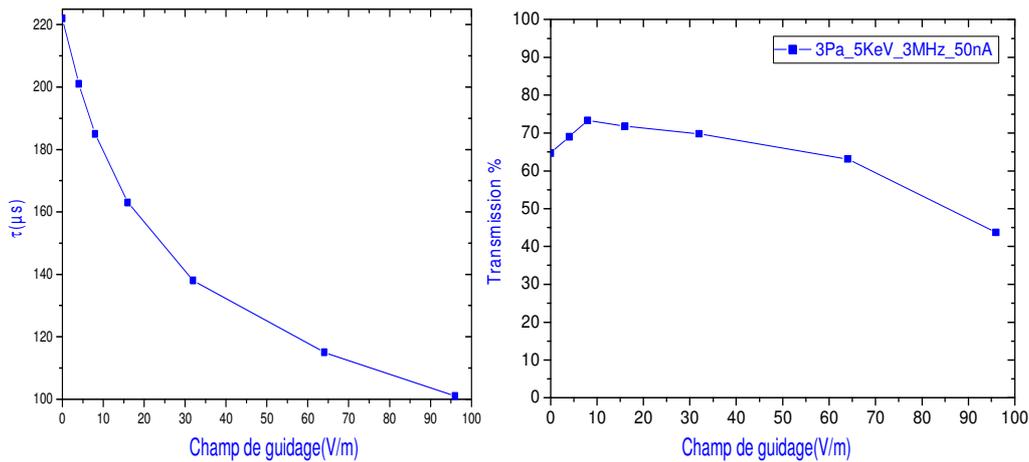


Fig.V. 5: Effet du champ DC de guidage sur le refroidissement du faisceau pour une pression de 2.5 Pa, le champ de guidage étant exprimé en volt par unité de longueur du RFQ : dépendance en fonction du champ de guidage du temps de vols (à gauche), variation de la transmission en fonction du champ de guidage (à droite).

Les valeurs de temps de vols présentées ci-dessus nous permet de choisir la pression et le champ de guidage nécessaires pour refroidir au maximum un faisceau d’ions tout en évitant sa désintégration radioactif.

En conclusion, les meilleures performances de refroidissement sont obtenues à une pression RFQ comprise entre 2.5 et 3 Pa et un champ de guidage de 16 V/m.

2. La transmission

La transmission a été fixée par le cahier des charges à une valeur d’au moins 60 % pour un faisceau d’intensité de 1 μ A. Tout d’abord nous allons étudier les dépendances de la transmission des ions à la tension RF et à la pression du gaz pour un faisceau de faible intensité de 50 nA, du même ordre de grandeur que celles des intensités des faisceaux disponibles actuellement dans les installations nucléaires de faible énergie.

a. Diagramme de stabilité à faible intensité

La figure V.6 représente la variation de la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q pour des pressions de 2.5, 3 et 3.5 Pa et pour des fréquences allant de 2.2 MHz à 4.9 MHz, la gamme de fréquences permises par des inductances à 8 spires.

L’étude des régions de stabilité des ions dans le RFQ a montré que les ions ne peuvent être transmis à travers le RFQ que pour un paramètre de Mathieu q compris entre 0 et 0.908 (cf. chapitre 2). Cette prévision est confirmée expérimentalement sur les différents diagrammes de stabilité de la figure V.6.

Les meilleures transmissions varient entre 77 % et 90 % pour une pression de RFQ de 2.5 Pa et un paramètre de Mathieu q compris entre 0.1 et 0.9. À cette pression les diagrammes de stabilité sont quasiment stables pour une gamme donnée en paramètre q. La limite inférieure de cette gamme dépend de la fréquence : elle est de 0.2 à faible fréquence, 2.2 MHz et elle diminue et peut atteindre 0.05 en augmentant la fréquence à une valeur de 4.9 MHz.

En passant à des pressions élevées, 3 et 3.5 Pa, des instabilités se produisent et leurs amplitudes augmentent avec la pression et la tension RF. Ces instabilités expliquent le chauffage du quadripôle.

L'augmentation de la pression dégrade la transmission qui se stabilise aux alentours de 70 % pour une pression de 3 Pa et aux alentours de 65 % pour une pression de 3.5 Pa. Cette dégradation s'explique par l'effet de la diffusion du gaz en dehors de la chambre du RFQ.

Au-delà d'une fréquence de 3.5 MHz et pour une pression de 2.5 Pa nous remarquons que la transmission passe par un maximum à q entre 0.05 et 0.1 avant de décroître légèrement. Cette décroissance est due à l'effet de chauffage RF (cf. chapitre 2). L'absence de cet effet pour les autres pressions indique que le refroidissement n'est pas optimum.

Nous constatons aussi que pour certaines fréquences nous ne pouvons pas dépasser une certaine valeur du paramètre q . Pour des fréquences de 4.5 et 4.9 MHz les valeurs maximum en termes de q sont respectivement 0.61 et 0.5. À ces paramètres de q les tensions RF sont respectivement 8.4 kV et 8.25 kV. Ces valeurs en tension sont les tensions limites que peut fournir le système RF.

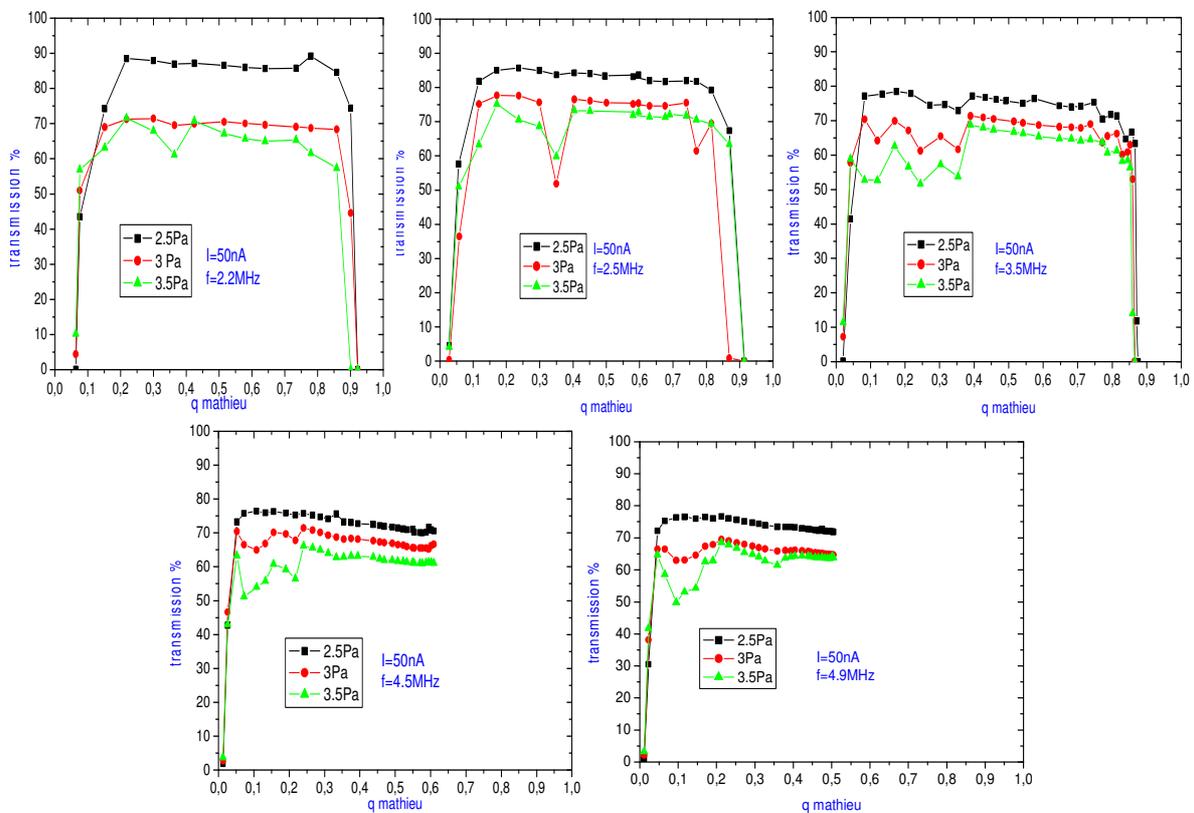


Fig.V. 6: Effet de la tension RF et de la pression sur le diagramme de stabilité : variation de la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q à différentes fréquences, de 2.2 MHz à 4.9MHz, et à différentes pression, de 2.5 Pa à 3.5 Pa, et pour une intensité de faisceau de 50 nA.

b. Effet de l'énergie d'accélération des ions sur le diagramme de stabilité

Dans cette partie nous allons montrer la gamme d'énergie des ions nécessaire pour avoir une transmission meilleure.

Sur la figure V.7 nous avons les diagrammes de stabilités à des énergies de 2, 3, 4 et 5 keV et dans les conditions suivantes : une pression de 2.5 Pa, une fréquence de 3 MHz et une intensité de 50 nA. Pour chaque énergie d'accélération donnée, un plateau de transmission est constaté pour certaine gamme en paramètre q . Ces plateaux sont positionnés aux 58, 73, 76 et 79%. Au-delà de 3 keV le décalage entre les plateaux est faible et ne dépasse pas 3%.

Ces décalages sont dus à deux effets : Le premier est la difficulté de focalisation du faisceau à basse énergie. En effet lorsque l'énergie augmente son émittance diminue et sa focalisation devient plus facile. Le deuxième effet est la diffusion du gaz de part et d'autre du RFQ. À faible énergie la déaccélération devient moins lente. Ainsi, le long de la lentille d'injection l'énergie des ions ne peut pas dépasser quelques dizaines d'eV pour une énergie d'accélération de 2 keV alors qu'elle est de quelques centaines d'eV pour des énergies d'accélération plus élevée, supérieure à 3 keV. Le fait de négliger la contribution de la charge d'espace est dû à la faible intensité du faisceau qui n'est que 50 nA.

Comme le décalage en termes de la transmission est faible pour des énergies dépassant 3 keV il serait commode d'étudier le refroidissement des ions à des énergies d'accélération dépassant 3 keV.

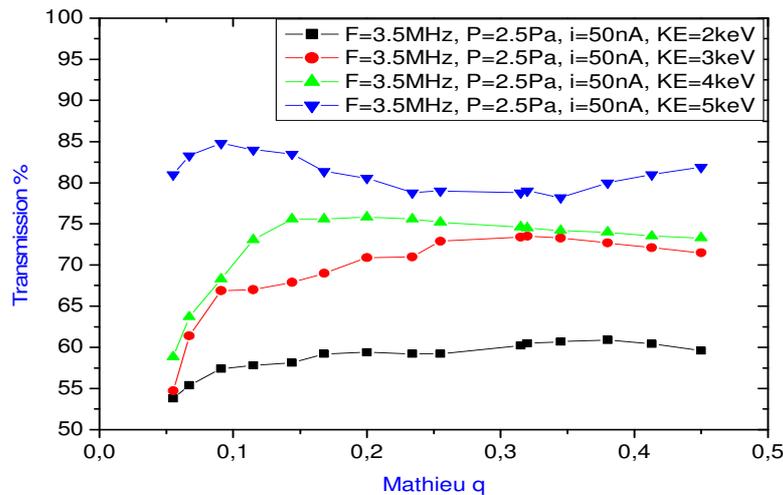


Fig.V. 7: Effet de l'énergie des ions sur la transmission : variation de la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q pour différentes énergies des ions, de 2 keV à 5 keV.

c. Effet de la charge d'espace sur la transmission

Comme indiqué au chapitre 2, la charge d'espace dépend de l'intensité du faisceau et de la vitesse des ions. Après avoir étudié l'influence de l'énergie d'accélération, nous allons étudier l'influence de l'intensité du faisceau d'ions sur la transmission pour une énergie d'accélération donnée, de 5 keV.

Sur la figure V.8 nous remarquons que la transmission décroît avec l'intensité du faisceau. En effet, au-dessous de 200 nA la variation est légère et la transmission est aux alentours de 92 %. Au-delà de cette intensité, la décroissance devient plus rapide et elle atteint une valeur de 67 % à 1 μ A. Pour répondre au cahier des charges il est nécessaire d'optimiser les résultats en transmission à 1 μ A en jouant sur les différents paramètres (fréquence, pression et tension RF).

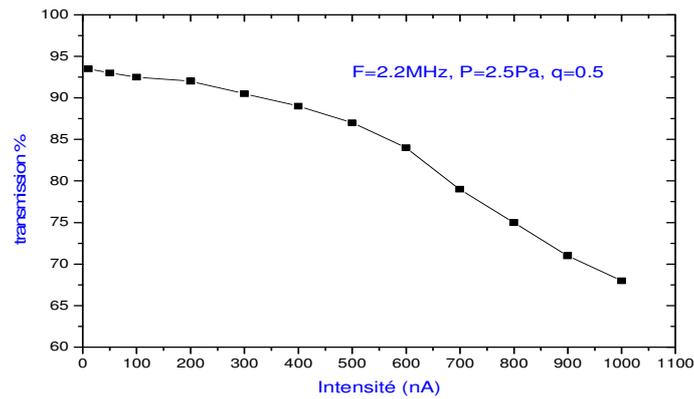


Fig.V. 8: Effet de la charge d'espace : variation de la transmission en fonction de l'intensité du faisceau pour une pression de 2.5 Pa, une fréquence de 2.2 MHz et un paramètre $q = 0.5$.

d. Diagramme de stabilité à 1 μ A

Les diagrammes de stabilité montrés ci-dessous représentent les variations de la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q à des pressions de 2.5 et 3 Pa. La transmission est meilleure pour la pression de 2.5 Pa. Comme dans le cas de l'intensité de 50 nA la gamme en termes de q de stabilité de la transmission dépend de la fréquence. A faible fréquence, 2.2 MHz, la transmission dépasse 60 % pour q compris entre 0.3 et 0.9 et se stabilise aux alentours de 70 %. Aux fréquences élevées la limite inférieure de la gamme de stabilité décroît et atteint 0.1. Dans cette gamme de q la transmission est en moyenne de 70 % et 68 % respectivement pour 4.5 et 4.9 MHz.

Dans cette gamme de stabilité nous notons que la transmission décroît en fonction de q . Cette décroissance est de 1 %, 10 % et 12 % respectivement pour des fréquences de 2.2, 4.5 et 4.9 MHz. Cette décroissance est liée au phénomène de chauffage RF qui s'amplifie avec la fréquence.

La variation de la transmission à très faible valeur de q , la pente de croissance à zéro valeur de q , dépend fortement des fréquences. A hautes fréquences, 4.5 et 4.9 MHz, elle augmente rapidement et à $q = 0.1$ la valeur maximum de la transmission obtenue atteint respectivement 77 et 73 %. A faible fréquence l'augmentation de la transmission est moins rapide et un maximum est observé pour des valeurs $q > 0.3$. Ces maximums prouvent l'obtention des refroidissements meilleurs à faible valeur de q , soit à faible valeur de la tension RF.

Nous constatons que pour des intensités ne dépassant pas 1 μ A la charge d'espace n'a pas d'influence sur la première région de stabilité. Ainsi, le phénomène d'élargissement de la région de stabilité, cité au chapitre 2 section V, n'a pas été observé à 1 μ A.

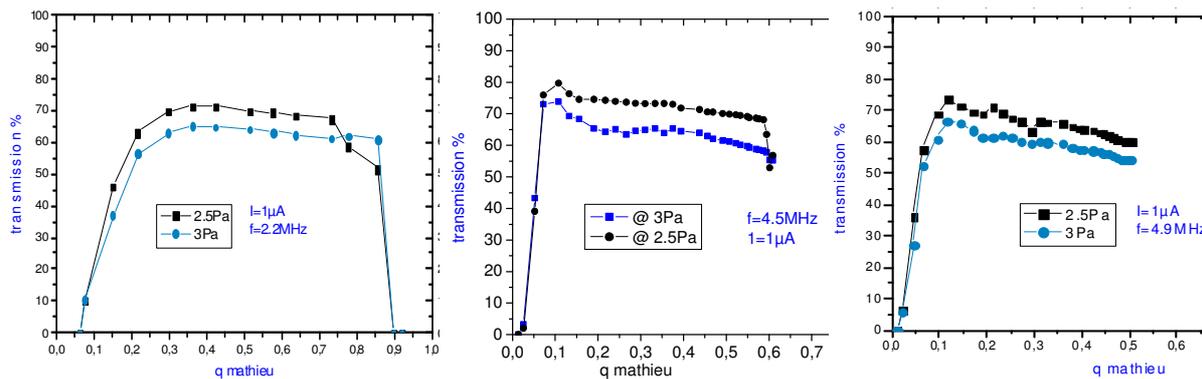


Fig.V. 9: Diagramme de stabilité à 1 µA : Variation de la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q à des pressions de 2.5 et 3 Pa et pour des fréquences de 2.2, 4.5 et 4.9 MHz.

e. Comparaison Simulation/résultats

Dans cette partie nous allons présenter une comparaison de l’effet de la charge d’espace en simulation numérique (Fig.VI.10) et en résultats expérimentaux. De la figure V.10 nous notons que les deux courbes décroît progressivement avec l’amplification de l’effet de la charge d’espace. La différence entre les deux courbes est très faible, d’environ 5 %.

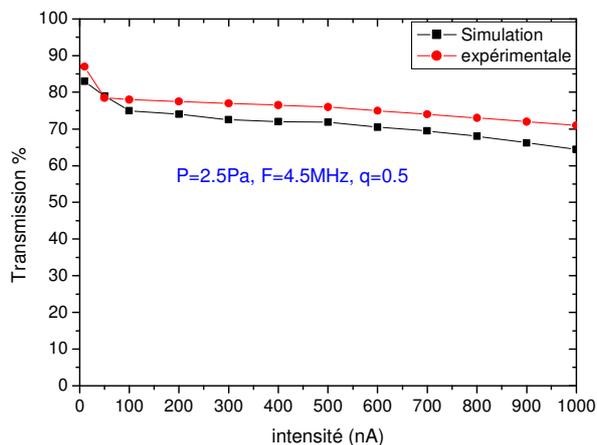


Fig.V. 10 : comparaison des résultats en simulations et expérimentale de l’effet de la charge d’espace.

3. La dispersion longitudinale en énergie ΔE

La dispersion en énergie a été fixée dans le cahier des charges à 1 eV pour une intensité de 1 µA. Nous présentons des mesures de cette grandeur et son optimisation.

a. Méthode calcul

L’augmentation de la tension de polarisation du dernier segment du quadripôle provoque une diminution de la transmission (Figure V.11 à gauche). La largeur à mi-hauteur de la dérivée de cette dernière est la dispersion longitudinale en énergie [Duv09][Niem01]. Le calcul de la largeur à mi-hauteur se fait en utilisant un ajustement gaussien de la courbe de la dérivée (Figure V.11 à droite).

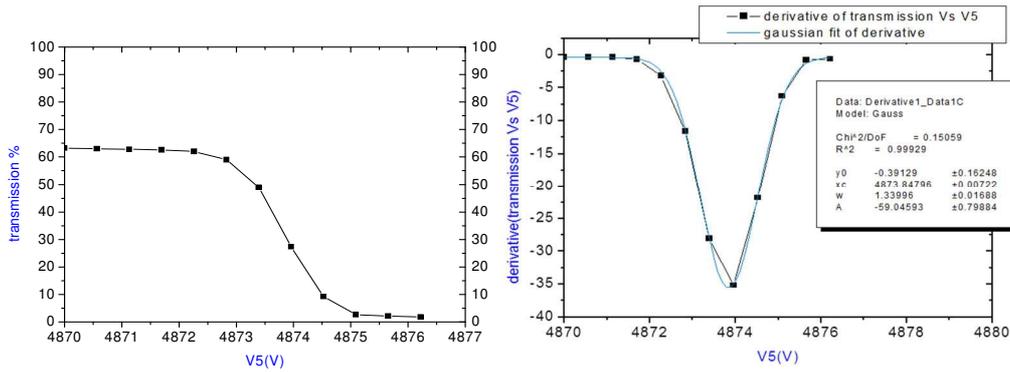


Fig.V. 11: Principe de calcul de la dispersion longitudinale de l'énergie : Variation de la transmission en fonction de la tension de polarisation du dernier segment du quadripôle V_5 (à gauche). Ajustement gaussien de la dérivée de la courbe de gauche (à droite).

a. ΔE à faible intensité

Dans cette partie nous étudions la quantité ΔE à faible intensité, 50 nA.

▪ **Effet de la pression**

La pression du gaz de la chambre du RFQ est un paramètre important pour la qualité du refroidissement du faisceau.

Sur la figure V.12 nous traçons la variation de la transmission et de la dispersion ΔE en fonction de la pression du RFQ. La dispersion en énergie passe par un minimum pour des pressions comprises entre 2 et 2.5 Pa à l'inverse de la transmission qui est maximum pour ces mêmes valeurs de pression.

Au-delà de 2.5 Pa la transmission diminue et la dispersion ΔE augmente. Le refroidissement est moins efficace en raison de la diffusion du gaz en dehors du RFQ. Le gaz diffusé est à l'origine de la perte des ions qui s'échappent suite aux collisions avec les atomes du gaz dans cette région.

Au-dessous de 2 Pa nous avons le même comportement qu'en dessus de 2.5 Pa pour la transmission et la dispersion ΔE . Les faibles valeurs de la pression sont incapables de conduire à un meilleur refroidissement. Les valeurs optimum de la dispersion ΔE et de la transmission sont respectivement 1.76 eV et 82.5 % pour une pression de 2.5 Pa et un paramètre de Mathieu $q = 0.068$. Par la suite nous étalons notre étude à haute tension RF.

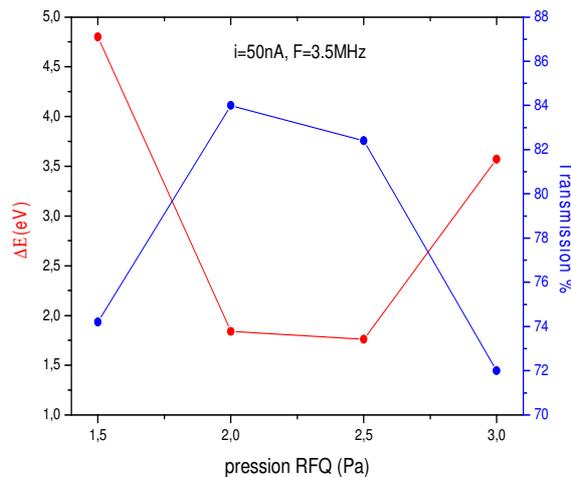


Fig.V. 12: Variation de la transmission et de la dispersion ΔE en fonction de la pression du RFQ pour une intensité de 50 nA, une fréquence de 3.5 MHz et un paramètre de Mathieu $q = 0.068$.

▪ **Effet de la tension RF**

La figure V.13 présente la variation de ΔE en fonction du paramètre q et pour différentes pressions 2, 2.5 et 3 Pa et à une fréquence de 3.5 MHz.

À une pression donnée la dispersion en énergie augmente avec q , avec la tension RF. Cette augmentation est due au champ longitudinal induit par la tension RF en aval du RFQ.

À différentes valeurs de la tension RF, de paramètre q , nous remarquons que la courbe de tendance de la dispersion en énergie à 2.5 Pa est en dessous des courbes à 2 et 3 Pa. Ainsi, nous prouvons encore une fois que la pression de 2.5 Pa, est optimum pour un meilleur refroidissement. Pour un $q = 0.11$, la quantité ΔE est de 3.1, 3.3 et 4.4 respectivement pour 2.5, 2 et 3 Pa. Pour choisir la valeur optimum en dispersion en énergie nous devons étudier en parallèle la transmission.

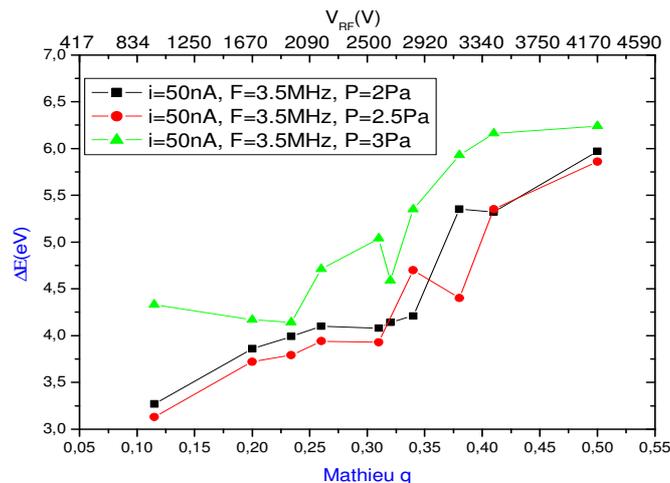


Fig.V.13: Effet de la pression et de la tension RF en fonction du paramètre de Mathieu q sur la dispersion longitudinale en énergie.

Sur les diagrammes de stabilité, figure V.6, nous avons notés la présence des maximums en transmission à faible q , soit faible tension RF. Nous allons étendre les mesures de la dispersion en énergie à faible q .

Sur la figure V.14 nous présentons la variation de la transmission et de la dispersion ΔE en fonction du paramètre de Mathieu q . Nous remarquons que pour $q > 0.075$ la dispersion ΔE augmente continûment en fonction de q , ce qui n'est pas le cas pour la transmission. A la valeur de q proche de 0.075, la quantité ΔE est minimale (1.76 eV) tandis que la transmission correspondante est maximum (84.5 %). Pour $q > 0.12$ nous remarquons l'augmentation rapide de la dispersion en énergie et la réduction de la transmission. La dégradation de la transmission est due au chauffage RF.

Pour expliquer la dégradation de la dispersion en énergie nous allons considérer l'hypothèse suivante: aux extrémités du RFQ, particulièrement à son aval, le champ RF purement radiale dans le RFQ se converti en un champ longitudinal.

La contribution de ces deux phénomènes devient trop importante à haute tension RF. De la figure V.14 nous en déduisons qu'il serait meilleur de travailler à faible tension RF, soit à $q \leq 0.15$. Dans la suite de ce chapitre nous allons traiter en détail ces deux aspects.

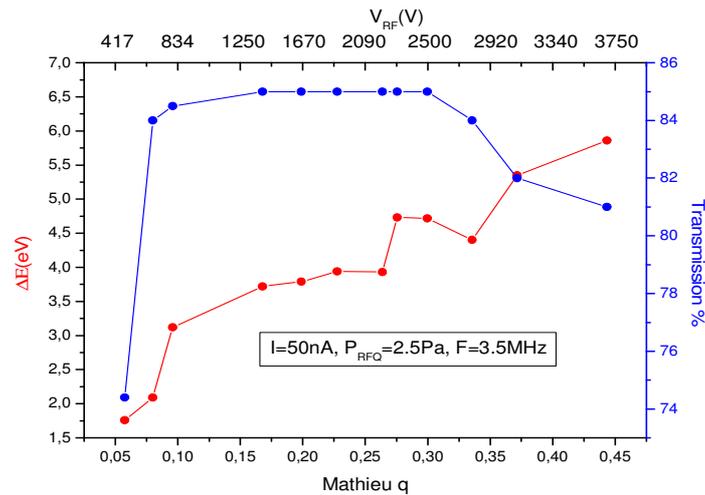


Fig.V. 14: Variation de la transmission et de la dispersion ΔE en fonction du paramètre de Mathieu q .

Nous allons procéder à l’optimisation des différents paramètres pour obtenir les plus faibles dispersions en énergie et les meilleures transmissions correspondantes.

▪ **Effet de la fréquence**

Nous allons éprouver la possibilité d’optimiser les résultats en termes de la transmission et de ΔE par la fréquence. L’inconvénient d’augmenter les fréquences à des tensions RF élevées, un paramètre $q > 0.5$, est l’amplification du chauffage RF. Sur la figure V.15 (à droite) nous voyons que la dispersion ΔE et la transmission augmentent avec la fréquence. Leurs comportements nous permettent d’avoir : soit une faible dispersion en énergie et une faible transmission soit une transmission élevée et ΔE élevée. À titre d’exemple en passant de 2.5 à 4.5 MHz, la ΔE augmente de 1.62 à 2.31 eV et la transmission s’élève de 11 %. Cet effet sera nécessaire dans l’optimisation de la transmission et de la ΔE à haute intensité. Notons à ce propos qu’il est possible de réduire la ΔE à 1.56 eV pour une fréquence de 2.5 MHz en ayant une transmission dépassant 60 %, figure V.15 (à droite).

L’augmentation de la transmission avec la fréquence (Figure V.15 à gauche) explique la rapidité de la récupération des ions échappés par le chauffage RF. Rappelons que le confinement des ions est dû aux macromouvements dont leurs périodicités augmentent avec la fréquence. En effet, les ions infectés par le chauffage RF ont la tendance de s’échapper du RFQ. Mais l’augmentation de la fréquence des macromouvements permet d’accélérer le confinement de ces ions donc d’augmenter le taux de leurs récupérations. Et par la suite la réduction de nombre d’ions perdus par le chauffage RF. Ce phénomène est possible seulement avec des $q < 0.5$.

Sur la figure V.15 (à droite) nous remarquons que pour $q < 0.075$ la dispersion en énergie augmente avec la diminution de q . Ce comportement est lié aux faibles tensions RF, inférieures à 320 V, qui sont incapable de refroidir rentablement les ions. Au delà de 0.075, le champ longitudinal dégrade notablement la dispersion en énergie.

En conclusion, la compétition entre les effets dus au chauffage RF, au champ longitudinal induit par la tension RF et le refroidissement nous requiert de travailler dans une gamme de q entre 0.075 et 0.15.

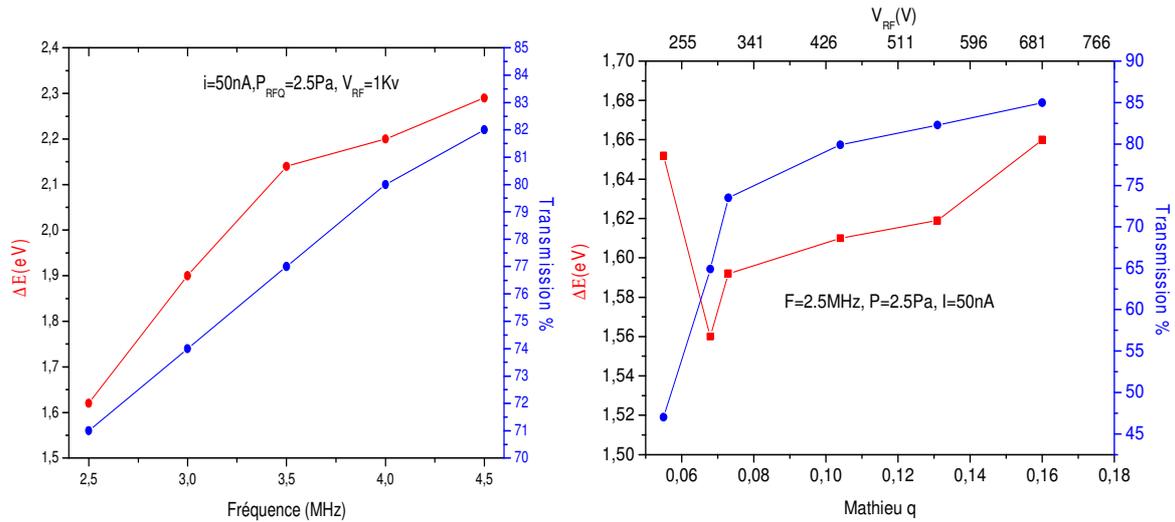


Fig.V. 15: Optimisation de la dispersion ΔE et de la transmission: en fonction de la fréquence pour une tension RF de 1 kV (à gauche) ; en fonction du paramètre de Mathieu q pour une fréquence de 2.5 MHz (à droite). L'intensité et la pression sont respectivement de 50 nA et de 2.5 Pa.

a. Effet de la charge d'espace

Il s'avérait de plus en plus évident que la dégradation de la dispersion en énergie s'accroît avec la charge d'espace. Sur la figure V.16 nous avons la variation de la ΔE en fonction du paramètre q et pour des intensités variantes de 250 à 1000 nA. Nous présentons également sur cette figure les tensions RF correspondantes aux paramètres de Mathieu q .

Sur la plage de q considérée, la dispersion en énergie augmente de façon très importante. À une intensité donnée, cette dégradation est due essentiellement à l'effet du champ longitudinal. Les amplitudes de la tension RF correspondants aux paramètres q s'élevaient jusqu'à 700 V.

Pour une valeur de q donnée, l'effet de la charge d'espace s'aperçoit clairement dans l'augmentation de la dispersion en énergie pour des intensités ne dépassant pas 750 nA. Tandis qu'à 1000 nA, la ΔE décroît et elle est au même ordre de grandeur que celle à 500 nA. La provenance de cette décroissance est la dégradation de la transmission à cette intensité (Figure V.17). En effet, pour cette intensité la transmission correspondante varie entre 20 et 50 %. Ainsi, l'intensité du faisceau des ions refroidis à la sortie du RFQ est d'environ:

$$I_{\text{après refroidissement}} \approx \frac{I_{\text{avant refroidissement}} \times \text{transmission}}{100}$$

En conséquence, la dégradation de la dispersion en énergie à 1000 nA est due à la contribution de la charge d'espace induit par cette intensité tout au long du RFQ et par l'intensité $I_{\text{après refroidissement}}$ après le RFQ. Pour des transmissions faibles, en dessous de 30 %, la dispersion en énergie devient de l'ordre de grandeur de celle de 500 nA.

Les faibles valeurs de la dispersion en énergie, proche de 1eV, à faible valeur de q s'expliquent par la faible densité des ions refroidis et extraits du RFQ, dont la transmission ne dépasse pas 25 %. Ainsi, l'intensité $I_{\text{après refroidissement}}$ est en dessous de 200 nA.

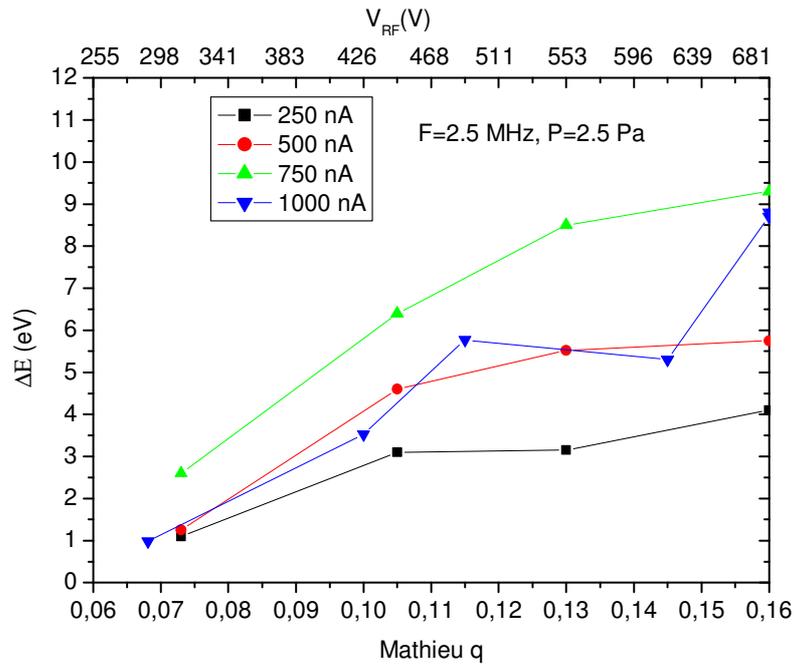


Fig.V. 16: Effet de la charge d'espace sur la dispersion longitudinale en énergie ΔE et la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q pour des intensités de 0.25, 0.5, 0.75 et 1 μA et pour une fréquence de 2.5 MHz et une pression de 2.5 Pa.

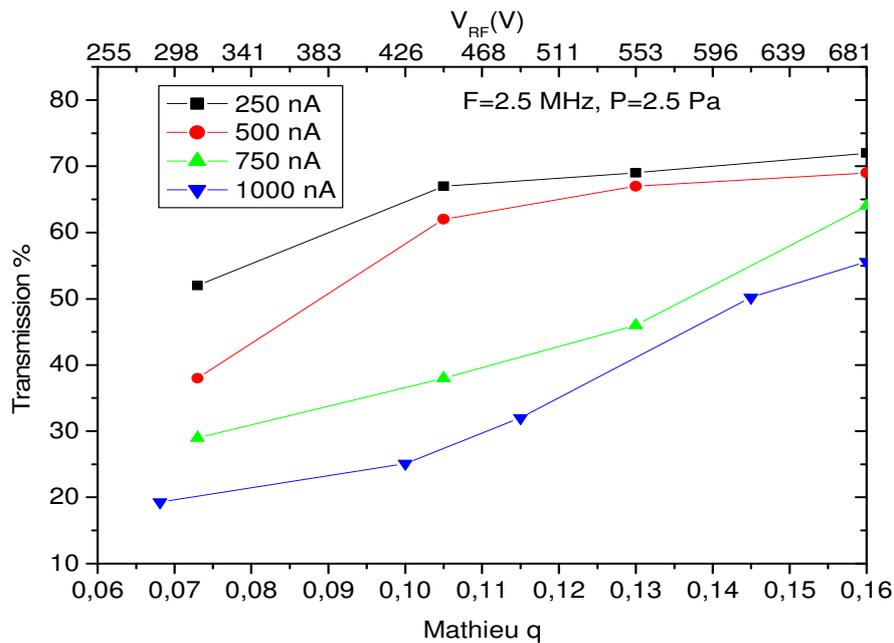


Fig.V. 17: Effet de la charge d'espace sur la transmission en fonction du paramètre de Mathieu q pour des intensités de 0.25, 0.5, 0.75 et 1 μA et pour une fréquence de 2.5 MHz et une pression de 2.5 Pa.

Le tableau V.1 récapitule les valeurs minimum de la dispersion en énergie avec leurs incertitudes et les transmissions correspondantes. Nous constatons qu'une dispersion en énergie proche de 1 eV implique des faibles transmissions au-delà de 500 nA. Ces valeurs minimum de la dispersion en énergie sont obtenues pour une faible tension RF de 320 V.

Intensité (nA)	ΔE (eV)	Transmission %
50	1.56 ± 0.05	63
250	1.11 ± 0.09	52
500	1.3 ± 0.12	38
750	1.22 ± 0.21	28
1000	1.15 ± 0.33	21

Tab.V. 1 : Valeurs minimum de la dispersion en énergie : effet de la charge d'espace sur la dispersion en énergie et sur la transmission pour une fréquence de 2.5 MHz, une pression de 2.5 Pa et $q = 0.073$.

Les valeurs de la dispersion en énergie, avec leurs incertitudes, associées à une fréquence de 2.5 MHz et une transmission de 60 % sont données dans le tableau V.2. L'augmentation de la dispersion en énergie reflète l'effet de la charge d'espace. Les tensions RF correspondant à ces valeurs de la dispersion de l'énergie augmentent avec l'intensité mais elles restent au-dessous de 1 kV.

Intensité (nA)	Q	V_{RF} (V)	ΔE (eV)	Transmission %
50	0.064	280	1.85 ± 0.09	60
250	0.088	375	2.15 ± 0.14	60
500	0.103	440	4.7 ± 0.19	60
750	0.125	535	5 ± 0.31	60
1000	0.161	685	8.35 ± 0.41	60

Tab.V. 2 : Dispersion en énergie associée à une transmission d'au moins 60 %.

b. Optimisation à 1 μ A

Dans cette partie nous optimisons la dispersion en énergie pour une intensité de 1 μ A. Sur les diagrammes de stabilité présentés à la figure V.9 nous avons noté que la transmission augmentait rapidement en fonction de q et à fréquence élevée. Cette dépendance est bien vérifiée sur la figure V.18 (à gauche), où l'augmentation de la fréquence de 2.5 à 4.5 MHz provoque une augmentation de la transmission de 24 à 55 % (pour une pression de 2.5 Pa et $q=0.075$). L'augmentation de la transmission est accompagnée de l'augmentation de la dispersion en énergie de 1.15 eV à 3.9 eV. Cette augmentation de la dispersion en énergie est due à l'augmentation du champ longitudinal. Cependant, l'augmentation de la transmission en fonction de la fréquence explique le phénomène de la récupération des ions (Cf. paragraphe II-3-b).

L'avantage d'utiliser des fréquences élevées est la faible dégradation de la dispersion en énergie. Le refroidissement étant meilleur à 4.5 MHz car la tension RF correspondante à la fréquence 4.5 MHz est supérieure à celle correspondante à 2.5 MHz. En dehors du RFQ la contribution des effets dégradants de la charge d'espace et du champ longitudinal produit une dégradation de la dispersion en énergie. En conséquence la compétition entre les effets de refroidissement, de la charge d'espace et du champ longitudinal produit une dégradation de la dispersion en énergie plus faible à 4.5 MHz qu'à 2.5 MHz. Cette compétition explique aussi la réduction de la gamme de la dispersion en énergie de 16 à 5 eV en augmentant la fréquence de 2.5 à 4.5 MHz pour $q < 0.26$.

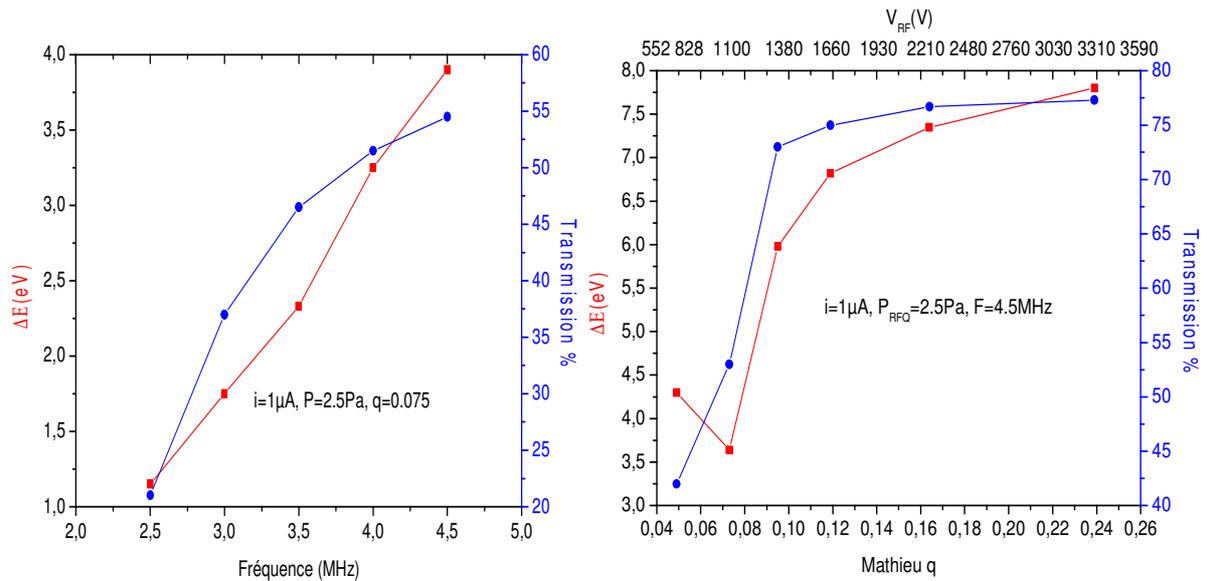


Fig.V. 18: Optimisation à 1 μA : Variation de la transmission et de la dispersion en énergie en fonction de la fréquence pour $q = 0.075$ (à gauche) et en fonction de q pour une fréquence de 4.5 MHz (à droite). La pression est de 2.5 Pa.

De la figure V.18 (à droite) nous pouvons diviser les courbes en trois zones: une zone I où le refroidissement par la tension RF est inefficace ($q < 0.07$), une zone II où domine le champ longitudinal ($q > 0.08$) et une zone III où domine l'effet du refroidissement ($0.07 < q < 0.08$).

4. Émittance géométrique transversale ϵ

A part la faible dispersion en énergie, la purification isobarique des isotopes exige des faibles émittances, $\epsilon \approx 1 \pi. mm. mrad$ à 60 keV. Les mesures présentées ci-dessous sont faites par un Pepper-pot émittancemètre présenté au chapitre 3 et par deux codes, un code en Language Matlab et l'autre en Language C++. Le premier code permet de convertir l'image, fournie par le Pepper-pot émittance mètre, en une courbe d'intensité à deux dimensions. En revanche, le deuxième code nous permet de calculer l'émittance géométrique à 85 % et l'incertitude associé en se servant de la méthode de calcul présentée au chapitre 3 section IV-2.

a. Émittance à faible intensité

La variation de l'émittance sera donnée en fonction du paramètre de Mathieu q et à différentes pressions et fréquences.

▪ Effet du champ DC de guidage:

Le champ de guidage peut être un inconvénient de refroidissement si les ions sont trop accélérés. Nous avons montrés via les transmissions que les meilleures valeurs de champ de guidage sont 16 V/m. Le but de cette partie est d'étudier l'influence de champ de guidage sur l'émittance. La figure V.19 représente les variations de l'émittance en fonction de champ de guidage pour les conditions suivantes : une intensité de 50 nA, une fréquence de 2.5 MHz, une pression de 2.5 Pa, une HT de 4870 V, une énergie initiale des ions de 5 keV et une tension RF de 1.7kV. Dans ces conditions l'évolution de l'émittance avec le champ de guidage peut être divisée en deux zones : pour des valeurs de champ de guidage inférieur à 20 elle est quasiment constante et au-delà elle augmente nettement. Cette augmentation est due à l'effet de l'accélération des ions qui réduit l'effet des collisions ions-gaz et par la suite le

refroidissement. En conclusion l'effet de champ de guidage est plus distinguable avec la transmission car à faible valeur de champ de guidage, inférieur à 20, c'est essentiellement la transmission qui varie (Figure V.5).

Nous notons également que les incertitudes de mesures sont de l'ordre de 10 %.

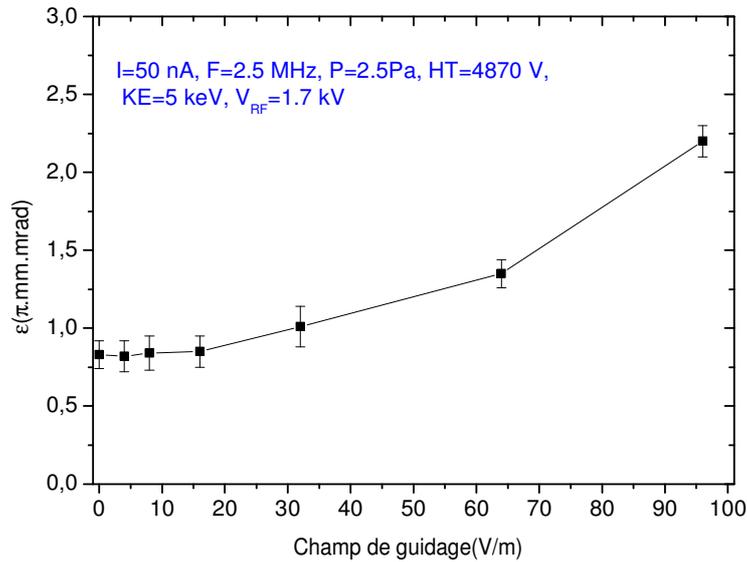


Fig.V. 19: Effet du champ de guidage sur l'émission : variation de l'émission en fonction de champ de guidage (V/m).

▪ **Effet de la HT**

A part le champ de guidage la HT, l'énergie initiale des ions à l'entrée du RFQ, avait un effet considérable sur la transmission. Dans cette partie nous allons étudier son effet sur l'émission. La figure V.20 représente la variation de l'émission en fonction de KE_0 , l'énergie des ions à l'entrée du RFQ pour les conditions suivantes : une intensité de 50 nA, une fréquence de 2.5 MHz, une pression de 2.5 Pa, une énergie d'accélération de 5 keV et une tension RF de 1.7 kV. L'émission reste invariante avec l'énergie KE_0 , elle est au alentour de $0,85 \pi.mm.mrad$. Cette invariance s'explique par le fait que les conditions initiales des ions, leurs énergies KE_0 et leurs émission, n'ont pas d'influence sur le refroidissement. Son influence est seulement sur la transmission des ions à l'entrée du RFQ.

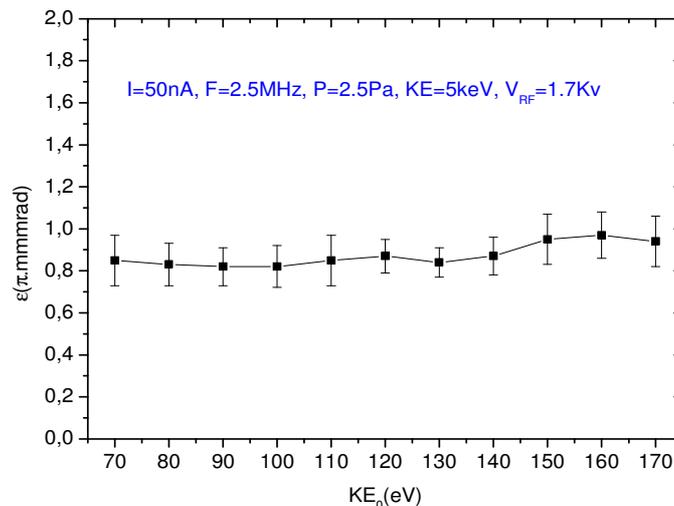


Fig.V.20: Variation de l'émission en fonction de l'énergie des ions à l'entrée du RFQ, KE_0 pour une intensité de 50 nA, une fréquence de 2.5 MHz, une énergie d'accélération de 5 keV et une tension RF de 1.7 kV.

Les mesures de la transmission nous approuvent à utiliser un champ de guidage de 16 V par unité de longueur du RFQ et une énergie KE_0 de 130 eV pour une énergie d'accélération de 5 keV. Par la suite nous allons étudier l'effet de la pression et de la fréquence sur l'émittance.

▪ **Effet de la pression :**

La pression était un facteur important dans l'optimisation des deux premières quantités, la transmission et la dispersion longitudinale en énergie, de cela apparait l'intérêt d'étudier son effet sur l'émittance. Sur la figure V.21 nous présentons la variation de l'émittance en fonction du paramètre de Mathieu q à trois valeurs de pressions 2, 2.5 et 3 Pa. Nous notons que les minimums des valeurs d'émittance sont très proches pour les pressions de 2.5 et 3 Pa. La dépendance de l'émittance à la tension RF, au paramètre q , peut être distinguée de deux zones : la première zone pour $q < 0.15$ et la deuxième pour $q > 0.15$.

Dans la première zone, l'émittance diminue avec q , avec la tension RF. Ce comportement de l'émittance explique la contribution de la tension RF au refroidissement. Dans cette gamme l'émittance varie de 1.25 et $0.8 \pi \cdot mm \cdot mrad$ pour une pression de 2.5 Pa. Tandis que à 3 Pa l'émittance est plus grande à faible valeur de q , $q < 0.075$. Cette élévation s'explique par l'effet dégradant de la diffusion du gaz.

Cependant, dans la deuxième zone la contribution de la tension RF au refroidissement est limitée par le chauffage RF d'où la saturation en émittance qui reste au alentour de $0.8 \pi \cdot mm \cdot mrad$ pour une pression de 2.5 Pa.

Les fluctuations des valeurs d'émittances sont dues à l'importance de leurs incertitudes qui peuvent aller jusqu'à 20 %.

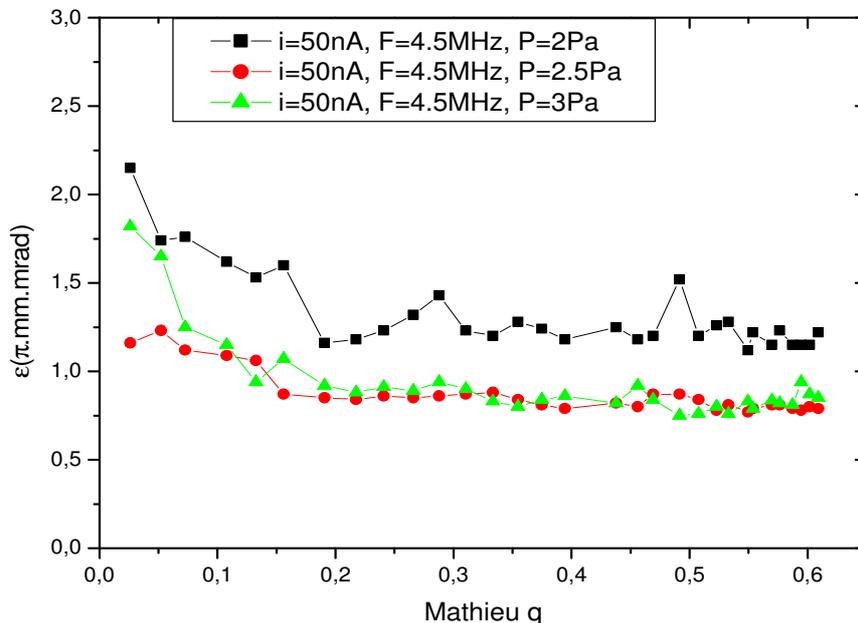


Fig.V.21: Variation de l'émittance en fonction du paramètre q , à des pressions variant de 2 à 3 Pa et pour une fréquence de 4.5 MHz.

▪ **Effet de la fréquence :**

La dépendance de la dispersion en énergie à la fréquence nous incite à étudier son effet sur l'émittance. La figure V.22 nous présente les variations de l'émittance en fonction de paramètre q à différente valeur de la fréquence. Les trois courbes présentés sur cette figure ont le même comportement avec q : elles décroissent pour $q < 0.15$ et au delà $q > 0.15$ elles sont

quasiment stables. Nous notons des légères fluctuations avec les fréquences 3.5 et 2.5 MHz. L'invariance de l'émittance avec la fréquence montre que les effets de chauffage RF et de champ longitudinal sont négligeables sur l'émittance.

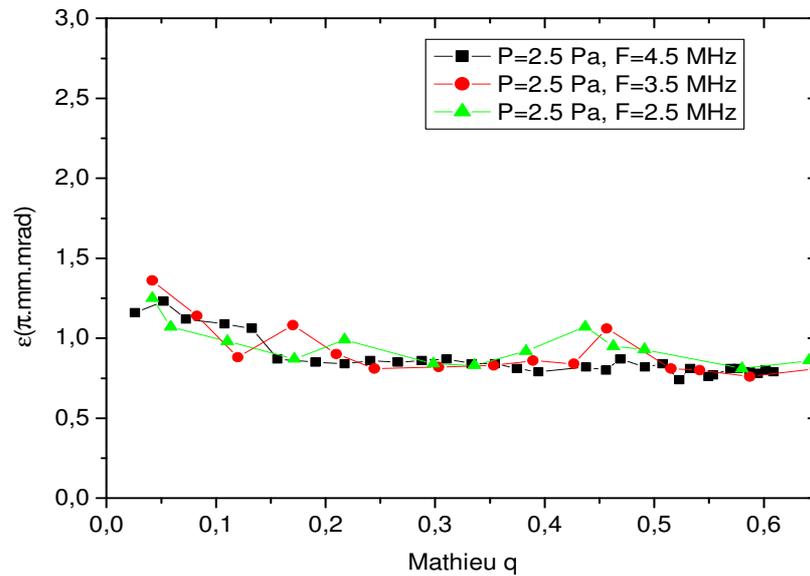


Fig.V. 22: Émittance à faible intensité avec un masque de Pepper pot d'ouverture de 20 μm : variation de l'émittance en fonction du paramètre q à des pressions de 2,5 et 3 Pa et à une fréquence de 2.5 MHz.

a. Effet de la charge d'espace

L'effet de la charge d'espace a été un facteur important de la dégradation de la dispersion en énergie. Pour accomplir la définition de la qualité du faisceau refroidi nous devons étudier son effet sur l'émittance. Sur la figure V.23 nous avons la variation de l'émittance en fonction de q pour des intensités de 50, 250, 500, 750 et 1000 nA. Comme dans les cas précédents, la courbe d'émittance est divisée en deux zones : une première zone pour $q < 0.175$ et une deuxième pour $q > 0.175$.

Dans la première zone l'émittance décroît avec le paramètre q. Dans la gamme de q considéré, $0.04 < q < 0.175$, le taux de décroissance de l'émittance varie avec l'intensité. Il est de 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.1 $\pi. mm. mrad$. L'augmentation de ce taux de décroissance explique la réduction de l'effet de confinement de la tension RF avec l'intensité.

Dans la deuxième zone l'émittance se stabilise. Elle est aux environs de 0.85, 1, 1.2, 1.55 et 1.85 $\pi. mm. mrad$ respectivement pour 50, 250, 500, 750 et 1000 nA.

A part l'augmentation de taux de décroissance de l'émittance à faible valeur de q, l'effet de la charge d'espace se dévoila dans le décalage des courbes de l'émittance en augmentant l'intensité du faisceau.

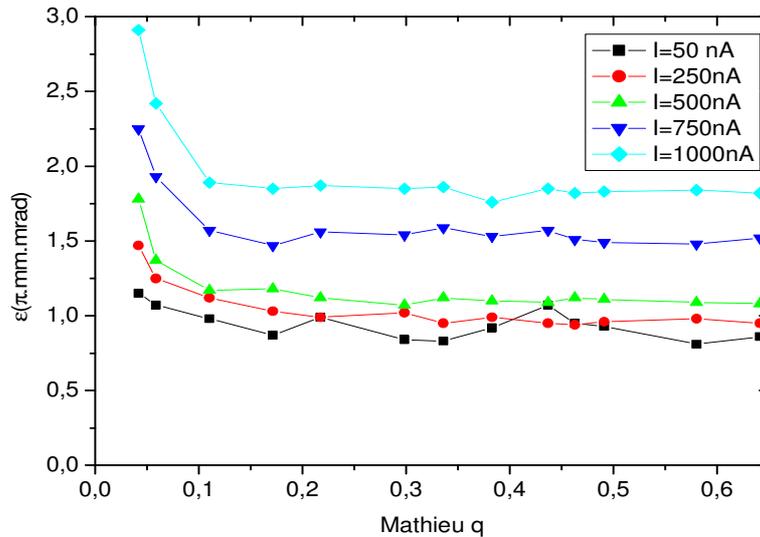


Fig.V. 23: Effet de la charge d'espace : variation de l'émittance en fonction de la tension RF pour différentes intensités (50, 250, 500, 750 et 1000 nA), une pression de 2.5 Pa et une fréquence de 2.5 MHz.

b. Émittance à 1 μA

Dans la section précédente, à fin d'avoir des transmissions élevées avec des dispersions en énergie faibles, nous avons mesuré la dispersion en énergie à deux fréquences 2.5 et 4.5 MHz. L'accomplissement de ces mesures requiert la détermination de l'émittance à 4.5 MHz. La figure V.24 représente les variations de l'émittance en fonction de q pour les deux fréquences et dans les conditions d'une pression de 2.5 Pa, une tension RF de 1.7 kV et une intensité de 1000 nA. Un léger décalage de la courbe d'émittance est constaté à la fréquence de 2.5 MHz par rapport à 4.5 MHz. Avec les incertitudes élevées des valeurs de l'émittance, de l'ordre de 30 %, ces deux courbes peuvent être considérées comme semblables. Ainsi, l'effet de la fréquence sur l'émittance peut être négligé pour des intensités faibles autant que pour les intensités élevées.

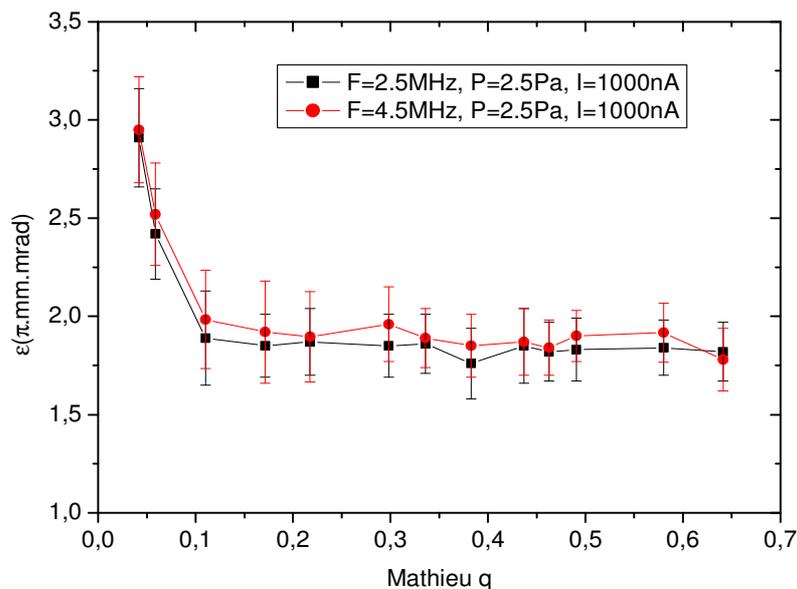


Fig.V. 4: Variation de l'émittance en fonction de q pour deux fréquences 2.5 et 4.5 MHz.

5. Purification des ions : Identification

L'identification des ions refroidis exige l'utilisation d'un commutateur en tension, placé sur la dernière électrode de la cellule d'extraction, et une galette à microcanaux permettant la détection des ions. Le commutateur permet de régler le passage des ions en un certain temps, la fenêtre du commutateur valant 3 μ s.

Sur la figure V.25 nous présentons le spectre en intensité des ions refroidis mesuré par la galette. Les ions étant très lents, des réactions chimiques sur le gaz résiduel pourrait avoir lieu. Par exemple sur ces spectres, on observe la présence d' O et H₂O alors qu'on ne s'attendrait à observer que des ions de Cs. Malgré tout on ne voit pas des molécules formées avec des ions de Cs.

L'apparition de ces impuretés dépend de la tension RF. A faible tension, en dessous de 0.84 kV, nous remarquons la présence d'impuretés de H₂O, CO₂, N, etc dont la masse ne dépasse pas 44 u.m.a. Au-delà de 800V, en fonction du paramètre du Mathieu q les impuretés se sont confinés dans la chambre du quadripole et seuls les ions de Cs constituent le faisceau refroidi. L'identification des ions a été validée à l'aide de deux méthodes : une méthode qualitative basée sur le paramètre de Mathieu et une deuxième méthode quantitative. Cette dernière consiste à calculer la durée du parcours des ions, de la limite du RFQ à la galette, pour différentes masses d'ions et à la comparer à la mesure (pic présenté sur le spectre d'intensité). En utilisant la méthode qualitative nous remarquons que la présence des pics répond bien à la condition de stabilité imposée par le paramètre q. À titre d'exemple, les ions de H₂O sont absents pour des tensions RF dépassant 0.84 kV pour la quelle $q > 0.9$.

Concernant la deuxième méthode pour l'identification des ions de Cs, nous avons calculé la durée du parcours des ions $\tau_{thé} = 26.29 \mu$ s et la comparé avec la valeur expérimentale $\tau_{exp} = 26.30 \mu$ s.

Généralement les impuretés ont des masses inférieures à 55 u.m.a [Heinz04]. Sur la figure V.24, nous observons une masse de l'ordre de 99 u.m.a associée à une durée de parcours $\tau_{99} \approx 21 \mu$ s. Nous remarquons que la position et l'amplitude de ce pic sont indépendantes de la tension RF. Ce pic doit être investigué afin de déterminer l'origine physique et la nature chimique des ions qui lui sont associés.

Le changement de la fenêtre a un effet sur la position du pic. Sur le tableau V.3 nous remarquons que l'augmentation de la fenêtre du commutateur provoque un déplacement du pic de la même durée que la durée de cette fenêtre.

En conclusion ce pic est un pic électronique. La valeur non physique de la masse associée à ce pic est due à la dérivée de la tension du commutateur qui engendre un champ fort impliquant une accélération supplémentaire des ions, d'où un temps de parcours plus faible que celui des ions de Cs refroidis.

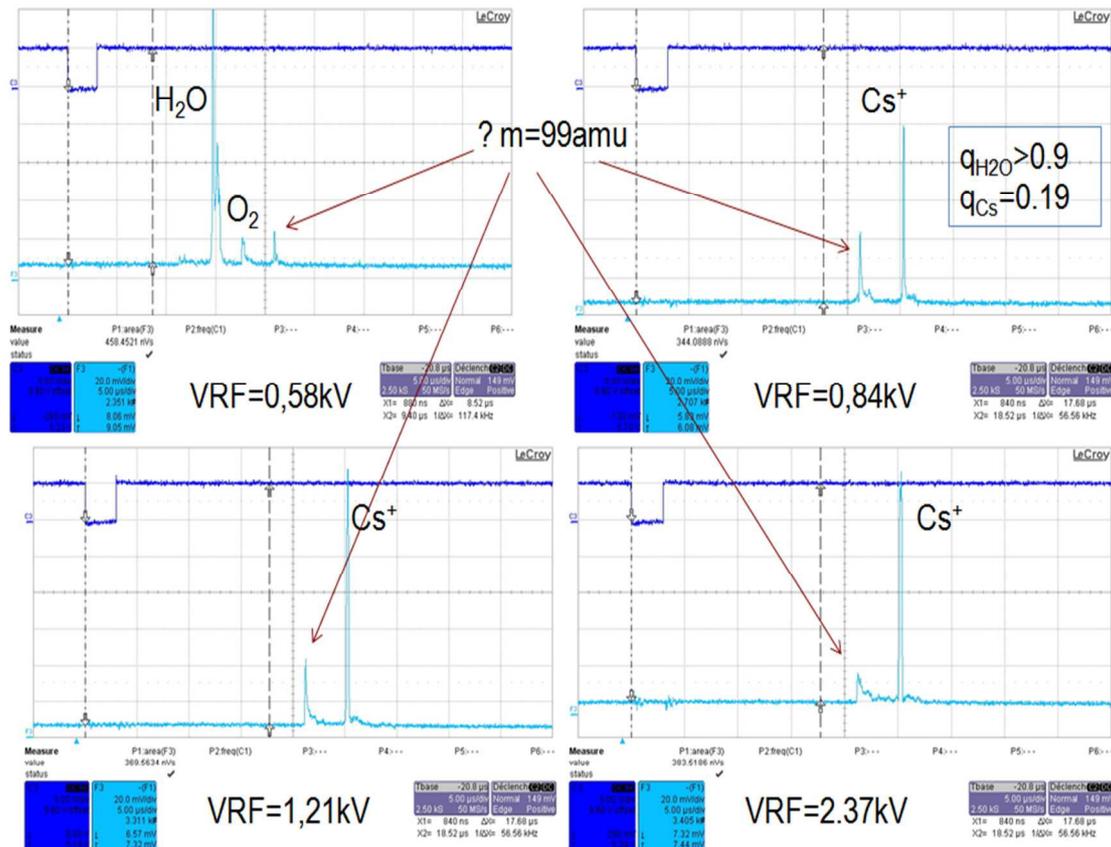


Fig.V. 25: Pureté des ions refroidis : spectres des ions refroidis à différents tensions RF et pour une intensité de 50 nA, une pression de 2.5 Pa, une fréquence de 2.5MHz et une fenêtre du commutateur de 3 μ s.

Fenêtre de commutateur (μ s)	TOF (μ s)
3	21
4	22
5	23
6	24

Tab.V. 3 : Position temporelle du pic de l'ion de masse 99 u.m.a à différentes valeurs de la fenêtre du commutateur.

6. Profil transversal du faisceau et efficacité du triplet

L'objectif du triplet, inséré à la sortie de la cellule d'extraction, est d'injecter le maximum d'ions refroidis au sein de la fente rectangulaire placée en amont du HRS. La fente est de dimensions $1 \times 5 \text{ mm}^2$. Ainsi, au niveau de la fente le faisceau est focalisé et la charge d'espace aura un effet important dans l'élargissement du faisceau. Par la suite nous allons étudier cet effet pour un faisceau d'ions de Cs d'énergie 5 keV, de fréquence 4.5 MHz, de pression dans le RFQ 2.5 Pa et de paramètre de Mathieu q de 0.075.

a. Taille transversale du faisceau à la fente du HRS

Les courbes ci-dessous représentent le profil du faisceau d'ions refroidis selon les deux axes transversaux parallèles aux côtés de la fente rectangulaire, soit l'axe X selon la longueur et l'axe Y selon la largeur. Ces courbes sont fonction de l'intensité du faisceau avec laquelle elles s'élargissent (effet de la charge d'espace). L'augmentation de l'amplitude des courbes avec l'intensité est liée à l'augmentation de la densité des ions.

Pour une intensité donnée, nous observons que le faisceau est focalisé dans la direction Y et dé-focalisé dans la direction X. Ceci s'explique par le fonctionnement en alternance du triplet, le système de focalisation CDC ou de défocalisation DCD, indiqué au chapitre 4.

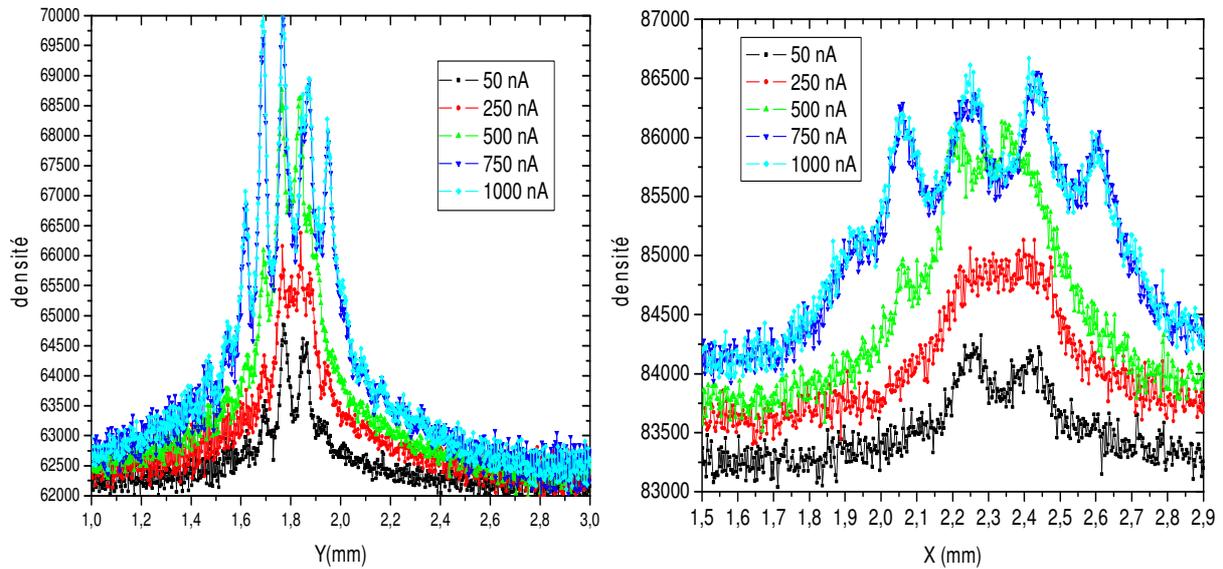


Fig.V. 26: Effet de la charge d'espace sur la taille transversale du faisceau refroidi focalisé dans la fente du HRS : profil transversal du faisceau refroidi selon l'axe X (à gauche) et selon l'axe Y (à droite).

Pour calculer le pourcentage d'ions qui traversent la fente nous calculons les écarts type, les σ_x et σ_y , de ces courbes ajustées par une gaussienne. Sur le tableau ci-dessous nous présentons ces calculs (en millimètre). Nous remarquons que $4\sigma_y < 5 \text{ mm}$ pour toutes les intensités étudiées, la longueur de la fente est donc suffisante pour transmettre la totalité des ions sortant du triplet.

Pour une intensité ne dépassant pas 750 nA nous avons $3\sigma_x < 1 \text{ mm}$. Ainsi au-dessous de cette intensité il est possible de transmettre 99 % des ions sortant du triplet à travers la fente. Au-delà de cette intensité et à 1 μA nous avons :

$$2\sigma_x < 1 \text{ mm} < 3\sigma_x$$

Ainsi la transmission à travers la fente est de l'ordre de 95 %.

Intensité (nA)	σ_x (mm)	σ_y (mm)
50	0.231	0.347
250	0.246	0.350
500	0.242	0.362
750	0.308	0.579
1000	0.374	0.586

Tab.V. 4 : Dimensions transversales de la taille du faisceau d'ions refroidis à la sortie de la fente HRS.

b. Polarisation du triplet

Les polarisations du triplet dépendent de l'intensité, car la divergence du faisceau en dépend également. Le tableau ci-dessous résume les valeurs de ces polarisations à différentes intensités. Le système de focalisation du triplet est le suivant : le premier quadripôle sert à

focaliser le faisceau dans le triplet, le deuxième à guider les ions et le dernier à focaliser le faisceau divergeant après le deuxième quadripôle.

Les deux polarisations du premier quadripôle varient inversement à l'intensité. La polarisation de convergence, selon le plan XZ, augmente et celle de divergence, selon le plan YZ, diminue. Cette variation alternée est due à la charge d'espace qui exige des tensions positives élevées pour focaliser le faisceau intense et des tensions négatives faibles pour éviter la perte du faisceau.

La variation en alterné est aussi présente pour le troisième quadripôle qui nécessite des tensions positives élevée pour la focalisation du faisceau dans la fente du HRS.

I (nA)	Quadripôle 1		Quadripôle 2		Quadripôle 3	
	XZ	YZ	XZ	YZ	XZ	YZ
50	+ 8	-50	-94	+61	+101	-71
250	+ 30	-30	-125	50	+140	-59
500	+ 75	-20	-125	+50	+152	-50
750	+ 110	-15	-115	+55	+185	-41
1000	+ 130	-10	-130	+55	+212	-30

Tab.V. 5 : Système de polarisation des quadripôles du triplet à différentes intensités pour une énergie d'accélération de 5 keV.

Les tensions de polarisations restent en dessous de 220 V à différentes intensités. Ces valeurs restent très faibles par rapport à la tension équivalente à l'énergie d'accélération des ions de 5 keV et à celle simulées pour une énergie d'accélération de 60 keV. Les faibles valeurs en tension expliquent la raison d'utiliser ce système de focalisation au lieu d'une lentille électrostatique.

III. Optimisation du vide : Etuvage de la chambre du RFQ

Pour éliminer les impuretés observées dans les spectres de masses de la figure V.24, nous avons appliqué la technique d'étuvage qui consiste à chauffer en interne la chambre du RFQ avec des lampes halogène. Dans la chambre du RFQ représentée dans la figure V.27 ont été ainsi installées 10 lampes d'une puissance de 200 W chacune.

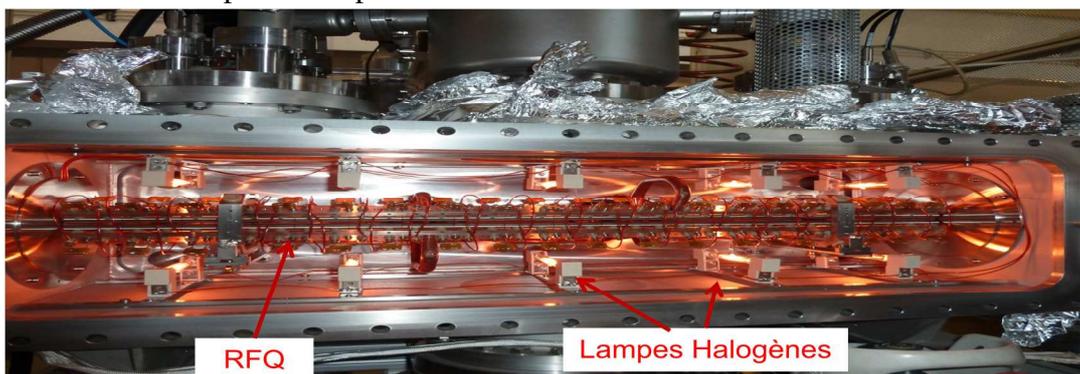


Fig.V. 27: Technique d'étuvage : positionnement des lampes halogène dans la chambre du RFQ.

Cette technique d'étuvage nous a permis d'obtenir le spectre des ions refroidis à différentes tensions RF (figure V.28). Sur cette figure nous avons seulement 2 pics, un non physique étudié (expliqué ci-dessus) et un deuxième correspondant aux ions de Cs refroidis. Ces deux pics sont présents avec des amplitudes différentes pour différentes tension RF, même à faible tension. La pureté de ce spectre valide l'utilisation de la technique d'étuvage.

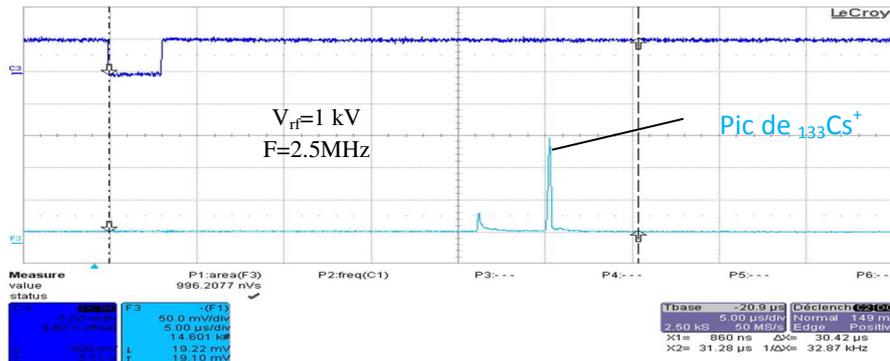


Fig.V. 28: Spectre des ions après étuvage.

Conclusion

Théoriquement l'inconvénient de refroidissement du faisceau intense était la charge d'espace mais les études expérimentales présentées dans ce manuscrit nous permettent de noter la présence d'un autre effet plus pertinent que le premier c'est le champ longitudinal induit par la tension RF aux extrémités du RFQ. Ces deux effets ont contribué à dégrader la qualité du faisceau d'ions refroidis.

Le premier effet est responsable de la dégradation de la transmission et de l'émittance tandis que le deuxième est à l'origine de l'élévation de la dispersion longitudinale de l'énergie. Les résultats de refroidissement, d'un faisceau d'ions de Cs d'intensité de $1 \mu\text{A}$, en termes de la dispersion longitudinale de l'énergie sont de 1.15 et 4.67 eV respectivement pour des transmissions de 21 et 60 %. L'émittance est de l'ordre de $2 \pi. \text{mm. mrad}$.

Pour réduire l'effet de champ longitudinal nous allons proposer dans le prochain chapitre un nouveau système de la cellule d'extraction.

Chapitre VI

Optimisations et Développements du RFQ Cooler SPIRAL 2

Les dégradations de la dispersion en énergie, par le champ longitudinal aux extrémités du RFQ, nous ont incités à réduire l'effet de ce dernier. À l'aide des simulations numériques nous allons étudier les dépendances de ce champ. Nous allons également expérimenter un nouveau système de la cellule d'extraction qui se sert à réduire cet effet.

Dans la seconde partie de ce chapitre nous allons présenter des perspectives du système de vide et de la nucléarisation pour le RFQ Cooler SPIRAL2/DESIR.

I. Réduction de l'effet du champ longitudinal

1. Champ longitudinal

Au sein du RFQ, le champ RF, dérivé de la tension RF, est purement radiale. La différence de potentiel entre les bords du RFQ et l'électrode de masse, orifice d'injection ou d'extraction, peut produire un champ longitudinal. Ce champ est proportionnel à l'amplitude de la tension RF, soit :

$$E_{longitudinal} \cong V_{RF,max} \cdot \sin(w_{RF}t)$$

La dépendance au temps, à la phase de la tension RF, lui associe le caractère aléatoire de son amplitude. Ainsi, il peut être accélérateur ou décélérateur. L'effet accélérateur se produit lorsque la tension RF est positive à la sortie du RFQ ou négative à son entrée. En revanche, l'effet décélérateur se produit lorsque la tension RF est négative soit à la sortie du RFQ ou à son entrée. Dans la même zone, entre l'amont du RFQ et l'orifice d'injection ou l'aval et l'orifice d'extraction, le champ longitudinal peut être accélérateur à une position radiale et décélérateur dans une autre position radiale. De ce fait, les ions de même faisceau sont soumis, à l'entrée ou à la sortie du RFQ, à un effet accélérateur ou décélérateur. Donc, l'augmentation de la vitesse des ions par rapport à la vitesse moyenne et par conséquent l'élargissement de la dispersion en énergie de l'ensemble des ions.

2. Optimisation de l'effet de champ longitudinal

Les électrodes de la lentille d'injection et d'extraction étant polarisées négativement respectivement par rapport à l'orifice d'injection et d'extraction. Cette polarisation contribue alors à amplifier le champ longitudinal. Ainsi, pour réduire l'effet de ce champ nous devons soit diminuer ces polarisations soit les éloigner. Il n'est pas possible de diminuer la

polarisation des électrodes car ces polarisations nous permettent d'optimiser l'injection et l'extraction des ions. Toutes essais avec des valeurs différentes peut dégrader la transmission. En revanche, la deuxième solution est commode mais il faut éviter la perte des ions extraits du RFQ.

Les études expérimentales de la lentille à trois électrodes ont montré qu'il était possible d'avoir la même transmission des ions en mettant l'une des trois électrodes de la lentille d'extraction à un potentiel nul. Les aberrations se multipliant avec les lentilles multiples, nous faisons le choix dans les simulations numériques d'une lentille à deux électrodes.

a. Lentille double d'extraction

Elle consiste en deux électrodes une en forme de V et l'autre de forme conique. Ces formes sont inspirées des travaux de O.Gianfransisco et de R.Lambo [Lamb05][Gian05]. La première électrode en forme de V permet de garder les ions proches de l'axe de la structure et d'avoir évité la perte des ions extraits du RFQ, tandis que la deuxième permet d'optimiser l'injection de la totalité des ions dans l'électrode de masse de l'extraction.

Les dimensions de cette lentille, à savoir la distance d séparant la fin du RFQ de la première électrode, le diamètre des électrodes \varnothing et le diamètre de l'électrode masse \varnothing_{EM} , sont choisies de telle façon que la variation de la dispersion en énergie en fonction de la tension RF soit minimale (Figure VI.1).

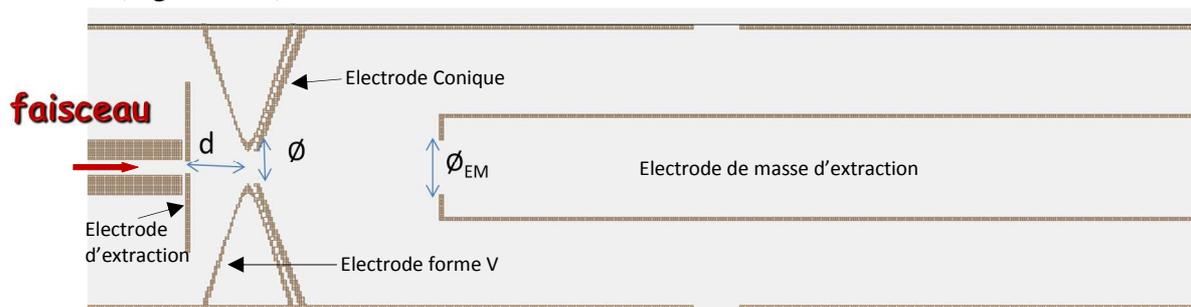


Fig.VI. 1: Design de la lentille double d'extraction.

b. Validation de la méthode de simulation

Les simulations numériques d'optimisation des dimensions de la lentille sont réalisées avec le logiciel Simion 8.0. Le modèle physique des interactions ions-gaz est le modèle HS1 décrit au chapitre 4.

Les conditions des simulations numériques sont les suivantes : un faisceau d'ions de Cs, une fréquence de 4.5 MHz, une pression de 2.5 Pa, un paramètre de Mathieu $q = 0.25$ et une intensité de $1 \mu\text{A}$. En utilisant ces conditions nous calculons la dispersion en énergie et l'énergie cinétique moyenne des ions à la sortie du RFQ. Pour valider notre méthode de simulation nous calculons ces deux quantités pour la lentille à trois électrodes utilisée dans la première partie de ce travail et en deux positions, à 2 mm du RFQ (entrée de l'orifice d'extraction) et à la sortie de la cellule d'extraction.

Les ions arrivant en aval du RFQ ont une énergie moyenne de 0.8 eV et une dispersion en énergie de 0.7 eV. À l'entrée de l'orifice d'extraction ces deux grandeurs valent respectivement 148 et 5.21 eV. L'élévation de l'énergie moyenne de 0.8 eV à 148 eV est due à l'effet accélérateur du champ longitudinal. Les effets de la charge d'espace, de la diffusion du gaz et le caractère aléatoire du champ longitudinal sont à l'origine de la dégradation de la dispersion en énergie de 0.7 à 5.21 eV.

En sortant de la cellule d'extraction la dispersion en énergie se dégrade à nouveau et atteint 8.01 eV. L'amplitude de cette dégradation est plus faible que dans le premier cas (avant extraction) et il est dû à la charge d'espace et à la diffusion du gaz avant de dépasser la lentille d'extraction. La transmission des ions est de même qu'avec une lentille à trois électrodes, soit 65 %.

Les simulations numériques sont validées dans la mesure où leurs différences avec les résultats expérimentaux sont faibles. Cette différence ne dépasse pas 1.5 eV sur la dispersion en énergie et 8 % sur la transmission. Notons la difficulté à modéliser l'effet de la charge d'espace notamment avec le logiciel Simion 8.0.

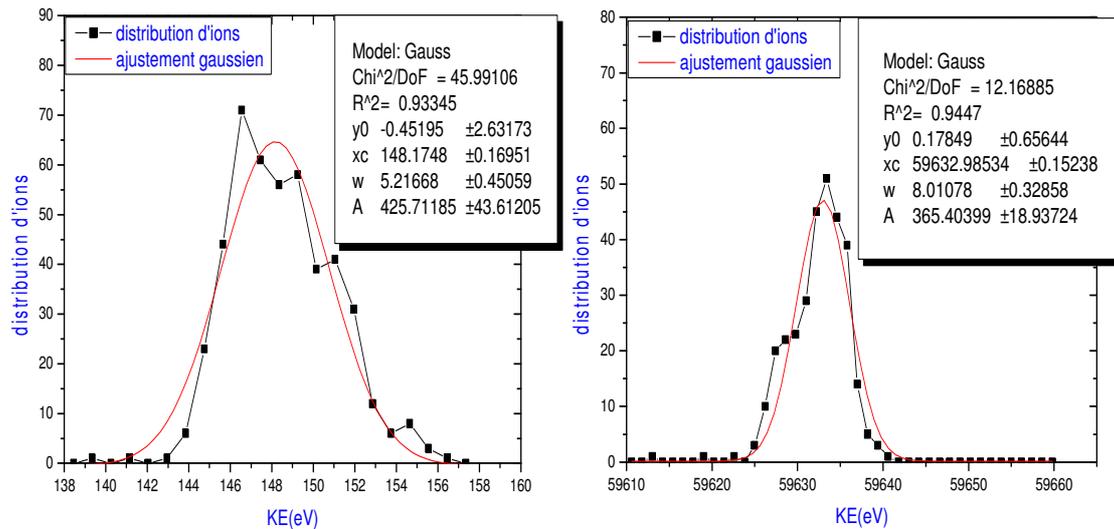


Fig.VI. 2: Simulation de la distribution de l'énergie des ions : à l'entrée de l'orifice d'injection (à gauche) et à la sortie de la cellule d'extraction (à droite).

c. Dimensionnement de la lentille et dispersion en énergie

Les courbes de la figure VI.3 représentent la variation de la dispersion en énergie en fonction de la distance d , séparant le RFQ de la première électrode d'extraction, et pour différents diamètres de l'électrode de masse. Ces courbes sont prises à deux positions, une à 2 mm du RFQ (entrée de l'orifice d'injection) et une deuxième à la sortie de la cellule d'extraction, soit à 55 cm du RFQ.

Sur la figure VI.3 (à gauche), la dispersion en énergie se réduit avec la distance d et elle est entre 0.75 et 0.9 eV pour $d > 27$ mm. L'effet du rayon de l'électrode de masse est quasiment négligeable.

L'effet de l'ouverture de l'électrode de masse sur la dispersion en énergie est net sur la figure VI.3 (à droite). À la sortie de la cellule d'extraction l'effet de la distance, et donc du champ longitudinal, devient faible car pour un rayon de l'électrode de masse donné la variation de la dispersion en énergie en fonction de la distance RFQ-1^{er} électrode d'extraction ne dépasse pas 20 %. À l'inverse, la dispersion en énergie dépend fortement du rayon de l'électrode de masse et décroît rapidement avec l'augmentation de ce dernier. À titre d'exemple, pour une distance $d = 15$ mm la dispersion en énergie décroît de 8.2 à 2.25 eV respectivement pour des rayons de 3 et 30 mm. Les valeurs les plus faibles de la dispersion en énergie sont comprises entre 1 et 1.5 eV et sont obtenues pour des distances $d > 27$ mm et des rayons de l'électrode de masse $r_{EM} > 15$ mm.

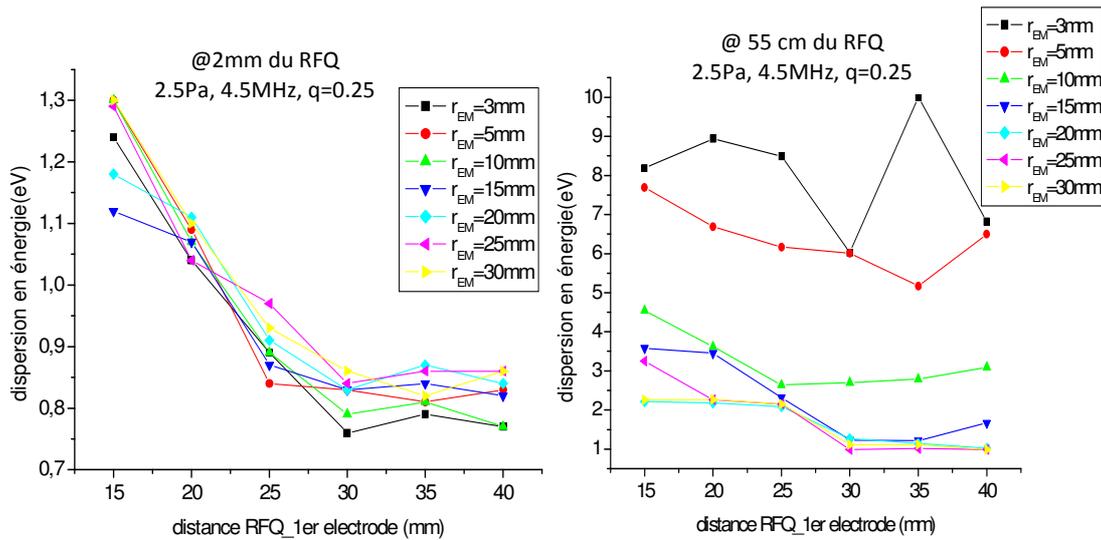


Fig.VI. 3: Optimisation des dimensions de la lentille double d'extraction : variation de la dispersion en énergie en fonction de la distance d pour différents rayons de l'électrode de masse, à 2 mm du RFQ (à gauche) et à la sortie de la cellule d'extraction (à droite).

Pour éviter les claquages entre l'électrode conique et l'électrode de masse nous devons choisir la distance d maximale pour laquelle nous aurons la dispersion en énergie minimale. Considérons une distance $d = 40 \text{ mm}$ et un rayon $r_{EM} = 15 \text{ mm}$. Avec ces dimensions la dispersion en énergie obtenue avec les simulations est de 0.84 et 1.52 eV respectivement à 2 mm du RFQ et à la sortie de la cellule d'extraction.

La figure VI.4 représente le design de cette lentille double d'extraction. L'orifice d'extraction est de 6 mm d'ouverture et celle des électrodes de la lentille double d'extraction est de 10 mm. Les deux électrodes de la lentille d'extraction sont maintenues à la plate-forme par des supports en Macor.

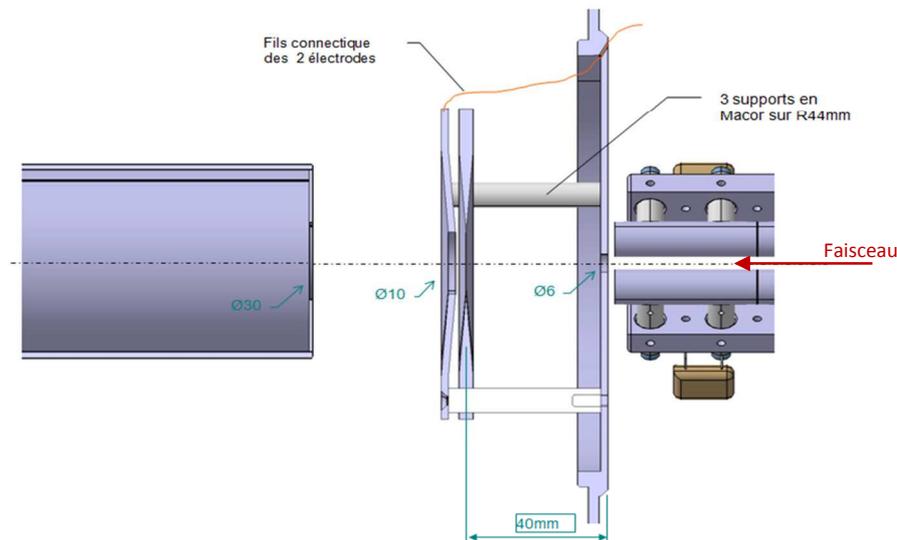


Fig.VI. 4: Design et dimensions de la cellule d'extraction: une lentille double (forme en V et forme conique) et une électrode de masse d'ouverture 30 mm.

d. Effet de la tension RF sur la dispersion en énergie

Expérimentalement, nous avons constaté que la dégradation de la dispersion en énergie par la tension RF est plus sensible pour des paramètres de Mathieu q dépassant 0.15. Étudions alors la variation de la dispersion en énergie à différentes valeurs de q .

Nous constatons de la figure VI.5 qu'en dessous de 0.25 la dispersion en énergie ne dépasse pas 1.5 eV. À $q = 0.15$, la dispersion en énergie n'est que 1.1 eV. Pour q dépassant 0.25 la contribution de l'effet de champ longitudinal n'est plus négligeable.

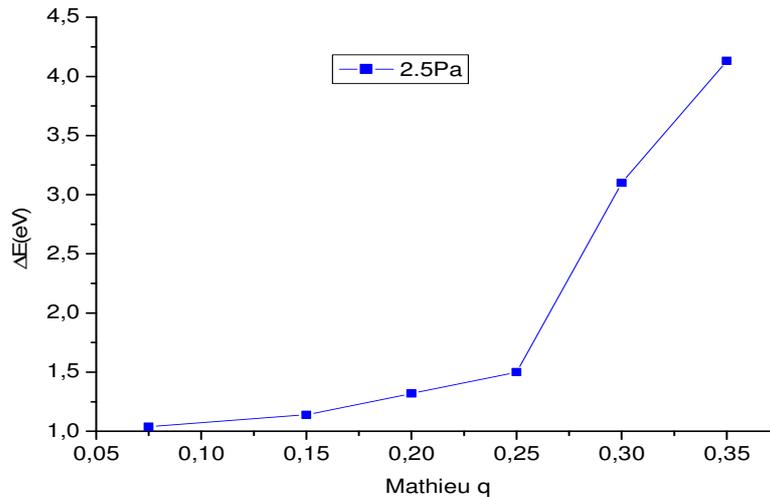


Fig.VI. 5: Effet de la tension RF sur la dispersion en énergie calculée à la sortie de la cellule d'extraction.

Le système de la lentille d'extraction à deux électrodes nous permet de réduire la dégradation de la dispersion en énergie.

Dans la deuxième partie de ce chapitre nous allons prévoir expérimentalement de combien nous pouvons réduire la dégradation de la dispersion en énergie.

II. Etude expérimentale de nouveau prototype

Dans cette partie nous étudierons expérimentalement un second prototype de RFQ Cooler qui diffère du premier par la lentille double d'extraction et l'ouverture de l'électrode de masse à l'extraction de 30 mm, comme schématisé dans la figure VI.6. Dans ces mesures nous utiliserons des ions de Cs fournis par la source IGS4 présentée au chapitre 3.

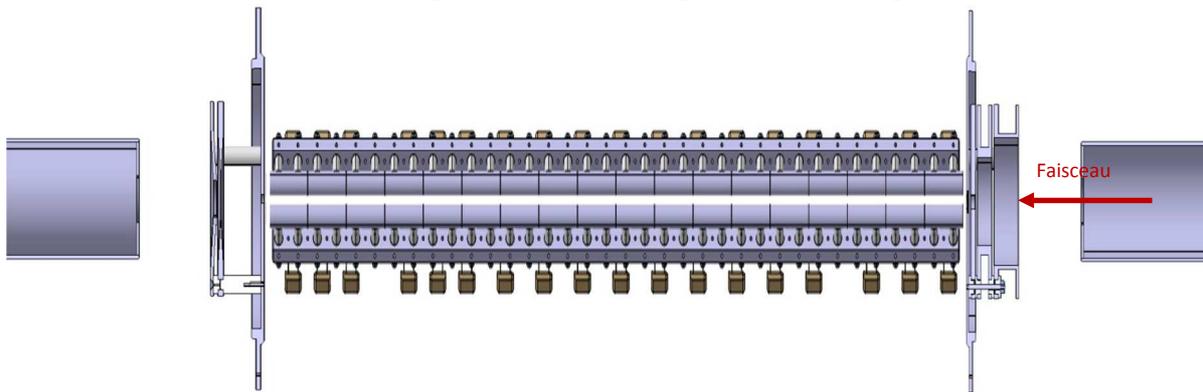


Fig.VI. 6: Nouveau prototype de RFQ Cooler : le RFQ et ses lentilles d'injection et d'extraction.

1. La dispersion en énergie et la transmission

Les résultats en termes de la transmission sont invariants car la cellule d'injection, le RFQ et l'ouverture de l'orifice d'extraction n'ont subi aucune modification. Commençons par une comparaison de la dispersion en énergie avec les lentilles d'extraction triple et double.

a. Comparaison des résultats de la dispersion en énergie

L'éloignement des électrodes de la lentille d'extraction réduit la conductance de liaison entre le RFQ et la cellule d'extraction. Cette conductance est formée par les électrodes de la lentille

d'extraction et l'électrode de l'orifice d'extraction. Tout d'abord, nous vérifions la pression de travail à laquelle la dispersion en énergie est minimale car la réduction de la conductance peut augmenter la diffusion du gaz.

La figure VI.7 montre que les plus faibles valeurs de la dispersion en énergie sont obtenues à une pression de 2.5 Pa. Nous remarquons que l'effet de la tension RF n'a pas été éliminé par le remplacement de la lentille d'extraction mais il a été réduit de quelques pourcents. Cette réduction est révélée par la valeur minimale de la dispersion en énergie qui a été réduite de 3.2 eV (Figure V.12) à 1.3 eV (figure VI.7 et VI.8).

Pour q variant de 0.1 à 0.5, l'augmentation de la dispersion en énergie est du même ordre de grandeur pour les deux lentilles : lentille à trois électrodes et lentille double. À une pression de 2.5 Pa, la dispersion en énergie varie de 3.3 à 6 eV pour une lentille à trois électrodes (figure V.13) et de 1.45 à 4.2 eV pour une lentille double (Figure VI.7 et VI.8).

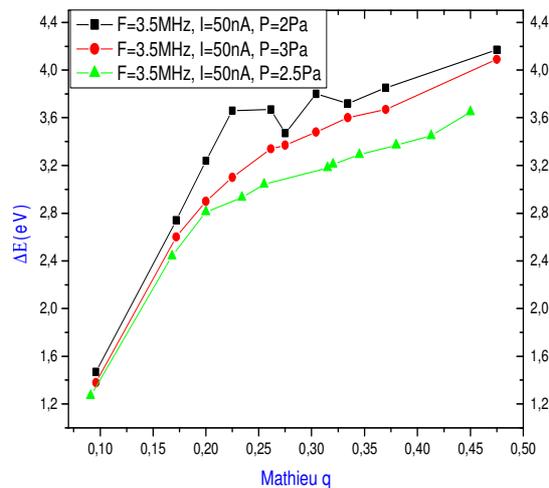


Fig. VI. 7: Effet de la pression : variation de la dispersion en énergie en fonction du paramètre q à différentes pressions 2, 2.5 et 3 Pa, pour une intensité de 50 nA et une fréquence de 3.5 MHz.

Nous constatons à la figure VI.7 que les faibles tensions RF, les faibles valeurs de q , sont essentielles pour avoir des dispersions en énergie faibles. C'est pourquoi nous devons nous intéresser aux faibles valeurs de q pour l'optimisation de la dispersion en énergie.

Sur la figure VI.8 nous présentons la dispersion en énergie en fonction du paramètre q pour une fréquence de 3.5 MHz, une pression de 2.5 Pa et une intensité de 50 nA. La dispersion en énergie pour les deux lentilles est comparée. Nous remarquons qu'avec la nouvelle lentille nous arrivons à réduire la dispersion en énergie en moyenne de 2 eV. L'avantage principal de la nouvelle lentille est la réduction de la dispersion pour les faibles valeurs de q ($q < 0.12$). Dans cet intervalle de valeurs de q , la dispersion en énergie est quasiment constante, de l'ordre de 1.25 eV. L'augmentation de la dispersion en énergie avec la tension RF est due à l'effet du champ longitudinal. Pour valider l'utilisation des faibles tensions RF, faibles valeurs de q ($q < 0.15$), au refroidissement il faut vérifier les résultats de la transmission.

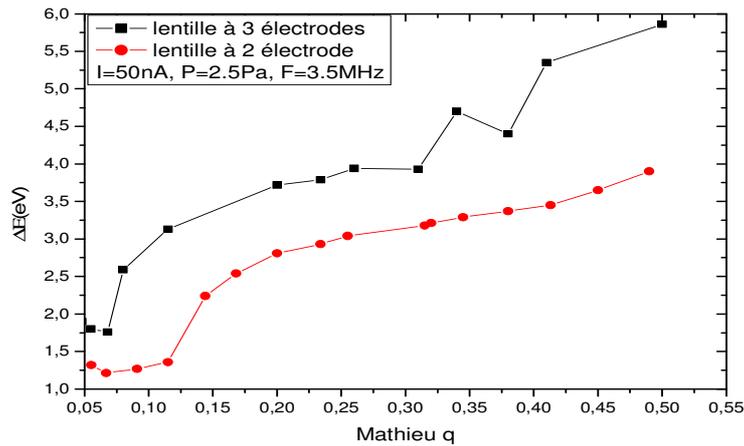


Fig.VI. 8: Comparaison des résultats sur la transmission : variation de la dispersion en énergie pour les conditions d’une intensité de 50 nA, une pression de 2.5 Pa et une fréquence de 3.5 MHz et pour l’ancienne lentille de trois électrodes et la nouvelle lentille à deux électrodes.

b. Optimisation de la dispersion en énergie par la fréquence

La fréquence est un facteur principal de l’optimisation du couple dispersion en énergie-transmission. Dans la figure VI.9 est présentée la variation de la dispersion en énergie et de la transmission en fonction du paramètre q et pour différentes fréquences 2.5, 3.5 et 4.5 MHz. On observe une augmentation de la dispersion en énergie avec le paramètre q , quelque soit la fréquence. Cette dégradation est accompagnée d’une diminution de la transmission pour les fréquences de 3.5 et 4.5 MHz. Le comportement plat de la transmission pour la fréquence de 2.5 MHz s’explique par l’absence du chauffage RF à fréquence en-dessous de 3.5 MHz. Cette variété en résultats provient de la compétition entre les effets suivants : le refroidissement et le champ longitudinal. En dessous de $q = 0.15$ la tension RF permet de réduire la dispersion en énergie en améliorant le refroidissement. Tandis que au delà de $q=0.15$ le champ longitudinal devient important et dégrade rapidement la dispersion en énergie. Nous notons également la présence de phénomène de récupération des ions à haute fréquence (voir chapitre 5 section II-3-b). Sa présence s’illustre dans les pic en transmission observés à faible paramètre q , $q < 0.15$.

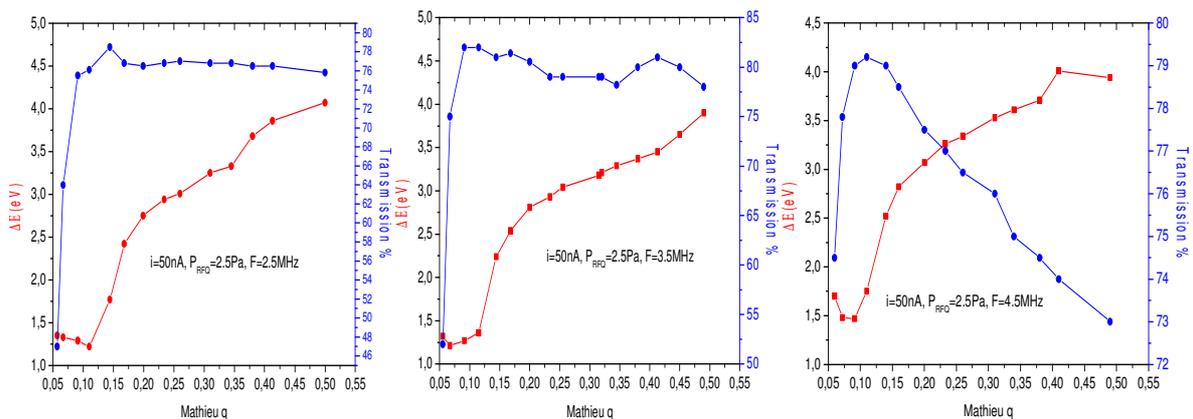


Fig.VI. 9: Optimisation de la dispersion en énergie pour une intensité de 50 nA et une pression de 2.5 Pa : Variation de la dispersion en énergie et de la transmission correspondante en fonction de q pour différentes valeurs de la fréquence.

Les meilleures valeurs du couple dispersion en énergie-transmission sont obtenues pour les faibles tensions RF, faibles valeurs de q . Les résultats de l’optimisation de ce couple sont

présentés dans le tableau VI.1. Nous présentons également les valeurs du puits de potentiel correspondant aux couples q et V_{rf} . les valeurs de la dispersion en énergie et de la transmission sont aux mêmes ordres de grandeurs à différentes valeurs de fréquences et puits de potentiel. Ils sont aux moyennes de 1.25 eV et 75 % respectivement. A 4.5 MHz le puits de potentiel est le triple de celle à faible fréquence, <3.5 MHz, mais le refroidissement est de même qualité que pour les autres fréquences. Cette dégradation explique la présence du chauffage RF.

Fréquence(MHz)	q	$V_{RF}(V)$	D(eV)	$\Delta E(eV)$	Transmission %
2.5	0.11	470	12.9	1.25 ± 0.11	76
3.5	0.06	500	7.5	1.21 ± 0.16	72
4.5	0.097	1350	32.73	1.45 ± 0.19	79

Tab.VI. 1 : Résultats d'optimisation du couple : la dispersion en énergie et la transmission.

En conclusion, nous constatons que le refroidissement est efficace pour q entre 0.07 et 0.15. Pour cette raison, nous nous concentrerons dans les prochains tests sur cette gamme de q .

c. Effet de la charge d'espace

Comme nous l'avons déjà vu, l'effet de la charge d'espace a un effet important à haute intensité, des intensités dépassant 50 nA. Sur la figure VI.10 sont présentées les variations de la dispersion en énergie et les transmissions correspondantes à différentes intensités allant jusqu'à 1 μ A. Nous remarquons, comme dans le cas d'une lentille d'extraction à trois électrodes, que la dispersion en énergie augmente avec la tension RF, cette augmentation étant cependant moins rapide que le cas d'une lentille à trois électrodes. Ceci s'explique par les variations de la gamme d'augmentation de la dispersion en énergie et de sa limite inférieure. La variation de la première est due à la contribution du champ longitudinal. À titre d'exemple, à une intensité de 1000 nA dans la gamme de q considéré entre 0.075 et 0.15 la gamme d'augmentation de la dispersion en énergie est diminuée de 7.5 à 4.5 eV. La variation du deuxième est liée à une compétition entre les effets de la charge d'espace, le refroidissement et le champ longitudinal.

À une fréquence de 2.5 MHz, la dispersion en énergie minimale est proche de 1 eV. Cette valeur est obtenue avec des paramètres de Mathieu q de l'ordre de 0.075 et donc avec des faibles tensions RF. Les valeurs minimales en dispersion en énergie associées à chaque intensité sont présentées dans le tableau 6. Pour des intensités allant jusqu'à 750 nA, l'effet de la charge d'espace est net sur la dégradation de la dispersion en énergie qui s'augmente au fur et à mesure que l'intensité du faisceau. En revanche, à une intensité de 1000 nA les valeurs de la dispersion en énergie sont en dessous de celle à 750 nA. Ces valeurs s'expliquent par les faibles valeurs en transmission correspondantes qui ne dépassent pas 50 %. Ainsi, à une intensité de 1000 nA entrant dans la cellule d'injection l'intensité de l'ensemble des ions constituant le faisceau refroidit est $I_{\text{après refroidissement}}$ (Cf. chapitre 5-II-3) et elle est en dessous de 500 nA. Cet ensemble d'ions aura alors une dispersion en énergie légèrement supérieure de celle à 500 nA.

Nous constatons également que les valeurs minimales de la dispersion en énergie sont de mêmes ordres de grandeur à différentes intensités. L'origine de ces valeurs proches se voit dans l'intensité $I_{\text{après refroidissement}}$ qui est de même ordre de grandeur, d'environ 200 nA.

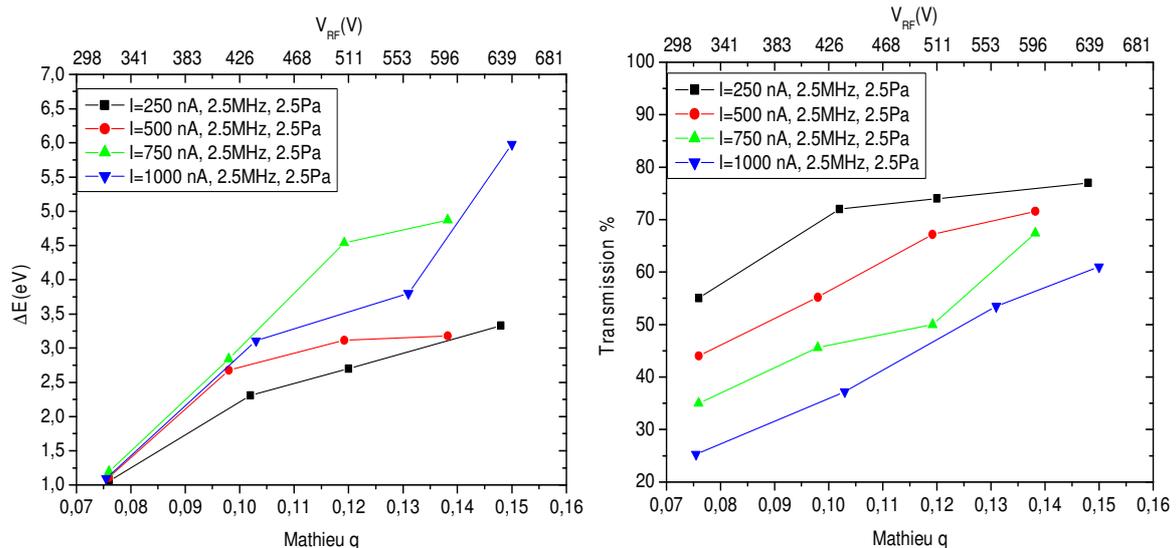


Fig.VI. 10 : Effet de la charge d’espace à 2.5 MHz : variation de la dispersion en énergie en fonction du paramètre de Mathieu q à des intensités 250, 500, 750 et 1000 nA (à gauche). Les transmission correspondantes (à droite).

Concernant la limite inférieure de la dispersion en énergie, on les donne dans le tableau VI.2 ainsi que les transmissions correspondantes. Nous voyons que l’effet de la charge d’espace est net sur la transmission, moins que sur la dispersion en énergie qui reste au alentour de 1 eV. L’effet de la charge d’espace a aussi un effet sur l’incertitude qui augmente à 35 % à 1000 nA. La différence de ces résultats par rapport à celle trouvées avec une lentille à trois électrodes (Chapitre 5 tableau V.1) est due essentiellement à la réduction de l’effet du champ longitudinal.

Intensité (nA)	$\Delta E(eV)$	Transmission %
50	1.25 ± 0.12	76
250	1.05 ± 0.21	55
500	1.11 ± 0.27	44
750	1.19 ± 0.34	35
1000	1.08 ± 0.42	26

Tab.VI. 2 : Minimum de la dispersion en énergie : effet de la charge d’espace sur la dispersion en énergie et sur la transmission pour une fréquence de 2.5 MHz, une pression de 2.5 Pa et $q=0.075$.

Dans le chapitre précédent (paragraphe II-3) nous avons constaté que l’augmentation de la fréquence provoque une augmentation de la transmission plus rapide qu’à basse fréquence et une augmentation de la dispersion en énergie moins rapide qu’à basse fréquence. Cherchons alors les dispersions en énergie correspondant aux transmissions d’au moins 60 % à différentes intensités et à une fréquence de 4.5 MHz (Figure VI.11). Au contraire qu’à 2.5 MHz, l’effet de la charge d’espace sur la dégradation de la dispersion en énergie et sur la dégradation de la transmission augmente continument en augmentant l’intensité du faisceau. A cette fréquence et pour différentes intensités, la limite inférieure de la dispersion en énergie est plus grande que celle à 2.5 MHz. Cette différence s’explique par l’augmentation du chauffage RF avec la fréquence. Quand aux gammes de variation de la dispersion en énergie sont plus faibles à 4.5 MHz que celles à 2.5 MHz. Cette gamme dépasse 2.5 eV pour une

fréquence de 2.5 MHz et elle est en dessous de 1.7 eV pour une fréquence de 4.5 MHz. À une intensité de 1000 nA elle est de 9.5 et 1.7 eV respectivement pour 2.5 et 4.5 MHz.

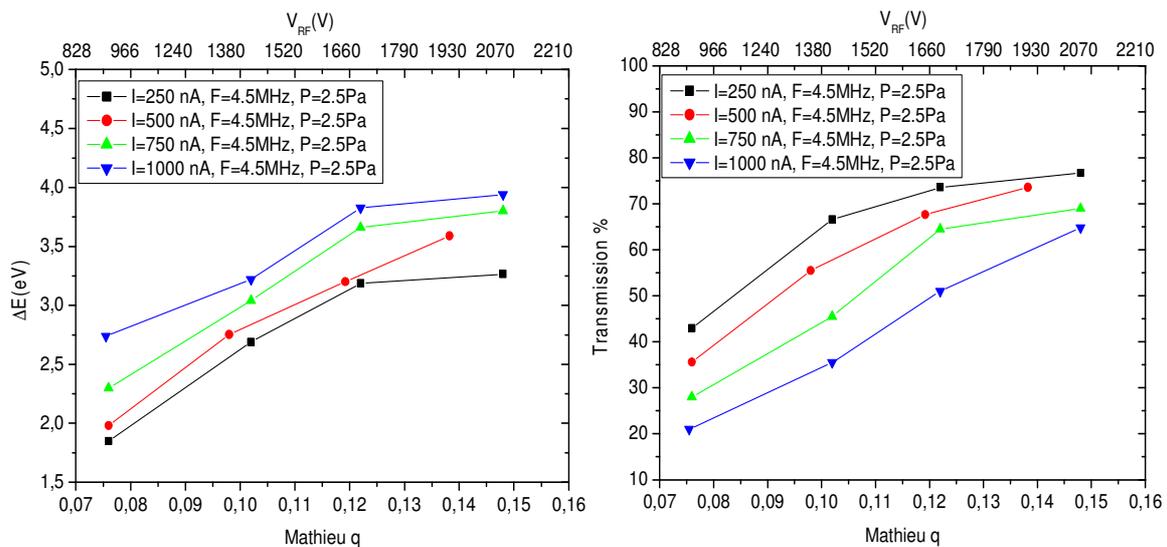


Fig.VI. 11 : Effet de la charge d'espace à 4.5 MHz : variation de la dispersion en énergie en fonction du paramètre de Mathieu q à des intensités 250, 500, 750 et 1000 nA (à gauche). Les transmission correspondantes (à droite).

Dans le tableau VI.3, les dispersions en énergie correspondantes à une transmission de 60 % sont tabulées. À une intensité donnée, pour avoir une même transmission de 60 % en augmentant la fréquence de 2.5 à 4.5 MHz, il suffit d'avoir un paramètre de Mathieu q de l'ordre de 0,1. La tension RF correspondante à cet ordre de grandeur de q dépasse 1 kV à laquelle les dégradations de la dispersion en énergie sont considérables. En dessous de 500 nA, la dispersion en énergie obtenue à 2.5 MHz est inférieure à celle obtenue à 4.5 MHz ; au-delà de cette intensité la dispersion en énergie, à 4.5 MHz, étant moins élevée qu'avec une fréquence de 2.5 MHz. Cette transition en valeurs de la dispersion en énergie par rapport à la fréquence explique l'augmentation de l'effet de la charge d'espace qui nécessite des valeurs en profondeur de puits de potentiel plus important avec l'intensité. Ainsi, au-delà de 500 nA les faibles tensions RF sont incapables de fournir un bon refroidissement. En conséquence, la contribution de la charge d'espace et du champ longitudinal en dehors du RFQ produit une dégradation de la dispersion en énergie plus faible à 4.5 qu'à 2.5 MHz.

Pour expliquer l'effet de la charge d'espace nous avons calculé les valeurs de D à différentes fréquences. Nous constatons du tableau VI.3 que la profondeur D augmente linéairement avec l'intensité du faisceau. Il varie de 7.5 à 24 eV et de 33 à 65 eV respectivement pour 2.5 et 4.5 MHz. à 4.5 MHz la valeur de D est d'environ le triple de celle à 2.5 MHz. cette variation en terme de D s'explique par la contribution du chauffage RF à 4.5 MHz.

En conclusion, pour une intensité de 1 μ A, il est possible de transmettre 60 % des ions en ayant une dispersion en énergie inférieure à 4 eV, soit d'environ 3.85 eV et avec une tension RF de 2 kV seulement.

Intensité (nA)	Q	V_{RF} (V)	D(eV)	F (MHz)	ΔE (eV)
250	0.084	360	7.56	2.5	1.41 ± 0.07
	0.098	1355	33.2	4.5	2.65 ± 0.11
500	0.112	480	13.44	2.5	2.91 ± 0.15
	0.115	1550	44.56	4.5	3.15 ± 0.12
750	0.129	550	17.7	2.5	3.95 ± 0.19
	0.119	1650	49	4.5	3.32 ± 21
1000	0.15	640	24	2.5	6.05 ± 0.24
	0.138	1905	65.72	4.5	3.85 ± 0.29

Tab.VI. 3 : Optimisation de la dispersion en énergie avec la condition d'avoir une transmission de 60 % : effet de la charge d'espace sur la dispersion en énergie.

2. Émittance géométrique

Après avoir étuvé la chambre du RFQ, nous allons prévoir l'effet des impuretés sur l'émittance du faisceau refroidit.

a. Émittance à faible intensité

Nous constatons de la figure VI.12 qu'au delà de $q=0.15$ l'émittance est invariante par rapport à l'étuvage. Tandis que en dessous de cette valeur q une légère réduction a été subie. Cette réduction dévoile nettement la contribution des impuretés aux dégradations de l'émittance à faible valeurs de q , faible tension RF. L'invariance des valeurs en émittance à q élevée, $q>0.15$, montrent l'indépendance de l'émittance à l'effet champ longitudinal.

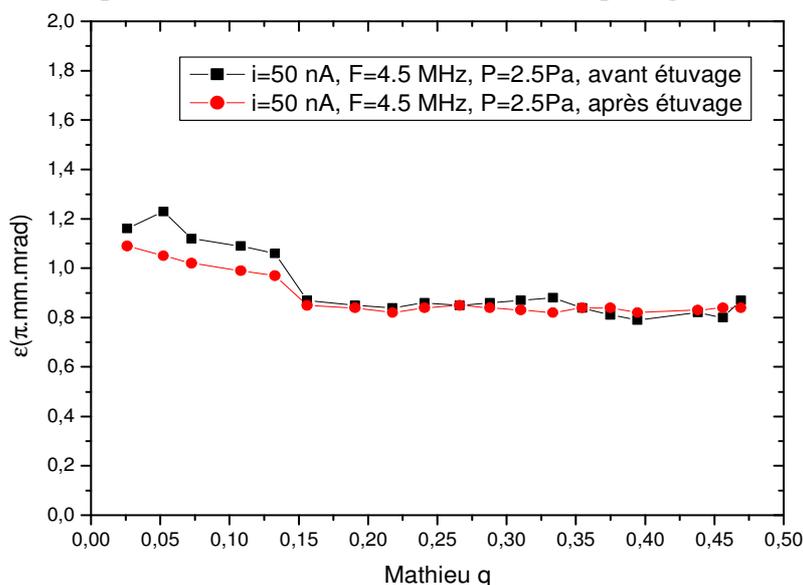


Fig.VI. 12 : Comparaison des émittance du faisceau refroidit à 50 nA avant et après étuvage.

b. Émittance à haute intensité

Les résultats ci-dessus en termes d'émittance à faible q nous incitent à étudier l'effet de l'étuvage pour des intensités de $1\mu\text{A}$ (Figure VI.13). Meme à cette intensité la contributions des impuretés à la dégradation de l'émittance est nette pour $q<0.15$. Cependant au delà de cette valeur de q l'émittance reste quasiment constante au alentour de 1.84 et 1.81 π .mm.mrad respectivement à 2.5 et 4.5 MHz.

Nous notons également qu'il n'y a pas d'effet de la fréquence sur l'émmittance avec ou sans étuvage.

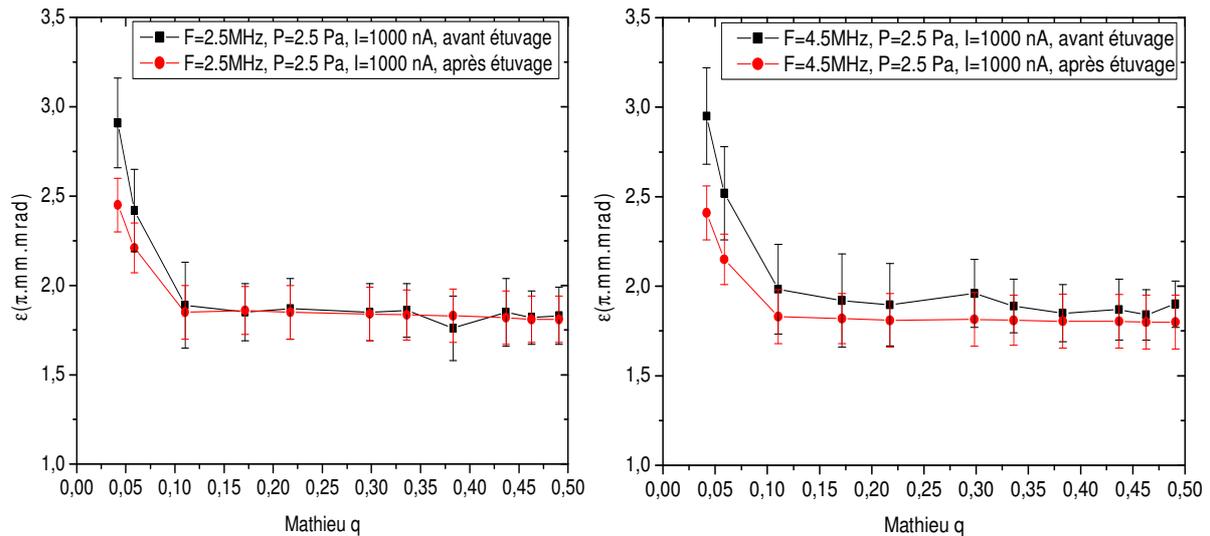


Fig.VI. 13 : Émittance avant et après étuvage à 1000 nA: variation de l'émittance en fonction de q pour une fréquence de 2.5 MHz (à gauche) et 4.5 MHz (à droite). Et à une pression de 2.5 Pa.

III. RFQ Cooler à SPIRAL 2/DESIR

Le prototype SHIRaC examiné dans ce manuscrit n'est qu'une version d'un RFQ Cooler de SPIRAL 2/DESIR. Le RFQ Cooler aura les mêmes dimensions du RFQ SHIRaC à l'exception de la nucléarisation qui devra être tenu en compte.

Nous allons présenter une estimation de la distribution de pression dans différentes cellules de la ligne du RFQ Cooler en considérant les triplets d'injection et d'extraction.

La conception et l'optique du triplet d'injection est une tâche à réaliser au GANIL. Dans ce travail on s'intéresse seulement à la distribution en pression de sa chambre.

Nous notons également que le triplet d'extraction aurait des dimensions différentes de triplet utilisé dans la ligne du SHIRaC.

1. Nucléarisation

Les faisceaux de SPIRAL2 sont très intenses aussi que radioactifs. Les composés chimiques, produits par des réactions chimiques d'échange de charge avec les ions non transmis par le RFQ, peuvent conduire à un environnement radioactif pertinent. Rappelons alors que la démarche ALARA telle que décrite dans le document EDMS I-016674 doit être appliquée à tous les stades de la conception y compris la zone du RFQ et du HRS, la zone ZTF. Aussi, la dose individuelle ne doit pas dépasser 2 mSv/an. Pour prendre la prévention et la protection de cet environnement radioactif nous devons contrôler les niveaux de débit d'équivalent de la dose (DED) dans la zone ZTF.

a. DED et exigence de sureté:

Le calcul des quantités DED de la radioactivité gamma d'un faisceau d'ions intense, d'environ 1 μA , nous permet d'estimer la sureté dans la zone ZTF. Les premiers calculs de la dosimétrie collective, d'un faisceau d'ion ^{132}Sn d'intensité de 10^{11} pps, est supérieure à 300 H.mSv/an à une distance de 30 cm de la zone ZTF. La contribution de différents équipements à cette dose collective est la suivante :

- Le HRS : 250 H.mSv/an
- Le RFQ Cooler d'une transmission de 70 % : 130 H.mSv/an.

En conséquence la DED est de (Figure VI.14):

- environ 2 mSv/h aux balises à t=0
- 300 et 75 mSv/h respectivement à t=0 et t=24 h et à 30 cm de la zone ZTF.

Pour réduire ces valeurs élevées de la DED dans la zone ZTF nous devons limiter l'échappement de ces radioactivités en limitant les pertes dans le RFQ et le HRS et en mettant un blindage autour des fentes. En résultat la DED est de :

- environ 200 μ Sv/h aux balises
- 20 et 5 mSv/h respectivement à t=0 et t=24h et à 30 cm.

Ainsi, la dosimétrie annuelle du HRS est seulement de 24 H.mSv/an. Ces valeurs en DED montrent la nécessité de trouver une solution qui permet le confinement de la matière nucléaire dans la ligne du RFQ Cooler.

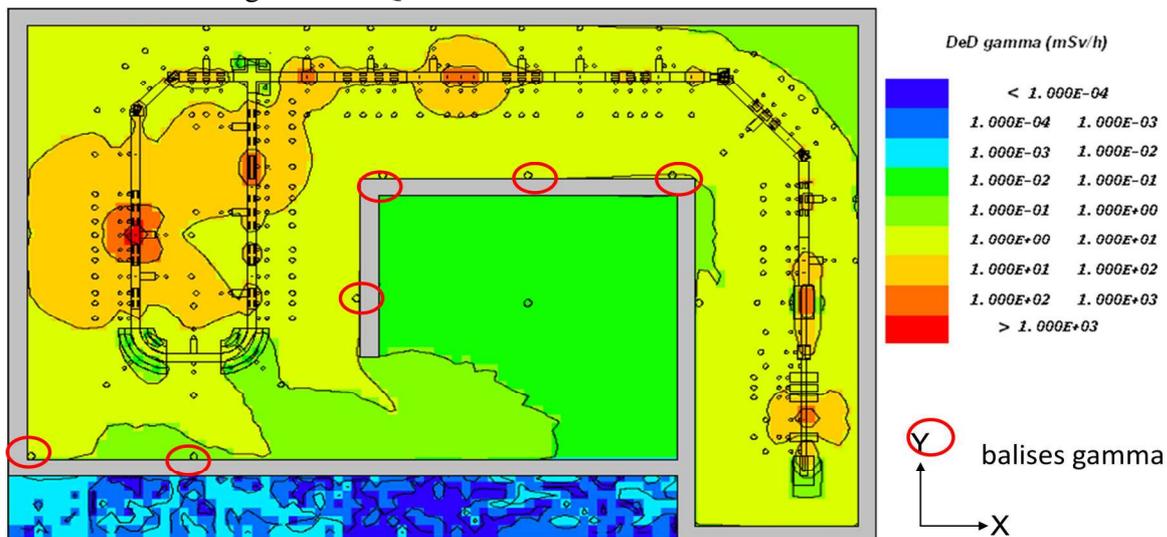


Fig.VI. 14: Distribution de débit équivalent de dose (DED) gamma dans la zone du RFQ Cooler et HRS [Sav11].

b. Confinement de la matière nucléaire

À fin d'éviter l'échappement de la matière nucléaire, les composés chimiques radioactifs, nous devons la confiner au sein du RFQ Cooler. Cette opération exige à part le recyclage du gaz tampon l'utilisation de certaines procédures de protection telles que:

- **Pompe turbo à double vannes et avec un collier à serrage axial**

Les chambres à vide assurent le confinement statique de la matière nucléaire. En revanche, pour assurer un confinement dynamique de la matière nous devons nous servir des pompes turbomoléculaires à deux vannes et avec un collier à serrage axial (Figure VI.15). Dont l'une est solidaire du module et l'autre de la ligne. Un balayage des soufflets entre les doubles vannes est effectué avant la déconnexion du module. Le gaz récupéré après ce balayage est analysé et si nécessaire entreposé pour la décroissance.

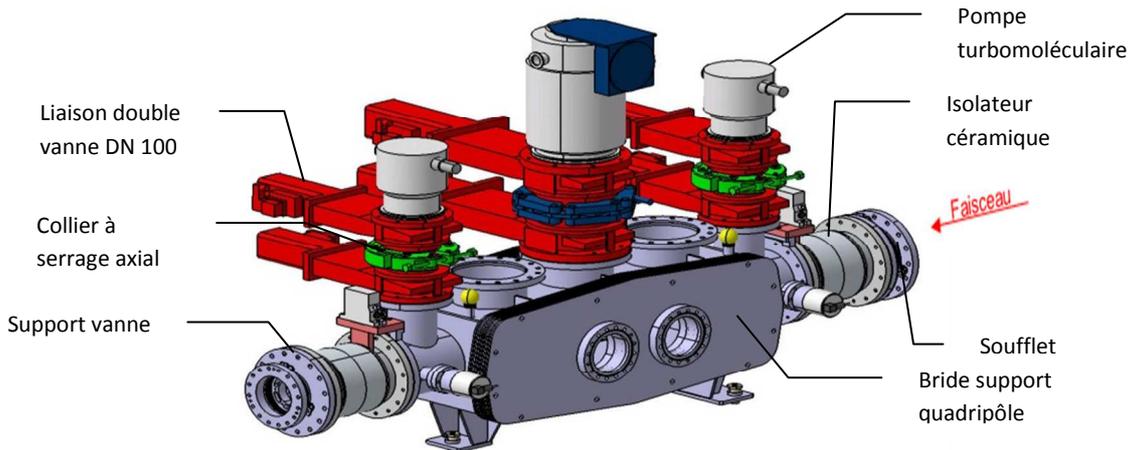


Fig.VI. 15: Confinement dynamique de la matière nucléaire par des pompes turbomoléculaire à double vannes et avec un collier à serrage axial.

▪ **Maintenance**

En cas de maintenance de support du RFQ, retrait ou mise en place des éléments sous vinyle, il faut éviter l'échappement de la matière nucléaire en les confinant dans un volume. Ce volume se produit à l'aide d'un vinyle de confinement. Les étapes de cette opération sont les suivantes :

Ouverture: retrait du quadripôle:

Avant d'ouvrir la chambre du RFQ nous devons insérer un manchon étanche qui permet d'éviter l'échappement de la matière nucléaire. Les étapes de cette procédure se font comme suit : en premier lieu on met en place un vinyle de confinement. Après pour créer deux volumes distincts on retire le support du RFQ et enfin on sépare les deux sous ensemble.

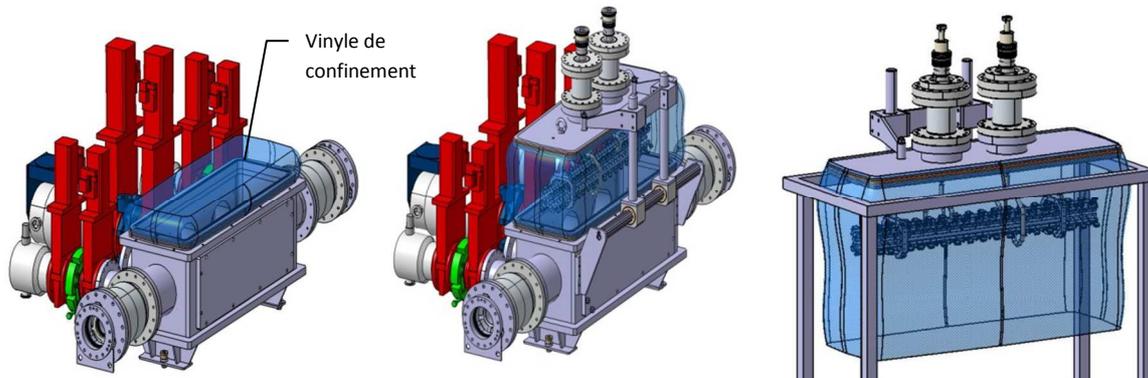


Fig.VI. 16: Etapes de retrait du quadripôle : mise en place du vinyle de confinement (à gauche), retrait et création des 2 volumes (au milieu) et séparation des 2 sous ensembles (à droite).

Fermeture: mise en place du quadripôle

Pendant la phase de mise en place du RFQ nous devons tout d'abord mettre en place le manchon étanche puis le retirer avant de mettre en place le quadripôle.

2. Système du vide

Dans cette partie nous allons optimiser le système de vide et la distribution en pression du RFQ Cooler.

a. Synoptique d'injection du gaz:

Le principe d'injection du gaz est le même que celui utilisé pour le prototype SHIRaC (Cf. Chapitre 3 section III) sauf que pour notre cas, nous devons tenir en compte des contraintes radiologiques. Pour cela il est nécessaire d'éloigner le régulateur de la chambre du quadripôle. Cette tâche est accomplie à l'aide d'un tube de longueur 4 m et de diamètre 6mm.

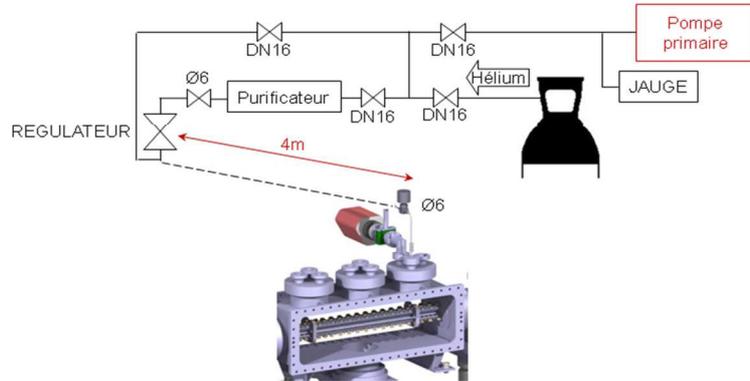


Fig.VI. 17: Synoptique d'injection du gaz.

b. Estimation de vide

Dans la version de SHIRaC utilisée à SPIRAL2/DESIR, le RFQ Cooler, un triplet d'injection sera placé en amont de la cellule d'injection.

Les triplets d'injection et d'extraction sont deux systèmes optiques. Le premier se sert à injecter adéquatement le faisceau dans le RFQ tandis que le deuxième permet un couplage entre le RFQ et le HRS.

Il est stipulé dans le cahier des charges que la pression doit être inférieure à 10^{-5} Pa. Afin d'avoir cette pression en amont et en aval de la ligne du RFQ Cooler nous devons ajouter des conductances en amont de triplet d'injection et en aval de triplet d'extraction.

▪ **Ajout des conductances cylindriques**

L'optimisation des dimensions des conductances et leurs pouvoirs de transmission seront étudiés par la suite. En se basant sur le même principe de calcul que pour la conductance de la source, les deux conductances cylindriques ajoutées sont de rayon de 5 mm et de longueur de 50 mm (Figure VI.18). Les valeurs de ces conductances sont respectivement L1 et L6. Sur le tableau 6.3 nous présentons les valeurs des conductances et les relations de linéarité entre la pression à chaque chambre et la pression du RFQ. Pour une pression de 3 Pa dans la chambre du RFQ, en amont du triplet d'injection et en aval du triplet d'extraction la pression vaut respectivement $2.6 \cdot 10^{-5}$ et $1.7 \cdot 10^{-5}$ Pa. Ces pressions restent supérieures aux ordres de grandeur des pressions exigées au meilleur fonctionnement du HRS et à l'injection.

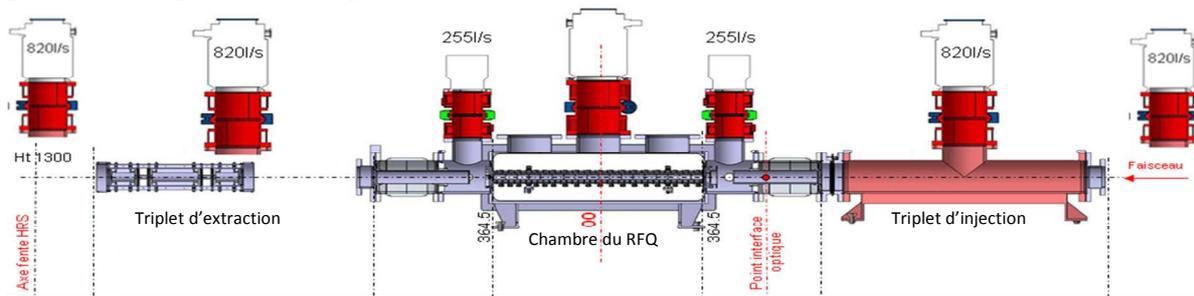


Fig.VI. 18 : La première configuration de système de vide du RFQ Cooler

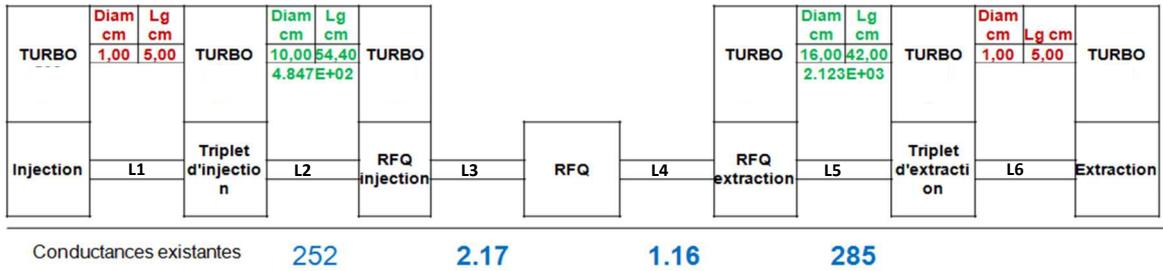


Fig.VI. 19: Equivalent du système vide pour le RFQ Cooler.

P1 mbar	L1 conductance He	P2 mbar	L2 conductance He	P3 mbar	L3 conductance He	Pression RFQ mbar	L4 conductance He	P4 mbar	L5 conductance He	P5 mbar	L6 conductance He	P6 mbar
8.93 E-6 *Prfq	5.18	8.71 E-4 *Prfq	165.8	5.47 E-3 *Prfq	2.17	Prfq	1.16	2.56 E-3 *Prfq	251.3	5.73 E-4 *Prfq	5.18	5.87 E-6 *Prfq

Tab.VI. 4: Calcul des conductances moyennes pour le RFQ Cooler et les relations linéaires entre la pression dans le RFQ et celle des autres cellules.

A part les valeurs élevées de la pression, le problème lié à la conductance cylindrique du triplet d'extraction est la mauvaise transmission des ions qui ne dépasse pas 70 % pour une pression 3 Pa dans le RFQ (Figure VI.20).

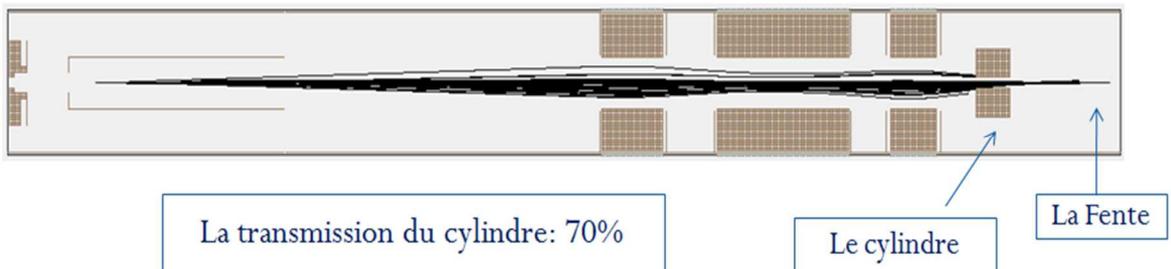


Fig.VI. 20: Simulation numérique de la transmission de la conductance cylindrique placée en aval du triplet d'extraction.

▪ **Ajout de conductances conique :**

Pour augmenter la transmission des ions vers le HRS à travers la conductance du triplet d'extraction et optimiser la pression en amont du triplet d'injection et en aval du triplet d'extraction nous devons remplacer les deux conductances cylindriques par deux conductances coniques (Figure VI.21). Après l'optimisation de plusieurs dimensions nous avons choisi un cône de petit rayon $R_s=0.5\text{cm}$, de grand rayon $R_I=3.38\text{cm}$, de demi-angle d'ouverture $\alpha=30^\circ$ et de longueur $L=5\text{cm}$ (Figure VI.21).

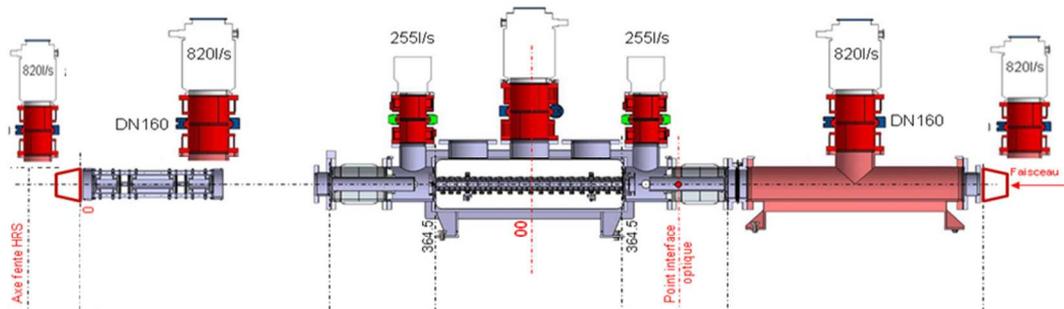


Fig.VI. 21 : Configuration de système de vide avec deux conductances conique en amont du triplet d'injection et en aval du triplet d'extraction.

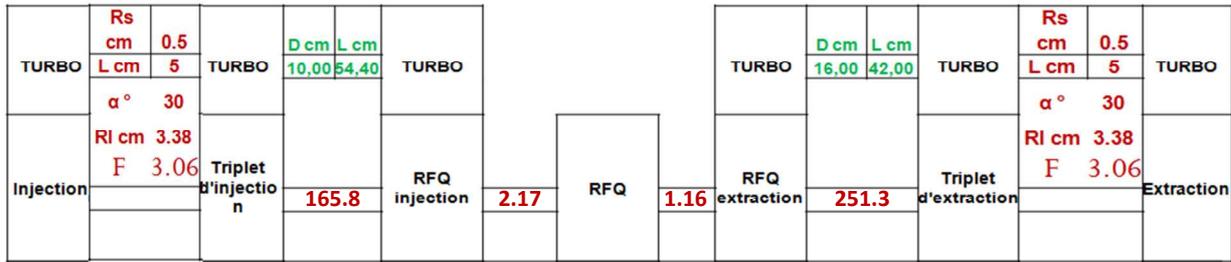


Fig. VI. 22: Système équivalent du vide du RF Cooler et dimensions des conductances de connexions.

La valeur de la conductance conique ajoutée est $C_r = 22.72$. La valeur de cette conductance est plus grande que celle de la conductance cylindrique, par conséquent la pression dans sa chambre devra être réduite (Tableau VI.4). Pour une pression de 3 Pa dans le RFQ, en aval du triplet d'extraction la pression vaut $0.73 \cdot 10^{-5}$ Pa, soit une réduction de 41 % de la pression dans cette région. Ces pressions respectent les ordres de grandeur des pressions exigées pour le HRS et l'injection.

Sur le tableau VI.5 nous avons également les relations de linéarité entre la pression du RFQ et la pression de chaque chambre.

P1 mbar	L1 conductance He	P2 mbar	L2 conductance He	P3 mbar	L3 conductance He	Pression RFQ mbar	L4 conductance He	P4 mbar	L5 conductance He	P5 mbar	L6 conductance He	P6 mbar
$8.93 \cdot 10^{-6} \cdot Prfq$	$Ca=236.92$ $Cr=22.72$	$8.71 \cdot 10^{-4} \cdot Prfq$	165.8	$5.47 \cdot 10^{-3} \cdot Prfq$	2.17	Prfq	1.16	$2.56 \cdot 10^{-3} \cdot Prfq$	251.3	$5.64 \cdot 10^{-4} \cdot Prfq$	$Ca=236.92$ $Cr=22.72$	$2.45 \cdot 10^{-5} \cdot Prfq$

Tab. VI. 5 : Distribution des conductances en présence d'une conductance conique à la sortie du triplet d'extraction et relations de linéarité en fonction de la pression dans le RFQ.

En plus de la réduction de la pression, les simulations numériques ont montré qu'avec cette configuration nous pouvions transmettre la totalité des ions incidents (Figure VI.23).



Fig. VI. 23: Simulation numérique de la transmission des ions à travers une conductance conique placée entre le triplet d'injection et le HRS.

3. Triplet d'extraction

Les dimensions de triplet d'extraction sont limitées par les dimensions du soufflet et de la vanne qu'on devra les mettre entre ce triplet et la fente du HRS.

Les simulations numériques, en termes de la transmission des ions à travers la fente du HRS, ont montrées que la distance séparant le triplet d'extraction de la fente du HRS doit être entre 180 et 270 mm. Au delà de ces valeurs de la distance, la transmission est en dessous de 80 %. Pour répondre à la contrainte de la dimension du soufflet et de la vanne nous considérons une distance de 257 mm et une longueur du triplet de 380 mm (Figure VI.24). En utilisant ces conditions, et suite aux optimisations des dimensions du triplet d'extraction en terme de la transmission, une transmission dépassent 90 %, nous avons choisi les dimensions suivantes :

le premier et le troisième segment sont de longueur 70 mm. Le deuxième segment est de 140 mm. La distance séparant deux segments successifs est de 50 mm.

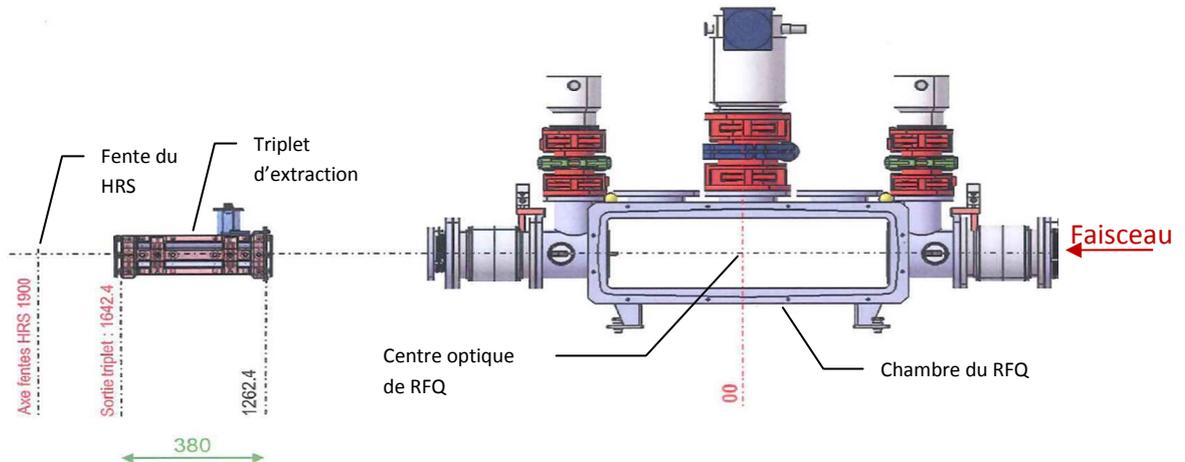


Fig.VI. 24 : Positionnement du triplet d'extraction dans la ligne du RFQ Cooler par rapport au centre de la chambre du RFQ et ses dimensions.

Conclusion

Le fait de remplacer la lentille d'extraction à trois électrodes par une à deux électrodes a permis de réduire l'effet de la tension RF de quelques pourcents. Ainsi, à $1 \mu\text{A}$ et pour une transmission de 60 % la qualité optique du faisceau est : une dispersion en énergie de 3.85 eV et une émittance géométrique de 1.81π mm. mrad.

En revanche, la dispersion en énergie minimale est de 1.08 eV pour une transmission de 26 % seulement.

Pour aller au-delà, il est préférable d'envisager d'autres techniques qui seront abordées en perspective.

Conclusion – perspectives

Le prototype du RFQ Cooler SHIRaC, étudié expérimentalement dans ce manuscrit, nous a permis de refroidir des faisceaux intenses, d'intensités allant jusqu'à 1 μA . À travers ces études nous avons mis l'accent sur l'effet de la charge d'espace et l'effet d'un champ longitudinal sur la qualité optique du faisceau refroidit. Le deuxième effet n'a pas été étudié auparavant.

Ce prototype avait deux versions : une première à laquelle la cellule d'extraction est constituée d'une lentille électrostatique à trois électrodes. La deuxième a été mise en place pour réduire les dégradations de la dispersion en énergie. À cette version la lentille d'extraction à trois électrodes a été remplacée par une lentille à deux électrodes.

À part le design du SHIRaC (les cellules d'injection, le RFQ et la cellule d'extraction), qui a favorisé de transmettre plus que 60 % des ions de Cs à une intensité de 1 μA , le Système RF et le système de vide sont des facteurs importants à obtenir ces résultats. D'une part le système de vide a permis de réduire la diffusion du gaz tampon en dehors du RFQ. D'autre part le système RF a permis d'utiliser des tensions RF allant jusqu'à 9 kV et des fréquences allant jusqu'à 8 MHz. Le système RF a permis au RFQ de jouer le rôle d'un pré-séparateur de certains ions non désirés car le facteur de qualité des tensions RF est élevée.

À faible intensité, en dessous de 100 nA, les deux versions du SHIRaC ont permis d'obtenir, pour un faisceau d'ions de Cs : des dispersions longitudinales en énergie d'environ 1 eV, une émittance géométrique de 0.85 π .mm.mrad et une transmission allant jusqu'à 85%.

Les résultats à 1 μA de la première version du SHIRaC :

Les résultats à 1 μA et pour les fréquences 2.5 et 4.5 MHz, de la dispersion en énergie et de la transmission correspondante obtenus par la première version du SHIRaC, sont résumés dans le tableau VII.1. Dans ce tableau nous avons les valeurs de la dispersion en énergie les plus proches de 1 eV et les transmissions correspondantes ainsi que les valeurs de la dispersion en énergie pour une transmission fixée à 60 %. Nous avons également les valeurs en termes d'émittance géométrique équivalente à 60 keV.

Fréquence (MHz)	Q	V_{RF} (V)	ΔE (eV)	Transmission %	$\epsilon_{60\text{keV}}$ (π .mm.mrad)
2.5	0.073	320	1.15 ± 0.32	21	2.51 ± 0.45
	0.152	650	8.42 ± 0.43	60	1.87 ± 0.42
4.5	0.073	1010	3.63 ± 0.38	53	2.46 ± 0.46
	0.082	1130	4.67 ± 0.42	60	2.21 ± 0.42

Tab.VII. 1 : Qualité optique du faisceau refroidit pour une intensité de 1 μA .

Résultats à 1 μA de la deuxième version du SHIRaC:

Dans le tableau VII.2, les résultats de la qualité optique du faisceau refroidit en termes de la dispersion en énergie, de l'émittance et de la transmission sont tabulés. Ces résultats

conformes à ceux présentés au tableau VII.1, mais avec la deuxième version du SHIRaC. Nous remarquons que l'utilisation de la nouvelle version du SHIRaC a permis de réduire les dispersions en énergie minimale. En revanche, la transmission correspondante a été augmentée de 21 à 26 %, pour une fréquence de 2.5 MHz. Cependant, pour une transmission de 60 %, la dispersion en énergie a diminué de 2.4 et 1 eV respectivement à 2.5 et 4.5 MHz. Nous notons particulièrement que la dispersion en énergie obtenue à 4.5 MHz est en dessous de 4 eV.

Nous notons également que l'émittance géométrique est d'environ 1.8π .mm.mrad pour $q > 0.15$.

En conclusion, avec la deuxième version du SHIRaC nous avons réduit les dégradations de la dispersion en énergie.

Fréquence (MHz)	Q	V _{RF} (V)	ΔE (eV)	Transmission %	ϵ_{60keV} (π .mm.mrad)
2.5	0.075	320	1.08 ± 0.42	26	2.06 ± 0.15
	0.15	640	6.05 ± 0.24	60	1.85 ± 0.14
4.5	0.075	700	2.75 ± 0.34	22	2.04 ± 0.13
	0.138	1905	3.85 ± 0.29	60	1.81 ± 0.10

Tab.VII. 2 : Optimisation de la qualité optique du faisceau refroidit pour une intensité de $1 \mu A$.

La présentation de deux résultats; une pour des dispersions en énergie minimale et l'autre pour des transmissions de 60 %, est faite pour permettre aux expérimentateurs d'atteindre deux buts. Le premier est d'utiliser le HRS avec des pouvoirs de résolutions très élevées, ce qui permet de supprimer les contaminants isobariques des isotopes avec des faibles transmissions. Quant au deuxième but, avec une transmission de 60 %, le pouvoir de résolution du HRS est plus faible et l'augmentation des précisions de certaines quantités de physiques nucléaires est possible.

À faible intensité, les résultats obtenus avec ce prototype du RFQ Cooler sont de même ordre de grandeur que ceux obtenus avec les RFQ Cooler existants. Mais à haute intensité ce travail est considéré comme le premier dans le monde.

Dans le but de réduire d'avantage le champ longitudinal et particulièrement pour $q > 0.15$, nous présentons une nouvelle configuration de la tension RF.

Rappelons que le champ longitudinal est présent à l'entrée du RFQ et à sa sortie : à l'entrée, il joue un rôle principal de la dégradation de la transmission en provoquant un rebroussement de chemin des ions. À partir des diagrammes de stabilités nous avons constaté que la transmission est maximale pour des tensions RF faibles; des valeurs en $q < 0.15$. Cependant, à la sortie il provoque la dégradation de la dispersion en énergie.

Ainsi, pour réduire la dégradation de la dispersion en énergie tout en ayant des transmissions élevées et des émittances d'environ 1.8π .mm.mrad, il faut polariser les premiers et les derniers segments du RFQ par des faibles tensions RF ; des valeurs en $q \approx 0.075$. Tandis que, pour garder un meilleur refroidissement, nous devons polariser le reste des segments par des tensions RF élevée, soit des valeurs de $q > 0.15$. Pour éviter le déphasage dans le mouvement des ions, toutes les tensions RF doivent être à la même fréquence.

Pratiquement, l'utilisation de deux systèmes RF différents est difficile. Mais il serait préférable de partir d'un seul système RF à la quelle nous ajoutons des diviseurs atténuateurs de tension pour les segments polarisés à faible tension RF.

Bibliographie

[Ang11] P.Anger, « SPIRAL 2 phase 1 : intégration des procédés et construction des bâtiments », journées des accélérateurs de ROSCOFF(SFP) 2011.

[Berz06] M. Berz and K.Makino. «Cosy Infinity 9.0. Program manual». MSU Report MSUHEP 060803. Michigan State University. August 2006.

[Bach00] C.Bachelet , « Test et développements d'un émittance mètre pour la mise en évidence d'un refroidissement de faisceaux pour l'expérience MISTRAL » , Rapport de DEA de l'Université de PARIS XI-Orsay(2000)

[Bach04] C.Bachelet, « Mesure de masse de noyaux à halo et refroidissement de faisceau avec l'expérience MISTRAL ». Thèse de doctorat. Université Paris-sud 11. CSNSM. 8 décembre 2004.

[Blan08] B.Blank: «DESIR: the SPIRAL2 low energy beam facility», technical proposal for spiral 2 instrumentation, 19 December 2008

[BolL03] G. Bollen, et Al., «Penning trap mass measurements on rare isotopes; status and new developments», J. Phys. B 36 (5) (2003) 941-951.

[Cari] The CALifornium Rare Isotope Breeder Upgrade, <http://www.phy.anl.gov/atlas/caribu/>

[Camp55] R.Campbell. « Théorie générale de l'équation de Mathieu et des quelques autres équations différentielles de la mécanique ». Paris :Masson,1955.

[Champ09] C.Champenois, J.Phys. B: At. Mol. Opt.Phys.42,154002(2009)

[Cham09] C.Champenois. «About the dynamics and thermodynamics of trapped ions». Hal 00361854, version 2-14 May 2009.

[Cuon09] PV.Cuong, « Development of a new surface ion-source and ion guide in the ALTO project ».Thèse de doctorat Université de Paris-Sud 11 U.F.R. Scientifique d'Orsay 16 décembre 2009.

[Dav08] Cary N.Davids, «A compact high resolution isobar separator for the CARIBU project»....

[Daw76] Dawson, P.H. «Quadrupole Mass Spectrometry and Its Applications». Amsterdam: Elsevier Scientific Publishing Company, 1976.

[Day54] Dayton, I.E., F.C. Shoemaker, and R.F. Mozley. «The Measurement of Two-Dimensional Fields. Part II: Study of a Quadrupole Magnet». Rev. Sci. Instrum. 25 (1954): 485.

[Deh67] H.G.Dehmelt, Advances in Atomic Physics 3 (1967) 53

Bibliographie

- [Dehm67] H.G. Dehmelt, « Radiofrequency spectroscopy of stored ions :Storage », Adv. in At. And Mol. Phys. **3**, 53-72 (1967)
- [Deh68] H.G.Dehmelt and Major,F.G., «Exchange-collision technique for the RF spectrometry of stored ions». Phys.Rev.170 (1968)
- [Den71] Denison, D.R. «Operating Parameters of a Quadrupole in a Grounded Cylindrical Housing». J. Vac. Sci. Technol. 8 (1971): 266.
- [DESIR] http://www.ganil.fr/spiral2/files/LoIs_SP2_final/LoI_SP2_1_DESIR_final.pdf
- [Dil06] J. Dilling et al., Int. J. Mass. Spectrom. 251, 198-203 (2006).
- [Dill01] J.Dilling,F.Herfurth,All Collaboration. «A linear radiofréquence ion trap for accumulation, bunching, and émittance improvement of radioactive ion beams».Nucl.Instrum and methods in Physics Research A
- [Dou92] D.J.Douglas and J.B.French , Journal of the American Society of Mass Spectrometry 3 (1992)398
- [Doug05] D.J.Douglas at al., «Linear ion trap in mass spectrometry». Department of chemistry,University of Britoish Columbia, 2036 Main Mall, Vancouver, B.C., V6T 1Z1, Canada. Mass spectrometry Rev, 2005, 24, 1-29.
- [Dreeb11] DREEBIT,electron & ion beam technologie. Instruction manual pepper-pot émittance meter. V1.0, (2011).
- [Duv09] F.Duval, « etude et conception d'un refroidisseur radiofréquence à gaz tampon des faisceaux radioactifs de hautes intensités», université de Caen Basse normandie, ENSICaen LPC Caen 2009.
- [Eicem94] G. Eiceman, Z. Karpas, Ion Mobility Spectrometry, CRC Press, Inc., Boca Raton, Ann Arbor, London, Tokyo, 1994.
- [Edm03] de Hoffman, Edmont, Vincent Stroobant. «Mass Spectrometry : Principles and Applications (second ed) ». Toronto: John Wiley & Sons, Ltd. P.65. ISBN 0-471-48566-7. (2003).
- [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).
- [Fong01] C.W.Fong, «Phase space dynamics in a linear RFQ trap for time-of-flight mass spectrometry»,department of physics, McGill University Montreal, Canada. January 2001.

Bibliographie

- [Forc11] P.Forck. «Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics».Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) Darmstadt, Germany. Joint University Accelerator School January – March 2011
- [Gale10] S.Gales, «SPIRAL2 at GANIL: Next generation of ISOL facility for intense secondary radioactive ions beams», Nuclear physics A 834 (2010) 717c-723c,GANIL.
- [Ganil] <http://www.GANIL.fr>
- [Ghal96] A.M.Ghalambor Dezfuli. « Injection, Cooling, and extraction of ions from a Very large paul trap», PhD thesis, McGill University (1996)
- [Ger92] D.Gerlich,Adv.Chem.Phys.92,1(1992)
- [Gian08] O.Gianfresco et al., Nucl. Inst. and Meth. Phys. Res B 266 (2008) 4483-4487.
- [Gian02] O.Gianfresco, « Ion dynamics in a linear high field RFQ trap», Department of physics, McGill University. Montreal, Canada(2002).
- [Gian02] O. Gianfrancesco. «Design Principles of a High Field RFQ Device for Ion Cooling and Confinement». Master's thesis, McGill University, 2002.
- [Gian05] O.Gianfrancesco. PhD thesis, Mc Gill university.
- [Gom03] J. Gomez-Goni and P. J. Lobo, J. Vac. Sci. Technol. A **21**, 1452 _2003_.
- [Hart76] E.Harting, F.H.Read, «Electrostatic lenses», Elsevier, Amsterdam (1976).
- [Heinz04] S.Heinz et al., « A radio frequency ring electrode cooler for low-energy ion beams ».Nucl. Instrum. And. Meth. A 533. 239-247. (2004).
- [Hen01] S.Henry , «Piégeage et refroidissement d'ions exotiques pour la mesure de masse», université Louis Pasteur, 2001
- [Herf00] F.Herfurth, J.Dilling, et al. «Linear radiofrequency ion trap for accumulation, bunching and émittance improvement of radioactive ion beams».Nuclear Physics A, 469:254, 2001.
- [HS1] <http://www.simion.com/info/Collision Model HS1>
- [Huan63] K.Huang, «Statistical Mechanics». Wiley , New York (1963) 77.
- [Hump] S.Humphries Jr, «Charged particle beams».
- [Jul95] R.K. Julian, M. Nappi, C. Weil, and R.G. Cooks J. Am. Soc. Mass Spectrom., vol. 6,p. 57, 1995.
- [jyfl01] <https://www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/igisol/cooler.html>
- [Kapc85] I.M.Kapchinsky, «Theory of resonance linear accelerators», Harford Academic Press,New York,1985.

Bibliographie

- [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», Department of physics, McGill University Montreal, Canada (1997).
- [Kimb] Kimball physics inc. IGS-4/IGPS-2014, «ion gun and power supply system».
- [kinthe] Wikipedia:Kinetic theory http://en.wikipedia.org/wiki/Kinetic_theory
- [Kni79] R.D.Knight and M.H.Prior, «Laser scanning measurement of the density distribution of confined ${}^6\text{Li}^+$ ».J.Appl.Phys.50,(1979)3044.
- [Kur10] T.Kurtukian-Nieto, «High resolution separator», SPIRAL 2 week 2010, janvier 2010
- [Kur11] T.Kurtukian-Nieto, «High resolution separator», SPIRAL 2 week 2011, janvier 2011
- [Lam05] R.Lambo, «An electrostatic decelerator for a high field radiofrequency quadrupole ion guide beam cooler»,Msc Thesis , Mc Gill University(2005).
- [Land01] F.Landré. «Production de faisceaux d'ions radioactifs par la method ISOL pour SPIRAL». PhD thesis. GANIL (2001).
- [Lap70] P.M.Lapostolle. «Quelques proprietes des effets de la charge d'espace dans les faisceaux continus». CERN-ISR/DI, 70(36), 1970.
- [Lap93] P.Lapostolle,A.Lombardi,T.P.Wangler. « A Model of non linear space charge in a charged particle beam».CERN/PS 93-11(HI).Geneva, Switzerland March 1993.
- [Lau12] Y.Y.Lau,S.Yu,I.Barnard, «longitudinal émittance growth due to nonlinear space charge effect». Physical review special topics- accelerators and beams 15,033501(2012).
- [Law58] I.Lawson, J.Electron. Control, 5 , 146 (1958)
- [Law83] J.D.Lawson. «Space charge optics 2». Academic Press, Inc., USA , 1983.
- [Lejeu80] C.Lejeune, J.Aubert, «Émittance and brightness: Definitions and measurements», Advances in electron Physics supplement 13 A (1980) 159.
- [Lewit08] M.Lewitowicz, «The spiral 2 project», Nuclear physics A 805 (2008) 519-525c, GANIL
- [Lewit11] M.Lewitowicz, «STATUS OF THE SPIRAL 2 project», ACTA Physica Polonica B, Vol 42(2011)
- [Lin10] E.Liennard, « Mesures du coefficient de corrélation angulaire β -v dans les transitions β nucléaires», Habilitation à diriger les recherches, Avril 2010.
- [Lich56] D.B.Lichtenberg, P.Stehle, and K.R.Symon, « Modification of Liouville's Theorem Required by the Presence of Dissipative Forces», MURA Report 126 (1956)
- [Lich69] A.J.Lichtenberg, «Phase space Dynamics of particles», Wiley, New York (1969)

Bibliographie

- [Lun08] M.D.Lunney et al., Nucl. Instrum. And. Meth. Phys. Res. B 266 (2008)4483-4487.
- [Lun89] M.D.Lunney, J.P.Webb, and R.B.Moore, J.App.Phys. 65 (8),2885(1989).
- [Lunn92] M. D. N. Lunney, R.Moore, and F. Buchinger. «The Temperature of Buffer Gas Cooled Ions in a Paul Trap». Journal of Modern Optics, 39:349, 1992.
- [Lunn99] M.D. Lunney et R.B. Moore, International Journal of Mass Spectrometry 190 (1999) 153
- [Maie01] M.Maier et Al collaboration. «Stopping trapping and cooling of radioactive fission fragments in an ion catcher device».Hyp.Int.,132:517-521,2001.
- [Maj12] T.Majima et al., «Spatial distribution of ions in a linear octopole radio-frequency ion trap in the space charge limit».arXiv:1203.548v1, 24 Mar 2012
- [Majo68] F .G. Major et al., Phys. Rev. vol 170, 91-107 (1968)
- [Manura09] David Manura, , revision 6/2009
- [Mar01] G. Marx et al., Hyp. Int. 132, 463-468 (2001).
- [MaxB] Wikipedia:Maxwell-Boltzmann distribution http://en.wikipedia.org/wiki/Maxwell-Boltzmann_distribution
- [McDa64] E.W.McDaniel, «Collision phenomena in ionized gases». Wiley, (1964).
- [McL51] N.W.McLachlan. «Theory and application of Mathieu functions». Oxford: Clarendon Press, 1951
- [Merc] B.Mercier. «Conductance measurement of a conical tube and calculation of the pressure distribution». LAL, Université Paris-Sud.
- [Mitt97] W.Mittig et al., «Mass measurement far from stability», Annu. Rev.Nucl.Sci. 1997.47 - 27-66
- [Moo02] R.B.Moore , «Buffer gas cooling of ions beams», 2002
- [Moo06] R.B.Moore,O.Gianfrancesco,R.Lumbo,S.Schwarz. «the use of high RFQ field to manipulate ions». Int,J.Mass Spectrum.21(2-3)(2006)190-197
- [Moo98] R.B.Moore , «Buffer gas cooling of ions beams», 1998
- [Muk04] M. Mukherjee, Ph.D Thesis, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg (2004)
- [Mukh08] M. Mukherjee et al, the european physics journal. A 35, 1–29 (2008)
- [Nat73] J.A. Nation, M. Read,«Limiting currents in unneutralized relativistic electron beams».Appl. Phys. Lett. **23**, 426-428 (1973)

Bibliographie

- [Neue84] H. Neuert, *Atomare Sto¹/₄prozesse*, Teubner-Studienbücher: Physik, Teubner-Verlag, Stuttgart, 1984.
- [Niem01] A.Nieminen et Al. « Beam cooler for low-energy radioactive ions ». *Nucl. Instrum. And. Meth. A* 469. 244-253.(2001).
- [Niem03] A.Nieminem. «The new ion beam cooler at Jyvaskyla». *Nucl. Phys. News*, 13(1). 2003.
- [Paul53] W.Paul and H.Steinwedel.*Z.Naturforsch.*,8 AA :448,1953.
- [Pet11] E.Petit, «progress of the spiral 2 project», proceeding of IPAC 2011, San Sebastien, Spain, GANIL, SPIRAL 2 collaboration.
- [Pfeif] Pfeiffer vacuum. Prisma TM 80. Quadrupole mass spectrometer.QMS 200.
- [Pod04] I.Podadera Aliseda, et Al., «Design of a second generation RFQ Ion Cooler and Buncher (RFQCB) for ISOLDE». *Nuclear Physics A* **746**: 647–650(2004). Bibcode 2004NuPhA.746..647P. doi:10.1016/j.nuclphysa.2004.09.043.
- [Poda05] I.Podadera et al., «Preparation of cooled and bunched beams at ISOLDE», *Eur. Phys. J.A25 Suppl.* 1(2005)7436744.
- [Poda06] I.Podadera aliseda, « New development on preparation of cooled and bunched radioactive ion beams at ISOL-facilities: The ISCOOL project and the rotating wall cooling», PhD Thesis, Université polytechnique de catalunya (2006)
- [Reis94] M.Reiser, «Theory and design of charged particle beams», Wiley, New York, 1994.
- [Rod03] D.Rodriguez. «An RFQ for accumulation and cooling of heavy radionucléides at SHIPTRAP and high precision mass measurements on unstable Kr isotopes at ISOLTRAP». PhD thesis, Universidad de Valencia. 2003
- [Ros94] J.Rossbach and P.Schmuser . «Fifth general accelerator physics course», volume 24, chapter Basic course on accelerator physics , pages 17-88 . CERN , Januray 1994.
- [Sav97] G. Savard et Al., «The Canadian Penning trap mass spectrometer», *Nuc. Phys. A* 626 (1-2) (1997) 353-356.
- [Sav11] A.Savalle.« donnée sureté-radioprotection ». *Revue RFQ Cooler HRS.* Communication privé. 2011.
- [Schin] K.Schindl. «Space charge». CERN, CH-1211 Geneva 23
- [Schla] A Schlachter : charge changing collisions. Proc. 10th Conf. on cyclotrons and their applications.
- [Schw02] JC.Schwartz et al., *J.Am.Soc .Mass .Spectrom .* 13 , 659-669(2002).

Bibliographie

- [Schw03] S.Schwartz et al., "A second-generation ion beam buncher and cooler", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 204 (2003) 474–477
- [Sevu04] S.Sevugaran and A.G.Menon. «Design considération for linear paul trap mass spectrometer under development». India institute of science, Bangalore, India(2004)
- [Sew05] M. Sewtz, et Al., «Deceleration and cooling of heavy ion beams: The COLETTE project». Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B **240**: 55–60. Bibcode 2005NIMPB.240...55S. doi:10.1016/j.nimb.2005.06.088
- [Siem94] J.Walz, I.Siemers, M.Schubert, W.Neuhauser , R.Blatt, and E.Teloy , Phys.Rev .A50, 4122(1994).
- [Sim8] simion 8.0 logiciel, Simion 3D Ion and Electron Optics Simulator, www.simion.com.
- [Sze03] J. Szerypo, D. Habs, S. Heinz, J. Neumayr, P. Thirolf, A. Wilfart and F. Voit (2003). "MAFFTRAP: ion trap system for MAFF". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 204: 512–516.
- [Dah06] D.A.Dahl, Simion 3D V8.0, Idaho National Engineering and Environmental Laboratory (2006).
- [Size05] O.Size, M.Ulu, M.Dogan. « Multi-element cylindrical electrostatic lens system for focusing and controlling charged particles». Nuclear Instruments and Methods in Physics research. A 554 (2005) 114-131.
- [Smit10] C.Smith, Conic Sections, Macmillan, London (1910)
- [Smith05] M.Smith. «A Square-Wave-Driven Radiofrequency Quadrupole Cooler and Buncher for TITAN». Master's thesis, University of British Columbia, 2005.
- [SP2] <http://ganil.fr/SPIRAL2.fr>
- [Swem02] P. Swemin and M. Niewinski, Vacuum **67**, 359.2002.
- [Tel74] E.Teloy and D.Gerlich, Chem.Phys.4,417(1974)
- [Trag90] C.Trager-Cown, S.M.Kay, D.W.O Heddle. «Multiple-element electrostatic lenses: I. The five-element lens», Meas. Sci. Technol 1 (1990) 738-746.
- [Van97] P. Van den Bergh, et Al., «The SPIG, improvement of the efficiency and beam quality of an ion-guide based on-line isotope separator». Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B **126**(194– 197) 1997.
- [Ved83] F. Vedel, J. Andre, M. Vedel, and G. Brincourt Phys. Rev., vol. A 27, p. 2321, 1983.
- [Ved84] F.Vedel et al., Phys .Rev. 29,2089-2101(1984)
- [Verv03]J.Vervier, «Status report of EURISOL project», Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B **204**(759– 764) 2003.

Bibliographie

[Wang93] T.P.Wangler, P.Lapostolle, and Alessandra Lombardi. «space charge induced emittance growth in an elliptical charged particle beam with a parabolic density distribution». Los Alamos national laboratory, Los Alamos, NM 87545. Ps Division, CERN, CH-1211, Geneva 23, Switzerland 1993 IEEE.

[Wen01] F.J.C.Wenander. «Charge breeding and production of multiply charged ions in EBIS and ECRIS». PhD thesis, Chalmers University of Technology, 2001.

[Wiza79] J.Wiza. «Microchannel Plate Detectors». Nuclear Instruments and Methods B, 162:587, 1979.

[Woll87] H.Wollnik. «Optics of charged particles». Academic Press. San Diego, 1987

[Yost78] Yost, R.A; C.G. «Selected ion fragmentation with a tandem quadrupole mass spectrometer». Journal of the American Chemical Society 100(7): 2274. Doi: 10.1021/ja00475a072.(1978).

[Zhang88] M.Zhang, «Émittance formula for slits and pepper-pot measurement», Fermilab-TM-1988, October.

Résumé

L'installation DESIR/SPIRAL2 est une installation de faisceaux radioactifs de faible énergie et de seconde génération. Les flux d'ions radioactifs produits nécessiteront une purification isobariques des isotopes. Cette séparation sera faite par un séparateur de très haute résolution (HRS) développé au Centre d'Etudes Nucléaire de Bordeaux Gradignan, CENBG. Pour avoir des performances nominales le HRS requiert des faisceaux de faible émittance. La seule technique universelle qui peut aboutir à un faisceau de faible émittance est le refroidisseur radiofréquence à gaz tampon, le RFQ Cooler. Le but du RFQ Cooler est de réduire l'émittance du faisceau à moins de 1π .mm.mrad ainsi que la dispersion longitudinale en énergie d'environ 1 eV, en utilisant des faisceaux de hautes intensités ($i \approx 1 \mu A$). De ce fait, l'effet de la charge d'espace est considérable à la dégradation du faisceau refroidit. La compensation de cet effet exige des tensions RF et des fréquences élevées, respectivement quelques kilovolts et de quelques mégahertz. Ces derniers points différencient ce Cooler avec ceux qui existent. Le prototype du RFQ Cooler examiné pendant cette thèse, communément appelée « SHIRaC ». Il a été développé de façon à transmettre au moins 60 % des ions à haute intensité. Les simulations numériques liées à la définition du SHIRaC ont conduit à trouver les paramètres de fonctionnement en termes de la pression, le champ de guidage et les tensions de polarisation des électrodes de la cellule d'injection et d'extraction. Elles ont permis également de choisir et optimiser un triplet électrostatique d'extraction pour adapter le faisceau refroidit et extrait du SHIRaC au HRS.

A $1 \mu A$, les résultats optimums de refroidissement des ions $^{133}\text{Cs}^+$ sont variants : soit une dispersion en énergie minimale de 1.15 eV pour une transmission de 21 % soit une dispersion en énergie de 4.67 eV pour une transmission de 60 %. L'émittance est d'environ 2.2π .mm.mrad. La dégradation de la dispersion en énergie est due à la contribution de l'effet de la charge d'espace et du champ longitudinal. En dehors du RFQ, où les deux effets dégradent la dispersion en énergie. Pour achever la réduction de deuxième effet, nous avons remplacé la lentille à trois électrodes de la cellule d'extraction par une à deux électrodes. En se servant de cette nouvelle lentille les dispersions en énergie se sont réduites de quelques pourcents : La dispersion en énergie correspondant à une transmission de 60 % a été réduite à 3.85 eV. Cependant, la dispersion en énergie minimale a été légèrement diminuée à 1.08 eV mais avec une augmentation de la transmission à 26 %. L'émittance est en dessous de 2π .mm.mrad.

Les faisceaux disponibles au SPIRAL 2 sont intensifs et radioactifs. Ainsi, il serait indispensable de considérer l'effet de la nucléarisation sur l'environnement pour le RFQ Cooler SPIRAL2/DESIR. La réduction de cet effet exige le confinement de la matière nucléaire au sein de la chambre du RFQ.

Mots clés : Charge d'espace, dynamique des ions, RFQ Cooler à gaz tampon, Faisceaux d'ions radioactifs intensif, émittance, dispersion longitudinal en énergie, système de vide, système RF, Nucléarisation.

Titre en anglais: Study and development of a radiofrequency Cooler with buffer gas for a very high intensity radioactive beams.

Abstract

The low energy facility DESIR/SPIRAL2 is a second generation installation of radioactive beams. The flows of radioactive ions will require purification at isobaric level of the isotopes. This separation will be made by a high resolution separator (HRS) developed at CENBG. To have the nominal performance the HRS requires a low émittance beam. The only universal technique which can lead to a low émittance beam is the RFQ Cooler with buffer gas. The goal of this Cooler is to reduce the beam émittance to less than 1π .mm.mrad and the longitudinal spread energy about 1 eV, using the very high intensity beams ($i \approx 1 \mu A$). Therefore, the space charge effect is significant to cooling beam degradation. The compensation of this effect requires the high RF voltage and high frequency respectively a few kV and a few MHz. The latter points are what distinguish this Cooler with those who are existing. The RFQ Cooler prototype examined in this thesis, commonly called "SHIRaC". It was developed so as to transmit at least 60% of ions at very high intensity. The numerical simulations related to the definition of SHIRaC led to find the operating parameters in terms of pressure RFQ, the guiding field and the electrodes voltage of injection and extractions cells. They also allowed choosing and optimizing an electrostatic extraction triplet which adapts the cooling beam to the HRS.

At an intensity of $1 \mu A$, the optimum cooling results of $^{133}\text{Cs}^+$ ions are variants: either minimum longitudinal spread energy of 1.15 eV for a transmission of 21 % or longitudinal spread energy of 4.67 eV for a transmission of 60 %. The émittance is about 2.2π .mm.mrad. The degradation of longitudinal spread energy is due to contribution of space charge and longitudinal effects. Outside the RFQ, when these two effects act, only the reduction of the second effect is possible. To achieve this reduction we had replace the three electrodes lens of extraction cell by a two electrodes lens. Through the use of this new lens the longitudinal spread energy is reduced of few percents: longitudinal spread energy corresponding to a transmission of 60 % has been reduced to 3.85 eV. However, his minimum was slightly reduced to 1.08 eV and the corresponding transmission was increase to 26 %. The émittance is below of 2π .mm.mrad. The SPIRAL 2 available beams are intense and radioactive. Thus, it will be indispensable to consider the nuclearization effect on the RFQ Cooler environment. His reduction requires the confinement of nuclear matter inside the RFQ room.

Keywords: Space Charge, ions dynamic, RFQ Cooler with buffer gas, RIB intense, émittance, longitudinal spread energy, vacuum system, RF system, nuclearization.

Discipline: Constituants élémentaires et physique théorique.

Laboratoire de Physique Corpusculaire-UM.R.6534
ENSICAEN-6, Boulevard Maréchal Juin 14050 Caen Cedex-France