HAL
open science

Etude de la compensation de charge d'espace dans les lignes basse énergie des accélérateurs d'ions légers de haute intensité

Frédéric Gerardin

To cite this version:

Frédéric Gerardin. Etude de la compensation de charge d'espace dans les lignes basse énergie des accélérateurs d'ions légers de haute intensité. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLS001 . tel-01818883

HAL Id: tel-01818883

https://theses.hal.science/tel-01818883

Submitted on 19 Jun 2018

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

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

université PARIS-SACLAY

NNT : 2018SACLS001

Thèse de doctorat

Etude de la compensation de charge d'espace dans les lignes basse énergie des accélérateurs d'ions légers de haute intensité

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

École doctorale n°576 : particules hadrons énergie et noyau : instrumentation, image, cosmos et simulation (Pheniics)
Spécialité de doctorat : physique des accélérateurs

Thèse présentée et soutenue à Saclay, le 11 janvier 2018, par

M. Frédéric Gérardin

Composition du Jury :

M. Jean-Marie de Conto Professeur des Universités, Université Grenoble Alpes	Président
Mme Alessandra Lombardi Chargée de Recherche, CERN	Rapporteur
Mme Angeles Faus-Golfe Ingénieur de Recherche, Université Paris-Sud, LAL	Examinateur
M. Dirk Vandeplassche Directeur de Recherche, StudieCentrum voor Kernenergie	Examinateur
M. Olivier Napoly Directeur de Recherche, CEA Saclay	Directeur de thèse
M. Nicolas Chauvin Ingénieur de Recherche, CEA Saclay	Invité

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE PHENIICS

Titre : Etude de la compensation de charge d'espace dans les lignes basse énergie des accélérateurs d'ions légers de haute intensité

Mots clés : charge d'espace, accélérateurs linéaires, dynamique faisceau, haute intensité, simulations

Résumé : L'étude de la dynamique d'un faisceau d'ions de haute intensité dans les lignes basse énergie (LBE) représente l'un des défis majeurs de la science des accélérateurs. A basse énergie, cette dynamique est dominée par le champ de charge d'espace induit par le faisceau lui- même, qui en général est non linéaire et peut entraîner des phénomènes de halo, de grossissement d'émittance et de pertes de faisceau. Toutefois, un faisceau à basse énergie se propageant dans une LBE induit l'ionisation du gaz résiduel présent dans la chambre. Les particules (ions et électrons) issues de l'ionisation sont repoussées ou attirées radialement par le champ de charge d'espace en fonction du signe de leur charge. D'autres réactions physiques ont lieu dans la ligne basse énergie, jouant ainsi un rôle dans la dynamique du faisceau et sur l'établissement du temps et du taux de compensation de charge d'espace. Afin d'obtenir des résultats prédictifs et fiables quantitativement , des simulations de transport de faisceau en régime de compensation de charge d'espace avec le code de calcul WARP ont été réalisées en prenant également en compte les réactions physiques les plus probables. On discutera ensuite des résultats de ces simulations en lien avec ceux qui sont issus de différentes campagnes de mesures réalisées auprès des LBE des accélérateurs MYRRHA et IFMIF.

Title : Study of the space-charge compensation in low energy beam lines of high intensity accelerator with low energy

Keywords : space-charge, linear accelerators, beam dynamics, high intensity, simulations

Abstract:
The study of intense ion beam dynamics in low energy beam transport line (LEBT) represents one of the most important challenges in accelerating sciences. At low energy, it is dominated by the space-charge field created by the beam itself, which is generally non-linear and can induce halo, emittance growth and beam losses. But, a ion beam at low energy propagating in a LEBT ionises the residual gas. The particles (ions and electrons) from ionisation are repelled or confined radially by the space charge field according to their charge sign. Other interactions take place in the LEBT, modifying the beam dynamics and the space-charge compensation time and the space-charge compensation yield. In order to obtain predictive and precise results quantitatively, numerical simulations of beam transport in space-charge compensation regime with WARP code have been realised taking account the most probable physical interactions. Then, we will discuss the results with comparisons with experimental data obtained on the MYRRHA and IFMIF LEBT's.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

A Hugues Bohineust pour son soutien sans faille depuis notre première rencontre.

"Vous qui entrez ici, laissez toute espérance ! [...] Ici l'on doit laisser toute crainte ; toute faiblesse doit être morte ici. Nous sommes venus au lieu où je t'ai dit que tu verrais les malheureux qui ont perdu le bien de l'intelligence."

Dante Alighieri, La Divine Comédie, l'Enfer, Chant III

Remerciements

Avant toute chose j'aimerais remercier mon directeur de thèse Olivier Napoly pour m'avoir choisi comme doctorant et pour avoir relu les parties les plus délicates de ce travail.

Mes remerciements s'adressent ensuite bien évidemment à Monsieur Nicolas Chauvin qui m'a encadré durant ces trois années et dont la minutie et l'exigence auront été de mise durant toute la période de mon doctorat. Je le remercie de la confiance qu'il m'a témoignée et de ses relectures et corrections.

Je remercie Monsieur Jean-Marie De Conto d'avoir accepté de présider le jury de soutenance. Mes remerciements s'adressent aussi à Mesdames Faus-Golfe et Lombardi et à Monsieur Vandeplassche pour avoir examiné mon travail.

Je tiens aussi à remercier Messieurs Jérôme Schwindling et Nicolas Pichoff pour leurs relectures du manuscrit. Je remercie aussi Nicolas pour son chocolat qui désormais va me manquer.

Je remercie également les membres du LEDA qui m'ont aidé et avec qui j'ai interagi pour mener ce travail à terme. Je pense principalement à Didier Uriot, Antoine Chancé, Olivier Tuske et Didier-Chirpaz-Cerbat.

J'exprime aussi ma gratitude envers les membres du LPSC de Grenoble avec Frédéric Bouly, Dominique Bondoux, Maud Baylac et Solenne Rey.

Je n'oublierai pas non plus tous les jeunes du SACM et même d'autres services avec qui j'ai passé cette période et qui ont rendu ce périple beaucoup plus agréable. En effet, ce travail aurait été bien plus pénible sans la présence d'Alice, Florence, Didier, Christian, Aline, Janic, Emeline, Aurore, Gabrielle, Robin, Nicolas Misiara, Romain, Louise, Wanda, Thomas, Anaïs, Maryam, Rémi... Je remercie surtout le docteur Antoine Mollard (extraordinaire) avec qui j'ai partagé le bureau pendant 36 mois et avec qui les bons moments sont aussi nombreux qu'inoubliables.
Je remercie Rémi de Guiran de la Brienne pour ses bons conseils et surtout pour sa capacité à relativiser et qui m'a fait voir la thèse non comme un marathon mais comme une expérience

qu'il fallait savourer.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Andrea Del Monaco pour sa participation déterminante dans la remise en service du cluster de calcul, outil des plus importants dans la réalisation de ce travail.

Je remercie également Hubert pour m'avoir permis de rédiger ce manuscrit dans les meilleures conditions.

Je ne saurais oublier Jean-Louis pour son soutien indéfectible durant la dernière année du doctorat et que je ne peux que remercier.

Je n'oublierai pas non plus le soutien et les encouragements de Marc, Bernard, Xavier, Géraud, Guillaume, Matthieu, Cyril, Aurélien, Jean-Baptiste.

Je remercie aussi le fameux groupe des "PC" avec Côme, Eugénie, Hermance, François, Bertrand, Maÿlis, Claire, Alix, Claire, Alexandre, Amaury, Jean-Baptiste, Tomasz et Bénédicte.

Je remercie tout spécialement ma chère Marie pour sa patience, son soutien quotidien, ses encouragements et sa persévérance et sans qui ce travail n'aurait jamais abouti. Elle a été le roc sur lequel je me suis appuyé dans les moments les plus pénibles.

Je ne peux pas non plus oublier ma famille qui m'a tant apporté dans le passé et grâce à laquelle ce projet a vu le jour et s'est achevé. Je remercie mon père pour ses corrections, mon frère pour sa joie de vivre et ma soeur pour son expérience de thésarde. Je pense aussi à mes oncles et tantes, mes grands-parents, cousins, cousines... qui m'ont soutenu malgré leurs questions récurrentes sur l'utilité de ce travail.

Ces remerciements ne peuvent s'achever sans une pensée émue pour celle qui a beaucoup compté pour moi. Par sa présence et ses encouragements, elle s'est révélée être celle que j'ai toujours aimée : ma mère.

Enfin, je remercie tous ceux qui n'ont rien compris à ce que j'ai fait au CEA pendant trois ans si ce n'est bien déjeuner. A eux je leur répondrai par ces vers tirés de Rostand :
Que dites-vous ?... C'est inutile ?... Je le sais ! Mais on ne se bat pas dans l'espoir du succès ! Non ! non, c'est bien plus beau lorsque c'est inutile !
Cyrano de Bergerac, acte V, scène 6

Table des matières

Introduction **1**
1 Les applications et les machines dédiées 1
1.1 La physique nucléaire 1
1.2 La physique des particules 2
1.3 La production de neutrons 3
2 Les différents composants d'un accélérateur linéaire de haute puissance . . . 7
2.1 La source d'ions 7
2.2 La ligne basse énergie (LBE) 8
2.3 Le quadrupôle radio-fréquence (RFQ) 8
2.4 La section accélératrice haute énergie 9
3 Le transport du faisceau dans la ligne basse énergie 10
4 Plan du manuscrit 11

I Aspects généraux et problématique de la dynamique des faisceaux intenses d'ions dans les lignes basse énergie **13**

1 Principes de dynamique des faisceaux d'ions **15**
1.1 La charge d'espace 15
1.1.1 Introduction 15
1.1.2 Le champ électromagnétique de charge d'espace 17
1.1.3 La force de charge d'espace 19
1.1.4 Etude de quelques distributions simples 21
1.1.5 Equations du mouvement 25
1.1.6 Désadaptation d'un faisceau et grossissement d'émittance 32
1.1.7 Transport dans une ligne basse énergie 37
1.2 La compensation de charge d'espace 38
1.2.1 Principe 38
1.2.2 Taux de compensation 40
1.2.3 Temps de compensation 43

2 Les réactions physiques spécifiques **47**
2.1 Les interactions générées par les ions du faisceau 47
2.1.1 L'ionisation 48
2.1.2 L'échange de charge 52
2.1.3 Les réactions d'excitation 54
2.1.4 Les réactions d'émission d'électrons secondaires 55
2.2 Les interactions générées par les particules secondaires 56
2.2.1 Les interactions générées par les électrons 56
2.2.2 Les interactions générées par les ions secondaires 61
2.3 Bilan 64

3 Codes de calcul pour le transport d'un faisceau dans une ligne basse énergie **65**
3.1 Codes de simulation avec calcul de la charge d'espace 66
3.1.1 La méthode PIC 66
3.1.2 Applications 78
3.1.3 Bilan 79
3.2 Codes de simulation pour le transport du faisceau avec calcul de la compensation de charge d'espace 79
3.2.1 Motivations 79
3.2.2 Méthode 80
3.2.3 Hypothèses 81
3.2.4 Sauvegarde et étude des données 82
3.2.5 Aspects techniques 82

II Considérations sur le transport d'un faisceau en régime de compensation de charge d'espace, aspect simulation et expérimental **85**

4 Etude préliminaire **87**
4.1 Conditions de simulation 87
4.2 Transport d'un faisceau non compensé 88
4.2.1 Conditions de simulation 88
4.2.2 Calcul du rayon d'enveloppe 89
4.2.3 Calcul du potentiel électrostatique induit par le faisceau 90
4.2.4 Calcul de l'émittance du faisceau 93
4.3 Transport d'un faisceau avec compensation de la charge d'espace 93
4.3.1 Conditions de simulation 93
4.3.2 Observations qualitatives 94
4.3.3 Détermination du taux de compensation de charge d'espace 97
4.3.4 Détermination du temps de compensation de charge d'espace 99

4.4 Mise en évidence des limites d'un code PIC 101
4.4.1 Variation de l'état d'équilibre en fonction du nombre de macroparticules 101
4.4.2 Variation de l'état d'équilibre en fonction de la pression du gaz 105
4.4.3 Moyens de résolution 108
4.4.4 Bilan 110

5 Les différents moyens de focalisation 111
5.1 Les différents types de lentilles de focalisation 111
5.1.1 Le solénoïde 111
5.1.2 Le quadrupôle magnétique 115
5.1.3 La lentille de Einzel 117
5.2 Conditions de simulation 119
5.3 La focalisation par deux solénoïdes 120
5.3.1 La focalisation forte 120
5.3.2 La focalisation faible 125
5.4 La focalisation par des quadrupôles magnétiques 130
5.5 La focalisation par des lentilles de Einzel 137
5.6 Bilan 142

6 Simulation d'un transport d'un faisceau d'ions 145
6.1 Les spécifications de la ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF-LIPAc . . 146
6.1.1 La source d'ions et le système d'extraction 146
6.1.2 La ligne basse énergie 148
6.2 Les spécifications de la ligne basse énergie de l'accélérateur MYRRHA 149
6.2.1 La source d'ions et le système d'extraction 149
6.2.2 La ligne basse énergie 150
6.3 Paramètres de simulation 151
6.3.1 Distribution du faisceau à l'entrée de la simulation 151
6.3.2 Maillage et solveur 154
6.3.3 Cartes des champs extérieurs 155
6.4 Transport du faisceau avec ionisation du gaz par le faisceau 157
6.5 Transport du faisceau avec émission d'électrons secondaires via l'interaction faisceau-parois 163
6.6 Transport du faisceau avec ionisation du gaz par les électrons 170
6.7 Transport du faisceau avec échange de charge 172
6.8 Bilan 174

7 Les diagnostics et le hacheur de faisceau 175
7.1 Description 176
7.1.1 La coupelle de Faraday 176
7.1.2 L'émittancemètre 177

7.2 Simulation de la mesure de l'émittance du faisceau 179
7.2.1 Ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF 179
7.2.2 Sur la ligne MYRRHA 183
7.3 Le hacheur 189
7.3.1 Le hacheur de la ligne IFMIF 191
7.3.2 Le hacheur de la ligne MYRRHA 196

Conclusion et perspectives **201**

III Annexes **203**

A Annexes du chapitre 1 **205**
A.1 Temps de fuite des particules non neutralisantes 205

B Annexes du chapitre 6 **207**
B.1 Transport du faisceau avec la ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF . . 207
B.1.1 Ionisation du gaz par le faisceau 207
B.1.2 Emission d'électrons secondaires via l'interaction faisceau-parois . . . 213
B.2 Transport du faisceau avec la ligne basse énergie de l'accélérateur MYRRHA 216
B.2.1 Ionisation du gaz par le faisceau 216
B.2.2 Emission d'électrons secondaires via l'interaction faisceau-parois . . . 226
B.2.3 Ionisation secondaire 234
B.2.4 Echange de charge 235

C Annexes du chapitre 7 **237**
C.1 Calcul de l'erreur sur l'émittance expérimentale 237
C.1.1 Erreurs pour chacun des moments 239
C.1.2 Calcul pour l'émittance 239
C.2 Mesure de l'émittance du faisceau dans l'accélérateur MYRRHA 241
C.2.1 Conditions de focalisation 3 241
C.2.2 Conditions de focalisation 4 243
C.3 Le hacheur de la ligne IFMIF 245
C.3.1 Pour $t = t_0$ 245
C.3.2 Pour $t > t_0$ 247
C.4 Le hacheur de la ligne MYRRHA 253
C.4.1 Pour $t = t_0$ 254
C.4.2 Pour $t > t_0$ 256

Bibliographie **261**

Table des figures

1 Schéma du principe de l'ADS 6
2 Schéma des différents composants d'un accélérateur linéaire (pas à l'échelle) . 7
3 Quadrupôle radio-fréquence 8
4 DTL-Alvarez 9
5 Cavité supraconductrice en niobium 10

1.1 Force coulombienne répulsive entre deux particules de même charge 16
1.2 Force magnétique attractive entre deux particules de même charge 16
1.3 Rapport des deux forces en fonction de la vitesse des particules 20
1.4 Différentes distributions de densité du faisceau 24
1.5 Force de charge d'espace pour différentes distributions de densité du faisceau 24
1.6 Faisceau dans un champ de forces linéaire 28
1.7 Faisceau dans un champ de forces linéaire 35
1.8 Faisceau dans un champ de forces non linéaire 35
1.9 Accroissement maximal de taille d'un faisceau désadapté 37
1.10 Accroissement maximal de l'émittance d'un faisceau désadapté 37
1.11 Principe de compensation de charge d'espace 39
1.12 Réduction progressive du puits de potentiel du faisceau sous l'effet de la compensation de charge d'espace en supposant que la distribution des charges piégées est la même que celle du faisceau 40
1.13 Transport d'un faisceau dans un cylindre de rayon r_L 41

2.1 Section efficace totale d'ionisation en fonction de la vitesse des protons pour quelques gaz 49
2.2 Distribution en énergie des électrons produits par l'ionisation de H_2 par des protons de 30 keV 53
2.3 Section efficace totale d'échange de charge en fonction de la vitesse du proton 53
2.4 Sections efficaces d'excitation du gaz résiduel H_2 par un faisceau de H^+ . . . 54
2.5 Taux de production d'électrons secondaires en fonction de la vitesse du proton incident pour différents matériaux 55
2.6 Section efficace totale d'ionisation en fonction de l'énergie des électrons pour quelques gaz 57

2.7 Section efficace totale de multi-ionisation de l'argon en fonction de l'énergie des électrons pour l'argon . . . 58
2.8 Section efficace totale de multi-ionisation en fonction de l'énergie des électrons pour le krypton . . . 58
2.9 Section efficace totale des réactions (2.21), (2.22) et (2.23) . . . 60
2.10 Section efficace totale d'ionisation des réactions (2.24) et (2.25), (2.26) et (2.27) 62
2.11 Section efficace totale d'échange de charge des réactions (2.28), (2.29), et (2.30) 63
2.12 Section efficace totale des réactions (2.31), (2.32), et (2.33) . . . 64

3.1 Discrétisation du domaine dans le plan (x,y) . . . 68
3.2 Discrétisation temporelle . . . 69
3.3 Dépôt de charge aux nœuds de la grille . . . 69
3.4 Grille principale et grille plus fine . . . 71
3.5 Conditions de Dirichlet . . . 72
3.6 Conditions de Neumann . . . 72
3.7 Dépôt de charge sur une grille unidimensionnelle . . . 73
3.8 Schéma de l'algorithme dit du saute-mouton . . . 75
3.9 Algorithme du code PIC . . . 78
3.10 Algorithme d'un code PIC avec prise en compte des phénomènes collisionnels 80

4.1 Distribution d'un faisceau dans l'espace $(z - x)$ . . . 89
4.2 Rayon d'enveloppe du faisceau résolu numériquement et par simulation . . . 90
4.3 Potentiel de charge d'espace calculé numériquement et analytiquement pour $r_F = 12$ mm . . . 91
4.4 Potentiel de charge d'espace calculé numériquement et analytiquement pour $r_F = 15$ mm . . . 91
4.5 Potentiel de charge d'espace calculé numériquement et analytiquement pour $r_F = 20$ mm . . . 92
4.6 Potentiel de charge d'espace calculé numériquement et analytiquement pour $r_F = 25$ mm . . . 92
4.7 Emittance normalisée du faisceau en fonction de la position longitudinale . . 93
4.8 Distribution des électrons et potentiel électrostatique sur l'axe du faisceau à différents moments de la simulation . . . 95
4.9 Distribution des protons à différents moments de la simulation . . . 96
4.10 Cartes de compensation sur l'axe $z0x$ à différents moments de la simulation . 98
4.11 Evolution temporelle du taux de compensation de charge d'espace dans l'espace de simulation . . . 99
4.12 Evolution temporelle du nombre d'électrons dans le domaine . . . 100
4.13 Carte de compensation à l'état d'équilibre pour différents nombres de macroparticules . . . 102

4.14 Spectre en énergie des électrons à l'état d'équilibre pour différents nombres de macroparticules . . . 103
4.15 Evolution temporelle du nombre de particules neutralisantes par rapport aux particules du faisceau . . . 104
4.16 Carte de compensation à l'état d'équilibre . . . 106
4.17 Spectre en énergie des électrons à l'équilibre pour deux pressions de gaz résiduel 106
4.18 Taux de production d'électrons pour différentes pressions de gaz résiduel . . . 107
4.19 Carte de compensation à l'équilibre . . . 108
4.20 Agrandissement de la figure 4.8(h) . . . 109

5.1 Solénoïde de longueur l traversé par un courant I et lignes de champ . . . 112
5.2 Disposition des aimants pour former un quadrupôle magnétique . . . 116
5.3 Lentille de Einzel avec les courbes d'isopotentielles . . . 118
5.4 Champ magnétique B_z sur l'axe généré par deux solénoïdes . . . 121
5.5 Distribution du faisceau à t = 0,5 μs . . . 122
5.6 Distribution du faisceau à t = 10,0 μs . . . 122
5.7 Distribution des électrons à t = 10,0 μs . . . 123
5.8 Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs . . . 123
5.9 Carte de compensation dans le plan z0y . . . 124
5.10 Evolution temporelle de l'émittance finale normalisée . . . 125
5.11 Champ magnétique B_z sur l'axe généré par deux solénoïdes . . . 125
5.12 Distribution du faisceau à t = 0,5 μs . . . 126
5.13 Distribution du faisceau à t = 10,0 μs . . . 127
5.14 Distribution des électrons à t = 10,0 μs . . . 127
5.15 Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs . . . 128
5.16 Carte de compensation dans le plan z0y . . . 129
5.17 Evolution temporelle de l'émittance finale normalisée . . . 129
5.18 Champ magnétique B_y sur l'axe généré par le système de deux doublets de quadrupôles . . . 130
5.19 Distribution du faisceau à t = 0,5 μs . . . 131
5.20 Distribution du faisceau à t = 10,0 μs . . . 132
5.21 Distribution des électrons à t = 10,0 μs . . . 132
5.22 Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs . . . 133
5.23 Distribution du faisceau à t = 0,5 μs . . . 133
5.24 Distribution du faisceau à t = 10,0 μs . . . 134
5.25 Distribution des électrons à t = 10,0 μs . . . 134
5.26 Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs . . . 135
5.27 Carte de compensation dans le plan $z0x$ . . . 135
5.28 Carte de compensation dans le plan $z0y$ . . . 136
5.29 Evolution temporelle de l'émittance finale normalisée . . . 137
5.30 Champ électrique E_z sur l'axe généré par deux lentilles de Einzel . . . 138

5.31 Distribution du faisceau à t = 0,5 μs 138
5.32 Distribution du faisceau à t = 10,0 μs 139
5.33 Distribution des électrons à t = 10,0 μs 139
5.34 Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs 140
5.35 Carte de compensation dans le plan $z0x$ 140
5.36 Evolution temporelle de l'émittance finale normalisée 142

6.1 Profil des électrodes du système d'extraction 147
6.2 Potentiel électrostatique du système d'extraction 147
6.3 Ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF avec les solénoïdes 148
6.4 Gradient de pression 149
6.5 Ligne basse énergie de l'accélérateur MYRRHA avec les solénoïdes 151
6.6 Extraction du faisceau de deutérons simulée par AXCEL 152
6.7 Distribution des particules du faisceau dans l'espace des phases à la sortie du système d'extraction 152
6.8 Distribution des particules du faisceau dans l'espace des phases au début du domaine de simulation 154
6.9 Champ accélérateur E_z du système d'extraction de IFMIF en $r = 0$ 155
6.10 Champ magnétique B_z des deux solénoïdes de la LBE de l'accélérateur IFMIF sur l'axe du faisceau 156
6.11 Champ magnétique B_z des deux solénoïdes de la LBE de l'accélérateur MYRRHA sur l'axe du faisceau 156
6.12 Distribution du faisceau à t = 2,0 μs 157
6.13 Distribution du faisceau à t = 5,0 μs 158
6.14 Distribution du faisceau à t = 10,0 μs 158
6.15 Distribution du faisceau à t = 30,0 μs 159
6.16 Carte de compensation à t = 2,0 μs 159
6.17 Carte de compensation à t = 5,0 μs 160
6.18 Carte de compensation à t = 10,0 μs 160
6.19 Carte de compensation à t = 30,0 μs 161
6.20 Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E 162
6.21 Distribution du faisceau à t = 2,0 μs 163
6.22 Distribution du faisceau à t = 5,0 μs 164
6.23 Distribution du faisceau à t = 10,0 μs 164
6.24 Distribution du faisceau à t = 30,0 μs 165
6.25 Evolution temporelle du nombre de macroparticules d'ions du faisceau passant au travers du cône 165
6.26 Carte de compensation à t = 2,0 μs 166
6.27 Carte de compensation à t = 5,0 μs 167
6.28 Carte de compensation à t = 10,0 μs 167
6.29 Carte de compensation à t = 30,0 μs 168

6.30 Evolution temporelle du nombre d'électrons secondaires 169
6.31 Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E 169
6.32 Evolution temporelle du nombre d'ions du faisceau 171
6.33 Carte de compensation à t = 30,0 μs 171
6.34 Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E 172
6.35 Evolution temporelle du nombre d'ions du faisceau 173

7.1 Schéma d'une coupelle de Faraday avec des repousseurs magnétique et électrique d'électrons secondaires 176
7.2 Schéma de fonctionnement de l'émittancemètre 177
7.3 Schéma de la ligne IFMIF avec position de l'émittancemètre 179
7.4 Carte de compensation à l'équilibre en présence d'une plaque de tungstène à la masse 180
7.5 Carte de compensation à l'équilibre en présence d'une plaque de tungstène à la masse émettrice d'électrons secondaires 180
7.6 Distribution du faisceau dans l'espace $(y,y^{'})$ mesurée expérimentalement . . 181
7.7 Cas A : distribution du faisceau dans l'espace $(y,y^{'})$ 182
7.8 Cas B : distribution du faisceau dans l'espace $(y,y^{'})$ 182
7.9 Schéma de la ligne MYRRHA position des émittancemètres 184
7.10 Distribution du faisceau de protons à l'état stationnaire 184
7.11 Distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ mesurée expérimentalement . . 185
7.12 Cas A : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ 185
7.13 Cas B : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ 186
7.14 Distribution du faisceau de protons à l'état stationnaire 187
7.15 Distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ mesurée expérimentalement . . 187
7.16 Cas A : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ 188
7.17 Cas B : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ 188
7.18 Schéma du principe d'un hacheur 190
7.19 Schéma de la ligne IFMIF avec la position du hacheur 191
7.20 Évolution temporelle du potentiel du hacheur lors de sa mise hors tension . . 192
7.21 Distribution du faisceau de deutons à t_0 193
7.22 Carte de compensation à t_0 dans le plan $z0y$ 193
7.23 Distribution du faisceau de deutons à t = 2,5 μs 194
7.24 Distribution du faisceau de deutons à t = 5 μs 194
7.25 Distribution du faisceau de deutons à t = 20 μs 194
7.26 Évolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E 195
7.27 Schéma de la ligne MYRRHA avec la position du hacheur 196
7.28 Évolution temporelle du potentiel du hacheur lors de sa mise hors tension . . 197
7.29 Distribution du faisceau de protons à t_0 197
7.30 Distribution du faisceau de protons à $t_0 + 500$ ns 198
7.31 Distribution du faisceau de protons à $t_0 + 25$ μs 198

7.32 Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E 199

B.1 Distribution des électrons à t = 2,0 μs 207
B.2 Distribution des électrons à t = 5,0 μs 208
B.3 Distribution des électrons à t = 10,0 μs 208
B.4 Distribution des électrons à t = 30,0 μs 209
B.5 Distribution des ions D_2^+ à t = 2,0 μs 209
B.6 Distribution des ions D_2^+ à t = 5,0 μs 210
B.7 Distribution des ions D_2^+ à t = 10,0 μs 210
B.8 Distribution des ions D_2^+ à t = 30,0 μs 211
B.9 Distribution des ions Kr^+ à t = 2,0 μs 211
B.10 Distribution des ions Kr^+ à t = 5,0 μs 212
B.11 Distribution des ions Kr^+ à t = 10,0 μs 212
B.12 Distribution des ions Kr^+ à t = 30,0 μs 213
B.13 Distribution des électrons secondaires à t = 2,0 μs 214
B.14 Distribution des électrons secondaires à t = 5,0 μs 214
B.15 Distribution des électrons secondaires à t = 10,0 μs 215
B.16 Distribution des électrons secondaires à t = 30,0 μs 215
B.17 Distribution des protons à t = 2,0 μs 216
B.18 Distribution des protons à t = 10,0 μs 217
B.19 Distribution des protons à t = 20,0 μs 217
B.20 Distribution des protons à t = 40,0 μs 218
B.21 Distribution des électrons à t = 2,0 μs 218
B.22 Distribution des électrons à t = 10,0 μs 219
B.23 Distribution des électrons à t = 20,0 μs 219
B.24 Distribution des électrons à t = 40,0 μs 220
B.25 Distribution des ions H_2^+ à t = 2,0 μs 220
B.26 Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs 221
B.27 Distribution des ions H_2^+ à t = 20,0 μs 221
B.28 Distribution des ions H_2^+ à t = 40,0 μs 222
B.29 Distribution des ions Ar^+ à t = 2,0 μs 222
B.30 Distribution des ions Ar^+ à t = 10,0 μs 223
B.31 Distribution des ions Ar^+ à t = 20,0 μs 223
B.32 Distribution des ions Ar^+ à t = 40,0 μs 224
B.33 Carte de compensation à t = 2,0 μs 224
B.34 Carte de compensation à t = 10,0 μs 225
B.35 Carte de compensation à t = 20,0 μs 225
B.36 Carte de compensation à t = 40,0 μs 226
B.37 Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E 226
B.38 Distribution des protons à t = 2,0 μs 227
B.39 Distribution des protons à t = 10,0 μs 227

B.40 Distribution des protons à t = 20,0 μs 228
B.41 Distribution des protons à t = 40,0 μs 228
B.42 Distribution des électrons secondaires à t = 2,0 μs 229
B.43 Distribution des électrons secondaires à t = 10,0 μs 229
B.44 Distribution des électrons secondaires à t = 20,0 μs 230
B.45 Distribution des électrons secondaires à t = 40,0 μs 230
B.46 Carte de compensation à t = 2,0 μs 231
B.47 Carte de compensation à t = 10,0 μs 231
B.48 Carte de compensation à t = 20,0 μs 232
B.49 Carte de compensation à t = 40,0 μs 232
B.50 Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E 233
B.51 Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E 234
B.52 Evolution temporelle du nombre d'ions du faisceau 235

C.1 Distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ mesurée expérimentalement . . 241
C.2 Cas A : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ 242
C.3 Cas B : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ 242
C.4 Distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ mesurée expérimentalement . . 243
C.5 Cas A : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ 244
C.6 Cas B : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ 244
C.7 Distribution des ions D_2^+ au temps t_0 245
C.8 Distribution des ions Kr^+ au temps t_0 246
C.9 Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps t_0 246
C.10 Distribution des électrons secondaires au temps t_0 247
C.11 Distribution des ions D_2^+ au temps $t = 2{,}5\,\mu$s 247
C.12 Distribution des ions D_2^+ au temps $t = 5\,\mu$s 248
C.13 Distribution des ions D_2^+ au temps $t = 20\,\mu$s 248
C.14 Distribution des ions Kr^+ au temps $t = 2{,}5\,\mu$s 249
C.15 Distribution des ions Kr^+ au temps $t = 5\,\mu$s 249
C.16 Distribution des ions Kr^+ au temps $t = 20\,\mu$s 250
C.17 Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps $t = 2{,}5\,\mu$s 250
C.18 Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps $t = 5\,\mu$s 251
C.19 Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps $t = 20\,\mu$s 251
C.20 Distribution des électrons secondaires au temps $t = 2{,}5\,\mu$s 252
C.21 Distribution des électrons secondaires au temps $t = 5\,\mu$s 252
C.22 Distribution des électrons secondaires au temps $t = 20\,\mu$s 253
C.23 Distribution des ions H_2^+ au temps t_0 254
C.24 Distribution des électrons au temps t_0 254
C.25 Distribution des ions Ar^+ au temps t_0 255
C.26 Distribution des électrons secondaires au temps t_0 255
C.27 Distribution des ions H_2^+ au temps $t = 0{,}5\,\mu$s 256

C.28 Distribution des ions H_2^+ au temps $t = 20\,\mu$s 256
C.29 Distribution des ions Ar^+ au temps $t = 0{,}5\,\mu$s 257
C.30 Distribution des ions Ar^+ au temps $t = 20\,\mu$s 257
C.31 Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps $t = 0{,}5\,\mu$s 258
C.32 Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps $t = 20\,\mu$s 258
C.33 Distribution des électrons secondaires au temps $t = 0{,}5\,\mu$s 259
C.34 Distribution des électrons secondaires au temps $t = 20\,\mu$s 259

Liste des tableaux

2.1 Paramètres d'ajustement pour la section efficace d'ionisation de différents gaz par des protons 49
2.2 Paramètres d'ajustement pour la section efficace différentielle du modèle de Rudd 51
2.3 Energie d'ionisation I et nombre d'électrons N par couche de quelques gaz . 52
2.4 Paramètres d'ajustement et énergie d'ionisation pour la section efficace d'ionisation des protons sur différents gaz. 57

7.1 Paramètres de Twiss du faisceau de deutons en z_E 183
7.2 Paramètres de Twiss du faisceau de protons en z_E 186
7.3 Paramètres de Twiss du faisceau de protons en z_E 189

C.1 Valeurs numériques des grandeurs utilisées dans le calcul d'erreur 240
C.2 Valeurs numériques des grandeurs utilisées dans le calcul d'erreur 240
C.3 Paramètres de Twiss du faisceau de protons en z_E, condition 3 243
C.4 Paramètres de Twiss du faisceau de protons en z_E, condition 4 245

Constantes physiques

Vitesse de la lumière dans le vide	c	$= 299\ 792\ 458$ m.s^{-1}
Masse de l'électron	m_e	$= 9{,}109\ 383\ 56 \times 10^{-31}$ kg
Masse du proton	m_p	$= 1{,}672\ 621\ 898 \times 10^{-27}$ kg
Permittivité diélectrique du vide	ε_0	$= 8{,}854\ 187\ 817 \times 10^{-12}$ A^2.s^4.kg^1.m^{-3}
Perméabilité magnétique du vide	μ_0	$= 4\pi\times 10^{-7}$ kg.m.A^{-2}.s^{-2}
Charge élémentaire	e	$= 1{,}602\ 176\ 620 \times 10^{-19}$ A.s
Rayon de Bohr	a_0	$= 5{,}291\ 772\ 106 \times 10^{-11}$ m
Constante de Boltzmann	k_B	$= 1{,}380\ 648\ 52 \times 10^{-23}$ J.K^{-1}
Electron-volt	1 eV	$= 1{,}602\ 176\ 565 \times 10^{-19}$ J

Introduction

La science ? elle disparaîtra car imparfaite est notre science.

Saint Paul, 1 Cor. 13,8-9

L'importance des accélérateurs d'ions de haute intensité est devenue, dans les dernières décennies, de plus en plus marquée. En effet, les applications des faisceaux d'ions qu'elles soient à des fins académiques ou industrielles demandent en général un flux de particules de plus en plus élevé. Aussi, la thématiques des faisceaux de haute intensité (de quelques milliampères à la centaine de milliampères) et plus généralement celle des faisceaux de haute puissance (de l'ordre de la centaine de kilowatts au mégawatt) a pris une importance particulière dans la communauté de la physique des accélérateurs.

1 Les applications et les machines dédiées

Dans ce paragraphe, on présente brièvement les principaux domaines d'application des faisceaux de haute puissance ainsi que les machines, existantes ou à l'état de projet, permettant d'accélérer de tels faisceaux.

1.1 La physique nucléaire

Afin d'améliorer notre connaissance des noyaux de la charte des nucléides et d'explorer plus précisément la matière nucléaire, il convient de produire et d'accélérer des faisceaux d'ions intenses réagissant avec différentes cibles pour produire, par exemple, des noyaux exotiques. Ces noyaux exotiques permettront aux physiciens d'étudier les propriétés fondamentales des interactions entre nucléons qui assurent la cohésion de la matière à l'échelle nucléaire ou bien qui sont responsables de la désintégration du noyau atomique [1].

L'accélérateur SPIRAL 2 (Système de production d'Ions Radioactifs en Ligne de 2e génération) accélérera des faisceaux d'intensité 5 mA à une énergie de 33 MeV pour des protons et de 40 MeV pour des deutérons [2]. Il fournira également des faisceaux d'ions lourds stables de très hautes intensités. Les réactions induites par ces faisceaux stables sur différentes cibles permettront de produire des noyaux exotiques à des intensités inégalées.

Le projet FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) de GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH), en Allemagne, rassemble autour d'une même installation plusieurs axes de recherche : la physique des noyaux exotiques, l'étude des réactions d'ions lourds (plusieurs dizaines de GeV par nucléon), la physique des plasmas, la physique atomique et la physique hadronique avec des collisions protons-antiprotons. Pour cette dernière thématique de recherche, un linac à proton, actuellement en construction, accélérera un faisceau de protons de cycle utile [1] de 4 % d'intensité crête de 35 mA à une énergie de 70 MeV [3].

1.2 La physique des particules

Le modèle standard de la physique des particules, élaborée dans les années 1960-70, est la théorie qui décrit la structure ultime de la matière. Cette théorie propose à ce jour la meilleure description des constituants fondamentaux de la matière et des forces qui s'exercent entre eux. Le redémarrage réussi du LHC en 2009 et la découverte du Boson de Higgs en 2012 ont apporté une preuve expérimentale supplémentaire du fondement du modèle standard. Les expériences de physique des particules nécessitent des collisionneurs de haute luminosité afin de pouvoir observer des phénomènes ayant une probabilité d'occurrence très faible.

Les accélérateurs linéaires de haute puissance vont jouer le rôle d'injecteur pour ces collisionneurs de particules.

Par exemple, l'accélérateur Linac4, au CERN, en cours de mise en service au CERN, accélérera des ions H^- d'intensité 80 mA à une énergie de 160 MeV et à un cycle utile de 0,08 %. Il sera utilisé afin de remplacer l'actuel injecteur Linac2 du Proton Synchrotron Booster (PSB) du LHC. L'objectif de ce nouveau linac est d'augmenter la luminosité du faisceau hors du PSB d'un facteur 2, ce qui permet une mise à niveau des injecteurs du LHC pour une intensité plus élevée et finalement une augmentation de la luminosité du LHC [4].

1. On appelle cycle utile le rapport entre la durée d'une pulsation de faisceau sur le temps en séparant deux consécutives. Un faisceau continu présente un cycle utile de 100 %.

1.3 La production de neutrons

Les sources de neutrons thermiques et épithermiques

Les neutrons constituent un outil fondamental permettant non seulement d'étudier la structure de la matière à des échelles allant de l'angström au micromètre mais aussi d'étudier la dynamique de processus physiques sur des échelles d'énergie allant de 100 meV à quelques eV. Les neutrons sont utilisés aussi bien en recherche fondamentale (chimie, sciences des matériaux, biologie) que dans l'industrie pour des applications telles que l'imagerie neutronique ou les tests de composants électroniques durcis.

Les installations produisant des neutrons utilisent majoritairement des réacteurs nucléaires de recherche construits dans les années 1960 à 1970 qui sont amenés à être fermées à cause de leur âge et du durcissement de la réglementation sur les installations nucléaires en Europe. Le remplacement de ce parc de réacteurs pour ce type d'application est aujourd'hui confronté à l'évolution défavorable des opinions publiques de nombreux pays vis-à-vis des réacteurs nucléaires et à l'exigence de non-prolifération. Dans ce contexte, les faisceaux d'ions légers de haute puissance présentent une alternative attractive pour la production de neutrons.

Les sources de spallations

Dans le cas des sources de spallation, les neutrons sont produits via l'interaction entre un faisceau intense d'ions légers (H^+, D^+) portés à haute énergie (de plusieurs centaines de MeV à quelques GeV) et une cible de métal (W, Pb). Les neutrons seront ensuite thermalisés par un modérateur. Les sources de spallation produisent des flux importants de neutrons au niveau de la cible, de l'ordre de 10^{17}n.s^{-1}).

La source de spallation SNS, aux Etats-Unis, est en opération depuis 2006 [5]. D'autres sources de spallation sont aujourd'hui en construction en Chine (CSNS) et en Europe (ESS). L'accélérateur d'ESS produira des neutrons grâce à un faisceau d'ions H^+ d'intensité 62,5 mA portés à une énergie de 2 GeV avec un cycle utile de 4 % interagissant avec une cible de tungstène [6].

Les sources compactes de neutrons

L'augmentation de l'intensité des accélérateurs d'ions légers dans la gamme d'énergie de 3 à 50 MeV offre la possibilité de réaliser des sources de neutrons plus compactes, moins chères et plus flexibles. Le flux de neutrons produit est de plusieurs ordres de grandeur inférieurs aux sources de spallations (de l'ordre de 10^{13}-10^{14} n.s^{-1}) mais les sources compactes constituent néanmoins une solution complémentaire à des installations du type d'ESS.

Le faible coût relatif des sources de neutrons compactes permet à des centres de recherche nationaux ou des universités de se doter de ce type d'instrument. Ainsi, plusieurs pays disposent ou construisent des sources basées sur des accélérateurs de protons ou de deutérons à des énergies comprises entre 3 et quelques dizaines de MeV. Aux Etats-Unis, la source Low Energy Neutron Source, située sur le campus de l'université d'Indiana, produit des neutrons à partir de protons accélérés à 13 MeV [7]. Au Japon, plusieurs universités ou centres de recherche disposent d'installations en opération (Kyoto, Riken) ou en projet (Nagoya, Tohoku, Kyushu, Tokai-Ibaraki...). Ces installations sont regroupées dans le réseau Japan Collaboration on Accelerator-driven Neutron Sources [8]. La Chine dispose de l'installation PKUNIFTY [9] dédiée à l'imagerie neutronique et construit actuellement une source plus intense, CPHS [10].

Le projet israélien SARAF (Soreq Applied Research Accelerator Facility) fournira une source intense de neutrons rapides et de noyaux radioactifs en vue d'explorer les réactions nucléaires et de produire des radionucléides pour la médecine nucléaire. Leur modération permettra aussi de produire suffisamment de neutrons thermiques pour réaliser les fonctions actuellement possibles seulement au sein d'un réacteur nucléaire (par exemple, la neutrographie). Ces neutrons seront produits par l'interaction d'un faisceau de 5 mA de protons ou de deutons d'énergie 40 MeV des cibles spécifiques en lithium ou béryllium. [11].

Les sources de neutrons pour l'énergie

Les champs d'application des sources de neutrons décrites dans cette section sont liés au domaine de la production d'énergie.

Les ADS : le projet MYRRAH Les réacteurs de troisième générations, appelés EPR (European Pressurized Reactor) se veulent plus économiques et plus performants que les réacteurs de deuxième génération ou réacteurs à eau pressurisée (REP). Ces gains en com-

pétitivité résulteraient d'un rendement de 37 % au lieu de 34 %, d'une utilisation meilleure du combustible (le taux de combustion ou énergie produite par tonne de combustible serait porté de 45 à 60 GWj/tonne). La durée de vie attendue de ces réacteurs serait de 60 ans au lieu de 40 ans. Toutefois, les EPR, au même titre que les REP, sont générateurs de quantités non négligeables de déchets radiotoxiques à longue durée de vie. Parmi eux, les actinides mineurs constituent une très petite minorité, environ 600 grammes par tonne de combustible irradié soit 0,2 % mais représentent à eux seuls 95 % de la radiotoxicité [12]. Une solution pour résoudre ce problème consisterait en la transmutation de ces actinides mineurs, induite par des neutrons rapides au sein de systèmes dédiés sous-critiques. La source "externe" de neutrons est alors fournie via l'interaction d'un accélérateur de particules de forte puissance qui envoie un faisceau de protons sur une cible de spallation placée au sein du réacteur sous-critique. C'est le concept de l'ADS (Accelerator Driven System). L'accélérateur est le moteur du système ADS. Sans cet apport, le cœur sous-critique ne possède pas suffisamment de matière fissile pour atteindre la criticité [2].

Le projet MYRRHA, pour Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications (Réacteur de recherche multifonctionnel hybride pour applications de hautes technologies), est un prototype précurseur pour la démonstration du concept de réacteur nucléaire piloté par un accélérateur de protons.

Dans la conception de référence actuelle de l'accélérateur MYRRHA, l'accélérateur sera capable de fournir un faisceau continu de protons avec une énergie de 600 MeV et un courant maximum de 4 mA [13] comme schématisé sur la figure 1.

Conduit en grande partie par le SCK-CEN (Centre d'étude de l'énergie nucléaire), MYRRHA est le premier prototype d'un réacteur nucléaire piloté par un accélérateur de particules. Ce projet européen, financé principalement par le gouvernement belge, sera réalisé en 3 phases :

1. Système d'injection et accélérateur jusqu'à 100 MeV
2. Extension du Linac jusqu'à 600 MeV
3. Construction du réacteur et de la cible de spallation

2. Dans un réacteur, le facteur de criticité k représente, pour chaque fission, le nombre moyen de neutrons provoquant une fission. La valeur de k détermine si la réaction en chaîne prend un tour explosif ($k > 1$) ou non ($k < 1$). La criticité doit rester égale à 1 dans un réacteur.

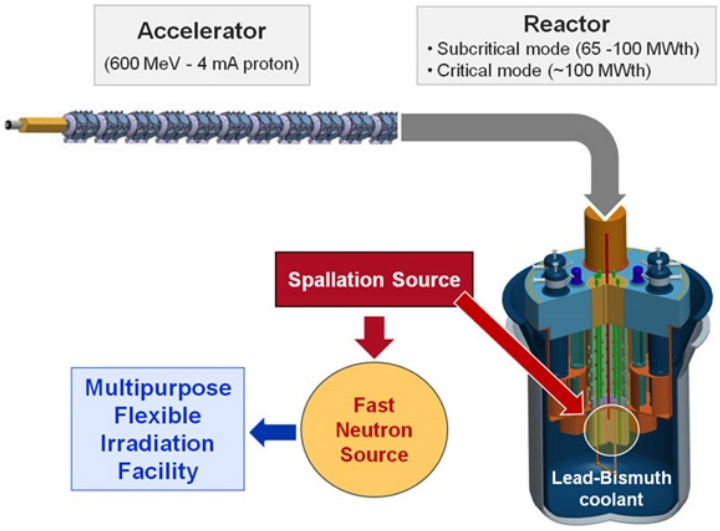


FIGURE 1 – Schéma du principe de l'ADS

En 2024, la phase 1 doit être entièrement réalisée et le lancement des phases 2 et 3 doit débuter. Les phases 2 et 3 peuvent être menées en parallèle [14].

L'irradiation des matériaux pour la fusion Dans les centrales à fusion (type ITER), des neutrons seront présents à des flux de l'ordre de 10^{18} $m^{-2}s^{-1}$ et interagiront avec les parois du réacteur. La principale source de dégradation des matériaux dans ces centrales est le dommage structurel qui est généralement quantifié en termes de "déplacements par atome" (dpa). Le dpa est une unité décrivant la dégradation des matériaux, indiquant le nombre moyen de déplacements subis par un atome du matériau. Dans le cadre du projet ITER, les dommages structurels dans les aciers du réacteur ne dépasseront pas 2 dpa à la fin de sa durée de vie utile. La création de dommages dans une centrale à fusion devrait atteindre 15 dpa par an [15]. Afin d'étudier les matériaux qui pourraient constituer les futures centrales de fusion, il est nécessaire de disposer d'une source qui produira des neutrons avec un spectre en énergie semblable à ceux des neutrons présents dans un réacteur de fusion (deutérium-tritium) et avec un flux suffisament important.

L'accélérateur du projet IFMIF pour International Fusion Materials Irradiation Facility (Installation internationale pour l'irradiation des matériaux de fusion) s'incrit dans le cadre de

l'approche élargie de recherche de production d'énergie par fusion nucléaire. IFMIF produira des neutrons avec un spectre en énergie proche de ceux des neutrons présents dans un réacteur de fusion par bombardement d'une cible de lithium liquide par un faisceau de deutérons d'énergie cinétique 40 MeV. Afin de produire un flux de neutrons comparables à ceux des réacteurs à fusion, un faisceau de deutérons d'intensité 250 mA et d'énergie cinétique 40 MeV doit être accéléré. Pour répondre à une telle spécification, deux accélérateurs identiques délivreront chacun un faisceau de deutérons d'intensité faisceau de 125 mA [16].

2 Les différents composants d'un accélérateur linéaire de haute puissance

Les accélérateurs linéaires (désigné par "linac" pour linear accelerator) sont les machines les plus adaptées pour produire et accélérer des faisceaux d'ions légers de haute intensité.

Nous donnons ici les principales sections constituant un accélérateur linéaire de haute puissance typique dont la représentation est donnée sur la figure 2.

FIGURE 2 – Schéma des différents composants d'un accélérateur linéaire (pas à l'échelle)

2.1 La source d'ions

Afin de produire des faisceaux d'ions de haute intensité, une source E.C.R. (Électron Cyclotron Résonance) est généralement utilisée. C'est une enceinte où un plasma est confiné à l'aide d'un champ magnétique. Le plasma est chauffé par une source de puissance radiofréquence (magnétron ou klystron). Les électrons sont accélérés par résonance entre le champ magnétique et la fréquence du générateur R.F. Les ions produits dans le plasma sont extraits de la source par un jeu d'électrodes constituant une première accélération et qui fixe la taille et la divergence initiale du faisceau.

2.2 La ligne basse énergie (LBE)

Elle est située juste après la source d'ions. Son rôle est de transporter et d'adapter le faisceau de la source d'ions jusqu'à la structure accélératrice suivante, généralement un quadrupôle radio-fréquence. A titre indicatif, l'énergie d'un faisceau d'ions transporté dans une LBE est de l'ordre de quelques dizaines à la centaine de keV.

2.3 Le quadrupôle radio-fréquence (RFQ)

Le RFQ est la première structure accélératrice de la ligne, accélérant le faisceau jusqu'à plusieurs MeV. Il a une triple fonction :

1. Recevoir un faisceau continu en entrée et mettre les particules du faisceau en paquets à la fréquence choisie
2. Focaliser le faisceau dans les deux directions transversales par l'action d'un champ électrique
3. Accélérer le faisceau grâce à un champ modulé longitudinalement

Une photo d'une section de RFQ est donnée sur la figure 3.

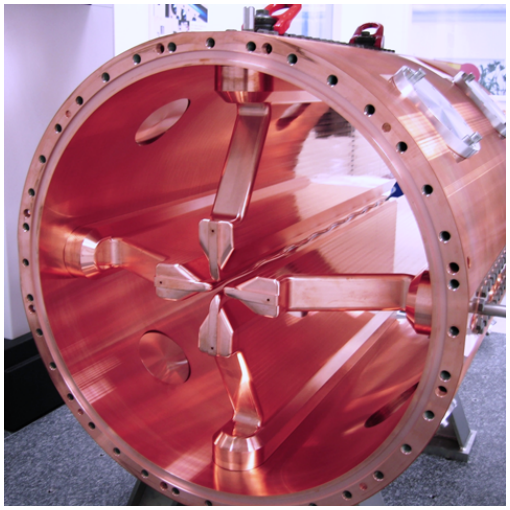


FIGURE 3 – Quadrupôle radio-fréquence

On trouvera une description complète de la dynamique des faisceaux intenses dans un RFQ dans [17].

2.4 La section accélératrice haute énergie

Le but de cette section est, d'une part, d'accélérer le faisceau jusqu'à l'énergie désirée et, d'autre part, de transporter les particules chargées autour de la trajectoire rectiligne de référence. La focalisation transversale est assurée par un champ magnétique produit par des solénoïdes ou des quadripôles magnétiques. Le champ électrique induit par des cavités radio-fréquence permet d'accélérer le faisceau. Il s'agit en général de la partie la plus longue du linac. A titre d'exemple, l'ensemble LBE et RFQ de l'accélérateur ESS mesure environ 7 m tandis qu'il faut à peu près 350 m pour que les protons soient amenés jusqu'à l'énergie de 2 GeV requis.

Pour les accélérateurs fonctionnant à des cycles utiles faibles (de quelques pourcents jusqu'à une dizaine de pourcents) un Drift Tube Linac (DTL) est en général placé après le RFQ pour reprendre le faisceau de quelques MeV et l'accélérer jusqu'à plusieurs dizaines de MeV ($0{,}04 < \beta < 0{,}4$).

On représente sur la figure 4 un schéma de principe de la structure d'un DTL-Alvarez qui est un cas particulier de DTL.

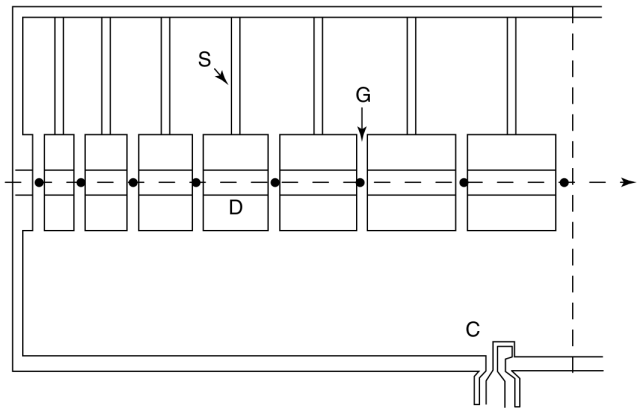


FIGURE 4 – DTL-Alvarez

Les particules mises en paquet sont accélérées par un champ électrique dans les intervalles G. Les tubes de glissement D sont à la masse de sorte que le faisceau ne soit pas affecté par le champ électrique lorsque celui-ci est décélérateur. Les tubes de glissement sont soutenus par des tiges S. La cavité est excitée par une onde R.F. stationnaire.

La focalisation est réalisée par des quadripôles magnétiques situés à l'intérieur des tubes de glissement ou entre les cavités.

S'ensuivent des cavités, le plus souvent supraconductrices (voir figure 5), conçues de manière à obtenir une structure accélératrice permettant d'atteindre des énergies de faisceau de plusieurs centaines de MeV voire du GeV ($0{,}4 < \beta < 1$).

FIGURE 5 – Cavité supraconductrice en niobium

Pour les accélérateurs délivrant un faisceau continu (ou même pour des cycles utiles au-delà de la dizaine de pourcents) de haute intensité, l'utilisation de cavités en conducteur classique (types DTL) représente un défi majeur dû a d'importants dépôts de puissance liés aux pertes thermiques qui rendent la stabilisation de la cavité très délicate. C'est pourquoi, la majorité des projets d'accélérateurs continus de haute puissance comme IFMIF, SARAF ou SPIRAL2 ont fait le choix d'utiliser des cavités radio-fréquences accélératrices supraconductrices immédiatement après le RFQ.

3 Le transport du faisceau dans la ligne basse énergie

La dynamique d'un faisceau intense, particulièrement à basse énergie, est dominée par le champ de charge d'espace. Ce champ électromagnétique est auto-induit par le faisceau lui-même et peut causer un agrandissement de la taille transversale de celui-ci, la formation de halo [18] et finalement générer des pertes de faisceau dans l'accélérateur.

Cependant, dans la ligne de basse énergie, un autre phénomène physique intervient dans le transport du faisceau. En effet, du gaz résiduel, provenant de la source d'ions et du déga-

zage des matériaux sous vide, est toujours présent dans la LBE. Lors de son transport dans cette ligne, le faisceau va ioniser ce gaz et créer deux particules chargées (électron et ion) de signes opposés. Celles de même signe que les particules du faisceau vont être repoussées par celui-ci tandis que celles de signe opposé vont s'accumuler progressivement dans le faisceau et contribuer à la réduction du champ de charge d'espace. C'est ce que l'on appelle la compensation de la charge d'espace. Il s'agit d'un phénomène dépendant du temps.

L'objectif de cette thèse est donc d'améliorer notre compréhension du phénomène de compensation de charge d'espace. En effet, ce phénomène est peu étudié et il existe peu de données le caractérisant. Afin d'obtenir des valeurs quantitatives des grandeurs caractérisant la compensation de charge d'espace dans les LBE, j'ai effectué des simulations numériques, m'efforçant de reproduire de manière aussi rigoureuse que possible les phénomènes physiques se produisant dans ces lignes. Par ailleurs des campagnes expérimentales ont été menées sur les lignes basse énergie des accélérateurs des projets MYRRHA et IFMIF afin de collecter des données qui peuvent être confrontées aux simulations.

En définitive, une meilleure compréhension du phénomène de compensation de charge d'espace permettra d'optimiser le transport de faisceaux dans les LBE des accélérateurs de haute intensité ainsi que de concevoir plus efficacement les futures machines.

4 Plan du manuscrit

Afin de répondre aux objectifs susmentionnés, le manuscrit sera articulé en deux parties :

- La première partie donnera les aspects et la problématique de la dynamique des faisceaux intenses dans les lignes basse énergie comprenant :
  - Le premier chapitre qui décrira les principes généraux qui caractérisent le transport d'un faisceau intense d'ions dans une ligne basse énergie.
  - Le deuxième chapitre qui donnera les réactions physiques résultant de l'interaction entre le faisceau d'ions et son environnement.
  - Le troisième chapitre qui mentionnera les méthodes et techniques utilisées dans les codes numériques dédiés au transport de faisceaux intenses à basse énergie.
- La seconde partie présentera les différents résultats de simulations avec :
  - Le premier chapitre qui exposera des résultats et des analyses dans le cas d'un transport de faisceau dans un espace de glissement.

— Le deuxième chapitre qui décrira les différents moyens de focalisation pour transporter un faisceau dans une ligne basse énergie et les résultats associés à ces différents transports.

— Le troisième chapitre qui mentionnera les influences des réactions physiques les plus probables sur le transport d'un faisceau dans une ligne basse énergie déjà existante.

— Enfin, le dernier chapitre qui donnera tout d'abord les résultats de simulations de diagnostics de faisceau comparés à des données expérimentales puis il présentera l'influence d'un hacheur de faisceau sur la compensation de la charge d'espace.

Première partie

Aspects généraux et problématique de la dynamique des faisceaux intenses d'ions dans les lignes basse énergie

Chapitre 1

Principes de dynamique des faisceaux d'ions dans les lignes basse énergie

> La science n'a jamais tout à fait raison, mais elle a rarement tout à fait tort, et, en général, elle a plus de chance d'avoir raison que les théories non scientifiques. Il est donc rationnel de l'accepter à titre d'hypothèse.
>
> Bertrand Russell

Dans ce chapitre, on se propose de rappeler les principes fondamentaux et les modèles physiques décrivant la dynamique des faisceaux intenses d'ions dans une ligne basse énergie. Dans un premier temps, on décrira la charge d'espace et ses conséquences sur le transport du faisceau.
Dans une seconde partie, nous aborderons le phénomène de compensation de charge d'espace, point central de cette thèse.

1.1 La charge d'espace

1.1.1 Introduction

Considérons le cas de deux particules de charge identique q distantes de r.
Lorsque ces deux particules sont au repos, une force dite coulombienne s'exerce sur chacune

d'entre elles. Elle est donnée par la relation suivante :

$$\overrightarrow{F}^{E}_{qq} = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\overrightarrow{r}}{r^3} \tag{1.1}$$

Etant donné que les particules ont la même charge, la force de Coulomb $\overrightarrow{F}^{E}_{qq}$ est à caractère répulsif et repoussera donc les particules l'une par rapport à l'autre, comme illustré sur la figure 1.1.

FIGURE 1.1 – Force coulombienne répulsive entre deux particules de même charge

Si ces particules se déplacent dans le même sens à la vitesse $v = \beta c$, elles produisent deux courants parallèles qui induisent un champ magnétique B faisant apparaître une force $\overrightarrow{F}^{M}_{qq}$ telle que :

$$\overrightarrow{F}^{M}_{qq} = q\overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B} \tag{1.2}$$

Cette force a pour conséquence d'attirer les particules l'une par rapport à l'autre comme schématisé sur la figure 1.2.

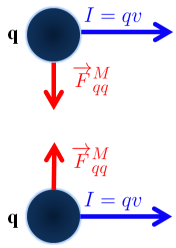


FIGURE 1.2 – Force magnétique attractive entre deux particules de même charge

Dans un accélérateur, on considère un ensemble de particules dont l'impulsion dans une direction est supérieure à sa dispersion : c'est un faisceau. Cela se traduit par le fait que

les trajectoires des particules du faisceau obéissent à l'approximation paraxiale , c'est-à-dire que leurs vitesses transversales sont faibles devant la vitesse longitudinale. Ce qui nous fait affirmer que :

$$\langle p_z \rangle^2 > \langle p_x \rangle^2 + \langle p_y \rangle^2 + \left\langle (p_z - \langle p_z \rangle)^2 \right\rangle \tag{1.3}$$

avec $p_x = \gamma m v_x$, $p_y = \gamma m v_y$ et $p_z = \gamma m v_z$ l'impulsion de la particule.

Dans le cas d'un faisceau, les particules possèdent la même charge électrique et subissent donc des forces coulombiennes répulsives. Chacune des particules est soumise à l'intégralité des forces excercées par toutes les autres particules. Etant donné que toutes les particules du faisceau se déplacent dans le même sens, elles induisent un champ magnétique B et donc une force les attirant les unes par rapport aux autres.

La force de charge d'espace résultante est donc la force électromagnétique induite par le faisceau lui-même qui agit sur les particules du faisceau, comme la somme de la force électrique répulsive et de la force magnétique attractive. On peut dire qu'il y a compétition entre ces deux forces.

1.1.2 Le champ électromagnétique de charge d'espace

Le champ électrique

Examinons maintenant le cas d'un faisceau continu de particules à symétrie cylindrique se déplaçant suivant l'axe z à vitesse constante $v = \beta c$. La densité de charge du faisceau, est invariante suivant la direction longitudinale z :

$$\rho(x,y,z) = \rho(r) \tag{1.4}$$

avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.
Le système étant invariant par translation et par rotation selon l'axe z, seule la composante radiale E_r du champ électrique est non nulle.

Grâce à la première équation de Maxwell : $\vec{\nabla}.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$, on peut écrire :

$$\int_V \vec{\nabla}.\vec{E}\, d\tau = \int_V \frac{\rho}{\varepsilon_0} d\tau \tag{1.5}$$

L'équation (1.5) s'écrit à nouveau, en utilisant le théorème de Green-Ostrogradski :

$$\oint \overrightarrow{E}.\overrightarrow{dS} = \int_V \frac{\rho}{\varepsilon_0} d\tau \tag{1.6}$$

En intégrant sur un cylindre de longueur L et de rayon r, on donne l'expression du champ électrique :

$$E_r(r) = \frac{1}{\varepsilon_0 r} \int_0^r \rho(u) u \, du \tag{1.7}$$

Le champ magnétique

Avec les mêmes arguments de symétrie exprimés pour le champ électrique, on retient que seule la composante azimutale B_θ du champ magnétique est non nulle, du fait de sa nature de pseudo-vecteur.

La loi d'Ampère donne :

$$\int_S \overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{B}.d\overrightarrow{S} = \oint \overrightarrow{B}.d\overrightarrow{l} \tag{1.8}$$

$$= \mu_0 \int_S \overrightarrow{j}.d\overrightarrow{S} \tag{1.9}$$

où on a utilisé la deuxième loi de Maxwell et le théorème de Stokes, avec $\overrightarrow{j}$ la densité de courant du faisceau, que l'on peut exprimer ainsi :

$$\overrightarrow{j}(x,y,z) = J(r)\overrightarrow{u}_z \tag{1.10}$$

avec $\overrightarrow{u}_z$ le vecteur unitaire dirigé dans le même sens que la propagation du faisceau.
Sachant que toutes les particules du faisceau se déplacent à la même vitesse longitudinale $v_z = \beta_z c \overrightarrow{u}_z$ dans la direction longitudinale z, la densité de courant s'écrit :

$$J(r) = \rho(r)\beta_z c \tag{1.11}$$

Le champ magnétique s'écrit alors :

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0}{r}\int_0^r J(u)u\,du \tag{1.12}$$

$$= \frac{\mu_0\beta_z c}{r}\int_0^r \rho(u)u\,du \tag{1.13}$$

D'après les équations (1.7) et (1.13), on en déduit :

$$B_\theta(r) = \frac{\beta_z}{c}E_r(r) \tag{1.14}$$

avec $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, la vitesse de la lumière dans le vide.

1.1.3 La force de charge d'espace

La force exercée par le champ de charge d'espace sur un ion du faisceau est une force de Lorentz $\overrightarrow{F}$ telle que :

$$\overrightarrow{F} = q(\overrightarrow{E} + \overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B}) \tag{1.15}$$

qui devient, avec les hypothèses de la section précédente :

$$F_r = q(E_r - \beta_z c B_\theta) \tag{1.16}$$

D'après les équations (1.14), (1.16) et (1.3), la force de charge d'espace s'écrit finalement :

$$\boxed{F_r = qE_r(1-\beta_z^2)} \tag{1.17}$$

L'approximation paraxiale donnant :

$$\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2 \approx \beta_z^2 \tag{1.18}$$

on peut écrire :

$$\boxed{F_r = qE_r(1-\beta^2) = \frac{qE_r(z)}{\gamma^2}} \tag{1.19}$$

De l'équation (1.19), plusieurs points sont à retenir :

1. Dans l'équation (1.19), le terme qE_r représente la composante électrique de la force,

tandis que le terme $-q\beta^2 E_r$ représente le terme magnétique.

2. D'après les signes, la force électrique est une force qui défocalise le faisceau à l'inverse de la force magnétique qui est une force focalisante.

3. Le rapport des deux forces τ est

$$\tau = 1/\beta^2$$

Il dépend uniquement de la vitesse du faisceau et est représenté sur la figure 1.3.

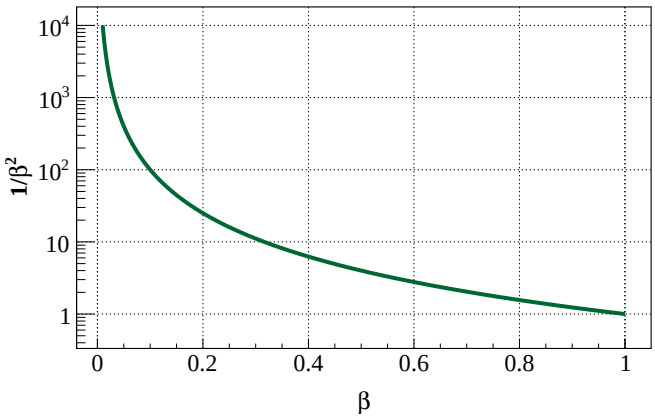


FIGURE 1.3 – Rapport des deux forces en fonction de la vitesse des particules

Dans une ligne basse énergie d'ions légers, les ions sont à des énergies pouvant aller de la dizaine de keV à plusieurs centaines de keV (pour des protons, cela va de $\beta = 0{,}010$ à $\beta = 0{,}015$). D'après la figure 1.3, ceci correspond à la zone où la force électrique est plus de 1 000 fois supérieure à la force magnétique.

4. La force de charge d'espace décroît avec l'énergie. Ainsi :

   (a) En régime relativiste ($\beta \sim 1$), la force magnétique contrebalance la force électrique, réduisant fortement la défocalisation du faisceau. La force de charge d'espace devient donc négligeable.

   (b) En régime non relativiste, la force magnétique devient négligeable. La force de charge d'espace est donc défocalisante.

   (c) La force de charge d'espace est répulsive à basse énergie, d'autant plus que l'intensité est élevée.

Dans le cas d'un faisceau d'ions à basse énergie, la force électrique est donc prédominante.

1.1.4 Etude de quelques distributions simples

Cas d'un faisceau uniforme

Examinons maintenant le cas d'une densité uniforme de faisceau, c'est-à-dire :

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 & \text{si } r \leq r_F \\ 0 & \text{si } r > r_F \end{cases} \tag{1.20}$$

avec r_F le rayon du faisceau.
L'intensité du faisceau est obtenue en intégrant l'équation (1.11) par :

$$I = \beta c \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{r_F} \rho(u) u \, du \tag{1.21}$$

Et de l'équation (1.21), on déduit la densité de charge ρ_0 :

$$\rho_0 = \frac{I}{\beta c \pi r_F^2} \tag{1.22}$$

D'après les équations (1.7) et (1.21), l'expression du champ électrique est :

$$E_r(r) = \frac{I}{2\pi\varepsilon_0 \beta c r_F^2} r \qquad \text{si } r \leq r_F \tag{1.23a}$$

$$E_r(r) = \frac{I}{2\pi\varepsilon_0 \beta c r} \qquad \text{si } r > r_F \tag{1.23b}$$

Et celle du champ magnétique est, d'après l'équation (1.13) :

$$B_\theta(r) = \mu_0 \frac{I}{2\pi r_F^2} r \qquad \text{si } r \leq r_F \tag{1.24a}$$

$$B_\theta(r) = \mu_0 \frac{I}{2\pi r} \qquad \text{si } r > r_F \tag{1.24b}$$

D'après l'équation (1.19), la force de charge d'espace s'écrit :

$$\boxed{\begin{aligned} F_r(r) &= \frac{qI}{2\pi\varepsilon_0\beta c r_F^2}(1-\beta^2)r && \text{si } r \leq r_F \quad (1.25)\\ F_r(r) &= \frac{qI}{2\pi\varepsilon_0\beta c r}(1-\beta^2) && \text{si } r > r_F \quad (1.26)\end{aligned}}$$

Dans ce cas, la force de charge d'espace :

— est nulle en $r = 0$.

— est linéaire dans le faisceau.

— varie en $1/r$ à l'extérieur du faisceau.

— varie linéairement avec l'intensité I.

Cas d'un faisceau parabolique

Considérons une distribution de faisceau parabolique. On a :

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0\left(1-\frac{r^2}{r_F^2}\right) & \text{si } r \leq r_F \\ 0 & \text{si } r > r_F \end{cases} \tag{1.27}$$

Des équations (1.21) et de (1.27), la densité de charge ρ_0 s'écrit :

$$\rho_0 = \frac{2I}{\beta c \pi r_F^2} \tag{1.28}$$

Et le champ électrique s'écrit :

$$E_r(r) = \frac{I}{\pi\varepsilon_0\beta c r_F^2} r\left(1-\frac{r^2}{2r_F^2}\right) \qquad \text{si } r \leq r_F \tag{1.29a}$$

$$E_r(r) = \frac{I}{2\pi\varepsilon_0\beta c}\frac{1}{r} \qquad \text{si } r > r_F \tag{1.29b}$$

On en déduit immédiatement l'expression de la force de charge d'espace :

$$\boxed{\begin{aligned} F_r(r) &= \frac{qI}{\pi\varepsilon_0\beta c r_F^2} r\left(1-\frac{r^2}{2r_F^2}\right)(1-\beta^2) && \text{si } r \leq r_F \quad (1.30)\\ F_r(r) &= \frac{qI}{2\pi\varepsilon_0\beta c}\frac{(1-\beta^2)}{r} && \text{si } r > r_F \quad (1.31)\end{aligned}}$$

La force de charge d'espace :

— est nulle en $r = 0$.

— n'est pas linéaire dans le faisceau.

— varie en $1/r$ à l'extérieur du faisceau.

— varie linéairement avec l'intensité I.

Cas d'un faisceau gaussien

Considérons une distribution de faisceau gaussien. On a :

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right) \tag{1.32}$$

Des équations (1.21) et de (1.32), la densité de charge ρ_0 s'écrit :

$$\rho_0 = \frac{I}{2\beta c}\frac{1}{\pi\sigma_r^2} \tag{1.33}$$

Et le champ électrique s'écrit :

$$E_r(r) = \frac{I}{2\pi\varepsilon_0\beta c}\frac{1}{r}\left(1-\exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right)\right) \tag{1.34}$$

On en déduit immédiatement l'expression de la force de charge d'espace :

$$\boxed{F_r(r) = \frac{qI}{2\pi\varepsilon_0\beta c}\frac{(1-\beta^2)}{r}\left(1-\exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right)\right)} \tag{1.35}$$

La force de charge d'espace :

— est nulle en $r = 0$.

— n'est pas linéaire dans le faisceau.

— varie linéairement avec l'intensité I.

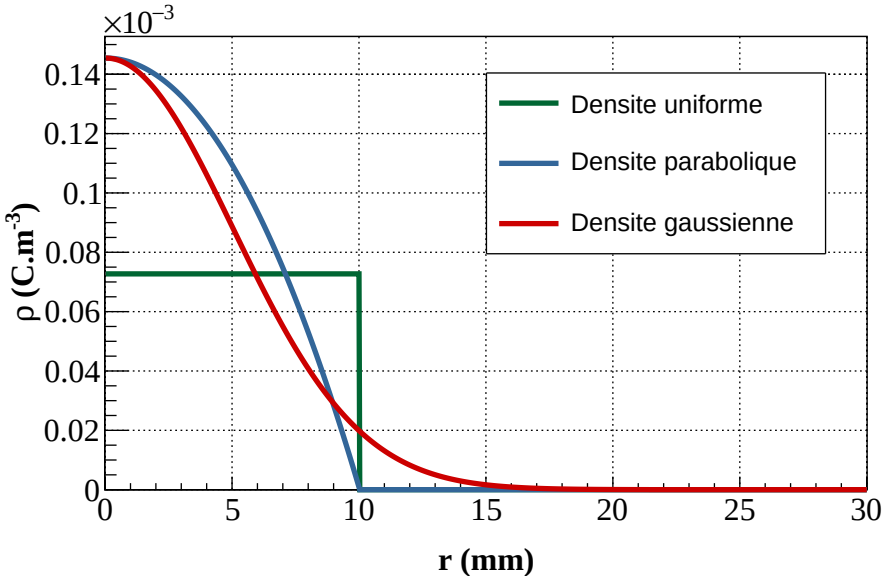


FIGURE 1.4 – Différentes distributions de densité du faisceau

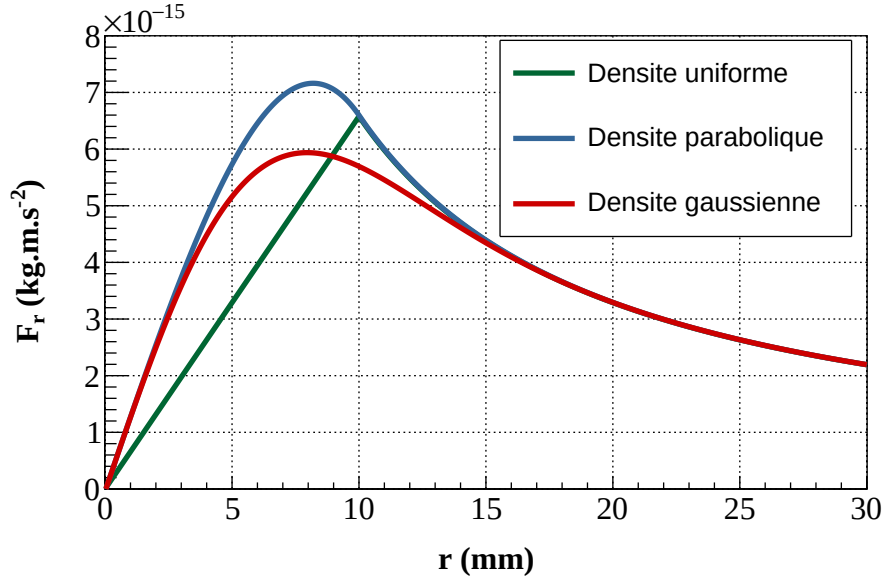


FIGURE 1.5 – Force de charge d'espace pour différentes distributions de densité du faisceau

On représente sur la figure 1.5 la force de charge d'espace F_r en fonction de r pour chacune de ces distributions analytiques représentées sur la figure 1.4. Elles ont été calculées pour un faisceau de protons de 100 mA à 100 keV et de rayon r_F 10 mm. Pour le cas gaussien, on a pris $\sigma_r = 5$ mm.

En toute généralité, la force de charge d'espace qui s'applique sur les particules du faisceau est non linéaire.

1.1.5 Equations du mouvement

Cas d'un faisceau laminaire

Considérons un faisceau dont les particules ont une charge q et une masse m se propageant à la vitesse $v = \beta c$ dans un espace de glissement. L'intensité du faisceau est I. On fait l'hypothèse que :

— le faisceau de rayon r_F présente une symétrie de révolution.

— on est dans l'approximation paraxiale : $\beta_r \ll \beta_z$.

— le faisceau est laminaire, c'est-à-dire que dans l'espace des phases, la distribution du faisceau est une ligne droite.

— la densité du faisceau est uniforme.

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit sur une particule en bordure de faisceau :

$$\frac{dm\gamma\beta c}{dt} = m\gamma\frac{d^2r_F}{dt^2} = q(E_r - q\beta c B_\theta) \tag{1.36a}$$

$$m\gamma\frac{d^2r_F}{dt^2} = \frac{qI}{2\pi\varepsilon_0 r_F \beta c}\left(1-\beta^2\right) \tag{1.36b}$$

Comme :

$$\frac{d^2r_F}{dt^2} = \beta^2c^2\frac{d^2r_F}{dz^2} \tag{1.37}$$

Alors :

$$\boxed{\frac{d^2r_F}{dz^2} = \frac{qI}{2\pi\varepsilon_0 r_F m c^3\beta^3\gamma^3}} \tag{1.38}$$

L'équation (1.38) peut encore s'écrire :

$$\frac{d^2r_F}{dz^2} = \frac{K}{r_F} \tag{1.39}$$

Avec :

$$K = \frac{qI}{2\pi\varepsilon_0 mc^3\beta^3\gamma^3} \tag{1.40}$$

appelée pervéance généralisée. Cette grandeur fondamentale sans dimension indique l'importance de l'effet de charge d'espace dans le mouvement des particules du faisceau.

Les forces générées par le faisceau causent une expansion de celui-ci, en raison de leur caractère défocalisant. L'équation (1.39) décrit l'évolution du rayon d'enveloppe du faisceau dans un espace de glissement. On note r_0 le rayon à $z = 0$. En intégrant l'équation (1.39) une fois, on a :

$$r_F^{'}(z) = \sqrt{2K}\sqrt{\ln[r_F(z)/r_0]} \tag{1.41}$$

En intégrant une seconde fois, on obtient, en posant $\chi = r_f(z)/r_0$:

$$r_f(z) = \sqrt{2K}z\,[\chi/F(\chi)] \tag{1.42}$$

avec :

$$F(\chi) = \int_1^{\chi} \frac{dy}{\sqrt{\ln(y)}} \tag{1.43}$$

Les valeurs de l'intégrale $F(\chi)$ sont répertoriées dans [19].

Cas d'un faisceau non laminaire

Dans la réalité, les particules ne suivent pas des lignes droites et les particules occupent donc une surface non nulle dans l'espace des phases : c'est l'émittance du faisceau. C'est une grandeur fondamentale en physique des accélérateurs qui caractérise la qualité d'un faisceau. Elle est définie comme l'aire occupée par l'ensemble des points qui représentent toutes les particules du faisceau :

$$A_x = \int\int dxdx^{'} \tag{1.44}$$

Cette définition n'est pas pratique car elle ne peut pas s'appliquer à une distribution de particules ponctuelles impliquant un ensemble de mesure nulle dans l'espace des phases, et s'étendant jusqu'à l'infini pour des distributions gaussiennes non tronquées. C'est pourquoi nous utilisons l'émittance rms du faisceau basée purement sur les moments des particules du

faisceau. Dans la suite, on désignera la quantité $\langle A \rangle$, comme la moyenne de la grandeur A sur la distribution du faisceau d'ions.

Dans le plan (x,$x^{'}$), la position du centre de gravité du faisceau est :

$$\left(\langle x \rangle , \left\langle x^{'} \right\rangle\right) \tag{1.45}$$

La coordonnée $x^{'}$ est définie, dans le cas de l'approximation paraxiale, par :

$$x^{'} = \frac{v_x}{v_z} \tag{1.46}$$

La taille rms du faisceau est donnée par :

$$\widetilde{x} = \sqrt{\left\langle (x - \langle x \rangle)^2 \right\rangle} \tag{1.47}$$

La divergence rms du faisceau est donnée par :

$$\widetilde{x'} = \sqrt{\left\langle (x' - \langle x' \rangle)^2 \right\rangle} \tag{1.48}$$

L'émittance rms est définie par :

$$\widetilde{\varepsilon}_x = \sqrt{\widetilde{x}^2 \widetilde{x}'^2 - \langle (x - \langle x \rangle) \cdot (x' - \langle x' \rangle) \rangle} \tag{1.49}$$

L'ellipse qui ajuste au mieux la distribution du faisceau dans l'espace (x,$x^{'}$) est :

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x^{'} + \beta x^{'2} = \text{Cste} \tag{1.50}$$

avec β_x, γ_x et α_x les paramètres de Twiss définis par :

$$\beta_x = \frac{\widetilde{x}^2}{\widetilde{\varepsilon}_x} \tag{1.51a}$$

$$\gamma_x = \frac{\widetilde{x'^2}}{\widetilde{\varepsilon}_x} \tag{1.51b}$$

$$\alpha_x = -\frac{\left\langle (x - \langle x \rangle) \cdot \left(x^{'} - \left\langle x^{'} \right\rangle\right) \right\rangle}{\widetilde{\varepsilon}_x} \tag{1.51c}$$

On a représenté sur la figure 1.6, la distribution du faisceau dans l'espace ds phases avec les différents paramètres de l'ellipse

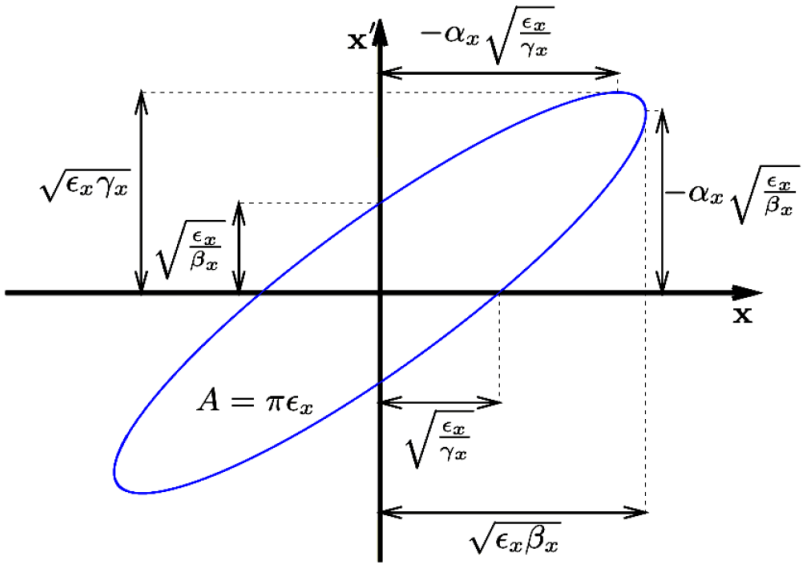


FIGURE 1.6 – Faisceau dans un champ de forces linéaire

Regardons maintenant l'évolution de l'émittance $\widetilde{\varepsilon}_x$:

$$\frac{d\widetilde{\varepsilon}_x^2}{dz} = \frac{d\left\langle x'^2\right\rangle}{dz}\cdot\left\langle x^2\right\rangle + \left\langle x'^2\right\rangle\cdot\frac{d\left\langle x^2\right\rangle}{dz} - 2\left\langle x\cdot x'\right\rangle\cdot\frac{d\left\langle x\cdot x'\right\rangle}{dz} \tag{1.52}$$

$$= 2\left\langle x'\cdot x''\right\rangle\cdot\left\langle x^2\right\rangle + 2\left\langle x'x'\right\rangle\cdot\left\langle x'^2\right\rangle - 2\left\langle x'x'\right\rangle\cdot\left(\left\langle x'^2\right\rangle + \left\langle x\cdot x''\right\rangle\right) \tag{1.53}$$

$$= 2\cdot\left(\left\langle x'\cdot x''\right\rangle\cdot\left\langle x^2\right\rangle - \left\langle x\cdot x'\right\rangle\cdot\left\langle x\cdot x''\right\rangle\right) \tag{1.54}$$

Si la force est linéaire, on a : $x'' = k\cdot x$, soit :

$$\frac{d\widetilde{\varepsilon}_x^2}{dz} = 2\cdot k\cdot\left(\left\langle x'\cdot x\right\rangle\left\langle x^2\right\rangle - \left\langle x'\cdot x\right\rangle\left\langle x^2\right\rangle\right) = 0 \tag{1.55}$$

Pour un faisceau uniforme, l'émittance rms est donc conservée durant le transport.

Si la force n'est pas linéaire, on a : $x^{''} = k \cdot x + \sum_{i>1} k_i \cdot x^i$, soit :

$$\frac{d\widetilde{\varepsilon}_x^2}{dz} = 2 \cdot \left(\left\langle x^{'} \cdot \left(k \cdot x + \sum_{i>1} k_i x^i \right) \right\rangle \cdot \left\langle x^2 \right\rangle - \left\langle x \cdot x^{'} \right\rangle \cdot \left\langle x \cdot \left(k \cdot x + \sum_{i>1} k_i x^i \right) \right\rangle \right) \tag{1.56}$$

$$= 2 \cdot \left(\left\langle x^2 \right\rangle \cdot \sum_{i>1} k_i \left\langle x^i \cdot x^{'} \right\rangle - \left\langle x \cdot x^{'} \right\rangle \cdot \sum_{i>1} k_i \cdot \left\langle x^{i+1} \right\rangle \right) \tag{1.57}$$

$$\neq 0 \tag{1.58}$$

L'émittance rms n'est donc pas conservée durant le transport d'un faisceau non uniforme.

L'accélération longitudinale des particules réduit la divergence du faisceau, pour cette raison, on introduit la notion d'émittance normalisée. Cette quantité n'est pas sensible à l'accélération au contraire de l'émittance non normalisée qui diminue lorsque l'énergie cinétique du faisceau augmente. Ces deux quantités sont liées par la relation suivante (β_l et γ_l représentent les facteurs de Lorentz du faisceau) :

$$\widetilde{\varepsilon}_{norm} = \beta_l \gamma_l \widetilde{\varepsilon} \tag{1.59}$$

On s'intéresse ici à la propagation d'un faisceau d'ions dans un espace de glissement.

On veut s'intéresser aux propriétés moyennes du faisceau ; on prend donc en compte les quantités quadratiques moyennes dites quantités rms (root mean square) [18].

r désigne la position transversale de la particule par rapport à l'axe de symétrie du faisceau. En dérivant deux fois par rapport au temps, on obtient :

$$\dot{r}^2 + r\ddot{r} = \dot{x}^2 + x\ddot{x} + \dot{y}^2 + y\ddot{y} \tag{1.60}$$

Avec (r,θ) les coordonnées polaires de la particule, on a :

$$\dot{x}^2 + \dot{y}^2 = \dot{r}^2 + r^2\dot{\theta} \tag{1.61}$$

Ce qui nous donne :

$$\ddot{r} = \frac{x}{r}\ddot{x} + \frac{y}{r}\ddot{y} + r\dot{\theta}^2 \tag{1.62}$$

L'équation du mouvement dans le plan transversal d'une particule du faisceau s'écrit :

$$m\gamma\frac{d^2r}{dt^2} = F_r(r,t) + m\gamma\dot{\theta}^2 r \tag{1.63}$$

En négligeant la composante de la force centrifuge $m\dot{\theta}^2 r$ et en considérant la condition de paraxialité ($z = \beta ct$), l'équation (1.63) devient :

$$r^{''} = F_{ce}(r,t) \tag{1.64}$$

avec :

$$F_{ce} = \frac{F_r(r,t)}{m\gamma\beta^2c^2}$$

En multipliant cette équation par r et en faisant la moyenne sur toutes les particules du faisceau, on obtient :

$$\left\langle r \cdot r^{''} \right\rangle - \langle r \cdot F_{ce} \rangle = 0 \tag{1.65}$$

En posant $\widetilde{r} = \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ le rayon quadratique moyen du faisceau, on obtient en dérivant deux fois cette quantité [1] :

$$\widetilde{r}'' = \frac{\left\langle r^{'2} \right\rangle + \left\langle rr^{''} \right\rangle}{\widetilde{r}} - \frac{\langle rr' \rangle^2}{\widetilde{r}^3} \tag{1.66}$$

L'équation en enveloppe s'écrit finalement :

$$\boxed{\widetilde{r}'' - \frac{\widetilde{\varepsilon_r}^2}{\widetilde{r}^3} - \frac{\langle rF_{ce} \rangle}{\widetilde{r}} = 0} \tag{1.67}$$

avec $\widetilde{\varepsilon_r} = \sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle r \cdot r' \rangle^2}$ l'émittance rms radiale du faisceau.

L'équation du mouvement pour la taille rms du faisceau fait apparaître un terme de charge d'espace et un terme d'émittance.

La force de charge d'espace n'est jamais linéaire sauf pour un faisceau uniforme. Or, dans la réalité les faisceaux ne présentent jamais de densité uniforme. Il a été montré dans [20] que pour un faisceau continu à symétrie elliptique, le coefficient de linéarisation de charge d'espace pour des faisceaux équivalents est le même quelle que soit leur distribution. Des faisceaux équivalents ont la même intensité, la même énergie et les mêmes grandeurs rms

1. On a considéré que $\langle r \rangle = 0$ et $\left\langle r^{'} \right\rangle = 0$

durant le transport. La force de charge d'espace de tout faisceau continu peut être linéarisée en utilisant le faisceau uniforme équivalent. L'émittance totale et le rayon du faisceau sont alors donnés par :

$$R = \sqrt{2}\widetilde{r} \tag{1.68a}$$

$$\varepsilon_R = 2\widetilde{\varepsilon_r} \tag{1.68b}$$

avec R le rayon effectif du faisceau et ε_R son émittance effective.

L'équation en enveloppe s'écrit ainsi :

$$R'' - \frac{K}{R} - \frac{\varepsilon_R^2}{R^3} = 0 \tag{1.69}$$

De l'équation (1.69), deux termes apparaissent :

— le terme d'émittance $-\dfrac{\varepsilon_R^2}{R^3}$ qui défocalise le faisceau

— le terme de charge d'espace $-\dfrac{K}{R}$ qui défocalise le faisceau

Pour un faisceau non laminaire et de vitesse tangentielle v_θ nulle, sans force de focalisation externe, se propageant dans un espace de glissement, l'équation d'enveloppe est simplement :

$$R'' = \frac{\varepsilon_R^2}{R^3} + \frac{K}{R} \tag{1.70}$$

L'équation (1.70) s'intègre, en prenant comme conditions initiales $R = R_0$ et $R' = R_0'$ à $z = 0$. Avec $K > 0$, on a :

$$R' = \left[R_0'^2 + \varepsilon_R^2\left(\frac{1}{R_0^2} - \frac{1}{R^2}\right) + 2K\ln\frac{R}{R_0}\right]^{1/2} \tag{1.71}$$

et

$$R(z) = \int_0^z \left[R_0'^2 + \varepsilon_R^2\left(\frac{1}{R_0^2} - \frac{1}{R^2(u)}\right) + 2K\ln\frac{R(u)}{R_0}\right]^{-1/2} du \tag{1.72}$$

Dans le cas général d'un faisceau avec charge d'espace et d'émittance finie, l'intégrale de l'équation (1.72) doit être évaluée numériquement [19].

On retient que l'équation d'enveloppe du faisceau contient deux termes qui le défocalisent. Notre but est de transporter l'intégralité du faisceau le long de l'accélérateur linéaire et comme les éléments qui le composent sont de dimensions finies, il est nécessaire de focaliser le faisceau pour ramener les particules éloignées de l'axe principal vers le centre du faisceau.

De l'équation (1.69), on peut facilement écrire les équations d'enveloppe qui décrivent l'évolution des dimensions transversales x et y du faisceau [21] :

$$\begin{cases} X'' - \frac{2K}{X+Y} - \frac{\varepsilon_X^2}{X^3} = 0 \\ \\ Y'' - \frac{2K}{X+Y} - \frac{\varepsilon_Y^2}{Y^3} = 0 \end{cases} \tag{1.73}$$

avec $\varepsilon_X = 4\widetilde{\varepsilon_x}$, $\varepsilon_Y = 4\widetilde{\varepsilon_y}$ les émittances effectives et $X = 2\widetilde{x}$, $Y = 2\widetilde{y}$ les dimensions effectives.

1.1.6 Désadaptation d'un faisceau et grossissement d'émittance

Dans toute la suite, on considérera un canal de focalisation continue, c'est à dire que la force de focalisation externe est indépendante de la coordonnée longitudinale z. La force de confinement s'écrit donc :

$$\overrightarrow{F}_{ext} = -k_0^2 \overrightarrow{r} \tag{1.74}$$

Si la distribution du faisceau est uniforme, le transport des particules du faisceau ainsi que son enveloppe sont alors régis par les équations suivantes :

$$r'' + k_0^2 r - \frac{K}{R^2(z)} r = 0 \tag{1.75}$$

$$R'' + k_0^2 R - \frac{K}{R} - \frac{\varepsilon_R}{R^3} = 0 \tag{1.76}$$

Faisceau adapté

Un faisceau est dit adapté si son rayon d'enveloppe R_a est invariant suivant la direction z, soit si $R'' = 0$. Le rayon d'enveloppe R_a s'écrit :

$$R_a = \left(\frac{K + \sqrt{K^2 + 4k_0^2 \varepsilon_R^2}}{2k_0^2} \right) \tag{1.77}$$

L'équation (1.76) devient :

$$\frac{\varepsilon_R^2}{R_a^4} = k_0^2 - \frac{K}{R_a^2} \tag{1.78}$$

Les trajectoires des particules sont de la forme :

$$r(z) = r_0 \cos(\kappa z + \Phi) \tag{1.79}$$

avec κ qui est le nombre d'onde de la particule. Son expression est :

$$\kappa^2 = k_0^2 - \frac{K}{R_a^2} \tag{1.80}$$

On définit la dépression de charge d'espace ou dépression de nombre d'onde la grandeur η :

$$\eta = \frac{\kappa}{k_0^2} = \left(1 - \frac{K}{k_0^2 R_a^2}\right) \tag{1.81}$$

Faisceau désadapté

Lorsque le rayon d'enveloppe R du faisceau n'est pas invariant suivant z, on dit que le faisceau est désadapté. On pose alors $R = R_a + \Delta R$ avec $\Delta R \ll R_a$. L'équation d'enveloppe (1.76) se réécrit donc :

$$R'' + \left(k_0^2 + \frac{K}{R_a^2} + 3\frac{\varepsilon_R^2}{R_a^4}\right)\Delta R = 0 \tag{1.82}$$

En utilisant la dépression de charge d'espace, l'équation (1.82) peut se mettre sous la forme :

$$\Delta R'' + 2k_0^2(1+\eta^2)\Delta R = 0 \tag{1.83}$$

L'équation d'enveloppe du faisceau s'écrit ainsi :

$$R = R_a + \Delta R_0 \cos(k_{des} z + \Phi) = R_a\left[1 + M\cos(k_{des} z + \Phi)\right] \tag{1.84}$$

$M = \Delta R_0 / R_a$ est le facteur de désadaptation du faisceau.
$k_{des} = k_0\sqrt{2(1+\eta^2)}$ est le nombre d'onde de l'enveloppe désadaptée.

La taille du faisceau effectuera donc un battement autour d'une valeur d'équilibre.

Filamentation d'un faisceau désadapté

Il s'agit ici d'étudier les conséquences que peut avoir la désadaptation d'un faisceau quant à son transport. En se limitant à la dimension transversale $(x,x^{'})$ et en considérant le cas d'un faisceau dans un canal de confinement continu, le hamiltonien H d'une particule dans l'espace des phases est décrit par l'équation :

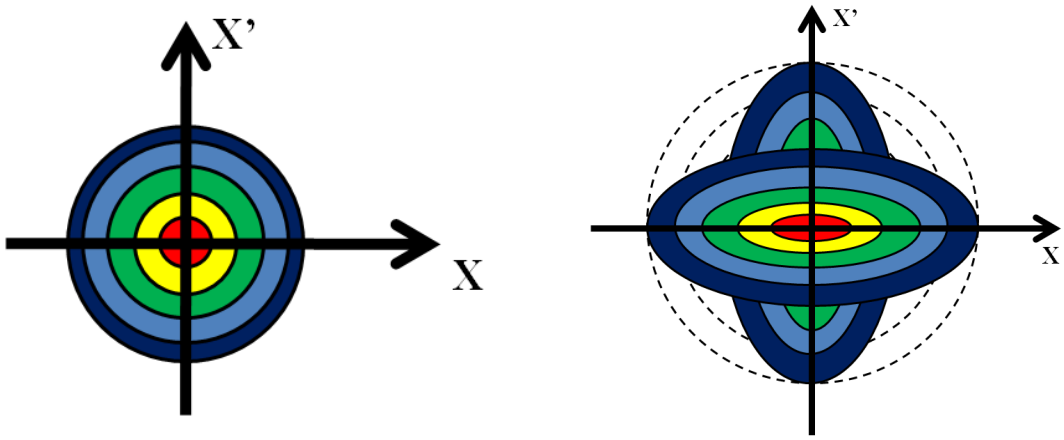
$$\mathrm{H}(x,x^{'},z) = \frac{1}{2}x^{'2} + \frac{1}{2}k^2x^2 + \Phi_{CE}(x,z) = \mathrm{Cste} \tag{1.85}$$

avec $\frac{1}{2}x^{'2}$ le terme d'énergie cinétique, $\frac{1}{2}k^2x^2$ le terme de focalisation et $\Phi_{CE}(x,z)$ le terme de potentiel de charge d'espace.
Supposons dans un premier temps que les forces de charges d'espace sont nulles. L'équation (1.85) devient donc :

$$\mathrm{H}(x,x^{'},z) = \frac{1}{2}x^{'2} + \frac{1}{2}k^2x^2 = \mathrm{Cste} \tag{1.86}$$

L'équation (1.86) exprime le fait que les particules tournent dans l'espace des phases normalisé sur une ellipse avec une vitesse angulaire indépendante du rayon de l'ellipse.
Si le faisceau est adapté, les courbes iso-hamiltoniennes sont des cercles. La rotation des particules dans l'espace $(x,x^{'})$ ne modifie en rien la distribution du faisceau.
Dans le cas d'un faisceau désadapté, les particules du faisceau se déplaçant sur des cercles dans l'espace des phases, la fonction de distribution tourne dans l'espace des phases. Cependant, puisque toutes les particules tournent avec la même vitesse angulaire, l'ellipse ne se déforme pas et l'émittance du faisceau est conservée [2], comme schématisé sur la figure 1.7.

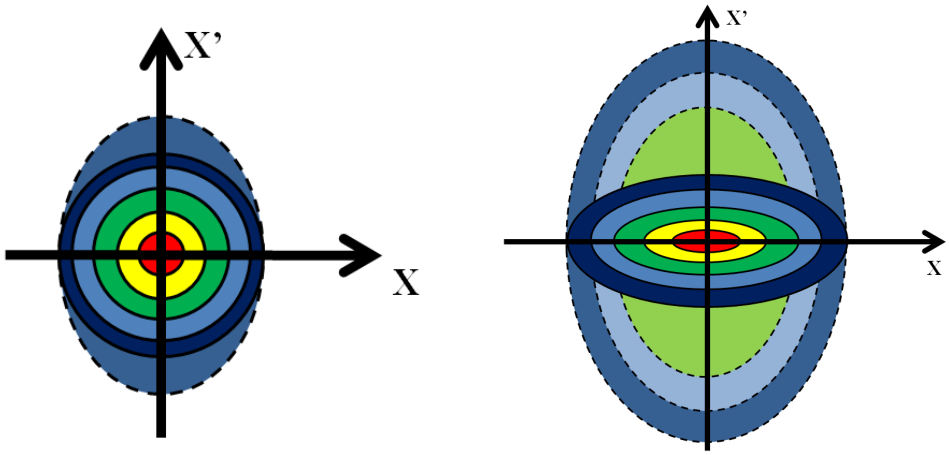
2. On notera que pour un faisceau uniforme, les forces de charge d'espace étant linéaires dans le faisceau, l'émittance n'est pas modifiée durant le transport.



(a) Faisceau adapté (b) Faisceau désadapté

FIGURE 1.7 – Faisceau dans un champ de forces linéaire

On prend maintenant en compte les forces de charge d'espace non linéaires dans le faisceau. Les particules obéissent à l'équation (1.85) et se déplacent dans l'espace des phases sur des courbes qui ne sont plus des ellipses.



(a) Faisceau adapté (b) Faisceau désadapté

FIGURE 1.8 – Faisceau dans un champ de forces non linéaire

Ce sont des courbes fermées avec une vitesse angulaire dépendant des axes principaux. Si la fonction de distribution d'un faisceau adapté est invariante par rotation, la rotation des particules avec des vitesses angulaires différentes dans l'espace $(x,x^{'})$ modifie la distribution du faisceau. On assiste à une augmentation d'émittance. Pour un faisceau désadapté, les

particules ne tournant pas toutes à la même vitesse, le faisceau filamente et finit par remplir complètement l'espace des phases et devient alors invariant par rotation autour de l'origine dans l'espace (x,$x^{'}$) comme schématisé sur la figure 1.8.

Cela génère donc un grossissement d'émittance.

Il est possible de calculer l'accroissement maximal d'émittance dans le cas d'un faisceau désadapté [22] en résolvant le système d'équations suivant :

$$h = \frac{1}{2}\eta^2(M^2 - 1) - \frac{1}{2}(1 - M^{-2}) + (1 - \eta^2)\ln(M) \tag{1.87}$$

$$\left(\frac{a_f}{a_i}\right)^2 = h + 1 + (1 - \eta^2)\ln\left(\frac{a_f}{a_i}\right) \tag{1.88}$$

$$\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} = \frac{a_f}{a_i}\left[1 + \eta^{-2}\left(\frac{a_f^2}{a_i^2} - 1\right)\right]^{1/2} \tag{1.89}$$

η est la dépression du nombre d'onde.
a_f et a_i sont respectivement la taille du faisceau en sortie et la taille du faisceau adapté en entrée.
ε_f et ε_i sont respectivement l'émittance du faisceau en sortie et l'émittance du faisceau adapté en entrée.

La résolution de ce système d'équations donne les graphes 1.9 et 1.10.

La non-linéarité des forces de charge d'espace dans le faisceau n'est pas l'unique facteur générant un grossissement d'émittance. En effet, le champ de focalisation des éléments de focalisation réels (quadrupôle ou solénoïde) n'est pas parfaitement linéaire. Les particules du faisceau situées aux extrémités transversales de celui-ci vont donc voir un champ de focalisation plus important que celles qui sont situées à l'intérieur du faisceau. Ces particules vont donc tourner dans l'espace des phases plus loin du centre et plus vite et on observera le même phénomène que précédemment, à savoir une augmentation d'émittance due à la filamentation du faisceau.

D'autres sources de grossissement d'émittance sont répertoriées dans [23] mais elles ne nous concernent pas pour notre étude.

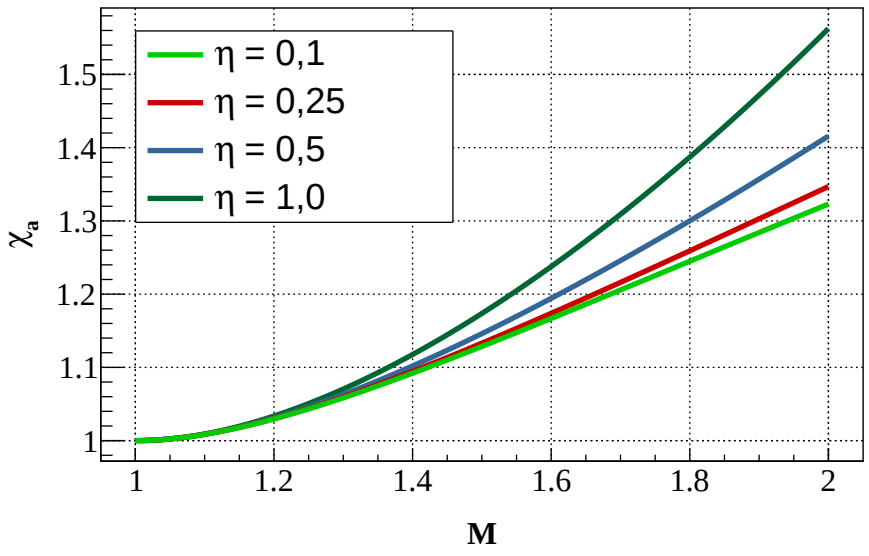


FIGURE 1.9 – Accroissement maximal de taille d'un faisceau désadapté

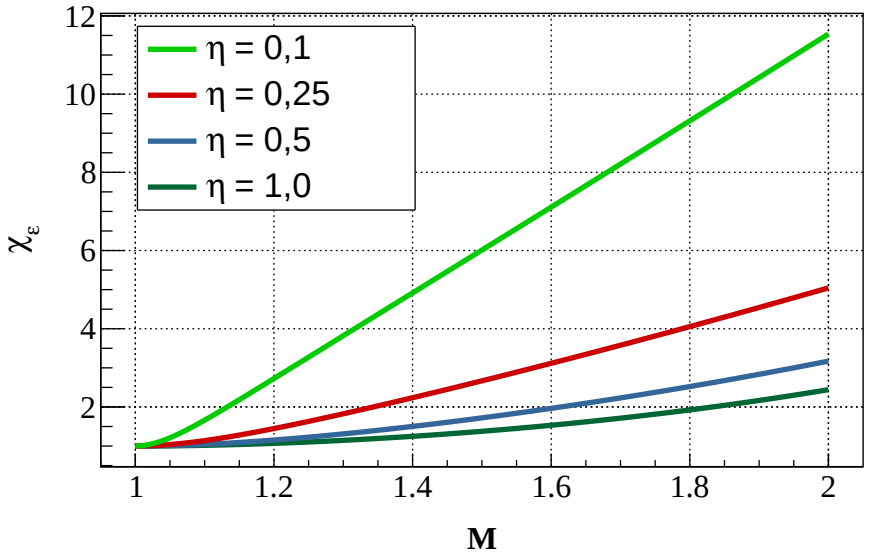


FIGURE 1.10 – Accroissement maximal de l'émittance d'un faisceau désadapté

1.1.7 Transport dans une ligne basse énergie

La ligne basse énergie d'un accélérateur linéaire est située entre la source d'ions et le quadrupôle radiofréquence (RFQ). Elle se termine par un cône d'injection qui a pour rôle

de supprimer les espèces d'ions différentes de celle du faisceau afin qu'une seule espèce soit accélérée dans le reste de la ligne.

La ligne basse énergie a un rôle primordial pour l'accélérateur car elle doit transporter le faisceau de la source jusqu'au RFQ en adaptant le faisceau de telle manière que les paramètres de Twiss du faisceau, lors de son injection dans le cône, soient situés dans l'acceptance du RFQ. La ligne basse énergie doit aussi minimiser le grossissement d'émittance et éviter les pertes de faisceau afin d'optimiser l'injection dans le reste de la ligne. En effet, les pertes de particules sur les parois de l'accélérateur ont des conséquences graves :

— On fait fondre du cuivre pour un faisceau continu de 100 kW (100 mA à 100 keV) de 3 mm de rayon au bout de 6 s.

— Activations du matériau : quand un matériau subit un bombardement nucléaire pour des énergies supérieures à 3 MeV, il se produit des réactions nucléaires dans ce matériau et les nouveaux noyaux créés peuvent être radioactifs : le matériau est ainsi "activé".

C'est pour cette raison que le transport et l'adaptation du faisceau doivent être assurés par des éléments de focalisation appropriés qui peuvent être des lentilles magnétiques (quadrupôles, solénoïdes) ou électrostatiques (par exemple une lentille de Einzel ou un quadrupôle électrostatique). Une analyse détaillée du transport d'un faisceau dans une LBE est donnée au chapitre 6.

1.2 La compensation de charge d'espace

1.2.1 Principe

Les particules chargées du faisceau induisent en tout point de l'espace un potentiel électrostatique. On appellera puits de potentiel de charge d'espace la différence entre le potentiel sur l'axe du faisceau et le potentiel sur la paroi de la chambre.
Malgré les différents systèmes de pompage, du gaz résiduel est toujours présent dans la ligne. Ce dernier provient soit de la source d'ions soit de la désorption des parois internes de la chambre. Par exemple, pour la ligne basse énergie du projet IFMIF, le flux de D_2 venant de la source est de 10^{-1} mbar.l.s^{-1} tandis que le flux de gaz issu de la désorption des parois (principalement du H_2O) est de l'ordre de 10^{-4} mbar.l.s^{-1}, ce qui nous fait affirmer que, dans ce cas, le gaz provient essentiellement de la source d'ions.

Le faisceau va alors ioniser le gaz présent produisant une paire ion/électron. Les particules issues de l'ionisation du gaz présentent un comportement différent l'une par rapport à l'autre. Les particules de même signe que celles du faisceau (appelées particules non neutralisantes) vont être repoussées par le champ de charge d'espace du faisceau. A l'inverse, les particules de signe opposé à celles du faisceau (aussi appelées particules neutralisantes) sont attirées par le champ de charge d'espace et sont confinées dans le puits de potentiel de charge d'espace comme l'illustre la figure 1.11. Les particules neutralisantes s'accumulent progressivement

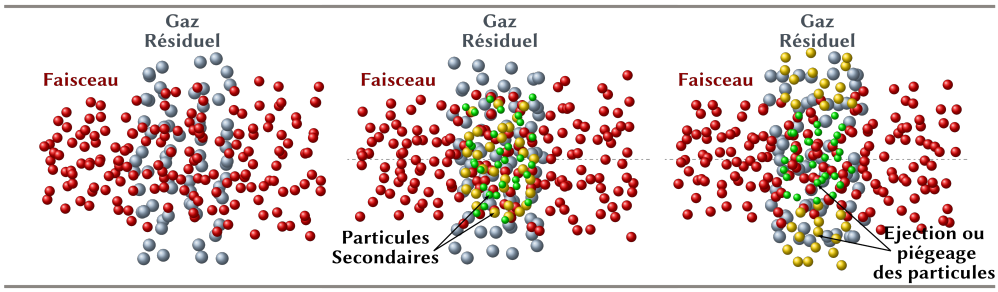


FIGURE 1.11 – Principe de compensation de charge d'espace

dans le puits de potentiel induit par le faisceau et contribuent donc à sa réduction. C'est le phénomène de compensation de charge d'espace [3].

On montre sur la figure 1.12 la réduction du puits de potentiel pour un faisceau de distribution uniforme de H^+ d'intensité 100 mA, d'énergie cinétique 100 keV et de rayon $R = 10$ mm se propageant dans un cylindre de rayon $r_p = 50$ mm.

3. Egalement appelée neutralisation de charge d'espace car le système tend à la neutralité électrique.

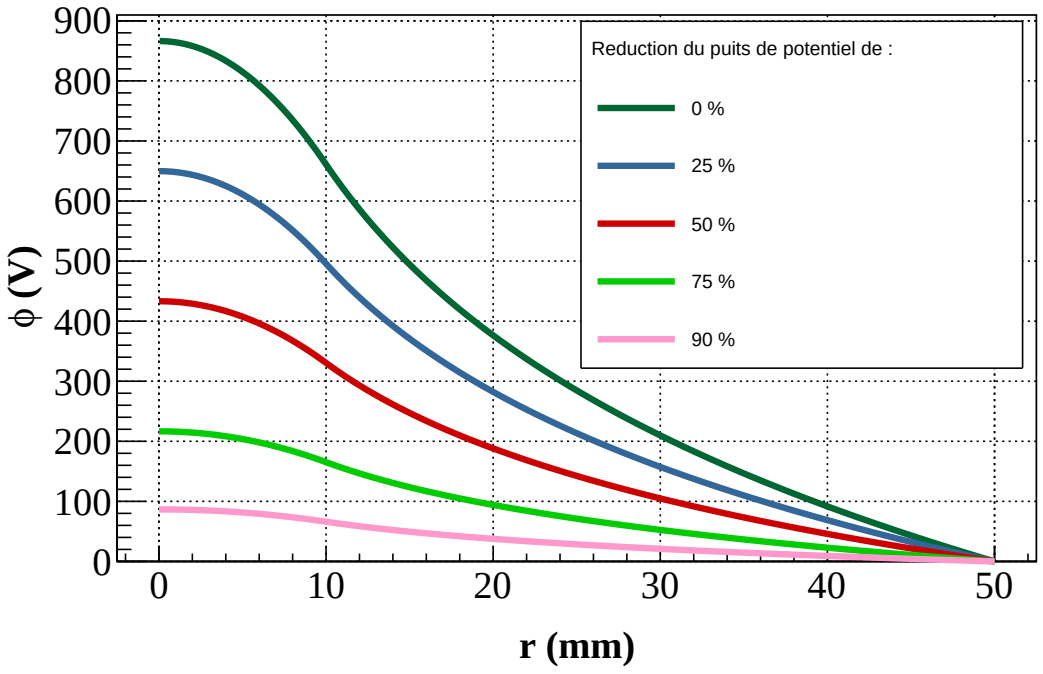


FIGURE 1.12 – Réduction progressive du puits de potentiel du faisceau sous l'effet de la compensation de charge d'espace en supposant que la distribution des charges piégées est la même que celle du faisceau

1.2.2 Taux de compensation

Afin de quantifier l'effet de réduction du potentiel de charge d'espace du fait de la compensation, il convient d'établir un critère : le taux de compensation. Plusieurs expressions de ce critère ont déjà été proposées dans des études antérieures. Parmi elles :

1. $$\eta = 1 - \frac{\phi_c}{\phi_0} \tag{1.90}$$

   avec ϕ_c le potentiel du faisceau compensé issu d'un code de calcul et ϕ_0 qui est le potentiel créé par un faisceau uniforme, en l'absence de compensation de charge d'espace.

   Afin de déterminer la valeur de ϕ_0, on considère un faisceau uniforme d'intensité I et de rayon r_F transporté dans un cylindre de rayon r_L, comme représenté sur la figure 1.13.

   En utilisant les expressions du champ électrique (1.23), et sachant que $\overrightarrow{E} = -\overrightarrow{\nabla}\phi$, on

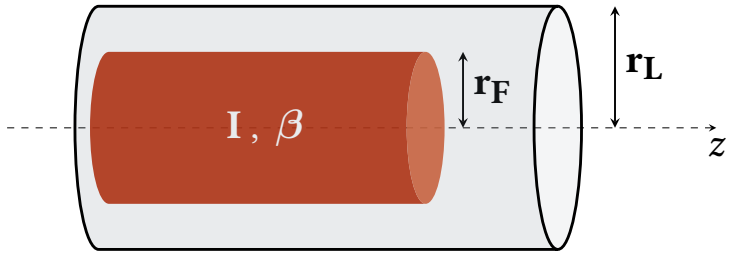


FIGURE 1.13 – Transport d'un faisceau dans un cylindre de rayon r_L

obtient :

$$\phi(r) = \frac{I}{4\pi\varepsilon_0\beta c}\left(1 + 2\ln\frac{r_L}{r_F} - \frac{r^2}{r_F^2}\right) \qquad \text{si } r \leq r_F \tag{1.91a}$$

$$\phi(r) = \frac{I}{2\pi\varepsilon_0\beta c}\ln\frac{r_L}{r} \qquad \text{si } r_F \leq r \leq r_L \tag{1.91b}$$

avec $\phi(r_L) = 0$.

Ce critère a été appliqué dans différentes publications comme [24]. Il prend comme hypothèse une distribution de faisceau uniforme ce qui est loin d'être le cas dans la réalité.

2. Une autre définition de ce critère est donnée via le rapport entre la différence de potentiel entre le centre et le bord du faisceau avant et après la compensation [25]. Il s'exprime ainsi :

$$\eta = 1 - \frac{\delta\phi(a)}{\delta\phi_b(a)} \tag{1.92}$$

avec :

— ϕ désignant le potentiel électrique transversal du faisceau compensé

— ϕ_b désignant le potentiel électrique transversal du faisceau seul

— $\delta\phi(r) = \delta\phi(0) - \delta\phi(r)$ désignant la différence de potentiel entre l'axe du faisceau et une position radiale r quelconque

— a étant le rayon du faisceau

Ce critère est limité car il suppose que le phénomène de compensation est purement transversal et que le faisceau est invariant longitudinalement alors qu'en réalité, les

variations longitudinales de la densité de charge du milieu peuvent engendrer un champ électrique longitudinal.

3. D'autres études [26] ont pris comme taux de compensation

$$\eta = \frac{n_n}{n_f} \tag{1.93}$$

le rapport entre le nombre de particules neutralisantes n_n sur le nombre de particules du faisceau n_f. Ce critère ne prend pas en compte la présence des particules non neutralisantes n_p dans le faisceau ni de la fuite des électrons du faisceau.

4. Dans [27], le taux de compensation était défini comme :

$$\eta(r,t) = \gamma^2 \frac{\int_0^R r.E_{comp,r}(r,t).\rho(r,t).dr}{\int_0^R E_{ce0,r}(r,t).\rho(r,t).dr} \tag{1.94}$$

avec R le rayon du faisceau, ρ la distribution radiale du faisceau, $E_{comp,r}$ le champ électrique induit par l'ensemble des particules et $E_{ce0,r}$ le champ induit par la charge d'espace du faisceau uniquement. Ce taux donne la réduction des forces de charge d'espace linéarisées.

Dans notre étude, nous avons établi un critère de taux de compensation de charge d'espace η en partant de la valeur du potentiel de charge d'espace. Nous le définissons ainsi :

$$\eta(x,y,z,t) = 1 - \frac{\phi_c(x,y,z,t)}{\phi_0(x,y,z,t)} \tag{1.95}$$

avec $\phi_c(x,y,z,t)$ le potentiel induit par toutes les particules présentes (faisceau, ions, électrons) au point (x,y,z) au temps t et $\phi_0(x,y,z,t)$ le potentiel induit uniquement par les particules du faisceau au même point et même temps et cela indépendamment de la distribution du faisceau. Il est calculé numériquement.
Cette définition permet d'exprimer directement le caractère non uniforme du taux de compensation ainsi que son évolution dans le temps. On notera toutefois que les coordonnées du point en (x,y,z) doivent être situées dans le faisceau. La compensation de charge d'espace en dehors du faisceau n'a pas de véritable sens physique bien que le faisceau crée un potentiel en tout point de la chambre.

1.2.3 Temps de compensation

Une autre grandeur est également utilisée pour décrire la compensation de charge d'espace : le temps de compensation de charge d'espace. On le définit par le temps au bout duquel on compense totalement la charge d'espace d'un faisceau continu.
Ce temps peut être approché par :

$$T_{CCE_1} = \frac{1}{\sigma_i(E) v_f n_g} \tag{1.96}$$

Avec σ_i la section efficace totale d'ionisation du gaz à une énergie cinétique E de faisceau donnée, v_f la vitesse du faisceau et n_g la densité du gaz.
Il correspond à la durée au bout de laquelle le faisceau a produit par ionisation autant de particules neutralisantes n_n qu'il y a de particules de faisceau n_f dans la ligne. En première approximation, il correspond donc au temps où la charge d'espace du faisceau est entièrement compensée moyennant deux hypothèses :

1. Si les particules neutralisantes restent confinées dans le faisceau.
2. Si les particules non neutralisantes quittent immédiatement le faisceau.

On peut alors écrire :

$$n_n = \sigma_i n_g n_f v_f T_{CCE_1} \tag{1.97}$$

Dans notre cas, la condition 1 n'est jamais réalisée. En effet, les particules neutralisantes peuvent osciller dans le puits de potentiel et elles peuvent aussi quitter le domaine si elles acquièrent suffisamment d'énergie due aux collisions ou par l'action de champs électriques extérieurs.

La condition 2 n'est pas pas non plus réalisée. En effet, les particules non neutralisantes ne quittent pas le faisceau immédiatement. En considérant un faisceau de protons de 100 keV à 10 mA de distribution uniforme, une particule nonneutralisante de charge q et de masse m créée au centre quitte le faisceau de rayon R = 10 mm au bout de (voir calcul en annexe) :

$$T = \frac{\ln(R/r)}{\sqrt{\frac{q}{m}\frac{2V}{R^2}}} \tag{1.98}$$

avec V la différence de potentiel entre l'axe ($r = 0$) et le bord du faisceau ($r = R$).

Si le gaz ionisé est du H_2 à la pression $P = 10^{-4}$ mbar, on obtient T = 1,6 μs et $T_{CCE} =$

4,9μs. On déduit que le temps de fuite reste non négligeable par rapport à T_{CCE_1} ce qui favorise un ralentissement du temps d'établissement de la compensation de charge d'espace.

Si l'on prend en compte les particules non neutralisantes n_p dans l'établissement du temps de compensation de charge d'espace, alors au premier ordre on peut écrire qu'au bout du temps T_{CCE_2}, on a $n_n = n_f + n_p$. Soit :

$$n_f + n_p = \sigma_i n_g n_f v_f T_{CCE_2} \tag{1.99}$$

Soit :

$$T_{CCE_2} = \frac{1}{\sigma_i n_g v_f}\left(1 + \frac{n_p}{n_f}\right) \tag{1.100}$$

De l'équation (1.100), on déduit que plus la densité de particules non neutralisantes n_p est importante, plus le temps d'établissement de la compensation de charge d'espace est long.

De ces différents modèles analytiques, on retiendra que le temps d'établissement de la compensation de charge d'espace dépend de [27] :

— la pression du gaz résiduel

— l'intensité du faisceau, son énergie et son rayon

— la masse et la charge des particules non neutralisantes

— le rapport entre le rayon du faisceau et le rayon de la chambre à vide

— le spectre de l'énergie initiale des particules neutralisantes

Pour caractériser la compensation de charge d'espace, deux critères ont été retenus : le taux de compensation et le temps de compensation. Toutefois, ces deux critères reposent sur des hypothèses parfois fortes et ne correspondent donc pas de manière rigoureuse à la réalité physique. Les effets liés à la dynamique des particules issues de l'ionisation ne sont effectivement pas considérés. Pourtant, si elles sont soumises à un champ électrique extérieur, leur dynamique influe sur la compensation de charge d'espace. De plus, on ne tient compte que de l'ionisation du gaz par le faisceau ; or ce dernier génère d'autres collisions créant d'autres particules dans la ligne et dont la dynamique doit être enregistrée. Ces deux critères ne dépendent pas explicitement du temps et donc les effets transitoires, c'est-à-dire les effets qui ont lieu entre l'injection du faisceau dans la ligne et le temps au bout duquel le faisceau est compensé, demeurent inconnus.

On constate que les modèles analytiques ne reproduisent pas exactement la réalité physique, et que devant cette limite il est alors nécessaire de se tourner vers des codes de calcul qui reproduisent davantage la réalité physique et qui nous permettront d'améliorer notre compréhension de ce phénomène ainsi que d'apporter des résultats plus précis.

Chapitre 2

Les réactions physiques spécifiques au transport d'un faisceau d'ions dans une ligne basse énergie

> On fait la science avec des faits, comme on fait une maison avec des pierres : mais une accumulation de faits n'est pas plus une science qu'un tas de pierres n'est une maison.
>
> Henri Poincaré

Dans ce chapitre, on se propose de présenter les différentes interactions qui se produisent dans une ligne basse énergie, tout d'abord celles générées par le faisceau puis celles générées par les particules qui en sont produites [1]. On dressera un bilan de ces réactions et nous ne retiendrons que les plus probables et les plus pertinentes pour notre cas d'espèce.

Dans notre étude, le gaz issu de la source est soit du dihydrogène soit du dideutérium. Le gaz injecté par l'utilisateur est de l'argon, du krypton ou de l'hélium.

2.1 Les interactions générées par les ions du faisceau

Dans toute cette section et sauf mention contraire, les ions du faisceau considéré seront des protons.

1. Ces particules sont appelées particules secondaires.

2.1.1 L'ionisation

D'après l'équation (1.96), le temps d'établissement du taux de compensation de charge d'espace dépend de la densité du gaz n_g, de la section efficace totale d'ionisation du gaz présent dans la ligne de faisceau et de la vitesse v.

Par ionisation du gaz, on appelle une collision entre une particule incidente (ici un ion du faisceau) et un atome de gaz qui va ôter à ce dernier un électron de sa couche externe. La réaction est donnée dans l'équation (2.1).

$$\mathrm{H}^+ + \mathrm{A} \rightarrow \mathrm{H}^+ + \mathrm{A}^+ + \mathrm{e}^- \tag{2.1}$$

La section efficace totale d'ionisation dépend de la vitesse v du faisceau de particules ainsi que des propritétés atomiques du gaz considéré. Le phénomène d'ionisation de certains gaz par un faisceau de protons d'énergie variant de 0,3 keV à 5 MeV a été étudié par Rudd [28]. Les résultats expérimentaux ont été ajustés par un modèle empirique. C'est ce modèle que nous utiliserons dans les simulations numériques.

La section efficace totale d'ionisation σ_i est exprimée en fonction de σ_h et de σ_l :

$$\sigma_i = \left(\frac{1}{\sigma_l} + \frac{1}{\sigma_h}\right)^{-1} \tag{2.2}$$

où :

$$\sigma_l = 4\pi a_0^2 C x^D \tag{2.3}$$

$$\sigma_h = \frac{4\pi a_0^2}{x}\left[A\ln(1+x) + B\right] \tag{2.4}$$

$$x = \frac{m_e c^2 \beta^2}{2I_R} \tag{2.5}$$

- A,B,C et D sont des constantes d'ajustement dépendant du gaz
- $a_0 = \dfrac{h^2\varepsilon_0}{\pi m_e e^2} = 0{,}529 \times 10^{-10}$ m est le rayon de Bohr
- m_e la masse de l'électron
- $I_R = \dfrac{m_e e^4}{8h^2\varepsilon_0^2 c} = 13{,}6$ eV est l'énergie de Rydberg

- $v = \beta c$ est la vitesse du proton

Dans le tableau 2.1, on donne les valeurs des paramètres d'ajustement pour différents gaz.

Gaz	A	B	C	D
H_2	0,71	1,63	0,51	1,24
He	0,49	0,62	0,13	1,52
Ar	3,85	1,98	1,89	0,89
Kr	5,67	5,50	2,42	0,65

TABLE 2.1 – Paramètres d'ajustement pour la section efficace d'ionisation de différents gaz par des protons

Sur la figure 2.1, on a représenté la section efficace totale d'ionisation en fonction de la vitesse réduite des protons pour ces mêmes gaz.

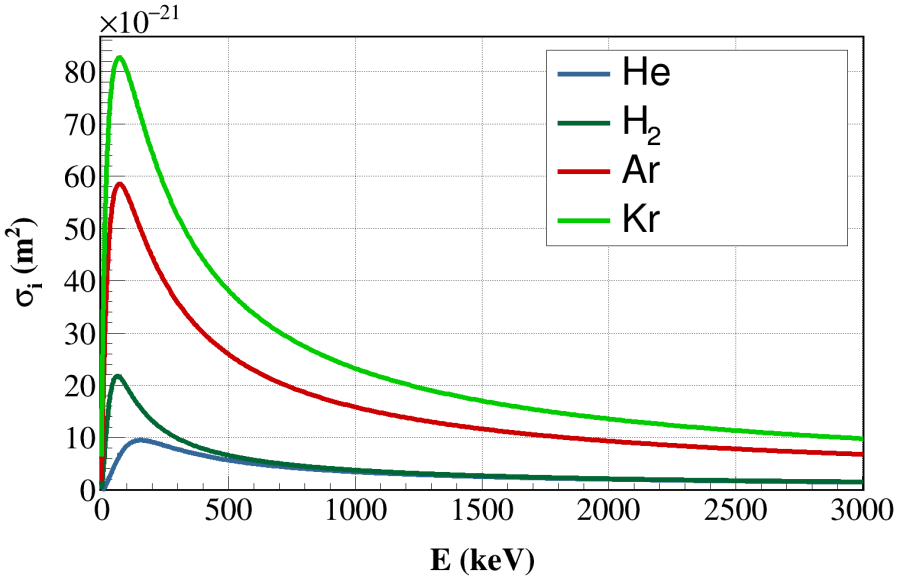


FIGURE 2.1 – Section efficace totale d'ionisation en fonction de la vitesse des protons pour quelques gaz

Dans notre cas, le dihydrogène provient de la source d'ions tandis que l'hélium, le krypton et l'argon sont injectés par l'utilisateur. Ces gaz sont utilisés car leur section efficace d'ionisation est importante lorsque le faisceau de protons est à basse énergie.

D'après l'étude réalisée dans [29], il n'y a pas de dépendance isotopique entre la section efficace d'ionisation du H_2 ou du D_2 par un même faisceau incident. C'est pour cette raison qu'on considérera la même section efficace pour l'ionisation de ces deux gaz.

Les protons incidents vont communiquer une énergie aux ions et électrons créés par l'ionisation. Ces derniers sont produits dans une certaine gamme énergétique et angulaire. Un modèle semi-empirique a été développé par Rudd [30] donnant la section efficace différentielle en énergie $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}$ pour l'ionisation d'une couche i contenant N_i électrons.

La section efficace différentielle $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}$ est donnée par :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W} = \sum_i \frac{\partial \sigma_i}{\partial w_i} \tag{2.6}$$

avec pour chaque couche i, la section efficace différentielle correspondante $\frac{\partial \sigma_i}{\partial w_i}$ qui est :

$$\frac{\partial \sigma_i}{\partial w_i} = \frac{(S_i/I_i)(F_1^i + F_2^i w)(1+w_i)^{-3}}{1+\exp[\alpha(w_i - w_{c_i})/v_i]} \tag{2.7}$$

avec les fonctions F_1,F_2, H_1, L_1, H_2 et L_2 respectivement définies par :

$$F_1^i(v_i) = L_1(v_i) + H_1(v_i) \tag{2.8}$$

$$F_2^i(v_i) = \frac{L_2^i(v_i)H_2^i(v_i)}{L_2^i(v_i) + H_2^i(v_i)} \tag{2.9}$$

$$H_1^i(v_i) = A_1 \frac{\ln(1+v_i^2)}{v_i^2 + B_1/v_i^2} \tag{2.10}$$

$$L_1^i(v_i) = \frac{C_1 v_i^{D_1}}{1 + E_1 v_i^{(D_1+4)}} \tag{2.11}$$

$$H_2^i(v_i) = \frac{A_2}{v_i^2} + \frac{B_2}{v_i^4} \tag{2.12}$$

$$L_2^i(v_i) = C_2 v_i^{D_2} \tag{2.13}$$

- $A_1, B_1, C_1, D_1, E_1, A_2, B_2, C_2$ et α sont des paramètres d'ajustement différents pour chaque gaz.
- I_i est l'énergie de liaison du gaz considéré pour chaque couche occupée
- N_i est le nombre d'électrons sur chaque couche atomique
- R est l'énergie de Rydberg.
- Le paramètre S est défini par $S_i = 4\pi a_0^2 N_i (R/I_i)^2$ avec a_0 le rayon de Bohr.
- v_i est défini par :

$$v_i = \left(\frac{m_e}{M_p}\frac{T_0}{I_i}\right)^{1/2} \tag{2.14}$$

- m_e correspond à la masse de l'électron, M_p celle du proton et T_0 est l'énergie cinétique du proton incident.
- $w_i = W/I_i$ est le rapport entre l'énergie de l'électron éjecté et l'énergie de liaison.
- Le paramètre w_c est défini par $w_{c_i} = 4v_i^2 - 2v_i - R/(4I_i)$

Le tableau 2.2 donne les paramètres d'ajustement pour différents gaz [30].

	H_2	**He**	**Ar**	**Kr**
A_1	0,96	1,02	1,20	1,46
B_1	2,6	2,4	8,0	5,7
C_1	0,38	0,70	0,86	0,65
D_1	0,23	1,15	0,0	-0,55
E_1	2,2	0,70	0,80	1,0
A_2	1,04	0,84	0,90	1,30
B_2	5,9	6,0	2,7	22
C_2	1,15	0,70	0,75	0,95
D_2	0,20	0,50	0,80	-1,0
α	0,87	0,86	0,71	0,78

TABLE 2.2 – Paramètres d'ajustement pour la section efficace différentielle du modèle de Rudd

Le tableau 2.3 donne les paramètres physiques I_i et N_i pour ces mêmes gaz [30].

Gaz	Couche	I (eV)	N
H_2	$1\sigma_g$	15,43	2
He	1s	24,59	2
Ar	1s	3202,9	2
	2s	326,0	2
	2p	249,18	6
	3s	29,24	2
	3p	15,82	6
Kr	1s	14325,6	2
	2s	1921,0	2
	2p	1692,3	6
	3s	295,2	2
	3p	216,8	6
	3p	93,0	10
	3p	27,5	2
	3p	14,22	6

TABLE 2.3 – Energie d'ionisation I et nombre d'électrons N par couche de quelques gaz

Sur la figure 2.2, on a représenté la distribution normalisée de l'énergie cinétique initiale des électrons produits par l'ionisation de dihydrogène par un faisceau de protons d'énergie cinétique 30 keV.

Au moment de leur création les ions acquièrent des énergies initiales très faibles, en-deçà de 50 eV [27].

2.1.2 L'échange de charge

Dans une collision d'échange de charge entre un ion du faisceau et un atome de gaz A, l'ion détache un électron de l'atome et produit un ion et un atome selon le processus :

$$\mathrm{H}^+ + \mathrm{A} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{A}^+ \tag{2.15}$$

L'énergie de l'ion initial est transférée en quasi-totalité à l'atome H.

Les sections efficaces totales σ_e d'échange de charge ont été mesurées expérimentalement pour des protons de 20 keV à 13 MeV [31]. On représente sur la figure 2.3 celles qui concernent un proton échangeant une charge avec quelques gaz.

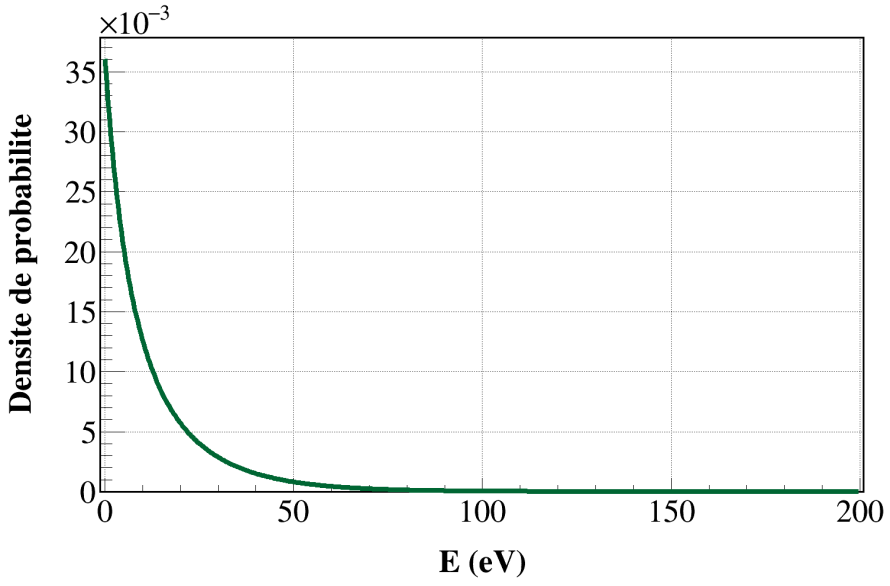


FIGURE 2.2 – Distribution en énergie des électrons produits par l'ionisation de H_2 par des protons de 30 keV

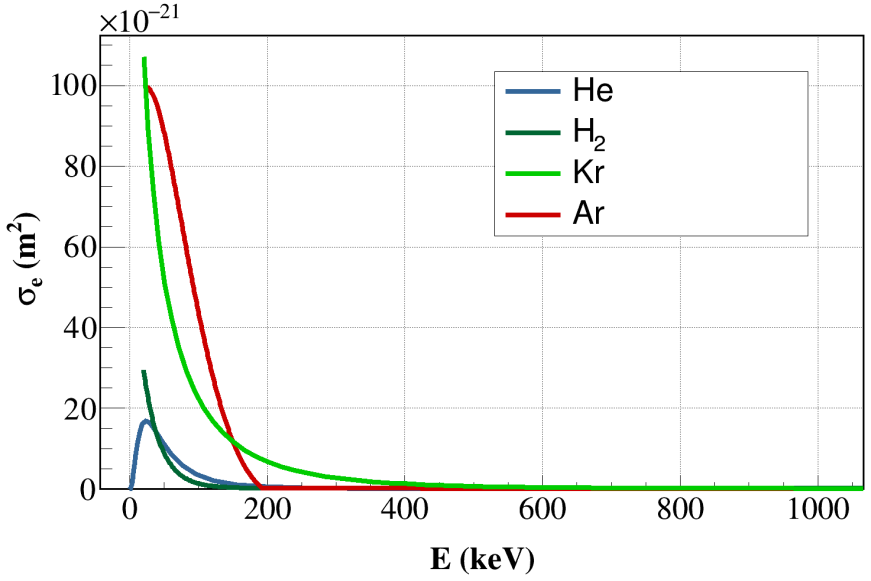


FIGURE 2.3 – Section efficace totale d'échange de charge en fonction de la vitesse du proton

Les ions du faisceau sont ainsi neutralisés (au sens où ils deviennent des atomes) et l'on assiste donc à une perte de courant du faisceau. Cela met des contraintes sur la quantité de

gaz injecté dans la ligne.

Pour un faisceau de protons de 50 keV, transporté dans une ligne de 2 m remplie uniformément de dihydrogène à la pression de 10^{-4} mbar, le taux de pertes d'intensité du faisceau par échange de charge est de 2,1 %.

2.1.3 Les réactions d'excitation

L'étude de l'excitation du gaz résiduel par le faisceau présente un intérêt car les atomes ainsi excités peuvent transmettre leur énergie aux électrons présents dans la ligne (ceux qui sont issus de la réaction (2.1)). L'excitation du gaz engendre la réaction suivante :

$$H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H + H^* \tag{2.16}$$

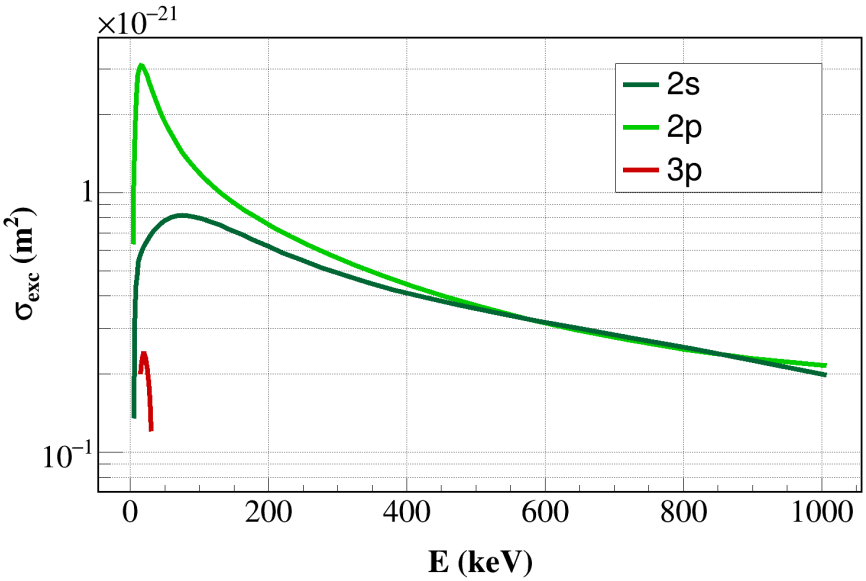


FIGURE 2.4 – Sections efficaces d'excitation du gaz résiduel H_2 par un faisceau de H^+

L'atome d'hydrogène excité, noté H^*, peut l'être de différentes manières (2s, 2p, 3s). Sur le graphe 2.4 on a représenté les sections efficaces totales d'excitation du dihydrogène en fonction de l'énergie du proton incident. Les résultats des mesures sont donnés dans [32].

Les sections efficaces d'excitation sont bien inférieures à celles de l'ionisation du gaz par les protons. De plus, les processus de désexcitation ne sont pas connus. On ne tiendra donc

pas compte des réactions d'excitation de l'atome d'hydrogène dans le bilan réactionnel.

2.1.4 Les réactions d'émission d'électrons secondaires

L'émission d'électrons secondaires a lieu lorsque le faisceau incident entre en interaction avec la paroi de la chambre à vide.

Plusieurs expériences ont été réalisées afin de mesurer le taux de création d'électrons secondaires par proton incident en fonction de l'énergie du faisceau de protons et du type de surface. A partir de ces expériences ont été établis des modèles semi-analytiques. Dans le cas d'une ligne basse énergie, la paroi est faite en général d'acier inoxydable. Dans le cas d'un diagnostic faisceau interceptif ou d'un arrêt faisceau, la paroi peut être constituée de cuivre ou de tungstène.
En incidence normale, les taux de production d'électrons secondaires en fonction de l'énergie du proton incident sont représentés sur le graphe 2.5 pour du cuivre [33], tungstène [33] et acier inoxydable [34, 35].

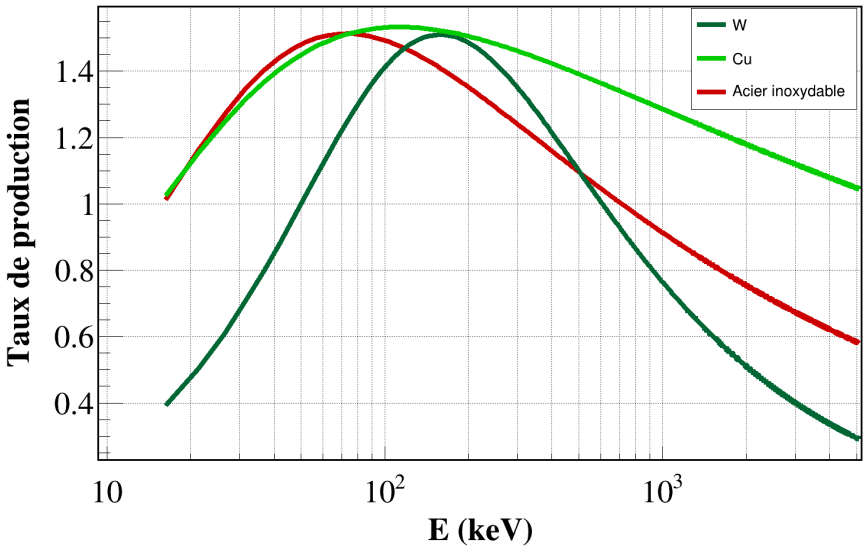


FIGURE 2.5 – Taux de production d'électrons secondaires en fonction de la vitesse du proton incident pour différents matériaux

Les taux de production de différents isotopes (par exemple H^+ et D^+) doivent être comparés à la même vitesse. Des études récentes [36] ont démontré que le taux de production

restait le même pour deux isotopes à vitesse d'impact égale.

2.2 Les interactions générées par les particules secondaires

On appelle particules secondaires les ions et les électrons issus des processus physiques de la section précédente.

2.2.1 Les interactions générées par les électrons

L'ionisation du gaz

L'ionisation d'un gaz noté A par un électron est donnée dans l'équation (2.17) :

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{A} \rightarrow \mathrm{e}^- + \mathrm{A}^+ + \mathrm{e}^- \tag{2.17}$$

Des activités expérimentales ont été réalisées afin de mesurer la section efficace d'ionisation de gaz par des électrons d'énergie cinétique inférieure à 10 keV [28].
Le modèle semi-empirique suivant a été élaboré par Slinker [28]. Il donne accès à la valeur de la section efficace totale d'ionisation de certains gaz par des électrons :

$$\sigma_i = \frac{8\pi a_0^2 I_R A_1}{m_e c^2 \beta^2} f(\beta) \left(\ln \left[\frac{2 A_2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_R} \right] - \beta^2 \right) \tag{2.18}$$

avec :

$$f(\beta) = \frac{2 I_i}{m_e c^2 \beta^2} \left(\frac{m_e c^2 \beta^2}{2 I_i} - 1 \right) \tag{2.19}$$

A_1 et A_2 sont des constantes empiriques sans dimension dépendant du gaz et I_i est l'énergie d'ionisation du gaz.

Dans le tableau 2.4, on donne les valeurs des paramètres d'ajustement et de l'énergie d'ionisation pour différents gaz.

On représente sur la figure 2.6 la section efficace d'ionisation de certains gaz en fonction de l'énergie de l'électron incident.

Gaz	$\mathbf{A}_1$	$\mathbf{A}_2$	$\mathbf{I}_i$ **(eV)**
H_2	0,695	1,5668	15,4
He	0,745	0,6174	24,59
Ar	4,22	0,1066	15,76

TABLE 2.4 – Paramètres d'ajustement et énergie d'ionisation pour la section efficace d'ionisation des protons sur différents gaz.

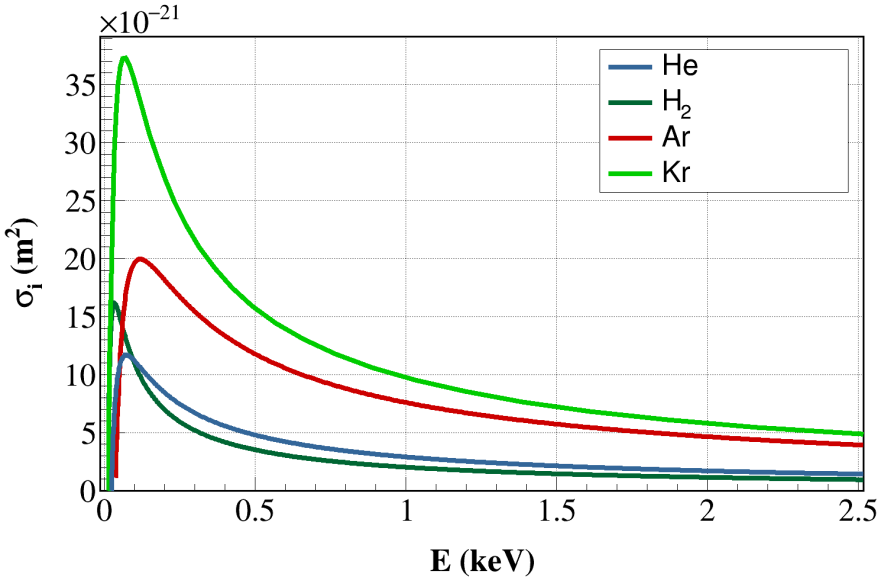


FIGURE 2.6 – Section efficace totale d'ionisation en fonction de l'énergie des électrons pour quelques gaz

Multi-ionisation

Le phénomène de multi-ionisation (2.20) génère la création d'ions multichargés.

$$e^- + A \rightarrow e^- + A^{n+} + ne^- \tag{2.20}$$

Dans [37], les valeurs de sections efficaces d'ions multichargés sont données en fonction de l'énergie de l'électron incident.
On a représenté sur les graphes 2.7 et 2.8, les sections efficaces totales de production des ions Ar^+, Ar^{2+} et Ar^{3+} d'une part, et Kr^{2+}, Kr^{3+} et Kr^{4+} d'autre part.

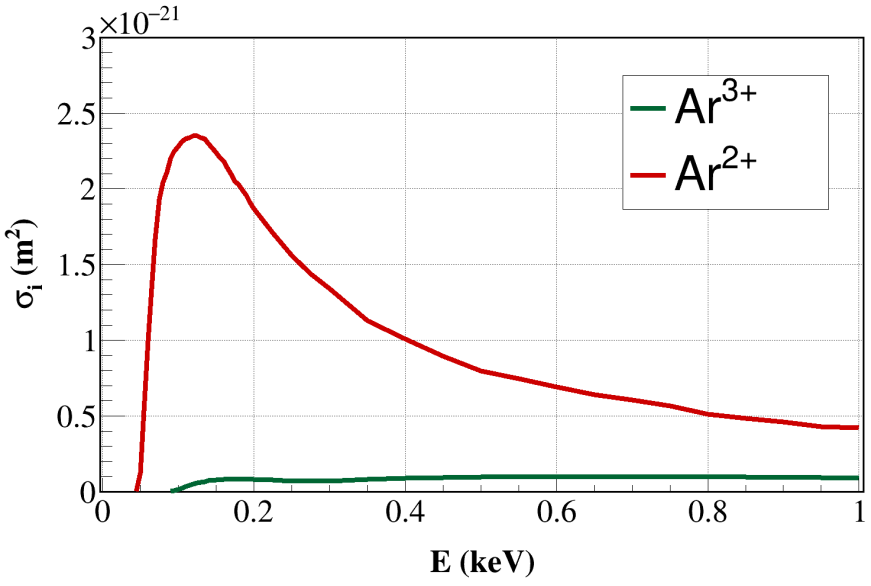


FIGURE 2.7 – Section efficace totale de multi-ionisation de l'argon en fonction de l'énergie des électrons pour l'argon

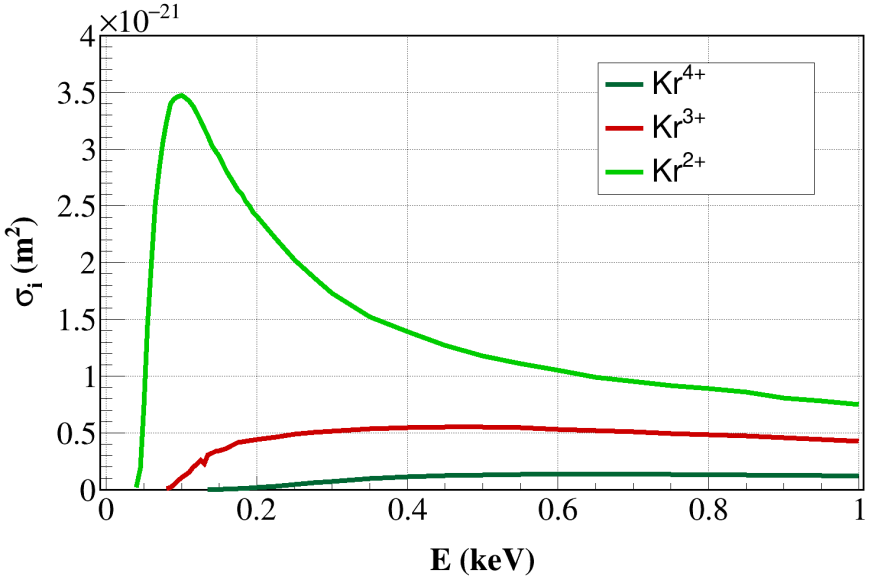


FIGURE 2.8 – Section efficace totale de multi-ionisation en fonction de l'énergie des électrons pour le krypton

On constate que la section efficace de multi-ionisation est bien plus faible que celle d'ionisation.

Les réactions de dissociation

Des sections efficaces de dissociation ont été mesurées dans [32]. Elles concernent les réactions :

$$e^- + H_2 \rightarrow e^- + H + H \tag{2.21}$$

$$e^- + H_2 \rightarrow e^- + H^+ + H + e^- \tag{2.22}$$

$$e^- + H_2^+ \rightarrow e^- + H^+ + H \tag{2.23}$$

On représente sur le graphe 2.9 les valeurs des sections efficaces des réactions (2.21), (2.22) et (2.23).

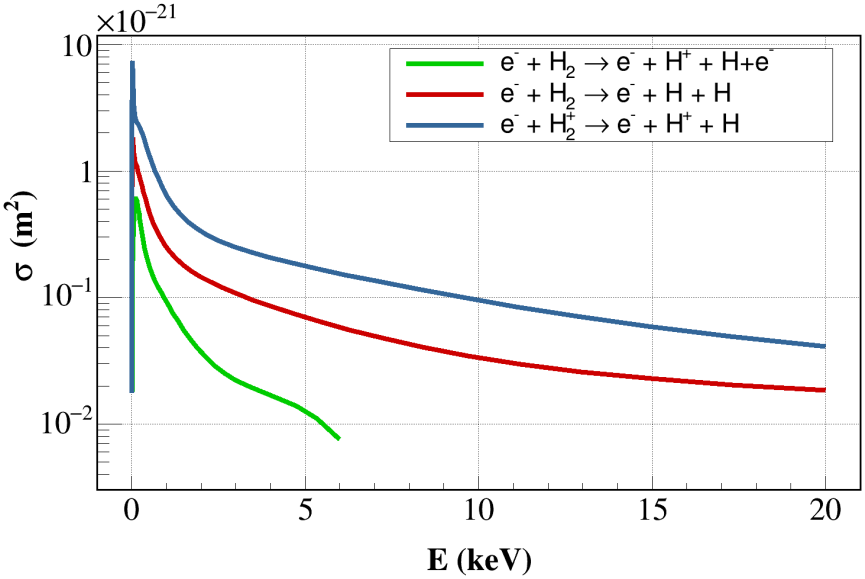


FIGURE 2.9 – Section efficace totale des réactions (2.21), (2.22) et (2.23)

On constate qu'elles sont nettement inférieures à celles de l'ionisation.

Les réactions (2.21) et (2.22) présentent des sections efficaces qui sont faibles comparées à l'ionisation du gaz par les électrons. On négligera la réaction (2.23) car elle n'influe pas de manière sensible sur le potentiel de charge d'espace. En effet, elle donne naissance à un

atome H qui ne sera plus transporté et à un ion H^+ dont la dynamique sera semblable à celle de l'ion H_2^+ incident.

2.2.2 Les interactions générées par les ions secondaires

On appelle ions secondaires les ions issus des réaction (2.1) et (2.17). Dans toute cette section, les valeurs de sections efficaces sont répertoriées dans [32].

L'ionisation

Il n'existe pas à notre connaissance de modèle semi-empirique d'ionisation du gaz par les ions issus de l'ionisation mais uniquement des données expérimentales.

Nous avons à disposition les sections efficaces pour les réactions

$$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_2^+ + H_2^+ + e^- \tag{2.24}$$

$$He^+ + H_2 \rightarrow He^+ + H_2^+ + e^- \tag{2.25}$$

et

$$H_2^+ + He \rightarrow H_2^+ + He^+ + e^- \tag{2.26}$$

$$He^+ + He \rightarrow He^+ + He^+ + e^- \tag{2.27}$$

Le graphe 2.10 donne la section efficace des réactions (2.24) et (2.25), (2.26) et (2.27).

Ces sections efficaces sont plus faibles que les sections efficaces d'ionisation du gaz par le faisceau et par l'ionisation du gaz par les électrons. De plus, elles sont maximales lorsque les ions sont portés à des énergies de plusieurs dizaines de keV, ce qui n'est jamais le cas dans notre étude car dans les transports de faisceaux considérés, les ions ont une énergie maximale qui dépend du potentiel du faisceau qui est au maximum de quelques keV mais jamais la dizaine de keV.

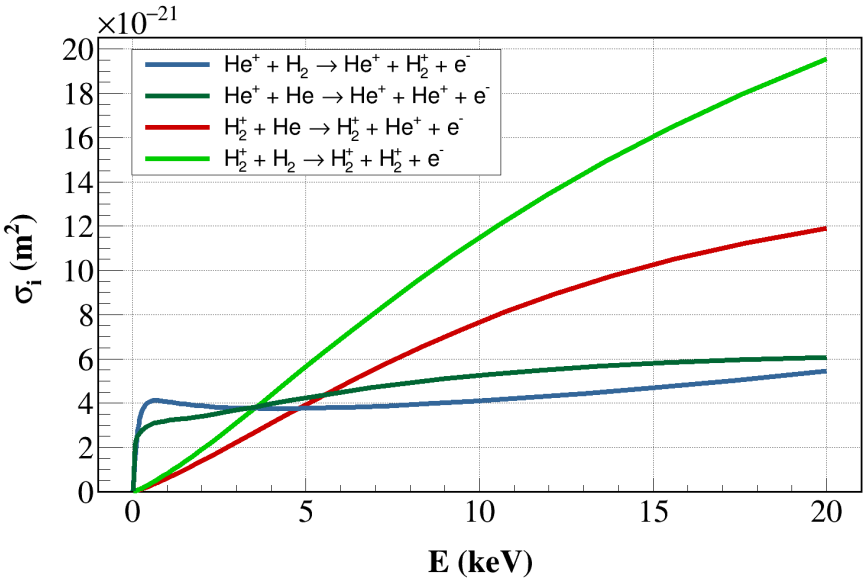


FIGURE 2.10 – Section efficace totale d'ionisation des réactions (2.24) et (2.25), (2.26) et (2.27)

L'échange de charge

Des mesures de sections efficaces d'échange de charge ont été réalisées.

Elles concernent les réactions :

$$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_2 + H_2^+ \tag{2.28}$$

$$He^+ + H_2 \rightarrow He + H_2^+ \tag{2.29}$$

$$He^+ + He \rightarrow He + He^+ \tag{2.30}$$

Ces trois réactions sont représentées sur le graphe 2.11.

L'échange de charge ne modifie en rien l'état du système dans ces deux cas. La section efficace est importante à basse énergie mais comme cela ne change rien au système, on ne prendra pas ce phénomène en compte.

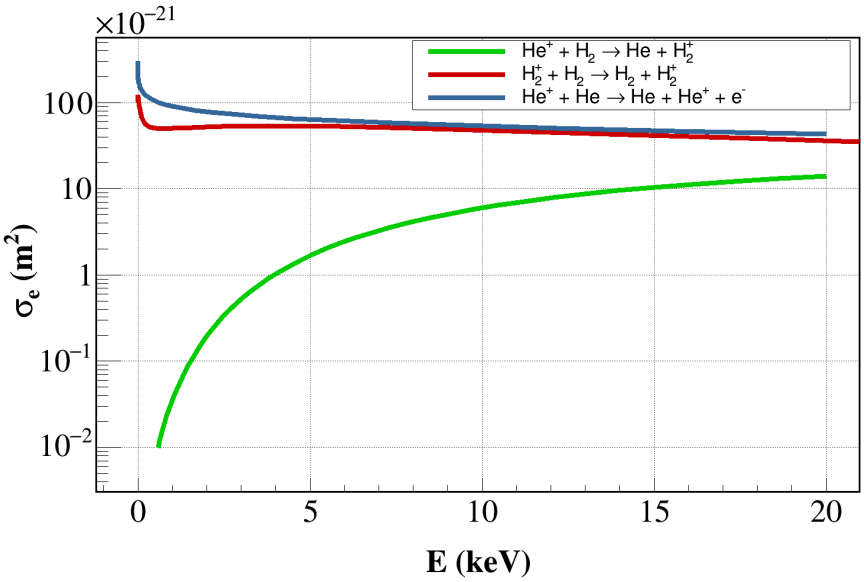


FIGURE 2.11 – Section efficace totale d'échange de charge des réactions (2.28), (2.29), et (2.30)

Autres réactions sur le gaz

Des sections efficaces de collisions des ions sur le gaz ont été mesurées. Elles concernent les réactions :

$$H_2^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H + H_2 \tag{2.31}$$

et :

$$He^+ + H_2 \rightarrow He + H^+ + H \tag{2.32}$$

$$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H \tag{2.33}$$

Les sections efficaces correspondantes ont été respectivement représentées sur le graphe 2.12.

On négligera les réactions (2.31) et (2.32) en raison de leurs trop faibles sections efficaces. Les sections efficaces de la réaction (2.33) sont bien plus élevées. Cependant, elles sont maximales pour des énergies d'ions H_2^+ en-deçà de 0,1 eV et décroissent rapidement pour des énergies supérieures. On négligera donc cette réaction dans le bilan réactionnel.

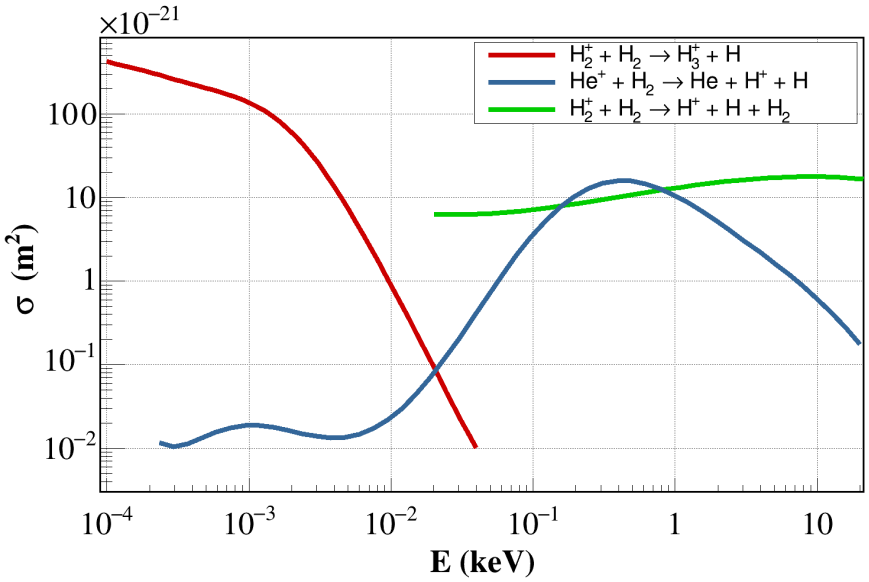


FIGURE 2.12 – Section efficace totale des réactions (2.31), (2.32), et (2.33)

2.3 Bilan

Dans notre cas d'étude, on sait que toutes ces réactions prennent place dans la ligne. La liste ainsi établie a aussi permis de donner une importance relative des réactions les unes par rapport aux autres. En effet, comme on l'a indiqué au chapitre 2, les simulations numériques sont indispensables afin de mieux comprendre le phénomène de compensation de charge d'espace. L'idée est donc d'insérer dans les simulations les réactions les plus pertinentes pour notre étude. Certaines réactions ont des sections efficaces très faibles et vont très peu modifier l'état du système. En revanche, elles feront perdre en efficacité de temps de calcul. Un compromis intelligent est donc à trouver.

On retiendra alors les réactions dont on est sûr qu'elles auront un impact sur la dynamique du faisceau :

1. l'ionisation du gaz par le faisceau
2. l'ionisation du gaz par les électrons
3. l'émission d'électrons secondaires
4. l'échange de charge entre le faisceau et le gaz

Chapitre 3

Codes de calcul pour le transport d'un faisceau dans une ligne basse énergie

> L'ordinateur ne peut que restituer, sous une forme plus ou moins élaborée, les concepts que le chercheur y a introduits. Il est incapable de faire preuve d'intuition, démarche subtile encore mal comprise qui seule peut conduire à la découverte.
>
> Pierre Joliot-Curie

Afin de valider le design des lignes de faisceau et de prédire le transport des faisceaux, il est nécessaire de développer des codes de calcul.
Dans notre étude, il est primordial de connaître de manière aussi précise que possible le taux de compensation de charge d'espace, son évolution temporelle et son temps d'établissement afin de décrire au mieux le transport des faisceaux dans une ligne de basse énergie et pour valider le design de cette dernière. C'est pour cette raison que nous nous tournons vers des codes de calcul afin d'améliorer notre compréhension du phénomène de compensation de charge d'espace et d'obtenir des résultats qualitatifs et quantitatifs décrivant la physique au sein d'une ligne basse énergie.

Les premiers codes de calcul pour la dynamique des faisceaux dans les accélérateurs linéaires ont été développés depuis le début des années 1950 [38]. Parmi eux, on retiendra :

— Le code PARMILA, développé à Los Alamos, a été implémenté pour le transport de faisceaux dans le DTL [38, 39].

— Le code HALODYN a été développé pour l'étude du transport de faisceaux dans un linac à des énergies de quelques MeV à plusieurs centaines de MeV [40].

— Trace3D a été conçu de manière à adapter des faisceaux mis en paquet de la sortie du RFQ jusqu'au DTL [41].

— PARMTEQ a été développé pour le transport d'un faisceau dans un RFQ [42].

— Le code TraceWin décrit plus bas.

— Enfin, le code LANA, développé dans les années 1990 est adapté au transport de faisceau dans un DTL [43].

Ces codes sont majoritairement tournés vers des énergies plus élevées que celles des ions dans une LBE et ils ne peuvent donc nous apporter une quelconque aide pour notre étude. Il est nécessaire d'utiliser de nouveaux codes qui soient adaptés à notre cas d'espèce.

3.1 Codes de simulation avec calcul de la charge d'espace

Afin de calculer la charge d'espace du faisceau, la méthode PIC est celle qui a été appliquée dans les codes que nous avons utilisés pour notre étude.

3.1.1 La méthode PIC

Les faisceaux de particules chargées peuvent être considérés comme des plasmas non neutres et obéissent aux mêmes lois que les plasmas [44].

La méthode PIC (Particle In Cell), développée à partir des années 1950 a pour but de simuler le comportement macroscopique d'un plasma [45]. La vitesse des processeurs informatiques actuels et les capacités de mémoire nous limitent à $N \simeq 10^8$ particules [46]. C'est la raison pour laquelle on doit représenter le faisceau au moyen de macroparticules, chacune représentant un grand nombre de particules réelles. En effet, un faisceau typique a un nombre de particules N compris entre 10^{10} et 10^{14}. Le faisceau est représenté par une fonction de distribution f obéissant à l'équation de Vlasov :

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \overrightarrow{v} \frac{\partial}{\partial \overrightarrow{x}} + \left(q \left[\overrightarrow{E} + \overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B} \right] \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \overrightarrow{p}} \right\} f = 0 \tag{3.1}$$

Les macroparticules, elles, possèdent une charge q, une masse m et une impulsion p. Chacune d'elles vérifie l'équation de variation de la quantité de mouvement donnée ici en

régime classique et sans terme de collision :

$$\frac{d\overrightarrow{p}}{dt} = q\left(\overrightarrow{E} + \overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B}\right) \tag{3.2}$$

Les macroparticules possèdent deux propriétés importantes :

— leur rapport q/m est le même que celui des particules réelles

— leur dynamique dans les champs appliqués est la même que celle des particules réelles

L'espace est divisé en cellules (également appelées mailles). L'ensemble des cellules constitue donc une grille. On appelle nœud de la grille les points d'intersection commune de deux cellules adjacentes. Les macroparticules sont réparties dans la grille.
Le principe de la méthode PIC est de calculer une densité de charge à chaque nœud de la grille à partir des macroparticules présentes dans les cellules voisines, puis de résoudre l'équation de Poisson, permettant ainsi de calculer un champ électrique à chaque nœud de la grille. A partir de ce champ, on intègre les équations du mouvement des macroparticules, les déplaçant ainsi dans la grille.

Pour illuster la méthode, considérons un domaine en deux dimensions de coordonnées cartésiennes (x,y). [1]

Soit donc un système en deux dimensions de coordonnées (x,y) maillé comme représenté sur la figure 3.1 : On a :

$$x_i = x_{min} + i\Delta x \qquad \Delta x = (x_{max} - x_{min})/n_x \qquad i = 0,1,2,...,n_x \tag{3.3}$$

$$y_j = y_{min} + j\Delta y \qquad \Delta y = (y_{max} - y_{min})/n_y \qquad j = 0,1,2,...,n_y \tag{3.4}$$

Le nombre de nœuds N_n est :

$$N_n = (n_x + 1)(n_y + 1) \tag{3.5}$$

Tandis que le nombre de mailles N_m est :

$$N_m = n_x n_y \tag{3.6}$$

1. Il est tout à fait possible de faire un maillage du domaine en utilisant d'autres systèmes de coordonnées

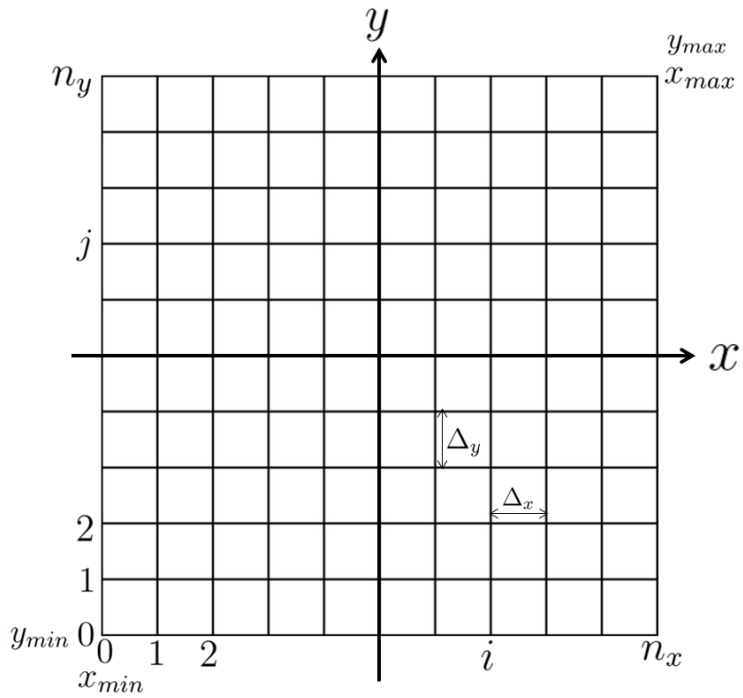


FIGURE 3.1 – Discrétisation du domaine dans le plan (x,y)

Le champ électrique E, le potentiel ϕ et la densité de charge ρ sont fonction des paramètres i et j tels que :

$$\overrightarrow{E}_{ij} = \overrightarrow{E}(x_i,y_j) \tag{3.7}$$

$$\phi_{ij} = \phi(x_i,y_j) \tag{3.8}$$

$$\rho_{ij} = \rho(x_i,y_j) \tag{3.9}$$

Le temps est également divisé en intervalles réguliers appelés pas de temps et qu'on notera toujours Δt. Le transport du faisceau commence au temps t_0 et se termine au temps t_f. La discrétisation temporelle est représentée sur la figure 3.2.

On a :

$$t_i = t_0 + i\Delta t \qquad i = 0,1,2,3,... \tag{3.10}$$

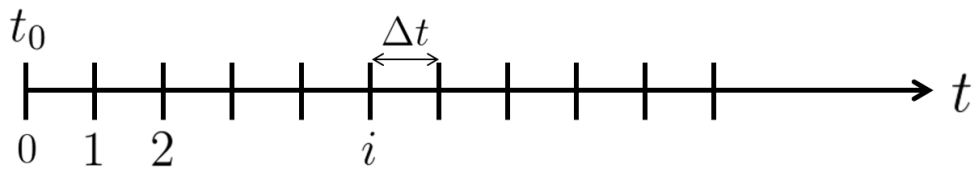


FIGURE 3.2 – Discrétisation temporelle

Dépôt des charges sur la grille

La méthode de dépôt utilisée dans un code PIC consiste à tenir compte de la distance entre les nœuds voisins et la position des particules, comme schématisé sur la figure 3.3. Cette figure montre une macroparticule représentée en gris dans une maille [47]. La charge

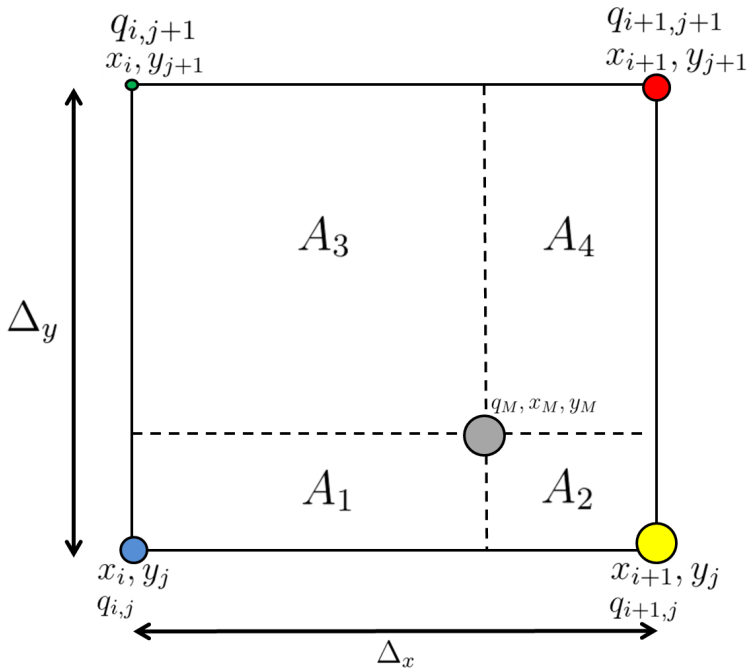


FIGURE 3.3 – Dépôt de charge aux nœuds de la grille

de la particule est répartie entre les nœuds de la cellule dans laquelle se trouve la particule. Le nœud jaune reçoit la plus grande fraction, en raison de la proximité de ce nœud. La plus petite contribution est celle du nœud vert. La charge déposée sur chacun des quatre nœuds

est :

$$q_{i,j} = q_M \frac{A_4}{\Delta x \Delta y} \tag{3.11}$$

$$q_{i+1,j} = q_M \frac{A_3}{\Delta x \Delta y} \tag{3.12}$$

$$q_{i,j+1} = q_M \frac{A_2}{\Delta x \Delta y} \tag{3.13}$$

$$q_{i+1,j+1} = q_M \frac{A_1}{\Delta x \Delta y} \tag{3.14}$$

avec :

$$A_4 = (x_{i+1} - x_M)(y_{j+1} - y_M) \tag{3.15}$$

$$A_3 = (x_M - x_i)(y_{j+1} - y_M) \tag{3.16}$$

$$A_2 = (x_{i+1} - x_M)(y_M - y_j) \tag{3.17}$$

$$A_1 = (x_M - x_i)(y_M - y_j) \tag{3.18}$$

Cette méthode de dépôt est appelée méthode CIC (Cloud in Cell) car la densité fait apparaître les particules comme des nuages de taille finie et non plus comme des points.
Il est possible aussi d'effectuer un raffinement de maillage, c'est-à-dire que dans une zone choisie, on peut multiplier le nombre de mailles dans une maille principale, comme schématisé sur la figure 3.4. Les raffinements de maillage ont toute leur utilité lorsqu'on est en présence de pics de densité localisés ou de forts gradients de potentiel [47]. Pour le cas de faisceaux intenses et de rayon R très inférieur au rayon de la chambre r_p, la densité de particules ainsi que le potentiel sont localement très élevés. C'est pourquoi, pour notre cas d'étude, le raffinement de maillage présente un intérêt certain. La méthode est simple et consiste à résoudre l'équation de Poisson d'abord sur la grille principale en ignorant la présence de la grille fine puis de la résoudre sur la grille fine seule par interpolation de la valeur issue de la grille principale [48].

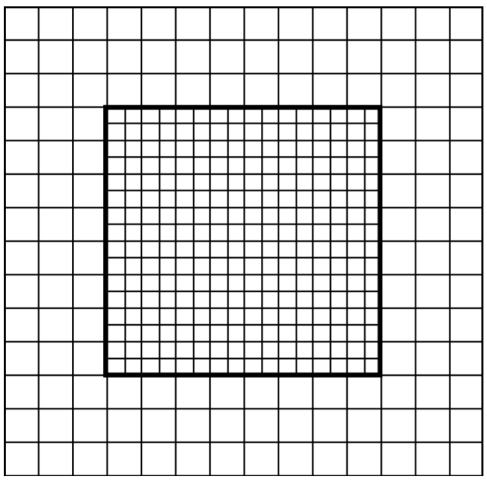


FIGURE 3.4 – Grille principale et grille plus fine

Calcul du champ

Cette étape ne présente pas de particularité propre à la méthode PIC. Elle consiste à résoudre l'équation de Poisson par une méthode adaptée au problème posé. Dans le cas présent, on peut utiliser un schéma aux différences finies pour discrétiser l'opérateur du second ordre de l'équation de Poisson. Le champ électrique est calculé à partir du potentiel en utilisant un schéma d'approximation du gradient par différences finies.

L'équation de Poisson $\bigtriangledown^2\phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$ devient :

$$\frac{\phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j}}{\Delta_x^2} + \frac{\phi_{i,j+1} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i,j-1}}{\Delta_y^2} = -\frac{\rho_{i,j}}{\varepsilon_0} \tag{3.19}$$

Le potentiel calculé est bien entendu le potentiel de toutes les macroparticules présentes dans la grille. Cependant, si des conditions aux limites sont spécifiées, elles doivent être intégrées dans le calcul du potentiel.
Deux types de condition aux limites existent :

— Conditions de Dirichlet : ϕ est spécifié

— Conditions de Neumann : $\frac{\partial\phi}{\partial n}$ est spécifié

Pour une condition de Dirichlet, considérons un potentiel ϕ tel que $\phi = V$ avec V constant comme schématisé sur la figure 3.5. On a $\phi_{n_x,j} = V$ L'équation (3.19) devient :

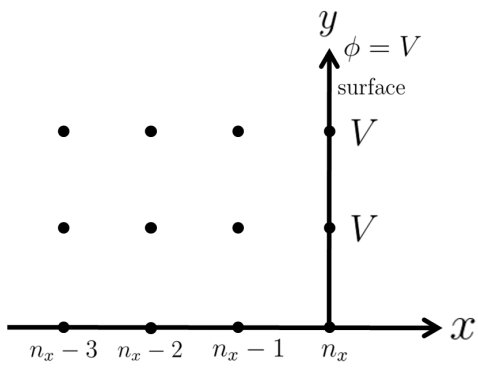


FIGURE 3.5 – Conditions de Dirichlet

$$\frac{V - 2\phi_{n_x-1,j} + \phi_{n_x-2,j}}{\Delta x^2} + \frac{\phi_{n_x-1,j+1} - 2\phi_{n_x-1,j} + \phi_{n_x-1,j-1}}{\Delta y^2} = -\frac{\rho_{n_x-1,j}}{\varepsilon_0} \tag{3.20}$$

Pour une condition de Neumann, considérons $\frac{\partial \phi}{\partial n} = G$ avec G constant comme schématisé sur la figure 3.6. On a donc :

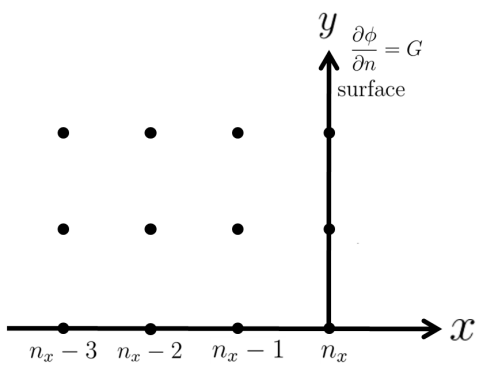


FIGURE 3.6 – Conditions de Neumann

$$-\frac{\phi_{n_x-1,j} - \phi_{n_x,j}}{\Delta x} = G \tag{3.21}$$

Numériquement, l'équation de Poisson peut se résoudre sous forme matricielle avec :

$$M.\Phi = S \tag{3.22}$$

Avec M une matrice de coefficients, Φ le vecteur des potentiels aux nœuds de la grille et S

désignant les termes source, c'est-à-dire ceux qui sont issus des charges déposées sur la grille ainsi que des potentiels des conditions aux bords.

Les valeurs de potentiel sont alors obtenues par inversion de (3.22) :

$$\Phi = M^{-1}S \tag{3.23}$$

De l'expression du potentiel, on déduit aisément l'expression du champ électrique aux nœuds de la grille :

$$E_{x_{ij}} = \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}}{2\Delta x} \tag{3.24}$$

$$E_{y_{ij}} = \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j-1}}{2\Delta y} \tag{3.25}$$

Un exemple explicatif, issu de [47], résume ainsi la résolution de l'équation de Poisson.
Sur la figure 3.7, on a représenté en une dimension un dépôt de charge sur la grille avec des conditions de Dirichlet aux bords : $\phi_0 = V_l$ et $\phi_{n_x} = V_r$.
On a de plus : $x_i = x_l + i\Delta_x$ avec $\Delta_x = (x_r - x_l)/n_x \quad i = 0,1,2,...,n_x$.

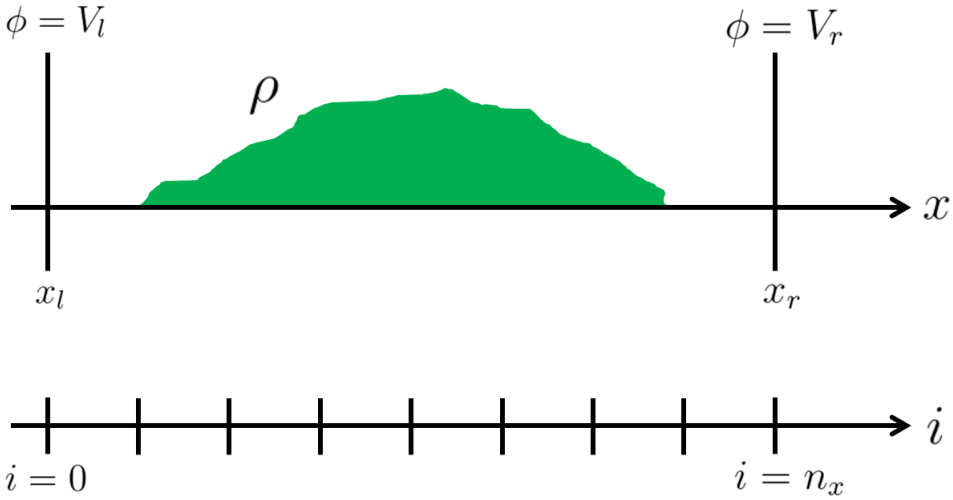


FIGURE 3.7 – Dépôt de charge sur une grille unidimensionnelle

En utilisant les équations (3.19) et (3.20), l'équation de Poisson peut être exprimée sous

la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} -2 & 1 & & & & 0 \\ 1 & -2 & 1 & & & \\ & 1 & -2 & 1 & & \\ & & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & & 1 & -2 & 1 \\ 0 & & & & 1 & -2 \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \phi_{n_x-3} \\ \phi_{n_x-2} \\ \phi_{n_x-1} \end{bmatrix} = -\frac{\Delta_x^2}{\varepsilon_0} \begin{bmatrix} \rho_1 + \frac{\varepsilon_0}{\Delta_x^2} V_l \\ \rho_2 \\ \rho_3 \\ \vdots \\ \rho_{n_x-3} \\ \rho_{n_x-2} \\ \rho_{n_x-1} + \frac{\varepsilon_0}{\Delta_x^2} V_r \end{bmatrix} \tag{3.26}$$

La matrice M peut facilement être inversée et on peut ainsi avoir accès aux valeurs des ϕ_i.

Interpolation du champ sur les particules

Avant de calculer le déplacement des macroparticules sur un pas de temps, il faut évaluer la force électrique F qui s'exerce sur chacune d'elles à partir du champ électrique, ce dernier étant la somme du champ électrique généré par les particules et de champs électriques extérieurs.
A l'exception de champs électriques déduits d'expressions analytiques, les valeurs de champ électrique de charge d'espace sont discrètes, de même que celles des champs extérieurs. Une méthode d'interpolation du champ sur les positions x_M des particules est donc nécessaire. Cela est réalisé en calculant une moyenne pondérée du champ au point x_M de la manière suivante :

$$E_{x=x_M,y=y_M} = \sum_{a,b} w_{a,b} E_{a,b} \tag{3.27}$$

avec $w_{a,b}$ un facteur de poids dépendant de la position de la macroparticule par rapport aux quatre nœuds voisins de la cellule.

Le champ $E_{x=x_M,y=y_M}$ peut donc être interpolé par :

$$E_{x=x_M,y=y_M} = \frac{A_4}{\Delta x \Delta y} E_{i,j} + \frac{A_3}{\Delta x \Delta y} E_{i+1,j} + \frac{A_2}{\Delta x \Delta y} E_{i,j+1} + \frac{A_1}{\Delta x \Delta y} E_{i+1,j+1} \tag{3.28}$$

Intégration des équations du mouvement

Les particules sont soumises à la force de Lorentz $\overrightarrow{F} = q(\overrightarrow{E} + \overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B})$ et suivent la deuxième loi de la dynamique en régime non relativiste :

$$\frac{d\overrightarrow{x}}{dt} = \overrightarrow{v} \tag{3.29}$$

$$\frac{d\overrightarrow{v}}{dt} = \frac{F(\overrightarrow{x})}{m} \tag{3.30}$$

Deux méthodes différentes existent pour intégrer les équations du mouvement, la première est la méthode du saut de mouton qui est utilisée lorsque la composante magnétique de la force de Lorentz est très négligeable devant la composante électrique. La seconde est celle du pousseur de Boris qui est utilisée lorsqu'elle n'est pas négligeable [49].

On se place dans le cas où $\left\|\overrightarrow{\boldsymbol{v}} \wedge \overrightarrow{\boldsymbol{B}}\right\| \ll \left\|\overrightarrow{\boldsymbol{E}}\right\|$ La méthode du saut de mouton est utilisée. Elle a l'avantage de ne stocker en mémoire que la position et la vitesse au pas de temps

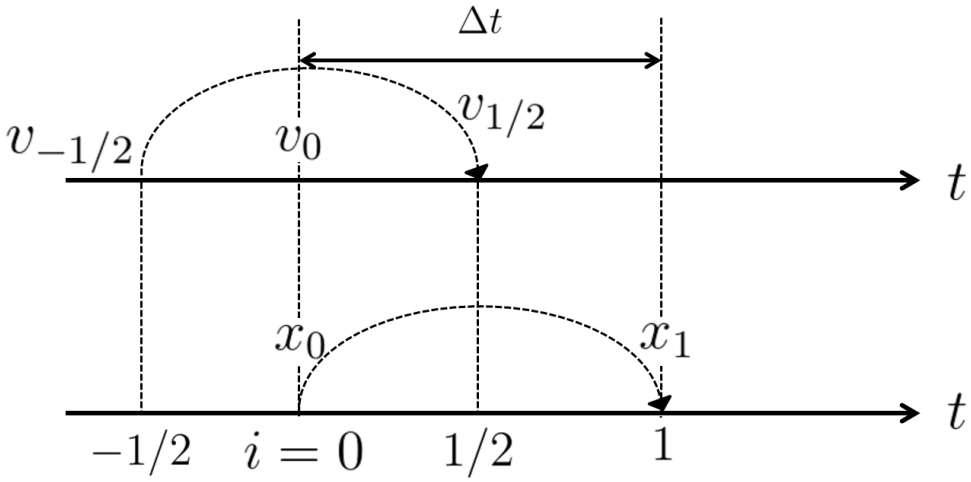


FIGURE 3.8 – Schéma de l'algorithme dit du saute-mouton

précédent et de résoudre les équations de champ à chaque pas de temps. Elle permet d'obtenir x^{n+1} et $v^{n+1/2}$ à partir de x^n, de $v^{n-1/2}$ où $v^{n+1/2}$ désigne la vitesse de la macroparticule au pas $(n + 1/2)\Delta t$. La vitesse et la position sont déphasées de $\Delta t/2$.

Dans cette méthode, la position des macroparticules est calculée tous les n pas de temps alors que la vitesse l'est tous les $\Delta t/2$ pas de temps. Il est donc nécessaire que ces deux quantités soient synchronisées. La méthode consiste à repousser la vitesse d'un demi-pas de temps comme schématisé sur la figure 3.8.

Entre deux pas de temps i et $i+1$, on a :

$$\frac{\overrightarrow{x}^{i+1} - \overrightarrow{x}^{i}}{\Delta t} = \overrightarrow{v}^{i+1/2} \tag{3.31}$$

et :

$$\frac{\overrightarrow{x}^{i} - \overrightarrow{x}^{i-1}}{\Delta t} = \overrightarrow{v}^{i-1/2} \tag{3.32}$$

En soustrayant les deux équations précédentes nous obtenons :

$$m\frac{\overrightarrow{v}^{i+1/2} - \overrightarrow{v}^{i-1/2}}{\Delta t} = m\frac{\overrightarrow{x}^{i+1} - 2\overrightarrow{x}^{i} + \overrightarrow{x}^{i-1}}{\Delta t^2} = \overrightarrow{F}^{i} \tag{3.33}$$

Si l'on connaît la position et la vitesse initiale, x^0 et v^0 de la macroparticule, pour utiliser ce schéma, il faut calculer $v^{-1/2}$ à l'aide, par exemple, d'un schéma d'Euler

$$\frac{v^0 - v^{-1/2}}{\Delta t/2} = \frac{F(x^0)}{m} \tag{3.34}$$

La forme synchronisée est alors :

$$\overrightarrow{v}^{i+1/2} = \overrightarrow{v}^{i} + q\frac{\overrightarrow{E}^{i}}{m}\frac{\Delta t}{2} \tag{3.35}$$

$$\overrightarrow{x}^{i+1} = \overrightarrow{x}^{i} + \overrightarrow{v}^{i+1/2}\Delta t \tag{3.36}$$

$$\overrightarrow{v}^{i+3/2} = \overrightarrow{v}^{i+1/2} + q\frac{\overrightarrow{E}^{i+1}}{m}\frac{\Delta t}{2} \tag{3.37}$$

On se place dans le cas où la composante magnétique de Lorentz n'est plus négigeable devant la composante électrique.

La force dépend donc de la vitesse et cela entraîne des complications car $\overrightarrow{x}$ et $\overrightarrow{v}$ sont déphasés dans la méthode de saute-mouton.

La méthode utilisée est alors celle du pousseur de Boris. L'équation du mouvement :

$$\frac{d\overrightarrow{v}}{dt} = \frac{q}{m}\left[\overrightarrow{E} + \overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B}\right] \tag{3.38}$$

se réécrit sous la forme :

$$\frac{\overrightarrow{v}^{i+1/2} - \overrightarrow{v}^{i-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m}\left[\overrightarrow{E}^{i} + \frac{1}{2}(\overrightarrow{v}^{i+1/2} + \overrightarrow{v}^{i-1/2}) \wedge \overrightarrow{B}^{i})\right] \tag{3.39}$$

Cette méthode consiste à séparer la force électrique et la force magnétique. Il faut substituer :

$$\overrightarrow{v}^{i-1/2} = \overrightarrow{v}^{-} - \frac{q}{m}\overrightarrow{E}^{i}\frac{\Delta t}{2} \tag{3.40}$$

et :

$$\overrightarrow{v}^{i+1/2} = \overrightarrow{v}^{+} + \frac{q}{m}\overrightarrow{E}^{i}\frac{\Delta t}{2} \tag{3.41}$$

dans l'équation (3.39). Le champ électrique E s'annule donc et l'on obtient :

$$\overrightarrow{v}^{+} - \overrightarrow{v}^{-} = \frac{q\Delta t}{2m}(\overrightarrow{v}^{+} + \overrightarrow{v}^{-}) \wedge \overrightarrow{B}_{i} \tag{3.42}$$

qui est une rotation du vecteur $\overrightarrow{v}$ le long d'un axe parallèle à $\overrightarrow{B}_i$ d'un angle θ tel que :

$$\theta = -2\arctan\left[\frac{qB\Delta t}{2m}\right] \tag{3.43}$$

Les trois étapes du pousseur de Boris sont donc :

1. accélération sous l'effet du champ électrique pour obtenir $\overrightarrow{v}^{-}$.
2. rotation suivant l'équation (3.42) de manière à obtenir $\overrightarrow{v}^{+}$.
3. accélération sous l'effet du champ électrique pour obtenir $\overrightarrow{v}^{i+1/2}$.

Résumé schématique de l'algorithme

La méthode PIC peut donc être résumée dans le schéma 3.9 :

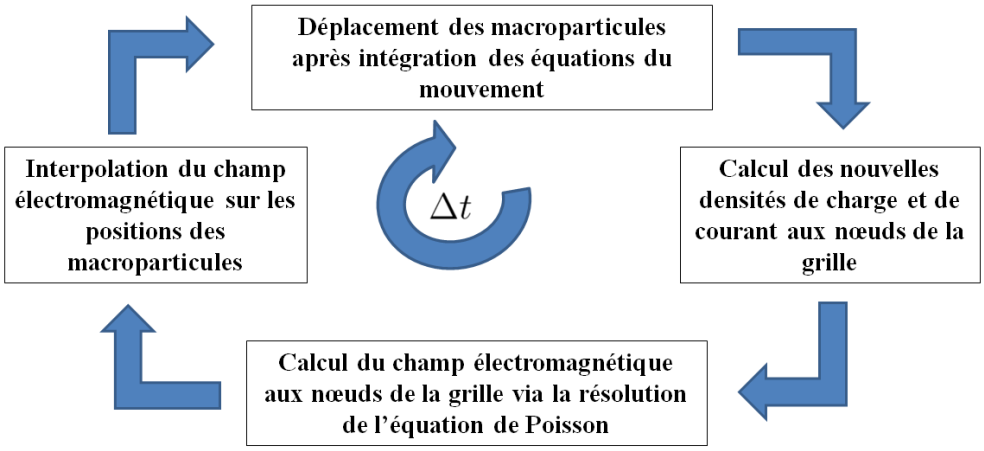


FIGURE 3.9 – Algorithme du code PIC

3.1.2 Applications

Pour l'extraction d'un faisceau

AXCEL est un code qui permet de simuler en deux dimensions $(r - z)$ l'extraction d'un faisceau d'ions à partir d'une source par un système électrostatique à symétrie cylindrique. Il utilise une méthode itérative de sous-relaxation pour déposer les charges sur un maillage et converger vers les bonnes trajectoires d'ions lancées depuis le plasma [50]. La méthode de relaxation est appliquée sur le potentiel total (faisceau et électrodes) via la relation suivante :

$$\phi_{i,j}^{n+1} = \omega.\phi_{i,j} + (1 - \omega)\phi_{i,j}^{n} \tag{3.44}$$

avec $\phi_{i,j}^{n}$ la n-ième approximation de l'itération de $\phi_{i,j}$ et $\phi_{i,j}^{n+1}$ est la nouvelle itération de $\phi_{i,j}$ qui est le potentiel solution de l'équation de Poisson.

Le critère de convergence est défini de telle manière que durant l'intégration des positions et des vitesses sur chaque intervalle de temps, la relation suivante soit vérifiée :

$$\left| \int_{t_0}^{t_0+\frac{1}{2}\Delta t} f(x)dt - \left(\int_{t_0}^{t_0+\frac{1}{2}\Delta t} f(x)dt + \int_{t_0+\frac{1}{2}\Delta t}^{t_0+\Delta t} f(x)dt \right) \right| < \epsilon \tag{3.45}$$

Il est possible de déterminer un taux de compensation de manière arbitraire lorsque le potentiel sur l'axe est en-deçà d'une valeur choisie elle aussi de manière arbitraire.

Pour le transport de faisceau

TraceWin est un code de dynamique faisceau qui calcule la charge d'espace et que nous avons utilisé pour ce travail. Il a été développé par une équipe de l'Irfu du CEA-Saclay et calcule la dynamique des faisceaux dans un accélérateur. Il permet des calculs avec prise en compte de la charge d'espace via une routine appelée PICNIC [51].

En 3D, l'espace est maillé dans chaque direction x, y et z. La dimension de la maille est ajustée par l'utilisateur entre 0 et 3,5 fois la taille rms du faisceau dans les directions transversales et longitudinale. Les valeurs de champ électrique situées en dehors du faisceau sont celles d'un faisceau équivalent gaussien [51].

3.1.3 Bilan

TraceWin, mais également d'autres codes tels que Trace3D, Track [52] ou Dynamion [53] qui ont été développés pour le transport des particules d'un faisceau de hadrons dans une ligne avec le calcul de la charge d'espace ne sont pas suffisants pour décrire précisément notre cas d'espèce. En effet, la prise en compte de la charge d'espace du faisceau seul n'est pas suffisante car il est nécessaire de prendre en considération le phénomène de compensation de charge d'espace et son évolution temporelle dans le transport ainsi que les réactions physiques afin de correspondre davantage à la réalité physique. Avec les codes à disposition, on ne peut qu'imposer arbitrairement un taux de compensation constant ou dépendant de la coordonnée longitudinale z. De plus, ces codes ne génèrent ni ne transportent les particules issues de réactions et collisions.

3.2 Codes de simulation pour le transport du faisceau avec calcul de la compensation de charge d'espace

3.2.1 Motivations

Afin de faire face à ces limitations, il est nécessaire de développer des codes représentant de manière plus fiable et plus réaliste la réalité physique se déroulant lors du transport d'un faisceau dans une ligne basse énergie. C'est pour cette raison que le code SOLMAXP a été développé à l'Irfu [54]. D'autres codes PIC ont également été implémentés comme Bender à

l'IAP de Francfort [55].
SOLMAXP présentait toutefois certaines limitations comme l'impossibilité d'un raffinement de maillage ou de la simulation de certaines réactions physiques, comme l'émission d'électrons secondaires. C'est la raison pour laquelle il a été décidé de se tourner vers un autre code PIC.

Le code que nous avons choisi est le code WARP, développé par des chercheurs du LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) aux Etats-Unis [44]. Il présente la caractéristique d'être un code ouvert aux développeurs, c'est-à-dire que l'utilisateur peut modifier des modules ou les compléter.

3.2.2 Méthode

Les algorithmes de calcul de WARP sont codés en Fortran avec une interface Python. Pour cela, un système intermédiaire appelé Forthon, faisant le lien entre Fortran et Python a été développé. Il permet de compiler des routines Fortran qui peuvent être appelées par Python [56]. La méthode utilisée est la même qu'au paragraphe précédent : il s'agit de la

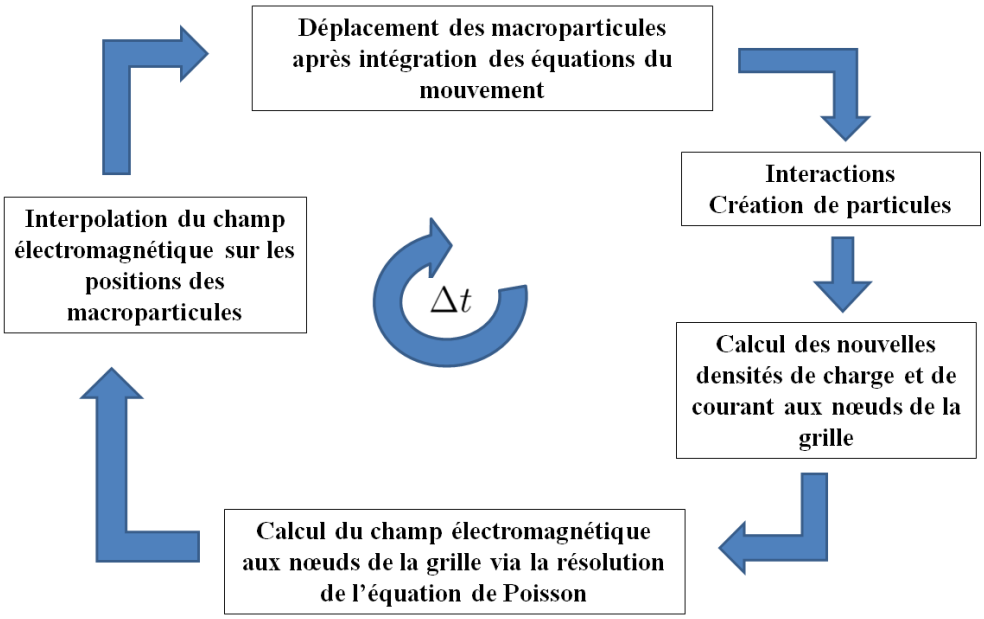


FIGURE 3.10 – Algorithme d'un code PIC avec prise en compte des phénomènes collisionnels

méthode PIC. La modification apportée est la génération d'interactions. Celles-ci vont créer

des particules chargées qui seront transportées par le code de la même manière que les particules du faisceau. Le nouvel algorithme de transport est représenté dans le schéma 3.10.

Les particules susceptibles d'être créées par collision sont intégrées dans le dépôt de charge ainsi que dans le potentiel de charge d'espace.
Le processus de collision est donc appelé à chaque pas de temps.

3.2.3 Hypothèses

On justifie dans cette partie la pertinence de nos hypothèses qui ont permis d'établir un modèle de simulation numérique reposant sur des principes de physique.

Hypothèses sur le gaz présent dans la ligne

Le gaz présent dans la chambre provient soit de la source d'ions soit du dégazage des parois (voir chapitre 2). Le gaz apporté par la source d'ions est diffusé de façon continue dans la ligne et malgré l'aspiration par les pompes, il est constamment renouvelé. La même hypothèse s'applique aussi pour le gaz injecté intentionnellement dans la ligne.
Pour un gaz de dihydrogène H_2 présent dans la ligne avec une pression de l'ordre de 1×10^{-5} hPa, sa densité est d'environ $2{,}4\times10^{17}$ m^{-3} alors que celle d'un faisceau de protons d'intensité 10 mA à 30 keV, de rayon 20 mm se propageant dans une ligne est d'environ $1{,}7\times10^{13}$ m^{-3}. La densité du gaz étant bien supérieure à celle du faisceau, on peut donc représenter le gaz comme un réservoir infini de particules.

Hypothèses sur les réactions physiques

En se référant au chapitre 3, on a établi que certaines réactions avaient une probabilité plus élevée. Pour des raisons d'ordre de grandeur, on justifie la prise en compte de certaines réactions plutôt que d'autres.
Des modules de WARP étaient prédéfinis pour certains types de réaction mais d'autres ont dû être réécrits ou complétés afin d'insérer ces réactions dans les simulations.
Dans le cas de l'ionisation du gaz par le faisceau, les électrons seront produits avec une énergie cinétique initiale donnée grâce au modèle du chapitre 2, tandis que les ions seront produits à une énergie de 25 meV, ce qui correspond à l'énergie thermique des molécules du gaz résiduel.

Pour l'ionisation du gaz par les électrons, les électrons et les ions émis sont créés à énergie thermique du gaz par manque de données théoriques ou expérimentales sur la section efficace différentielle $\sigma(E)$.

Pour l'échange de charge, l'atome neutre qui résulte de l'interaction n'est plus transporté car il n'influe aucunement sur le champ électrique E.

Le module d'émission secondaire était déjà implémenté pour certaines réactions. Il ajustait des données expérimentales par un modèle semi-analytique [57]. Ce module utilisant des bibliothèques obsolètes, nous avons été contraints de le réécrire et de le compléter à l'aide des données issues de [35, 33] afin de simuler l'émission d'électrons secondaires lors de l'interaction avec certains matériaux dans une gamme d'énergie donnée.

3.2.4 Sauvegarde et étude des données

Afin de suivre l'évolution de la dynamique de toutes les particules présentes dans la ligne de faisceau fonction du temps, on sauvegarde les coordonnées dans l'espace 6D (x,y,z,v_x,v_y,v_z) à des pas de temps choisis pour chaque macroparticule. L'accès à ces coordonnées nous donne accès à toute l'information dont nous avons besoin pour étudier le transport des macroparticules.

On sauvegardera également la densité de charge ρ, le potentiel induit par toutes les particules φ_C, ainsi que les champs électriques E_x,E_y,E_z. De ces grandeurs on déduit la carte de compensation $\eta(x,y,z,t)$.

3.2.5 Aspects techniques

Pour simuler de manière correcte le transport d'un faisceau dans une ligne basse énergie, il faut prendre en compte plusieurs facteurs. Les lignes que l'on va simuler mesurent plus de 2 m de long et ont des rayons de l'ordre de 100 mm. Il faut donc un nombre important de mailles dans l'espace afin d'obtenir une résolution élevée dans le calcul du potentiel de charge d'espace. D'après l'équation 1.96, on doit simuler un transport sur plusieurs microsecondes, voire plusieurs dizaines de microsecondes, en prenant en compte le fait que les différentes espèces de particules présentent des dynamiques très différentes les unes des autres.

Comme dans le cas de simulation des plasmas, la taille des mailles dépend de la dynamique des électrons [46].

En effet, leur masse étant très inférieure à celle des ions, les électrons se déplacent à des vitesses très élevées (pouvant aller jusqu'à 10^7 m.s^{-1}). De manière à ne pas introduire d'erreurs numériques dans la résolution de leur dynamique lorsqu'un électron se déplace d'une maille à une autre, il est nécessaire d'avoir des pas de temps extrêmement courts, de l'ordre de la dizaine de picosecondes, bien inférieurs au temps simulé. On constate donc que le nombre de pas de temps total est de l'ordre de la centaine de milliers, ce qui fait des temps de calcul très longs.

Pour faire face à cette contrainte, nous avons à disposition un cluster de calcul qui nous permet de faire tourner ces calculs dans des temps raisonnables. Une simulation typique d'une ligne basse énergie avec un maillage fin et en transportant plusieurs millions de macroparticules sur 64 cœurs donne un temps de calcul de l'ordre de la semaine.

Deuxième partie

Considérations sur le transport d'un faisceau en régime de compensation de charge d'espace, aspect simulation et expérimental

Chapitre 4

Etude préliminaire : transport d'un faisceau d'ions à basse énergie dans un espace de glissement

> Il suffit de dire le vrai d'une manière étrange, pour que l'étrange finisse par sembler vrai à son tour.
>
> Goethe

Le but de ce chapitre est d'évaluer la validité du code WARP pour l'étude du transport d'un faisceau en régime de compensation de charge d'espace dans une ligne basse énergie.

Pour cela, on se propose d'étudier le phénomène de compensation de charge d'espace dans un cas simple, celui d'un faisceau de protons se propageant dans une section cylindrique remplie de gaz en l'absence d'éléments extérieurs de focalisation et en considérant uniquement l'ionisation du gaz par le faisceau incident.

A partir de ce chapitre et jusqu'à la fin du document, les valeurs des émittances données seront les valeurs des émittances rms en deux dimensions normalisées.

4.1 Conditions de simulation

On considère dans cette section un faisceau se propageant dans une chambre de section cylindrique de 60 mm de rayon et de 500 mm de long. Les dimensions transversales ont été

choisies de telle manière que le faisceau n'entre jamais en interaction avec les parois et la dimension longitudinale suffisamment longue pour observer une défocalisation notable du faisceau sous l'effet de la charge d'espace.

Nous choisissons un maillage de l'espace en trois dimensions (x,y,z) avec x et y les axes transversaux et z l'axe longitudinal. Le maillage de l'espace est choisi de manière à avoir une maille à chaque mm en transversal et tous les 2 mm en longitudinal. Ce maillage est choisi en accord avec le pas de temps de calcul Δt, égal ici à 50 ps. Durant un pas de temps et avec la dimension de maille choisie, les électrons parcourent alors une distance inférieure à une maille, quelle que soit leur énergie, comprise entre 0 V et la valeur maximale du puits de potentiel créé par le faisceau.

En effet, après avoir effectué des simulations préliminaires, nous nous sommes aperçus que, si un électron parcourait une distance supérieure à une maille durant un pas de temps, sa trajectoire était erronée.

Le solveur de Poisson utilisé est tridimensionnel. Le système étant à symétrie cylindrique, il était possible d'utiliser le solveur RZ. Toutefois, nous avons observé des incohérences importantes lors du calcul de la charge d'espace avec le solveur RZ lors d'un transport de faisceau dans un espace de glissement.

A chaque pas de temps Δt (défini au chapitre 4), on injecte uniformément 100 macroparticules d' ions H^+ en $z = 0$ dans un rayon compris entre $r = 0$ et $r = R$ à l'énergie de 100 keV.

4.2 Transport d'un faisceau non compensé

4.2.1 Conditions de simulation

On considère tout d'abord le transport d'un faisceau continu d'ions H^+ d'énergie 100 keV et d'intensité 100 mA c'est-à-dire que sa pervéance généralisée vaut, d'après l'équation (1.40), $K = 2{,}1 \times 10^{-3}$. Le faisceau est un faisceau de distribution K-V (inventée par Kapchinsky-Vladimirsky [58]), c'est-à-dire un faisceau dont la distribution est une ellipse uniforme par projection dans le sous-espace des phases en deux dimensions. On choisit un rayon initial total R de 12 mm et à la position $z = 0$, le paramètre de Twiss α est tel que $\alpha = 0$.

Les paramètres de Twiss initiaux sont :

$$\begin{aligned} \varepsilon_X &= 0{,}5\,\pi.\text{mm.mrad} \\ \beta &= 1{,}0\,\text{mm/mrad} \\ \alpha &= 0. \end{aligned} \tag{4.1}$$

4.2.2 Calcul du rayon d'enveloppe

On montre sur la figure 4.1 la projection des particules du faisceau sur l'axe $(z - x)$ en l'absence de compensation de charge d'espace.

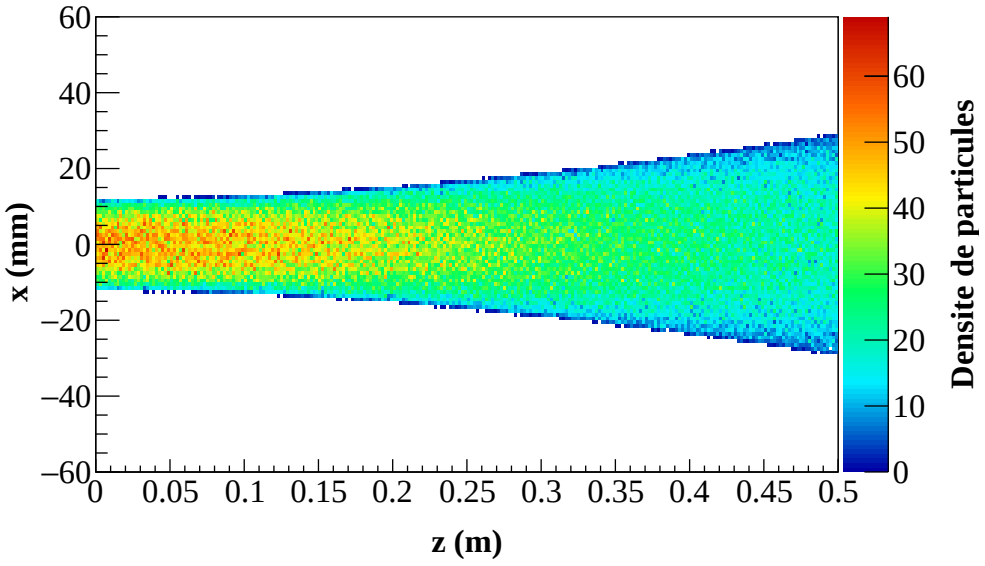


FIGURE 4.1 – Distribution d'un faisceau dans l'espace $(z - x)$

L'équation d'enveloppe (1.42) est une équation différentielle du second ordre non linéaire qu'il est possible de résoudre numériquement. On va donc comparer les valeurs de l'accroissement du rayon d'enveloppe R du faisceau en fonction de sa position longitudinale z calculée par le code warp et par la résolution de l'équation différentielle.

Sur la figure 4.2, on a représenté le rayon d'enveloppe obtenu par WARP et le rayon d'enveloppe calculé numériquement grâce à (1.42). L'écart relatif moyen par rapport à la valeur calculée numériquement est d'environ 2 % ce qui montre donc que WARP est bien adapté pour le calcul d'un transport de faisceau avec charge d'espace.

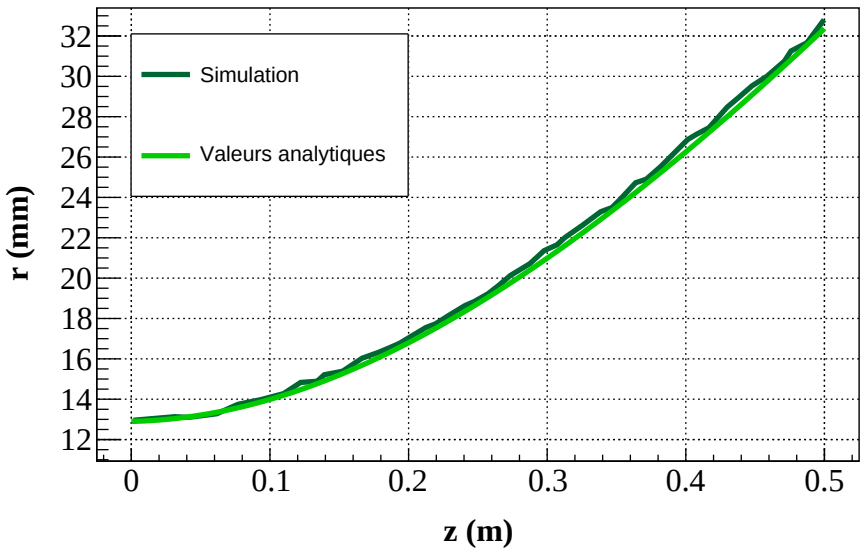


FIGURE 4.2 – Rayon d'enveloppe du faisceau résolu numériquement et par simulation

4.2.3 Calcul du potentiel électrostatique induit par le faisceau

Après avoir vérifié l'équation d'enveloppe du faisceau, on va maintenant comparer les valeurs du potentiel électrostatique induit par le faisceau calculé analytiquement par :

$$\phi_0(r) = \frac{I}{4\pi\varepsilon_0\beta c}\left[1 + 2\ln\left(\frac{r_L}{r_F}\right) - \frac{r^2}{r_F^2}\right] \qquad \text{si} \quad r \leq r_F \tag{4.2}$$

$$\phi_0(r) = \frac{I}{2\pi\varepsilon_0\beta c}\left[\ln\left(\frac{r_L}{r}\right)\right] \qquad \text{si} \quad r_F \leq r \leq r_L \tag{4.3}$$

avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$

et celle qui est calculée par le code avec la méthode PIC. On représente sur les figures 4.3 à 4.6 les valeurs du potentiel calculé analytiquement et celles qui sont calculées par le code pour quatre rayons d'enveloppe r_F du faisceau. L'écart est de l'ordre du %.

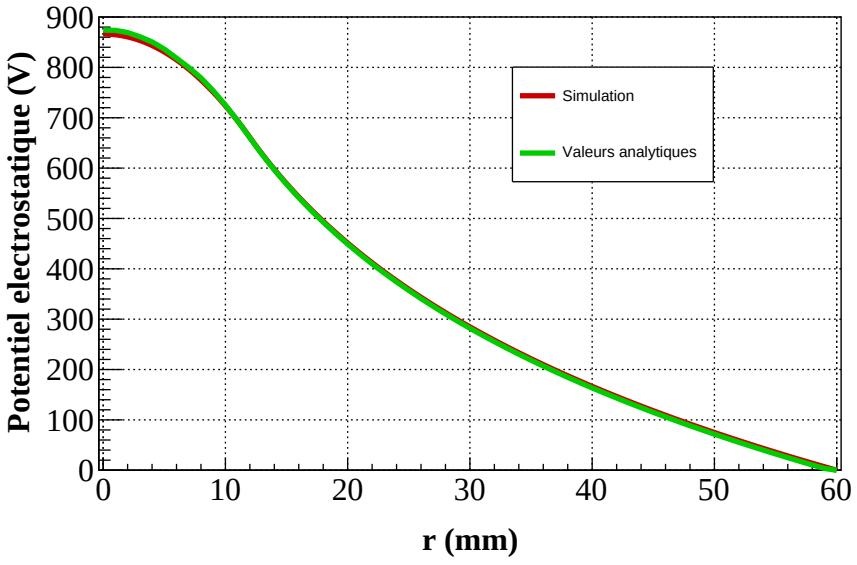


FIGURE 4.3 – Potentiel de charge d'espace calculé numériquement et analytiquement pour $r_F = 12$ mm

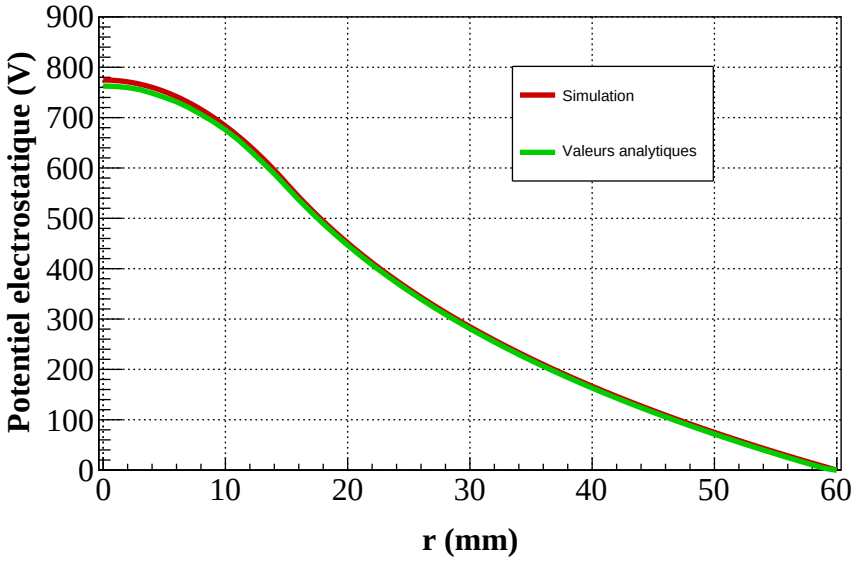


FIGURE 4.4 – Potentiel de charge d'espace calculé numériquement et analytiquement pour $r_F = 15$ mm

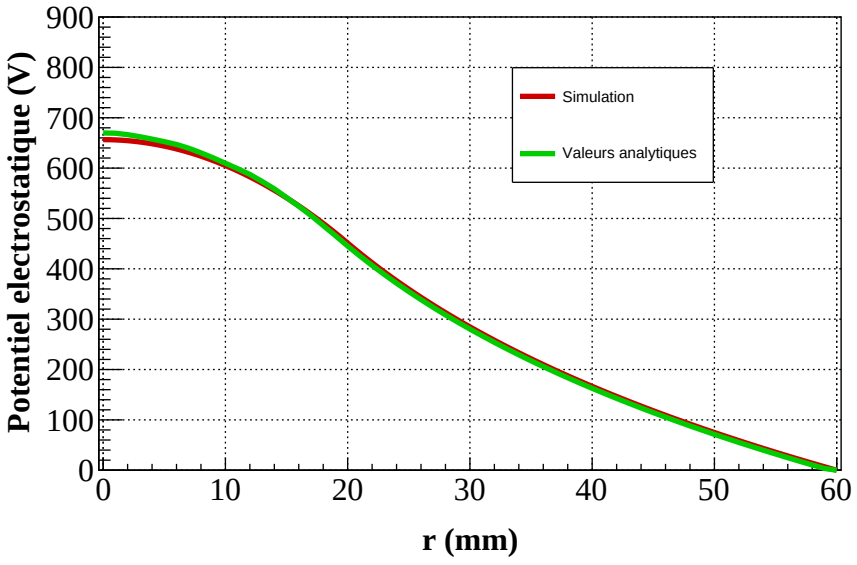


FIGURE 4.5 – Potentiel de charge d'espace calculé numériquement et analytiquement pour $r_F = 20$ mm

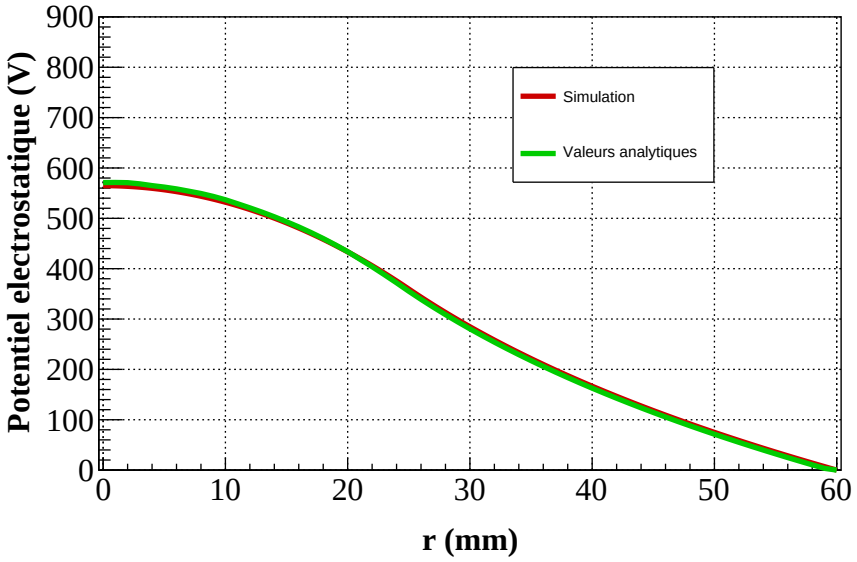


FIGURE 4.6 – Potentiel de charge d'espace calculé numériquement et analytiquement pour $r_F = 25$ mm

4.2.4 Calcul de l'émittance du faisceau

Une dernière vérification consiste à calculer l'évolution d'émittance du faisceau le long de l'axe z. En effet, pour une distribution de faisceau uniforme, on sait d'après l'équation (1.55) que celle-ci demeure inchangée durant le transport.
Sur le graphe 4.7, on représente la valeur d'émittance ε_{RMS} le long de l'axe z. Dans le cas de

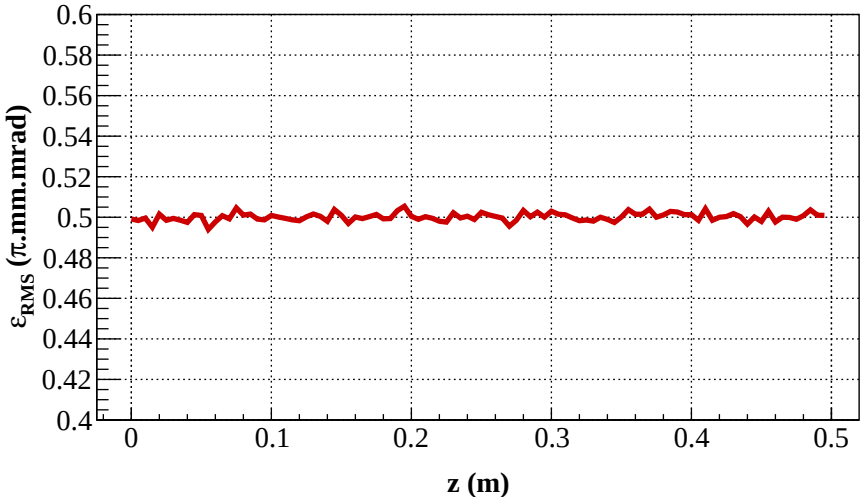


FIGURE 4.7 – Emittance normalisée du faisceau en fonction de la position longitudinale

la simulation numérique, la valeur moyenne de ε_{RMS} le long de l'axe est de 0,50 π.mm.mrad avec un écart type tel que $\sigma = 20 \times 10^{-4}$ π.mm.mrad. On remarque bien que la valeur d'émittance est constante le long de la ligne de transport.

On constate donc un accord satisfaisant du code avec les modèles analytiques établis pour un faisceau de particules chargées avec charge d'espace.

4.3 Transport d'un faisceau avec compensation de la charge d'espace

4.3.1 Conditions de simulation

On considère à présent que la chambre dans laquelle se propage le faisceau est remplie de manière uniforme de dihydrogène à l'état gazeux, à pression constante de 10^{-4} mbar. Le

faisceau incident va à présent ioniser ce gaz résiduel suivant la réaction :

$$H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + e^- + H_2^+ \tag{4.4}$$

créant ainsi une particule neutralisante qui est de signe opposé à celle du faisceau (l'électron) et une particule non neutralisante (l'ion H_2^+) de même signe que celui des particules du faisceau.

La section efficace d'ionisation du dihydrogène par un faisceau de protons à 100 keV est donnée par 2.1 au chapitre 3 et est égale à $\sigma = 1{,}96 \times 10^{-20}$ m^2.
Dans ce cas, l'expression du temps de compensation (1.96) donne :

$$T_{CCE_1} = 4{,}9\,\mu s \tag{4.5}$$

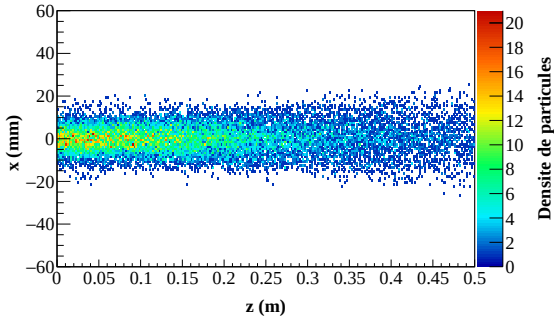
Le temps total simulé est supérieur à T_{CCE_1}, de manière à être certain de parvenir à l'état d'équilibre au bout de ce temps simulé. On a défini par état d'équilibre, le temps au bout duquel le système n'évolue plus, c'est-à-dire lorsque les valeurs d'émittance du faisceau et de potentiel de charge d'espace sont stationnaires. On simule le transport durant 10 μs.
Les particules issues de l'ionisation (électrons et ions H_2^+) sont produites à l'énergie thermique des molécules de gaz résiduel, c'est-à-dire 25 meV [1].

Des parois réflexives sont mises à chaque extrêmité de la chambre de manière à empêcher les électrons et les ions H_2^+ de quitter le domaine dans la direction longitudinale. Sans cela, les électrons quittent le domaine en $z = 0$ car c'est la région où le potentiel est le plus élevé. On ne pourrait observer ainsi le phénomène de compensation de charge d'espace. Les parois sont en revanche absorbantes pour les ions du faisceau.

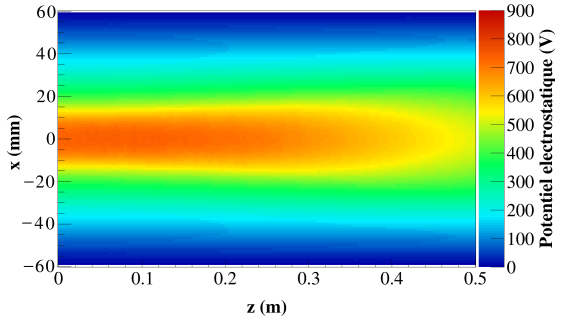
4.3.2 Observations qualitatives

Dans la figure 4.8, on montre à différents pas de temps de la simulation, l'accumulation progressive des électrons dans le domaine jusqu'à l'état d'équilibre, ainsi que le potentiel de charge d'espace au même instant.

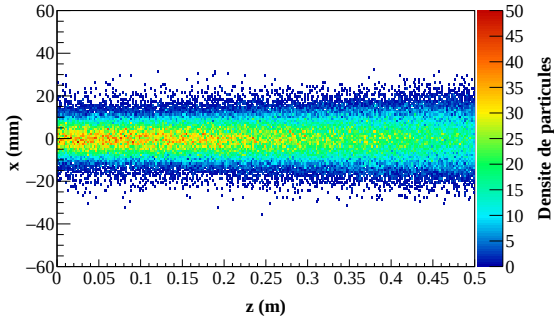
1. Comme il s'agit d'une étude préliminaire, les électrons ne sont pas produits dans un spectre en énergie, comme énoncé au chapitre 3.



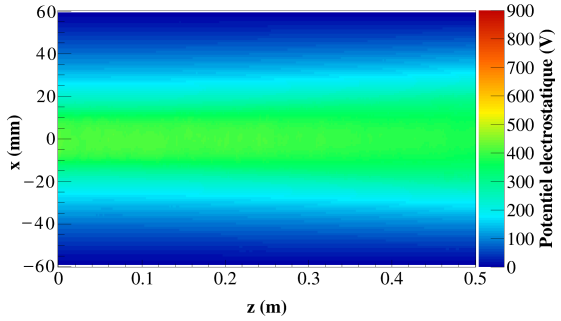
(a) Distribution d'électrons à t = 0,5 μs



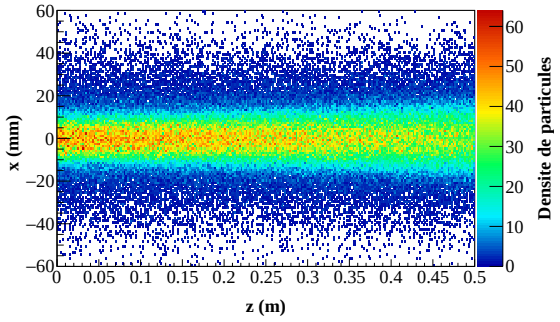
(b) Potentiel électrostatique à t = 0,5 μs



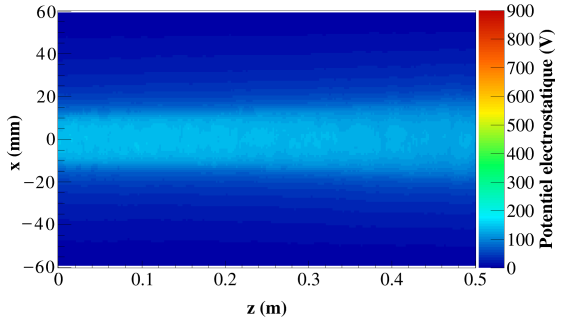
(c) Distribution d'électrons à t = 2,5 μs



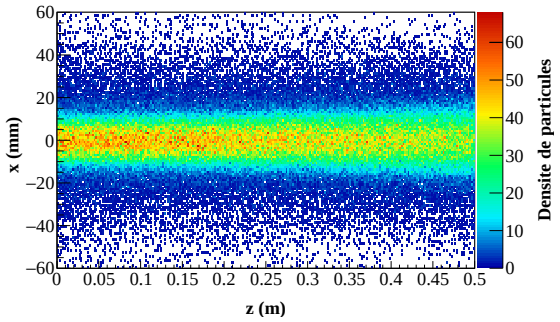
(d) Potentiel électrostatique à t = 2,5 μs



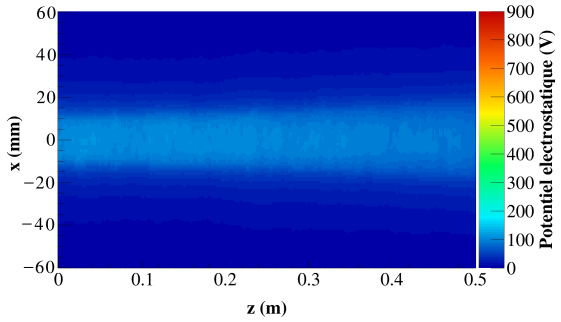
(e) Distribution d'électrons à t = 5,0 μs



(f) Potentiel électrostatique à t = 5,0 μs

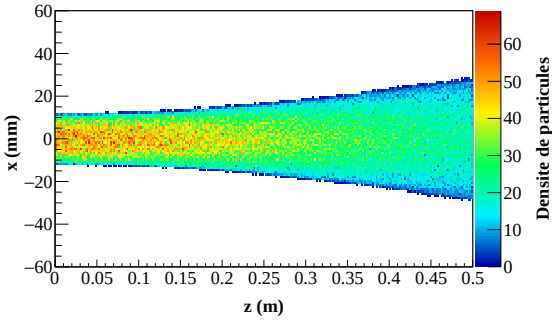


(g) Distribution d'électrons à t = 10,0 μs

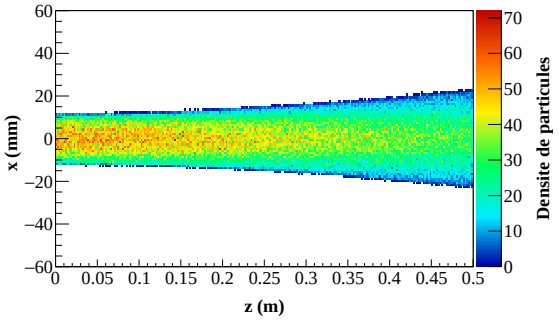


(h) Potentiel électrostatique à t = 10,0 μs

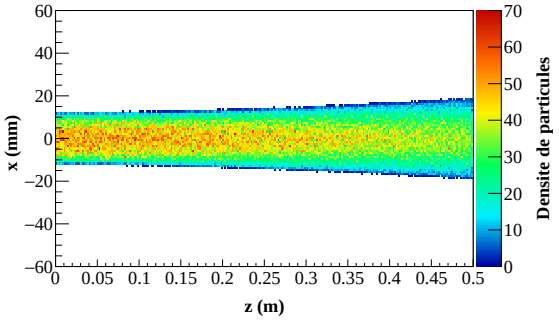
FIGURE 4.8 – Distribution des électrons et potentiel électrostatique sur l'axe du faisceau à différents moments de la simulation



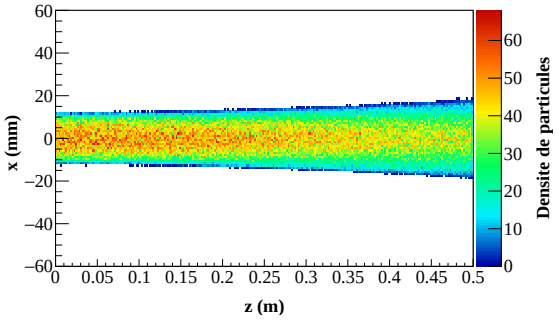
(a) Distribution d'électrons à t = 0,5 μs



(b) Distribution d'électrons à t = 2,5 μs



(c) Distribution d'électrons à t = 5,0 μs



(d) Distribution d'électrons à t = 10,0 μs

FIGURE 4.9 – Distribution des protons à différents moments de la simulation

On constate que, comme on doit s'y attendre, la création progressive des électrons et leur accumulation dans le faisceau contribue à la réduction du potentiel de charge d'espace. Les électrons sont plus attirés dans les zones où le potentiel de charge d'espace positif est le plus élevé.

Le phénomène de compensation peut également être observé sur le transport des macro-particules du faisceau. En effet, la réduction du puits de potentiel diminue l'effet défocalisant de la force de charge d'espace. Cet effet est présent sur la figure 4.9.

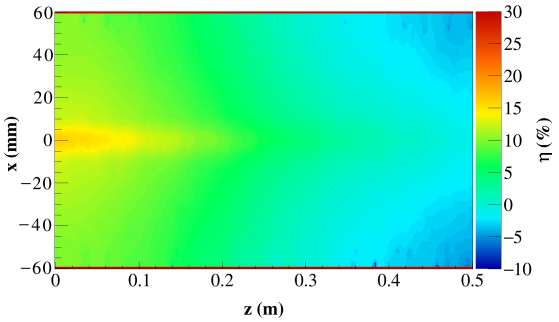
4.3.3 Détermination du taux de compensation de charge d'espace

Le calcul du taux de compensation de charge d'espace s'effectue comme cela est défini au chapitre 4, à savoir :

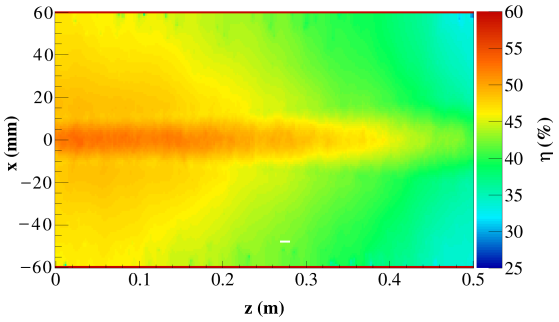
$$\eta = 1 - \frac{\phi_C}{\phi_0} \tag{4.6}$$

On représente sur les figures 4.10 les cartes de compensation sur l'axe $(z0x)$ à différents moments du transport.

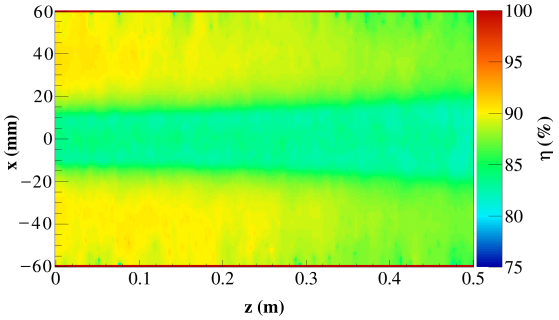
D'après les cartes de compensation de la figure 4.10, on peut faire l'approximation que le taux de compensation est uniforme dans tout le faisceau. On peut donc donner l'évolution du taux de compensation en un point choisi, cela se justifiant par le fait que le taux semble uniforme dans le faisceau.



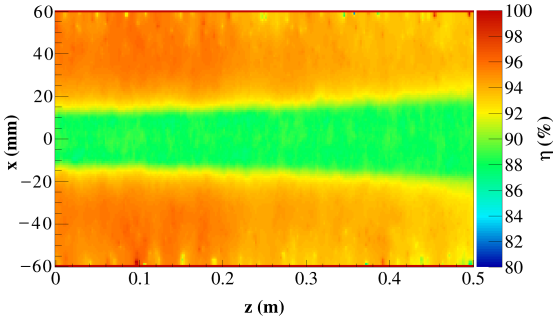
(a) Carte de compensation à t = 0,5 μs



(b) Carte de compensation à t = 2,5 μs



(c) Carte de compensation à t = 5,0 μs



(d) Carte de compensation à t = 10,0 μs

FIGURE 4.10 – Cartes de compensation sur l'axe $z0x$ à différents moments de la simulation

On va donc donner l'évolution du taux de compensation de l'espace de simulation en ($x = 0$, $y = 0$, $z = 0{,}25$ m). On représente sur la figure 4.11 l'évolution du taux de compensation de charge d'espace dans le faisceau.

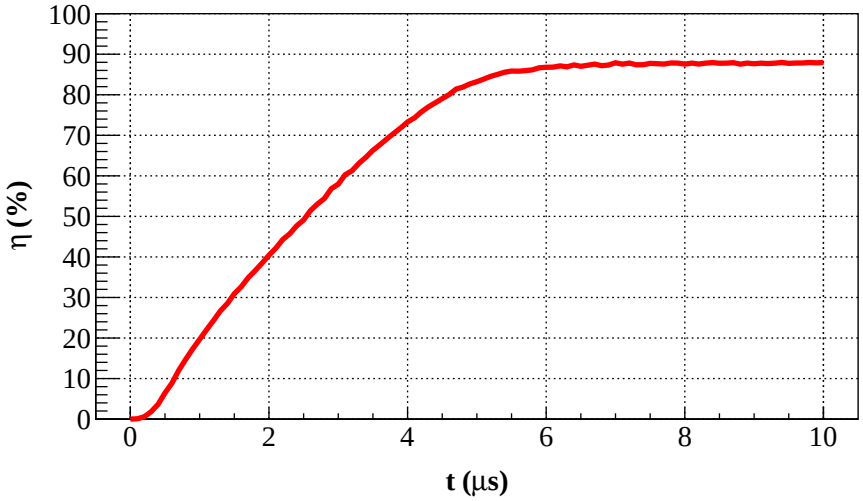


FIGURE 4.11 – Evolution temporelle du taux de compensation de charge d'espace dans l'espace de simulation

On constate que le taux de compensation η au point choisi se stabilise autour de 88 % à l'équilibre. La compensation de charge d'espace n'est donc pas complète dans le faisceau. On remarque notamment, d'après les figures 4.14(c) et 4.14(d), qu'un nombre non négligeable d'électrons est situé en dehors du faisceau et que certains quittent le domaine radialement. Les électrons ne peuvent fuir du domaine que dans la direction radiale puisque nous avons imposé des parois réflexives situées de part et d'autre du domaine. On peut donc dire qu'ils acquièrent une énergie supérieure à la valeur du puits de potentiel de charge d'espace, leur permettant ainsi de quitter la chambre radialement et donc de ne pas participer à la compensation de charge d'espace.

4.3.4 Détermination du temps de compensation de charge d'espace

On montre sur le graphe 4.12 l'évolution temporelle du nombre d'électrons dans la simulation.

Le nombre d'électrons dans la ligne augmente puis se stabilise en régime transitoire. Pour

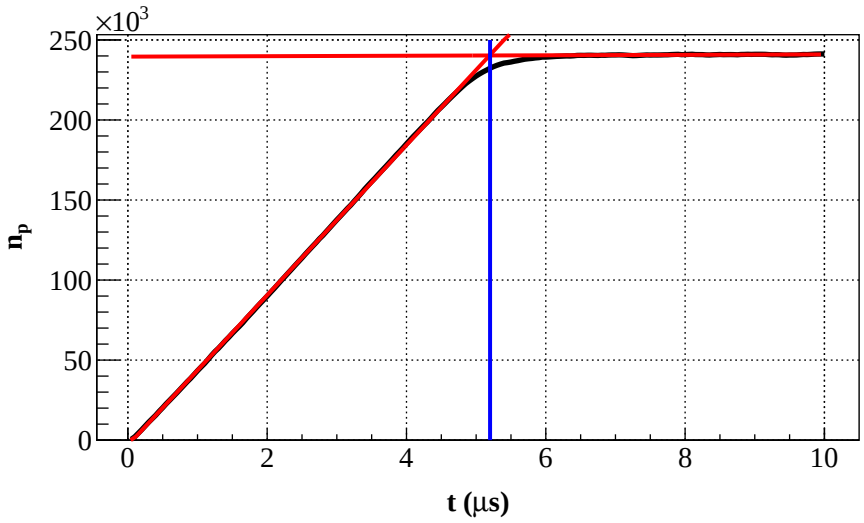


FIGURE 4.12 – Evolution temporelle du nombre d'électrons dans le domaine

déterminer le temps de compensation, on trace la pente correspondant au régime transitoire et celle qui correspond au régime stationnaire et l'intersection des deux droites nous donne la valeur du temps de compensation [2] T. On constate donc que l'équilibre est atteint pour T $\sim$ 5,2 μs. Si l'on compare avec l'expression (1.96) donnée au chapitre 2 qui donne $T_{CCE_1} = 4{,}9$ μs, on a donc T $= 1{,}05 T_{CCE_1}$. L'approximation donnée par l'équation (1.96) sous-estime donc le temps d'établissement de l'état d'équilibre. Cela peut s'expliquer par le fait que la présence des ions H_2^+ n'est pas prise en compte dans le calcul de T_{CCE_1}. Or ces derniers ralentissent le temps d'établissement de la compensation de charge d'espace du fait qu'ils restent un certain temps dans le faisceau. En effet, pour des ions H_2^+ créés au centre du faisceau, le temps de fuite est (d'après l'équation (A.5) donnée en annexe) de 0,67 μs au début du transport à 1,5 μs à l'équilibre. On retient donc que le temps de fuite des ions H_2^+ n'est pas négligeable par rapport à T_{CCE_1} et est du même ordre de grandeur. De plus, au fur et à mesure que le potentiel décroît leur temps de fuite augmente.

Si l'on compare avec l'expression (1.100) donnée au chapitre 2, on obtient $T_{CCE_2} = 5{,}5$ μs. L'expression de T_{CCE_2} est supérieure à la valeur issue de la simulation. En effet, on a vu que le taux de compensation n'était pas égal à 100 %, l'expression (1.100) n'est donc plus une égalité mais une inégalité car le nombre d'électrons est inférieur à la somme des protons et des ions H_2^+, ce qui explique alors pourquoi on a $T < T_{CCE_2}$.

2. Cette méthode sera toujours appliquée par la suite pour la détermination du temps de compensation.

On constate que la valeur du temps de compensation issue de la simulation est située entre ces deux valeurs analytiques.

4.4 Mise en évidence des limites d'un code PIC

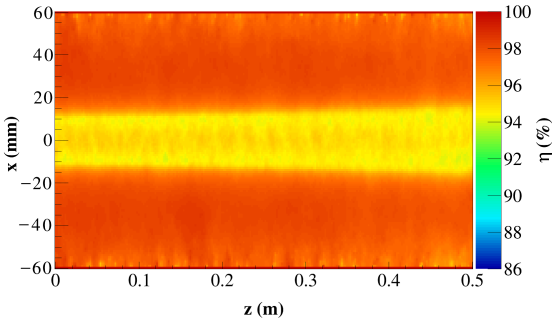
On diagnostique donc une anomalie qui n'est pas physique. Le taux de compensation auquel on s'attend devrait être très proche de 100 % car les électrons ne sont pas chauffés par des collisions coulombiennes. Leur seul moyen de gagner de l'énergie est dû aux variations de potentiel induit par les particules présentes dans la ligne ; or ils quittent le puits de potentiel radialement avec une énergie supérieure à celle du puits de potentiel. Le code PIC ne conserve donc pas l'énergie mécanique des électrons.

4.4.1 Variation de l'état d'équilibre en fonction du nombre de macroparticules

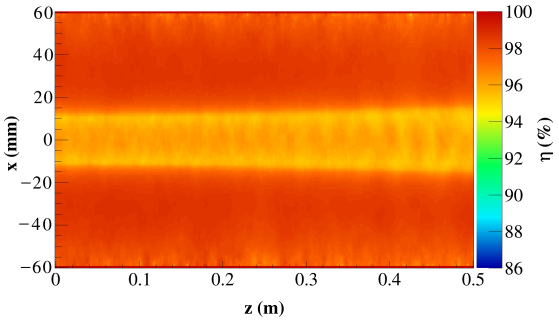
Les électrons créés à énergie quasi nulle sont attirés par le potentiel le plus élevé créé par le faisceau. Ils acquièrent de l'énergie en oscillant dans ce puits de potentiel. Or, la perte des électrons dans la direction radiale est due à l'acquisition d'énergie de manière artificielle, sous forme de "chauffage numérique". Ce type de défaut de code PIC a également été observé dans [59] pour un cas de simulation similaire à celui qui est étudié ici.

Dans [59] il a été constaté que le taux de compensation de charge d'espace était dépendant du nombre de macroparticules dans la simulation et que le "chauffage numérique" était purement d'origine statistique.

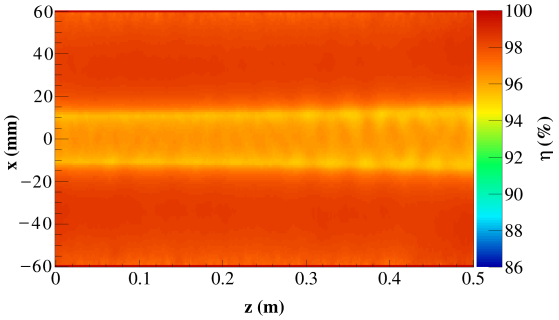
On fait l'hypothèse que l'origine de la compensation partielle du faisceau dans l'espace de glissement est due à un nombre insuffisant de macroparticules dans le domaine. Afin de vérifier cette assertion, nous allons refaire la même simulation de transport d'un faisceau dans un espace de glissement avec différents nombres de macroparticules présentes. On effectue la même simulation en injectant respectivement 500 puis 1000, 5000 puis 7500 macroparticules d'ions H^+ par pas de temps Δt. On ne change ici que le nombre de macroparticules dans la ligne, ce qui ne modifie en rien l'intensité du faisceau et son potentiel. Le but est aussi de déterminer le nombre minimal de macroparticules dans le système au bout duquel on réduit au minimum le chauffage numérique. En effet, avec un nombre très important de macroparticules les performances sont dégradées car le temps de calcul devient prohibitif.



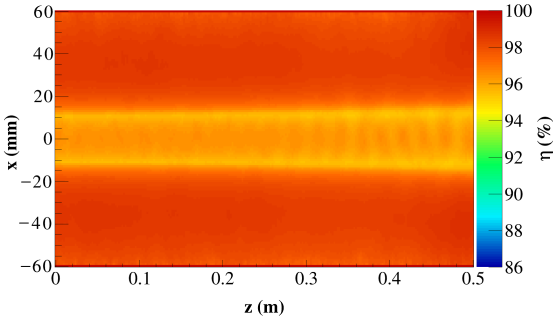
(a) 500 $H^+/\Delta t$



(b) 1000 $H^+/\Delta t$

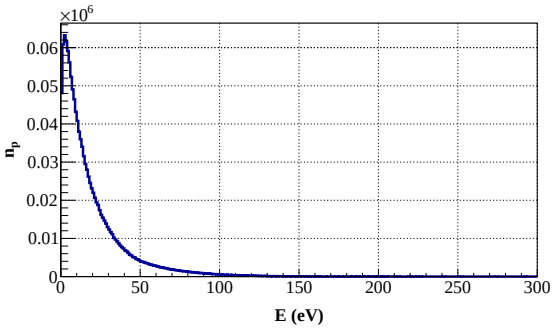


(c) 5000 $H^+/\Delta t$

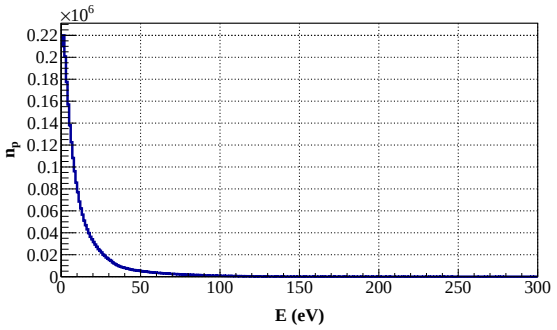


(d) 7500 $H^+/\Delta t$

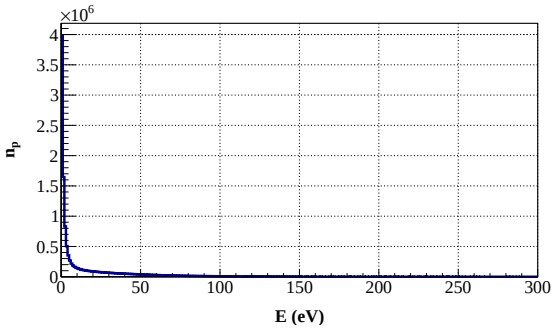
FIGURE 4.13 – Carte de compensation à l'état d'équilibre pour différents nombres de macro-particules



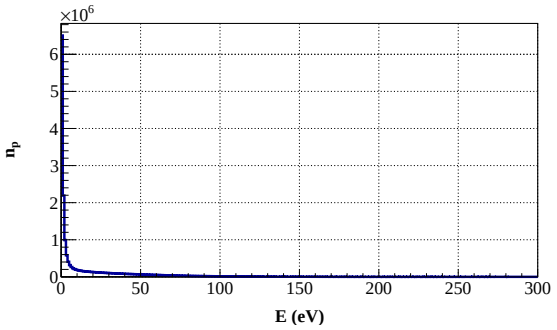
(a) 500 $H^+/\Delta t$



(b) 1000 $H^+/\Delta t$



(c) 5000 $H^+/\Delta t$



(d) 7500 $H^+/\Delta t$

FIGURE 4.14 – Spectre en énergie des électrons à l'état d'équilibre pour différents nombres de macroparticules

On établit pour ces différents cas la carte de compensation dans le plan zOx que l'on représente sur la figure 4.13.

On constate donc que le taux de compensation est véritablement dépendant du nombre de macroparticules dans la ligne.

Une autre méthode consiste à analyser la distribution en énergie des électrons à l'état d'équilibre pour ces différentes configurations que l'on représente sur la figures 4.14.

On constate que plus le nombre de macroparticules dans la ligne de transport est important, et plus l'énergie moyenne des électrons diminue. L'apport d'énergie dû au chauffage numérique est donc réduit. On observe bien une dépendance directe du chauffage en fonction du nombre de macroparticules.

Une autre vérification consiste à analyser l'évolution temporelle du rapport entre les particules neutralisantes n_p et les particules du faisceau n_f. On représente sur la figure 4.15 cette évolution temporelle.

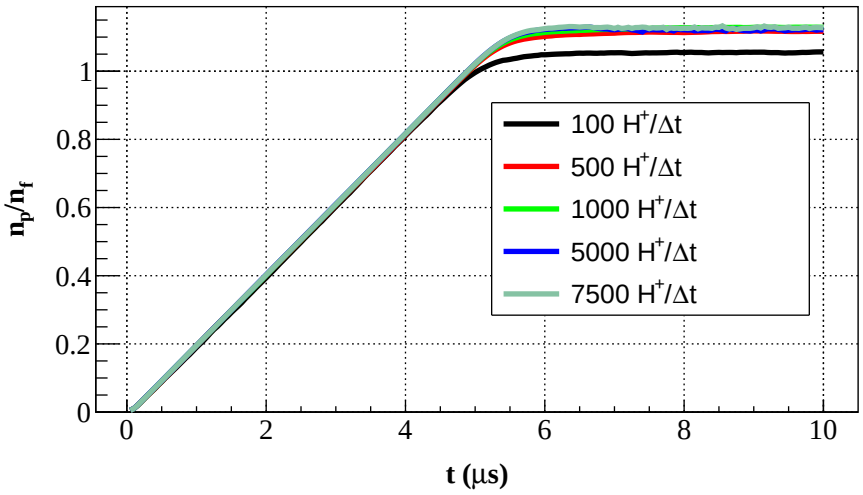


FIGURE 4.15 – Evolution temporelle du nombre de particules neutralisantes par rapport aux particules du faisceau

On constate que plus le nombre de macroparticules est important dans la ligne et plus le rapport entre particules neutralisantes sur particules du faisceau est important.

On note que de 1000 à 7500 macroparticules d'ions H^+ injectés par pas de temps, le taux de compensation est quasiment identique, ainsi que l'énergie moyenne des électrons et le rapport $\frac{n_p}{n_f}$. On peut donc affirmer que 1000 macroparticules d'ions H^+ injectées par pas

de temps Δt suffisent pour réduire au minimum le chauffage numérique sans pour autant atteindre des temps de calcul démesurément longs.

On constate que le chauffage numérique ne ralentit pas l'établissement de la compensation mais uniquement le taux de compensation η à l'état d'équilibre. Le temps de compensation T est identique dans chacune de ces configurations.

On peut donc affirmer qu'on est parvenu à limiter du mieux que l'on peut l'effet du chauffage numérique et que rajouter un nombre de macroparticules n'aurait pour effet qu'un accroissement du temps de calcul. Toutefois, on est plus limité par la mémoire machine que par le temps de calcul. Ainsi, avec un nombre trop important de macroparticules le transport s'arrête du fait de la saturation de la mémoire des nœuds de calcul. Il faudra donc trouver un compromis dans le nombre de macroparticules injectées.

De 1000 à 7500 macroparticules d'ions du faisceau injectés par pas de temps, le taux de compensation à l'état d'équilibre est de 96 % sur l'axe soit relativement proche de la valeur de 100 % à laquelle on s'attend. Finalement, la configuration avec 1000 macroparticules d'ions $H^+/\Delta t$, est celle qui est la meilleure car le temps de calcul n'est pas démesuré et les résultats sont corrects à 4 % près.

4.4.2 Variation de l'état d'équilibre en fonction de la pression du gaz

On fait une simulation identique, en ne changeant qu'un paramètre : la pression du gaz résiduel qui est ici de 10^{-5} mbar.

Par rapport au cas précédent, on va considérer un temps simulé de 100 μs. En effet, la pression étant 10 fois inférieure, le temps T_{CCE_1} est 10 fois plus long. A chaque pas de temps, on injecte 1000 macroparticules d'ions H^+ dans les mêmes conditions que précédemment.

On montre sur la figure 4.16 la carte de compensation dans le plan (zOx).

En principe, le taux de compensation à l'équilibre doit être exactement le même que pour une pression de 10^{-4} mbar, à savoir de l'ordre de 96 %. En effet, on n'ajoute pas d'autre phénomène physique qui pourrait altérer ce résultat. Néanmoins, la simulation donne un taux de compensation inférieur, à savoir de 87 %.

Sur la figure 4.17, on a représenté le spectre en énergie des électrons à l'équilibre.

On constate qu'il est nettement plus étendu que pour une pression de 10^{-4} mbar. Une diminution du taux de la compensation du fait d'une baisse de pression de gaz résiduel a

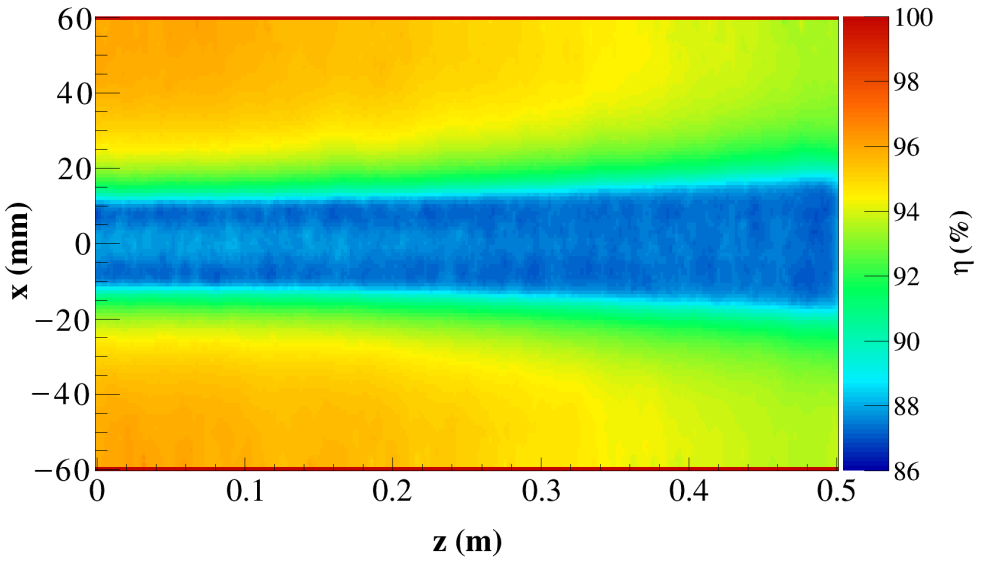


FIGURE 4.16 – Carte de compensation à l'état d'équilibre

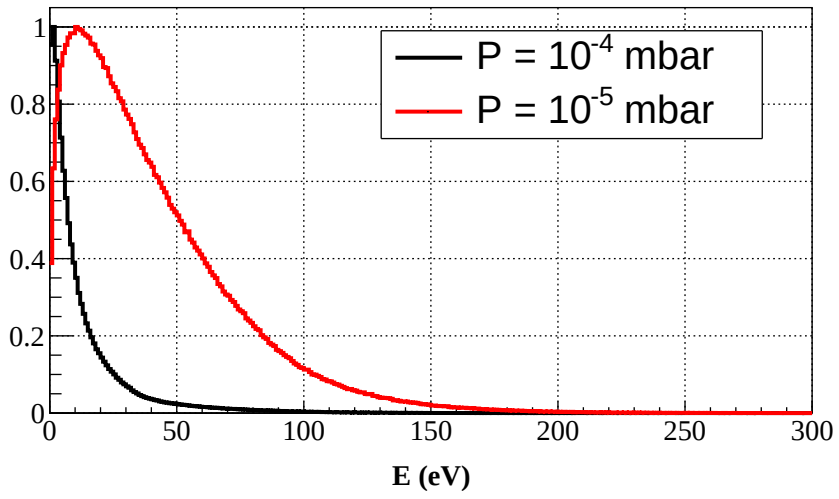


FIGURE 4.17 – Spectre en énergie des électrons à l'équilibre pour deux pressions de gaz résiduel

aussi été observée dans [59].

Changer la pression revient à changer le taux de production d'électrons. Le nombre d'électrons augmente dans tous les cas de manière linéaire mais si l'on observe la production du

nombre d'électrons en fonction de T_{CCE_1} pour les pressions de 10^{-4} et 10^{-5} mbar sur la figure 4.18, on constate que la courbe rouge dévie vers un régime stationnaire plus tôt que la noire.

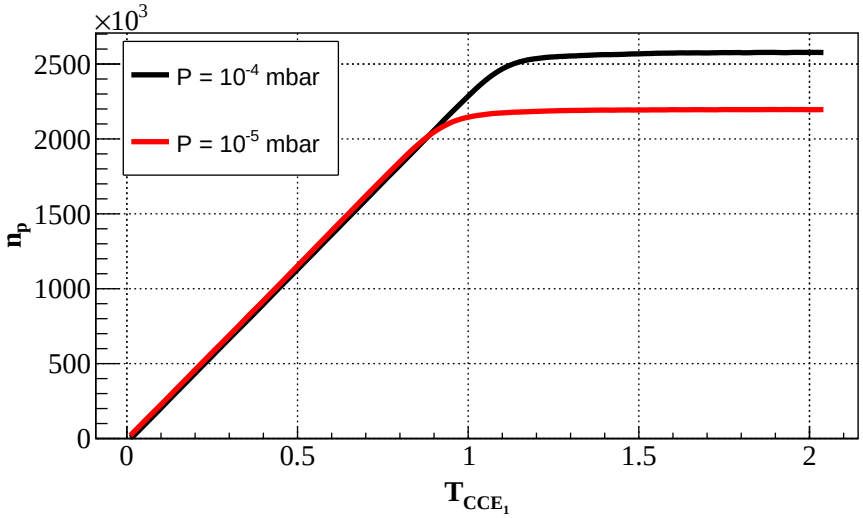


FIGURE 4.18 – Taux de production d'électrons pour différentes pressions de gaz résiduel

La simulation montre donc une dépendance directe entre le taux de compensation de charge d'espace et la pression du gaz.

En fait, on observe le même comportement, à savoir que lorsque le nombre de particules neutalisantes n_p devient comparable au nombre de particules n_f du faisceau, les électrons sont chauffés numériquement et quittent ainsi le faisceau rendant impossible une compensation de 100 %. En effectuant le même transport mais avec 5000 ions H^+ par pas de temps, on obtient la carte de compensation à l'équilibre 4.19

On notera que le taux de compensation dans le faisceau est de l'ordre de 92 %. On réduit sensiblement l'anomalie.

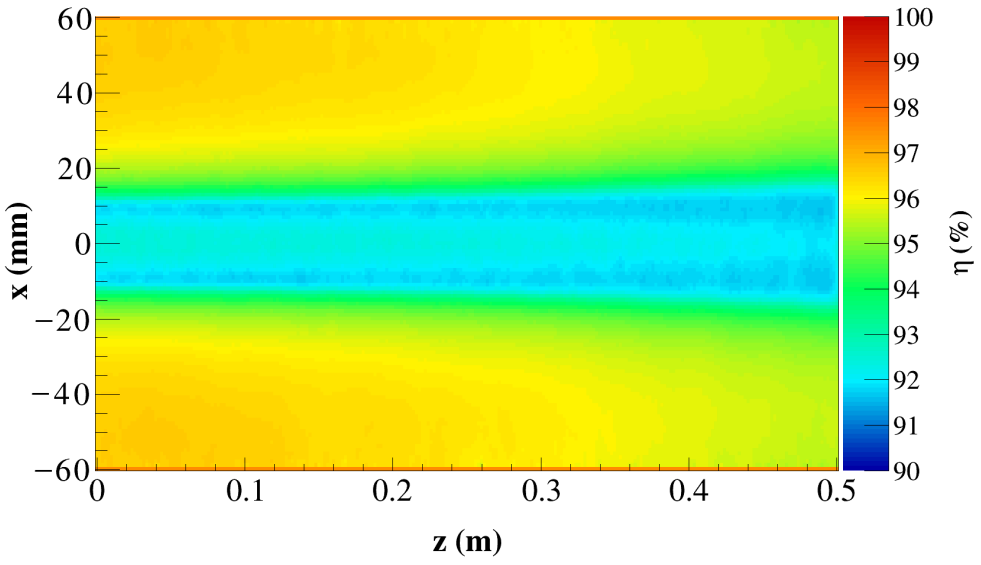


FIGURE 4.19 – Carte de compensation à l'équilibre

4.4.3 Moyens de résolution

On met donc en évidence une anomalie non physique qui dégrade la compensation de charge d'espace.

L'augmentation du nombre de macroparticules dans la simulation est déjà une première méthode de résolution qui a été validée. On réduit le bruit numérique de manière sensible mais on ne le supprime pas entièrement.

Afin de résoudre ce problème, d'autres méthodes ont été utilisées.

Premièrement, on a étudié ce phénomène de chauffage numérique en fonction du nombre de macroparticules par maille. Pour cela nous avons réduit ou augmenté le nombre de mailles longitudinales et radiales et on n'observe aucune différence sur le taux de compensation et sur le spectre en énergie des électrons. Ainsi c'est bien le nombre de macroparticules total dans le domaine qui importe pour diminuer le chauffage numérique.

On a également étudié ce phénomène de chauffage numérique en réduisant le pas de calcul Δt et de manière que le nombre de macroparticules représentant les ions du faisceau dans la ligne soit constant. On ne voyait aucune différence sur le taux de compensation ni sur le spectre en énergie des électrons.

Une dernière méthode a été utilisée. Après avoir examiné les cartes de potentiel induites

par toutes les particules, on constate que la différence de potentiel longitudinale d'une maille à une maille voisine est relativement importante, avec des variations relatives pouvant atteindre 15 %. Ces variations sont visibles sur la figure 4.20 qui est un agrandissement de la figure 4.8(h).

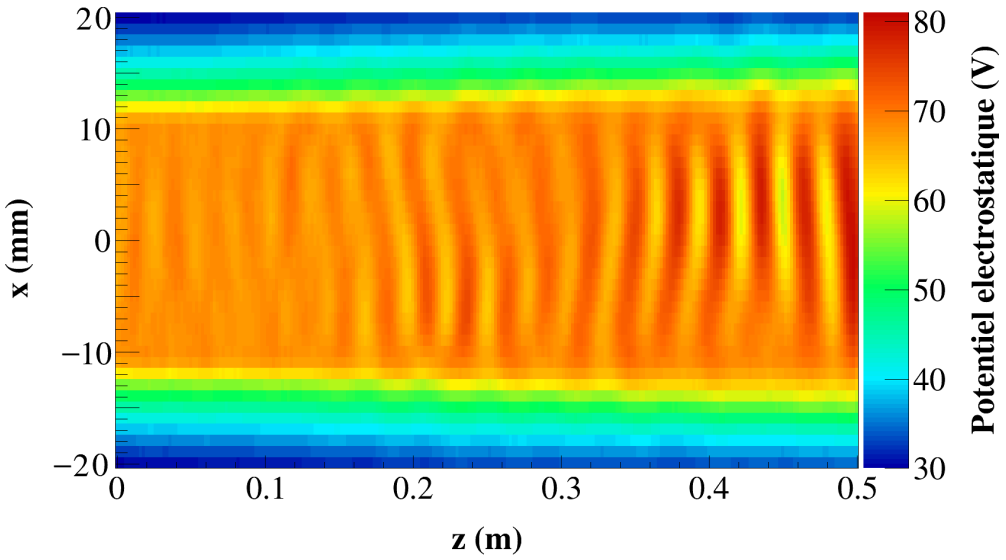


FIGURE 4.20 – Agrandissement de la figure 4.8(h)

Ces variations de potentiel, qui n'ont rien de physique, sont responsables de l'acquisition d'énergie non physique des électrons. En effet, ces derniers gagnent de l'énergie de quelques eV d'une maille à la maille voisine qui les accélère jusqu'à ce qu'ils aient une énergie supérieure à celle du puits de potentiel pour quitter le domaine.

Ces fluctuations de potentiel sont visibles lorsque le nombre de particules neutralisantes commence à être du même ordre de grandeur que le nombre de particules du faisceau.

L'idée est donc d'établir un filtre passe-bas qui coupe les hautes fréquences de potentiel pour ainsi lisser la distribution et diminuer les variations relatives de potentiel d'une maille à l'autre.

Ce filtre a été réalisé et n'a modifié en rien la compensation de charge d'espace. Les cartes de potentiel ont été lissées mais la distribution des électrons n'a pas été modifiée.

On a aussi établi un filtre sur la distribution de charge en lissant cette dernière mais là non plus aucune modification n'a été observée sur la dynamique des électrons.

L'usage d'un filtre est aussi arbitraire car il est possible que le phénomène de chauffage numérique se produise durant toute la durée du transport et qu'il faille l'insérer dès le commencement de la simulation. Egalement, en lissant la distribution, on risque d'introduire des effets non physiques qui peuvent être néfastes pour le transport des particules.

4.4.4 Bilan

Face à ces limites, intrinsèques à un code PIC, il est nécessaire d'approcher la réalité au plus près avec les moyens disponibles afin de simuler un transport d'un faisceau dans une ligne basse énergie de manière correcte.

Pour cela, on maillera l'espace de manière adaptée et on injectera suffisamment de macroparticules de faisceau afin de diminuer les erreurs liées au manque de statistiques. On imposera également des compromis entre le nombre de macroparticules et la puissance de calcul des ordinateurs.

Dans les lignes basse énergie des accélérateurs IFMIF et MYRRHA, la pression du gaz résiduel est assez élevée ce qui nous permet de nous affranchir des problèmes constatés à basse pression de gaz résiduel.

On n'effectuera aucun filtre sur la distribution de charge ou de potentiel car d'un point de vue physique, on risque d'altérer la réalité mais également sur le plan numérique on risque de considérablement rallonger le temps de calcul en faisant appel au filtre à chaque pas de calcul Δt.

On sait très bien que l'on sera soumis au chauffage numérique avec un code PIC et que l'on ne peut pas le rendre totalement négligeable. Toutefois, la valeur du taux de compensation obtenue de 96 % est très proche des 100 % attendus.

Chapitre 5

Les différents moyens de focalisation d'un faisceau d'ions légers en régime de compensation de charge d'espace

> La seule façon de découvrir les limites du possible, c'est de s'aventurer un peu au-delà, dans l'impossible.
>
> Arthur Charles Clarke

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier différentes manières de focaliser un faisceau d'ions dans une ligne basse énergie. En effet, des éléments focalisants doivent nécessairement être insérés afin d'optimiser le transport et l'adaptation du faisceau pour la section accélératrice suivante.

5.1 Les différents types de lentilles de focalisation

Nous allons décrire ici les différents moyens de focalisation que nous pouvons utiliser. Nous avons à disposition des lentilles magnétiques et des lentilles électrostatiques.

5.1.1 Le solénoïde

On désigne par solénoïde un dispositif à symétrie cylindrique constitué d'un fil électrique enroulé régulièrement en spirales de façon à former une bobine dont la longueur est supérieure

au rayon. Parcouru par un courant électrique, il produit un champ magnétique dans son voisinage, et plus particulièrement à l'intérieur de l'enroulement.

On représente sur la figure 5.1 le schéma d'un solénoïde avec les lignes de champ.

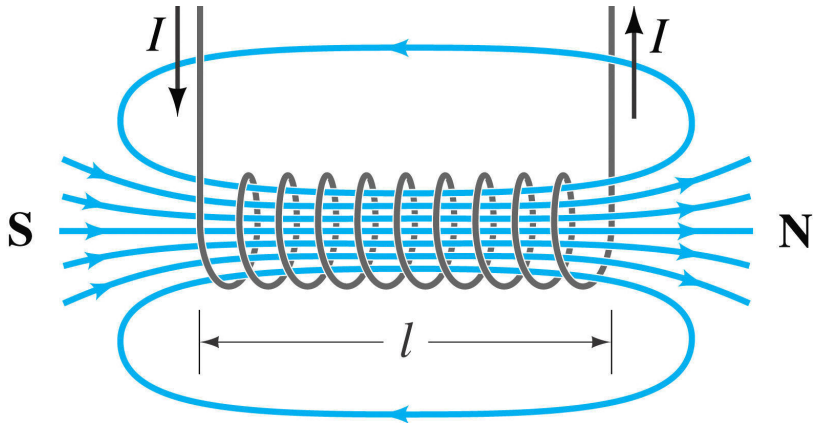


FIGURE 5.1 – Solénoïde de longueur l traversé par un courant I et lignes de champ

Le champ magnétique d'un solénoïde est axisymétrique, la composante tangentielle B_θ est nulle. On a :

$$B_\theta = 0 \tag{5.1a}$$

$$B_z(r,z) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i!} \left(\frac{r}{2}\right)^{2i} \frac{\partial^{2i} B_z(0,z)}{\partial z^{2i}} \tag{5.1b}$$

$$B_r(r,z) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i!(i-1)!} \left(\frac{r}{2}\right)^{2i-1} \frac{\partial^{2i-1} B_z(0,z)}{\partial z^{2i-1}} \tag{5.1c}$$

Puisque le champ magnétique est statique, il n'y a pas de changement d'énergie des particules passant à travers la lentille.

Les particules pénètrent dans le solénoïde à travers une zone de champs magnétiques radiaux. La force de Lorentz ($ev_z \wedge B_r$) est azimutale. Le v_θ résultant conduit à une force radiale lorsque les particules entrent dans le solénoïde et sont soumises au champ B_z. Il en résulte une déviation vers l'axe, indépendante de l'état de charge ou de la direction du transit.

Au premier ordre pour B_r et à l'ordre zéro pour B_z, on a, d'après l'équation paraxiale :

$$B_\theta = 0 \tag{5.2a}$$
$$B_z = B_z(0,z) \tag{5.2b}$$
$$B_r = -\frac{1}{2}\frac{\partial B_z}{\partial z} r \tag{5.2c}$$

En coordonnées cylindriques (r,θ,z), les équations du mouvement s'écrivent :

$$\begin{aligned} m\left[\left(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2\right)\overrightarrow{e}_r + \left(2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta}\right)\overrightarrow{e}_\theta + \ddot{z}\overrightarrow{e}_z\right] &= q\left(r\dot{\theta}B_z - \dot{z}B_\theta\right)\overrightarrow{e}_r \\ &+ q\left(\dot{z}B_r - \dot{r}B_z\right)\overrightarrow{e}_\theta \\ &+ q\left(\dot{r}B_\theta - r\dot{\theta}B_r\right)\overrightarrow{e}_z \end{aligned} \tag{5.3}$$

Sur chaque composante (r,θ,z), trois équations apparaissent :

$$m\left(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2\right) = qr\dot{\theta}B_z \tag{5.4a}$$
$$m\left(2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta}\right) = q\left(\dot{z}B_r - \dot{r}B_z\right) \tag{5.4b}$$
$$m\ddot{z} = -qr\dot{\theta}B_r \tag{5.4c}$$

On sait que le champ magnétique B n'accélère par la particule, d'où :

$$\ddot{z} = 0$$

La deuxième équation du système devient, en utilisant l'équation (5.2b) et (5.2c) :

$$\frac{m}{r}\left(2r\dot{r}\dot{\theta} + r^2\ddot{\theta}\right) = q\left(-\frac{1}{2}\dot{z}\frac{\partial B_0}{\partial z} - \dot{r}B_z\right) \tag{5.5}$$
$$= -\frac{q}{2}\left(\dot{z}r\frac{\partial B_0}{\partial z} + 2\dot{r}B_z\right) \tag{5.6}$$
$$= -\frac{q}{2r}\left(\dot{B}_z r^2 + 2r\dot{r}B_z\right) \tag{5.7}$$
$$\tag{5.8}$$

Qui devient :

$$\frac{m}{r}\frac{d}{dt}\left(r^2\dot{\theta}\right) = -\frac{q}{2r}\frac{d}{dt}\left(r^2 B_z\right) \tag{5.9}$$

Soit :

$$\frac{d}{dt}\left(r^2\dot{\theta}\right) = -\frac{q}{2m}\frac{d}{dt}\left(r^2 B_z\right) \tag{5.10}$$

En intégrant l'équation (5.10) par rapport au temps, on obtient :

$$\dot{\theta} = -\frac{q}{2m}B_z + \frac{A}{r^2} \tag{5.11}$$

Avec A une constante d'intégration qui est nulle pour un faisceau centré sur l'axe.

$$\dot{\theta} = -\frac{q}{2m}B_z \tag{5.12}$$

L'angle θ de la rotation est donc :

$$\theta = -\frac{q}{2m}\int B_z dt \tag{5.13}$$

Que l'on peut écrire finalement en prenant en compte que :

$$B_z dt = \frac{B_z}{\dot{z}}dz$$

Et que l'énergie cinétique T est :

$$T = \frac{1}{2}m\dot{z}^2$$

$$\boxed{\theta = -\sqrt{\frac{q^2}{8mT}}\int B_z dz} \tag{5.14}$$

Cela signifie qu'un faisceau traversant un solénoïde effectue une rotation d'angle θ et que cette dernière est proportionnelle à l'intégrale du champ et à l'énergie cinétique de la particule.

En insérant l'équation (5.12) dans l'équation (5.4a), on obtient :

$$\ddot{r} = \frac{qr\dot{\theta}B_z}{m} + r\dot{\theta}^2 \tag{5.15}$$

$$= -\frac{q^2}{4m^2} r B_z^2 \tag{5.16}$$

Et :

$$\ddot{r} = \frac{d}{dt}\dot{r} = \frac{d}{dt}\left(\frac{d}{dz}\frac{dz}{dt}r\right) \tag{5.17}$$

$$= \frac{d}{dt}(r^{'}\dot{z}) \tag{5.18}$$

$$= r^{''}\dot{z}^2 \tag{5.19}$$

On obtient donc :

$$\boxed{r^{''} + k^2 r = 0} \tag{5.20}$$

avec :

$$k^2 = \frac{q^2}{8Tm} B_z^2 \tag{5.21}$$

qui est la force du solénoïde.

On déduit donc des équations (5.14) et (5.20) , qu'en dehors des propriétés intrinsèques des particules comme la charge, l'énergie cinétique et la masse, la force de focalisation de la lentille solénoïde est exclusivement fonction quadratique du champ longitudinal B_z et du rayon r.

5.1.2 Le quadrupôle magnétique

Un quadrupôle magnétique est composé de quatre aimants disposés selon la figure 5.2.

Si leur forme est parfaitement hyperbolique, les aimants quadripolaires créent un champ linéaire dont la grandeur augmente avec la distance radiale par rapport à l'axe longitudinal. Les particules sont focalisées selon une direction et défocalisées selon l'autre. C'est une propriété fondamentale du quadrupôle.

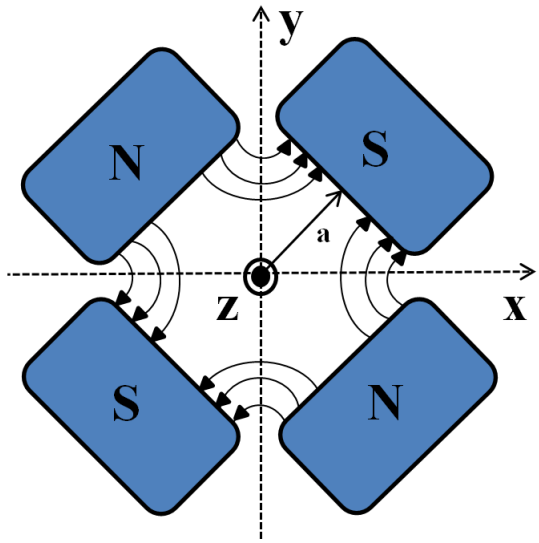


FIGURE 5.2 – Disposition des aimants pour former un quadrupôle magnétique

Le champ magnétique induit par un quadrupôle est décrit par :

$$B_y = B_0 \frac{x}{a} \tag{5.22a}$$

$$B_x = B_0 \frac{y}{a} \tag{5.22b}$$

où a est le rayon du quadrupôle. On peut également définir le gradient de champ magnétique G tel que $G = B_0/a$.

On rappelle que le champ magnétique B n'a aucune influence sur l'énergie de la particule. Le système d'équations du mouvement d'une particule pour un quadrupôle magnétique focalisant dans la direction x et défocalisant dans la direction y s'écrit :

$$\gamma m \frac{d^2x}{dt^2} = -qv_z B_y = -qv_z \frac{B_0}{a} x \tag{5.23a}$$

$$\gamma m \frac{d^2y}{dt^2} = qv_z B_x = qv_z \frac{B_0}{a} y \tag{5.23b}$$

soit :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{qv_zB_0}{\gamma ma}x = 0 \tag{5.24a}$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} - \frac{qv_zB_0}{\gamma ma}y = 0 \tag{5.24b}$$

Ces équations sont de la forme de celles d'un oscillateur harmonique $\ddot{\xi} \pm \omega_0^2\xi = 0$ qui ont pour solution $\xi(t) = A\cos(\omega_0 t) + B\sin(t\omega_0 t)$ ou $\xi = A\cosh(\omega_0 t) + B\sinh(\omega_0 t)$ en fonction du signe.

Réécrivons les équations (5.24) en effectuant un changement de variable. On va substituer à la variable indépendante t, la variable indépendante z. Dans un accélérateur linéaire, on a $z = v_z t$ et donc $\frac{d^2}{dt^2} = v_z^2\frac{d^2}{dz^2}$. La solution du système d'équations (5.24) :

$$\frac{d^2x}{dz^2} + \kappa x = 0 \tag{5.25a}$$

$$\frac{d^2x}{dz^2} - \kappa y = 0 \tag{5.25b}$$

avec :

$$\kappa = \frac{qB_0}{\gamma mav_z} \tag{5.26}$$

qui est habituellement désigné comme étant la force du quadrupôle.

5.1.3 La lentille de Einzel

Une lentille de Einzel est un dispositif de focalisation électrostatique à symétrie de révolution composé de trois électrodes cylindriques consécutives, séparées par un écart, dont la première et la troisième sont au même potentiel V_1. L'électrode centrale est portée à un potentiel V_2, de même signe que le potentiel du faisceau et supérieur en valeur absolue à celui des deux autres électrodes. La lentille de Einzel correspond à deux lentilles dites d'immersion mises en série [19].

Entre deux électrodes portées aux potentiels respectifs V_1 et V_2, l'équation du mouvement dans la direction radiale s'écrit :

$$m\ddot{r} = qE_r \tag{5.27}$$

que l'on intègre :

$$\dot{r_2} - \dot{r_1} = \frac{q}{m}\int_{t_1}^{t_2} E_r dt = \frac{q}{m}\int_{z_1}^{z_2} \frac{E_r}{v_z} dz \tag{5.28}$$

La différence de vitesse radiale Δv_r lorsque le faisceau passe entre chaque paire de cylindres de la lentille est :

$$\Delta v_r = \frac{q}{m}\int_{z_1}^{z_2} \frac{E_r}{v_z} dz \tag{5.29}$$

Le champ électrique radial est symétrique. Il n'y a pas de déviation si le rayon du faisceau et sa vitesse radiale sont constants. L'action focalisante de la lentille survient dans les changements de rayon r et de vitesse v_z dans la région située entre chaque électrode. Quand le champ longitudinal entre chaque électrode accélère les particules ($V_2 > V_1$), elles sont déviées vers l'intérieur en entrant dans la seconde électrode et sont déviées vers l'extérieur lorsqu'elles en sortent. L'inverse se vérifie si le champ longitudinal est décélérateur ($V_2 < V_1$). Les particules sont déviées vers des rayons plus grands du côté de l'entrée et sont donc plus fortement focalisées par les champs radiaux du côté de la sortie de l'électrode.

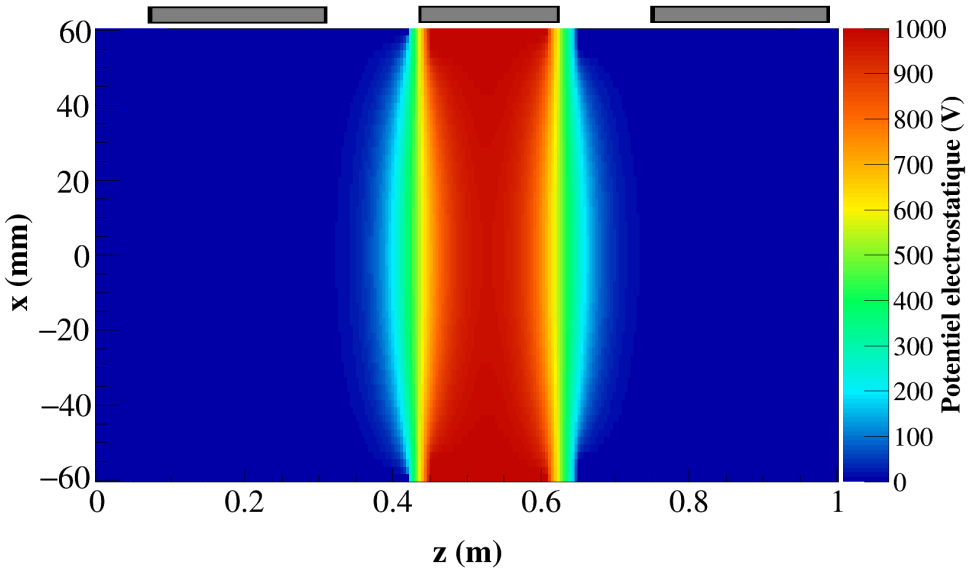


FIGURE 5.3 – Lentille de Einzel avec les courbes d'isopotentielles

Pour la lentille de Einzel, placer une électrode au potentiel V_1 après l'électrode portée au potentiel V_2 a pour effet de rendre le potentiel électrostatique symétrique. Ainsi les ions du faisceau voient leur énergie modifiée en arrivant au voisinage de l'électrode placée au potentiel

V_2. Ils vont regagner leur énergie initiale en arrivant au voisinage de la troisième électrode.

On représente sur la figure 5.3 ce dispositif de focalisation avec les isopotentielles pour V_2 = 1 kV et $V_1 = V_3 = 0$.

5.2 Conditions de simulation

L'objectif est ici d'étudier la compensation de charge d'espace d'un faisceau d'ions intense à basse énergie lorsqu'il est focalisé de différentes manières, à l'aide des éléments décrits précédemment. Les résultats obtenus permettront de discuter des moyens de focalisation les plus efficaces pour la conception des futures lignes basse énergie.

On considère un faisceau de protons d'énergie 100 keV et d'intensité 50 mA avec une distribution gaussienne.

Les paramètres de Twiss initiaux sont :

$$\varepsilon_x = 0{,}10\,\pi.\text{mm.mrad} \tag{5.30a}$$

$$\alpha = 0 \tag{5.30b}$$

$$\beta = 0{,}5\,\text{mm/mrad} \tag{5.30c}$$

La ligne est un cylindre qui mesure 2,1 m de long et 80 mm de rayon. La ligne est remplie uniformément de H_2 à la pression P = 10^{-4} mbar. La seule collision considérée est l'ionisation du gaz par les particules du faisceau :

$$H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H_2^+ + e^-$$

Le faisceau diverge au début du domaine, créant ainsi un potentiel attractif pour les électrons vers les $z < 0$. Pour remédier à cette fuite des électrons, on place une électrode repousseuse en $z = 0$ portée au potentiel V = -1,5 kV. Dans la pratique, une telle électrode est en général présente dans le système d'extraction de la source d'ions. En fin de ligne, la paroi est réflexive pour les électrons et les ions H_2^+, ce qui évitera un défaut de compensation de charge d'espace dans cette région.

La focalisation est réalisée à l'aide de trois types de lentilles focalisantes :

— le solénoïde

— le quadrupôle magnétique

— la lentille de Einzel

On s'attache à obtenir des conditions de focalisation grossièrement équivalentes dans chaque cas, celles d'un faisceau convergent avec des dimensions vraisemblables pour une injection dans un RFQ. Afin que le faisceau puisse être adapté pour une accélération dans un RFQ, les quatre degrés de liberté du faisceau $(\alpha_x, \beta_x, \alpha_y, \beta_y)$ doivent être ceux de l'acceptance du RFQ. Pour cela, il faut autant d'éléments focalisants que de degrés de liberté pour l'injection dans le RFQ. La lentille de Einzel, tout comme le solénoïde est un dispositif à symétrie de révolution. Pour optimiser l'injection dans le RFQ, deux éléments sont alors suffisants. En revanche, le quadrupôle n'étant pas à symétrie de révolution, il est nécessaire d'utiliser quatre quadrupôles qu'on placera en deux doublets. Pour chaque doublet, le premier quadrupôle focalisera dans une direction transversale et le second dans l'autre.

Le maillage du domaine de simulation est de 1 mm en radial et de 4 mm en longitudinal. Le solveur de Poisson est un solveur tridimensionnel car ce dernier est nécessaire pour étudier le transport avec des quadrupôles magnétiques. Ensuite, dans un souci d'uniformité, on a utilisé également un solveur de Poisson tridimensionnel pour les éléments de focalisation à symétrie de révolution.

On appellera émittance finale, l'émittance mesurée à la fin de la ligne.

On ne représentera la distribution des particules secondaires qu'en régime stationnaire.

5.3 La focalisation par deux solénoïdes

Deux manières différentes de focalisation du faisceau sont possibles afin d'obtenir des paramètres de Twiss donnés en fin de ligne : la focalisation dite forte et la focalisation dite faible.

5.3.1 La focalisation forte

Le but de la focalisation forte est de focaliser le faisceau de manière à obtenir une taille minimale de faisceau, appelée *waist* ($\alpha = 0$) entre les deux solénoïdes.

La focalisation du faisceau est réalisée au moyen de deux solénoïdes identiques de 250 mm de long et de 80 mm de rayon dont les centres sont respectivement placés à $z = 0{,}62$ m et $z = 1{,}42$ m de l'injection du faisceau. Le champ magnétique obéit aux équations (5.1).

On représente sur la figure 5.4 le champ magnétique B_z sur l'axe du faisceau

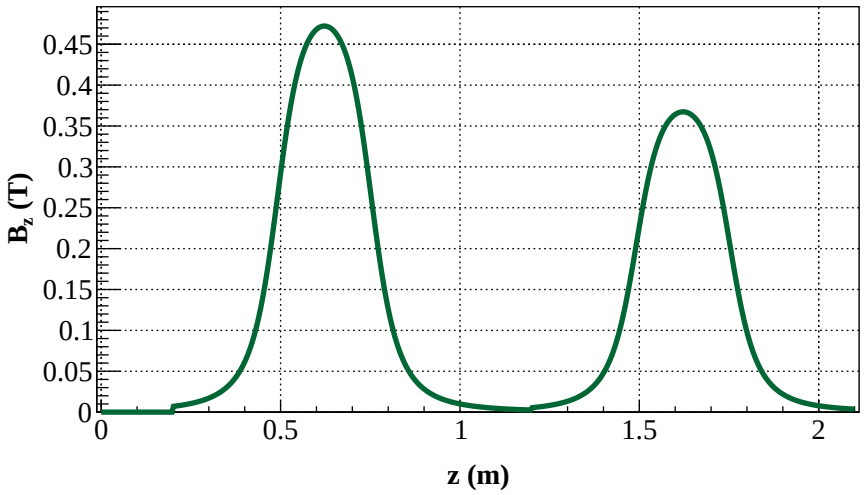


FIGURE 5.4 – Champ magnétique B_z sur l'axe généré par deux solénoïdes

Les discontinuités du champ B_z repérées pour $z \sim 0{,}2$ m et $z \sim 1{,}2$ m correspondent respectivement à un champ nul suivi du champ magnétique induit par le premier solénoïde et au champ du premier solénoïde suivi du champ magnétique induit par le second solénoïde. Il a été vérifié que pour un faisceau sans charge d'espace, ces discontinuités ne sont pas source d'une augmentation d'émittance du faisceau.

Transport

On montre sur les figures 5.5 à 5.8 le transport du faisceau, des électrons et des ions H_2^+ dans le plan $z0y$ au début du régime transitoire et en régime stationnaire.

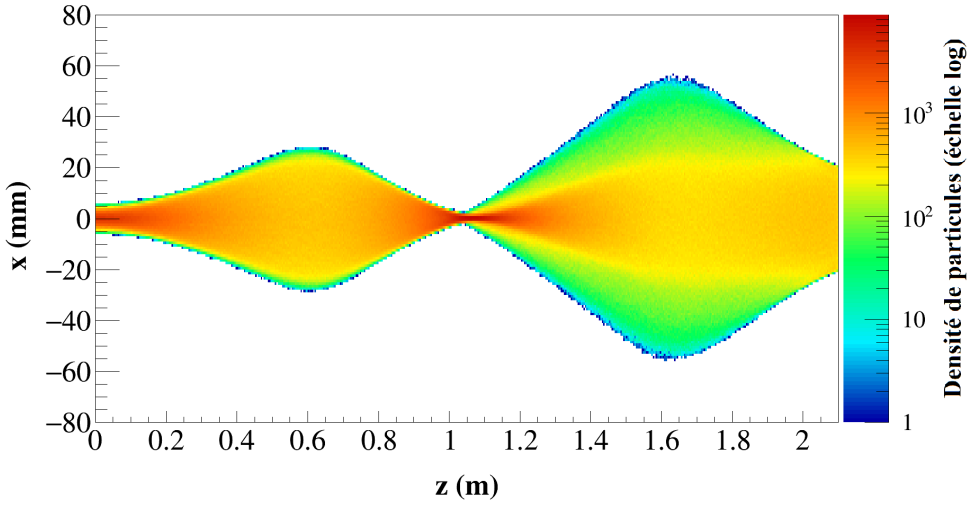


FIGURE 5.5 – Distribution du faisceau à t = 0,5 μs

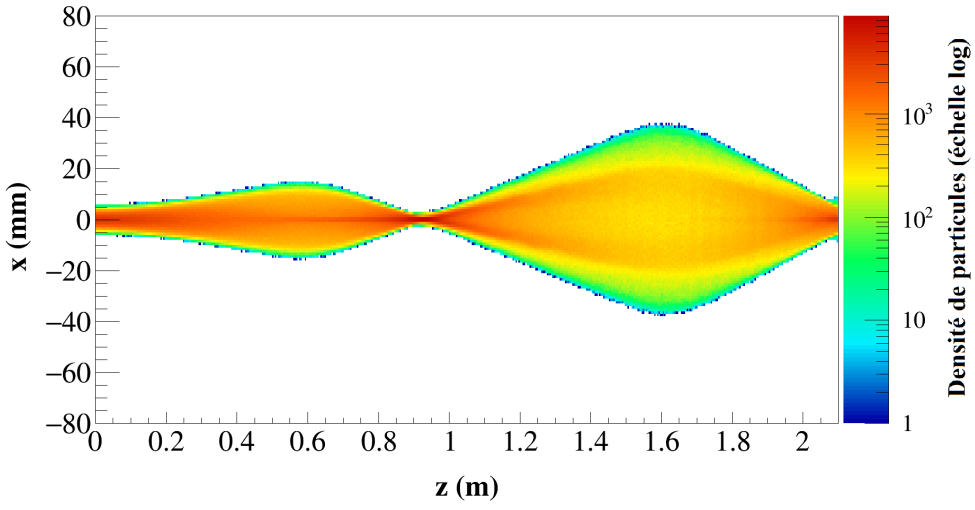


FIGURE 5.6 – Distribution du faisceau à t = 10,0 μs

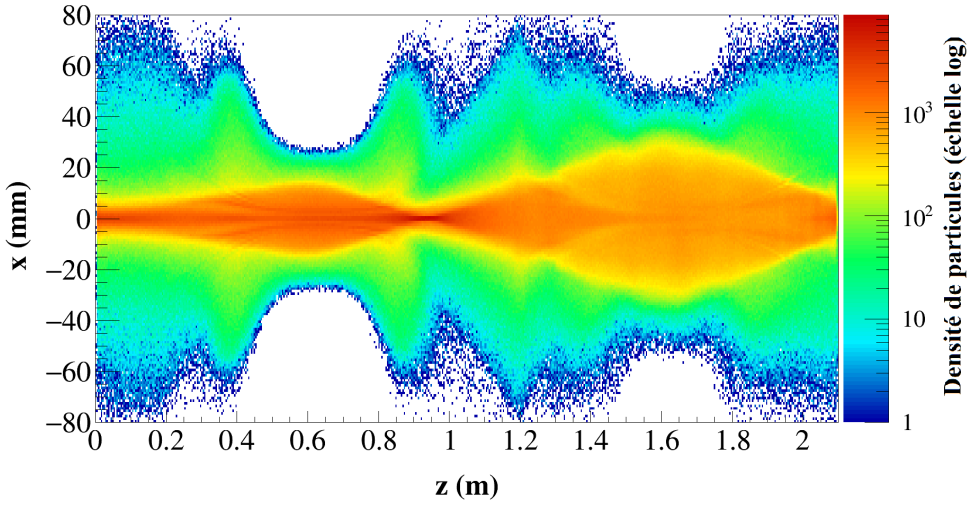


FIGURE 5.7 – Distribution des électrons à t = 10,0 μs

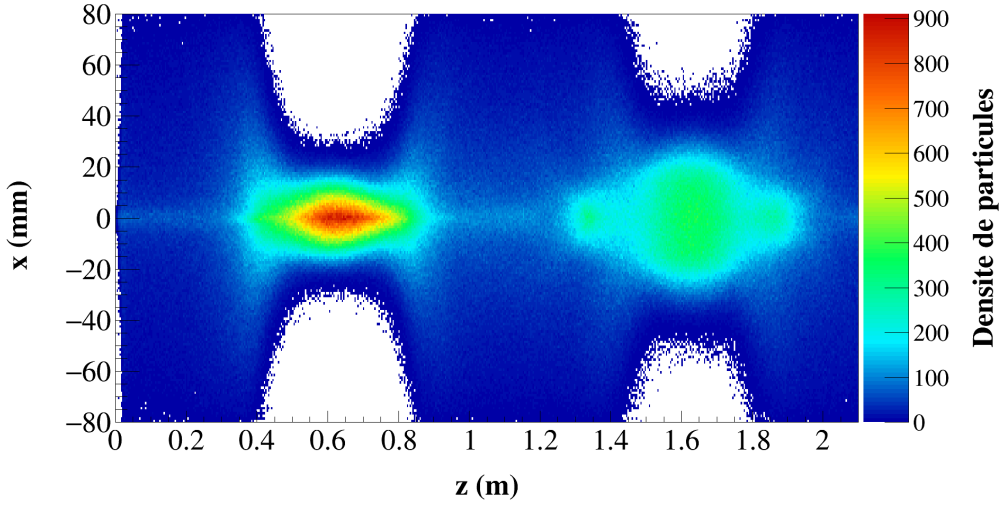


FIGURE 5.8 – Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs

Taux de compensation

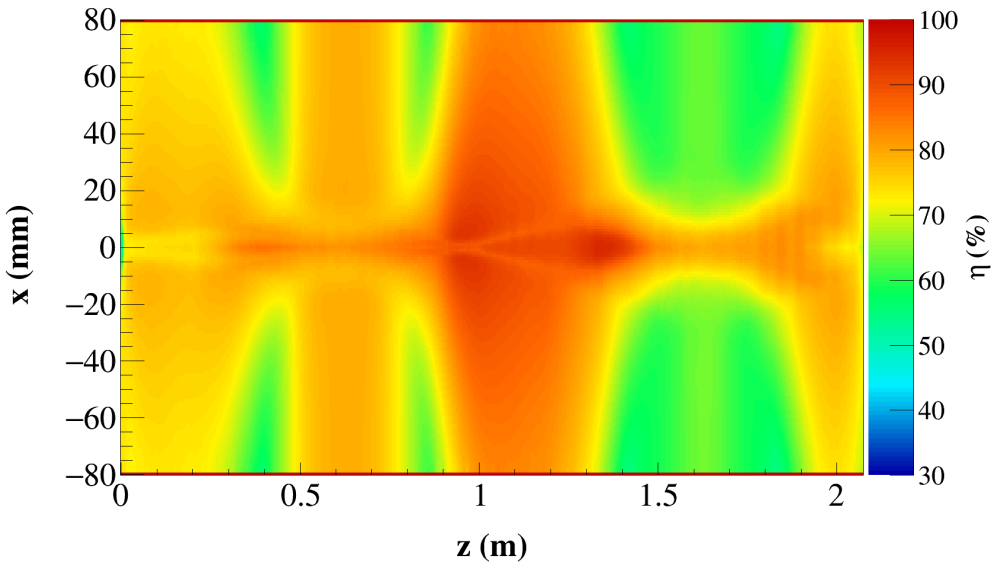


FIGURE 5.9 – Carte de compensation dans le plan z0y

Sur la figure 5.9, on a représenté la carte de compensation en régime stationnaire dans le plan $z0y$. On constate que le taux de compensation est plus élevé au centre de la ligne ($z \sim 1{,}1$ m). En effet à cet endroit, la densité de faisceau est très élevée et le potentiel de charge d'espace qui en résulte est donc très élevé. Cela va attirer les électrons dans cette zone comme on le voit sur les figures 5.7. Sur l'axe faisceau, au centre des deux solénoïdes le taux de compensation est élevé également car les solénoïdes confinent les électrons.

Emittance finale

On représente sur la figure 5.10 l'évolution temporelle de l'émittance finale dans les deux plans.

La valeur d'émittance décroît en raison de la compensation de charge jusqu'à une valeur à l'état stationnaire qui est :

$$\varepsilon_x = 0{,}59\,\pi.\text{mm.mrad} \tag{5.31}$$

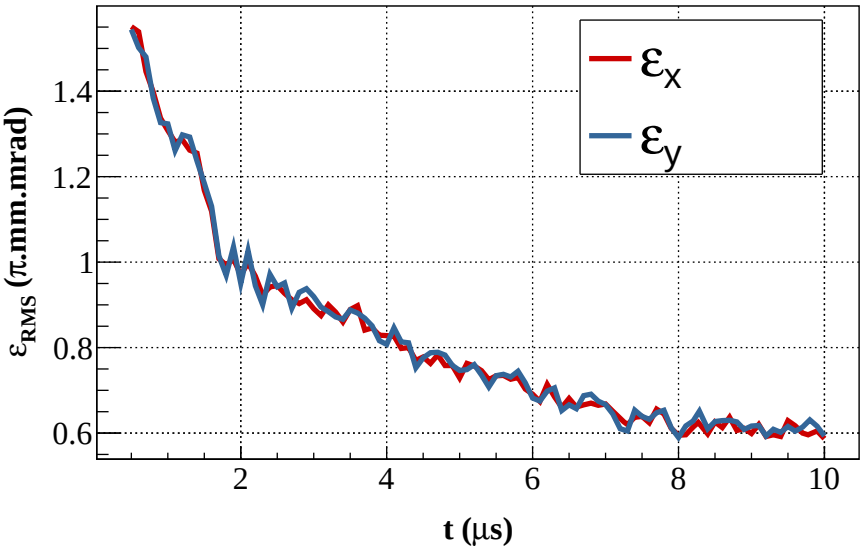


FIGURE 5.10 – Evolution temporelle de l'émittance finale normalisée

5.3.2 La focalisation faible

Dispositif

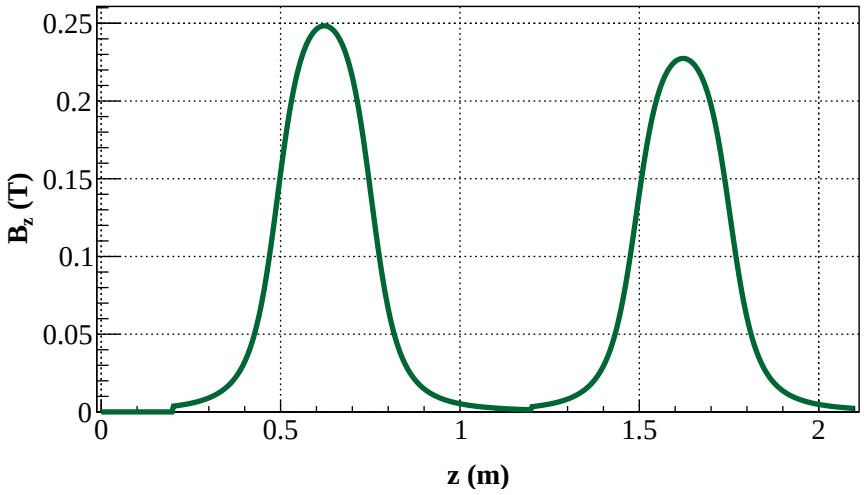


FIGURE 5.11 – Champ magnétique B_z sur l'axe généré par deux solénoïdes

Pour la focalisation faible, la configuration est la même que dans le cas de la focalisation

forte.

Le seul changement qu'on opère est une réduction du champ magnétique induit par les deux solénoïdes de manière à focaliser le faisceau sans avoir de waist au milieu de la ligne. Ainsi, les champs magnétiques des deux solénoïdes sont réduits comme représenté sur la figure 5.11.

Transport

On montre sur les figure 5.12 à 5.15 le transport du faisceau, des électrons et des ions H_2^+ dans le plan $z0y$ au début du régime transitoire et en régime stationnaire.

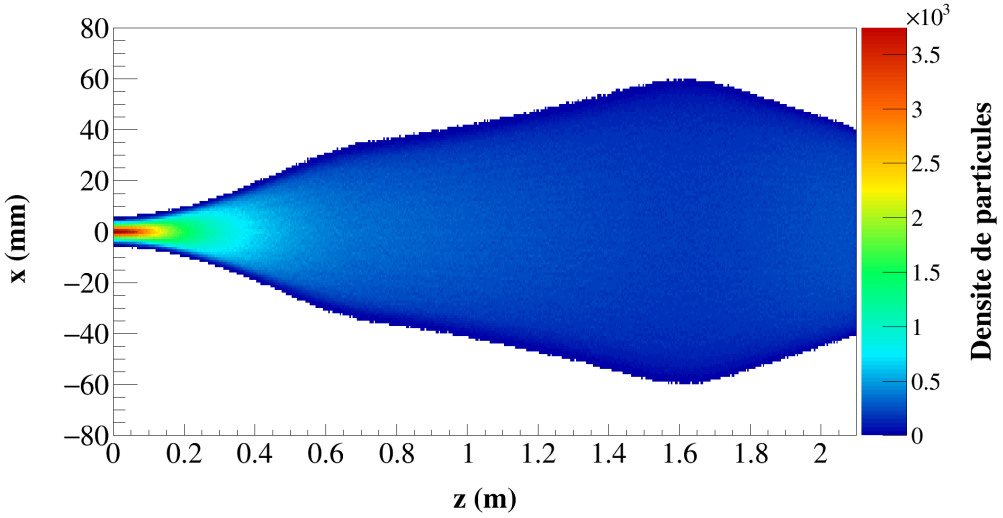


FIGURE 5.12 – Distribution du faisceau à t = 0,5 μs

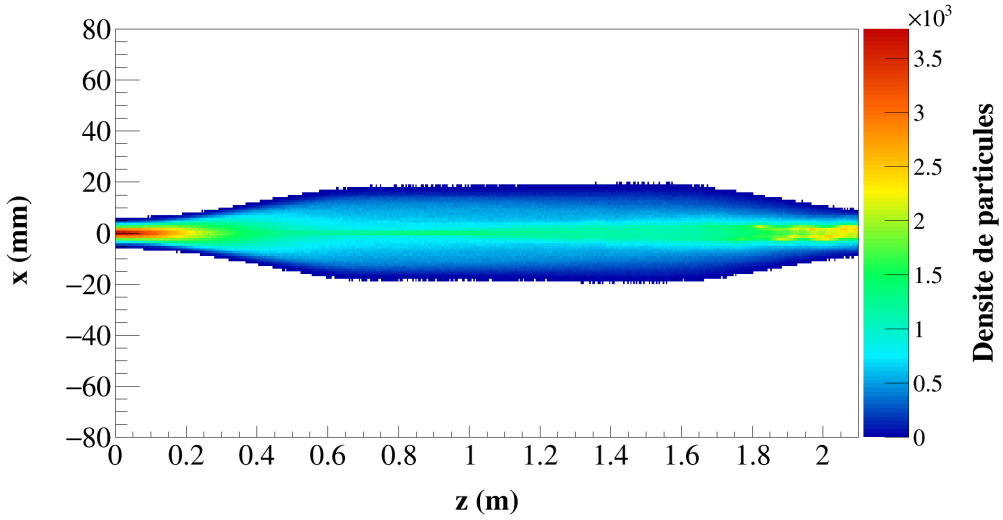


FIGURE 5.13 – Distribution du faisceau à t = 10,0 μs

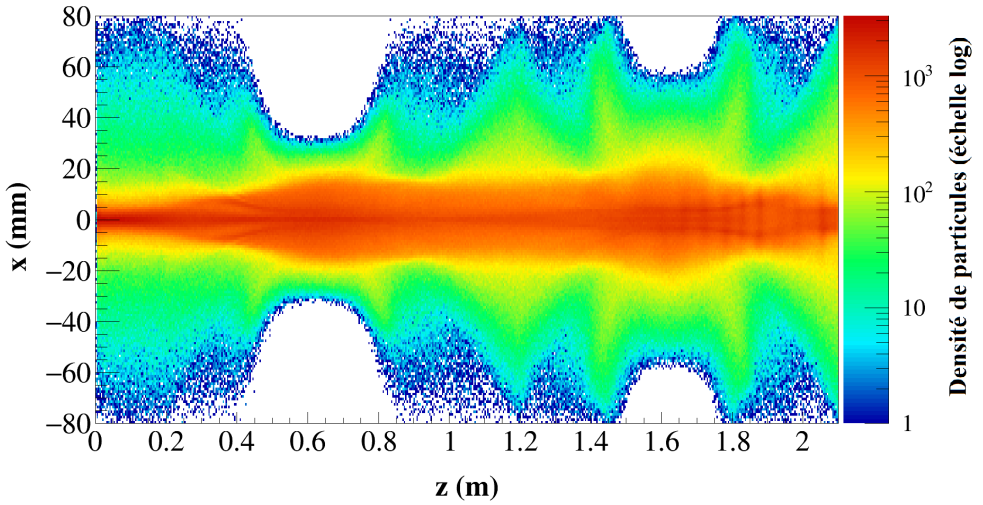


FIGURE 5.14 – Distribution des électrons à t = 10,0 μs

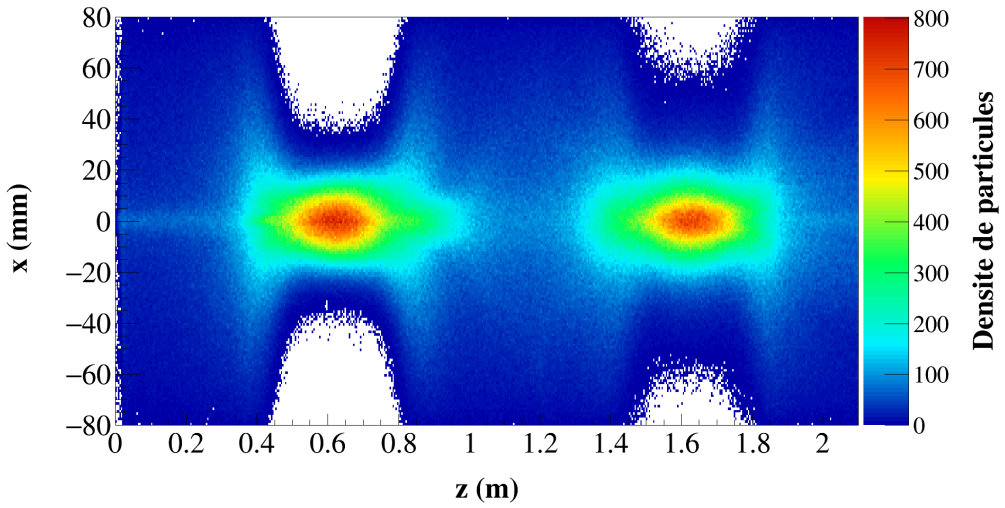


FIGURE 5.15 – Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs

En observant les figures 5.12 et 5.13, on constate que la taille transversale du faisceau diminue sous l'effet de la compensation de charge d'espace, comme on pouvait s'y attendre.

Taux de compensation

Sur la figure 5.16, on a représenté la carte de compensation en régime stationnaire dans le plan $z0y$. On constate que le taux de compensation est uniforme dans la ligne et très légèrement supérieur aux centres des deux solénoïdes car dans cette zone les électrons sont confinés par le champ magnétique comme le montre la figure 5.14. La compensation est faible juste après l'électrode repousseuse pour les mêmes raisons qui ont été expliquées précédemment ainsi qu'en fin de ligne car le second solénoïde a tendance à attirer les électrons en son centre.

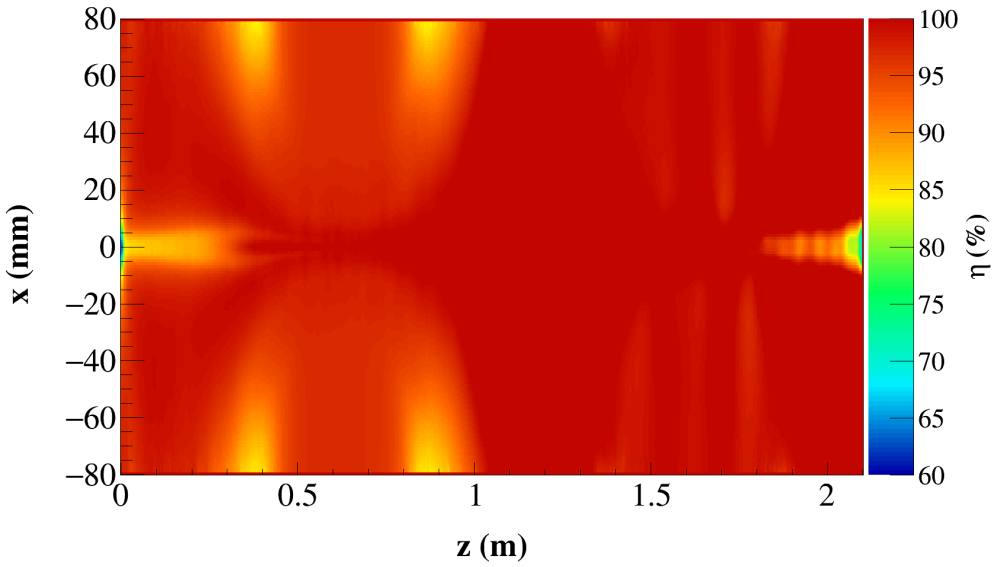


FIGURE 5.16 – Carte de compensation dans le plan z0y

Emittance finale

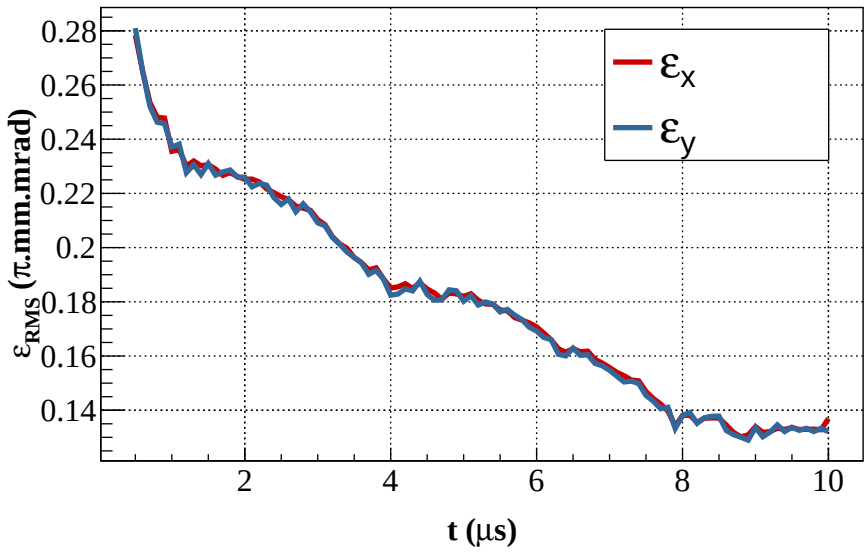


FIGURE 5.17 – Evolution temporelle de l'émittance finale normalisée

Les valeurs d'émittance représentées sur la figure 5.17 sont identiques du fait de la sy-

métrie du champ magnétique du solénoïde. La valeur d'émittance décroît en raison de la compensation de charge jusqu'à une valeur à l'état stationnaire qui est :

$$\varepsilon_x = 0{,}13\,\pi.\text{mm.mrad} \tag{5.32}$$

De cette valeur, on déduit que l'augmentation d'émittance dans la ligne est faible.

5.4 La focalisation par des quadrupôles magnétiques

Dispositif

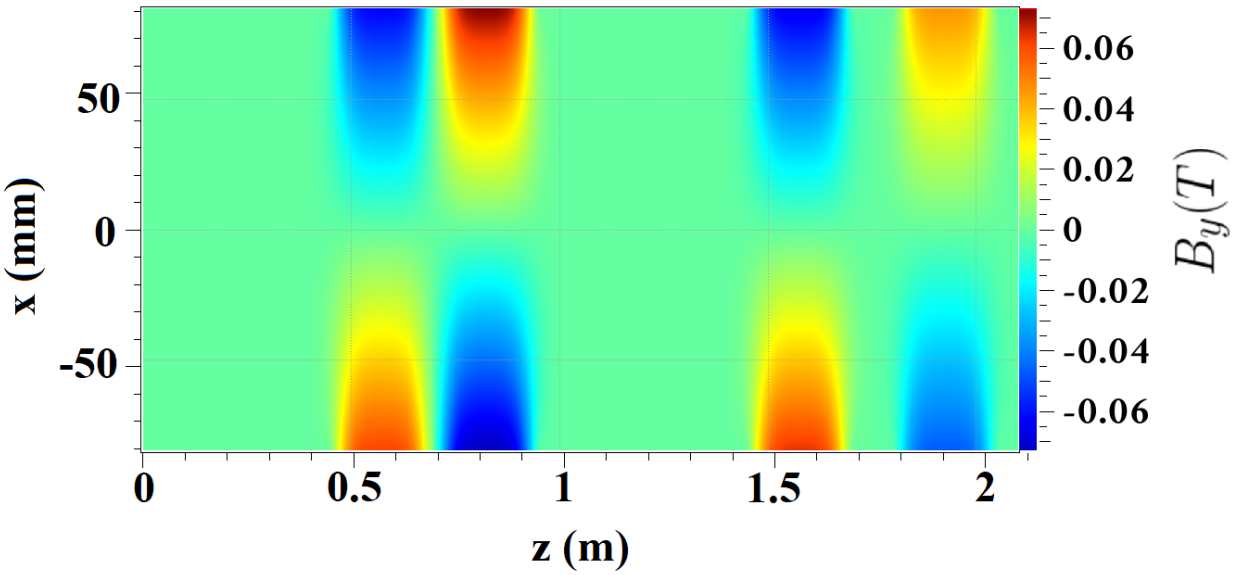


FIGURE 5.18 – Champ magnétique B_y sur l'axe généré par le système de deux doublets de quadrupôles

Pour focaliser le faisceau, on utilise deux doublets de quadrupôles de 250 mm de long et de rayon 45 mm. Le premier doublet est placé à $z = 400$ mm du domaine de simulation et le second doublet à $z = 1{,}4$ m. Chaque doublet est constitué de deux quadrupôles dont le premier focalise dans la direction transversale x et le second focalise dans la direction transversale y. Les gradients de champ magnétique pour les quatre quadrupôles sont respectivement : 0,72 T/m, 0,85 T/m, 0,75 T/m et 0,54 T/m.

On a représenté sur la figure 5.18 le champ magnétique B_y dans le plan $z0x$.

Transport du faisceau

On montre sur les figures 5.19 à 5.34 le transport du faisceau, des électrons et des ions H_2^+ dans le plan $z0x$ au début du régime transitoire et en régime stationnaire.

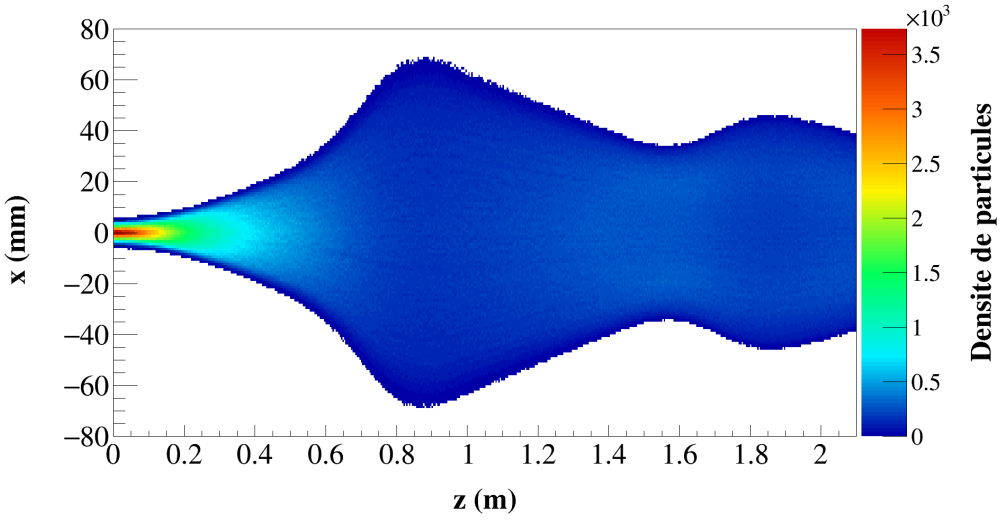


FIGURE 5.19 – Distribution du faisceau à t = 0,5 μs

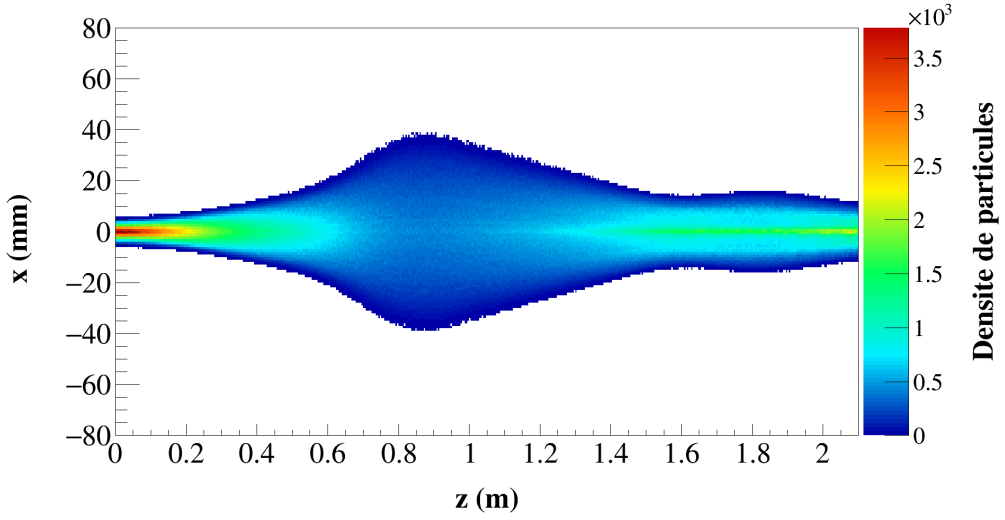


FIGURE 5.20 – Distribution du faisceau à t = 10,0 μs

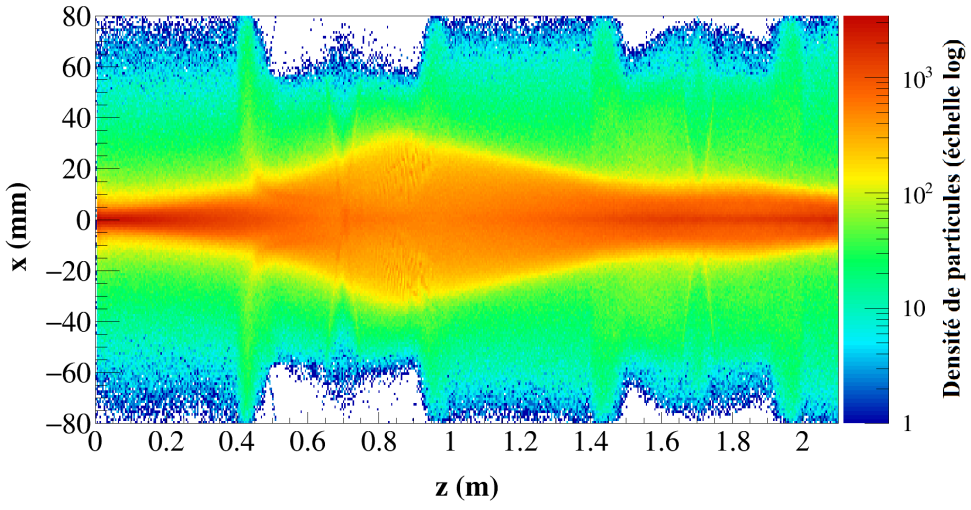


FIGURE 5.21 – Distribution des électrons à t = 10,0 μs

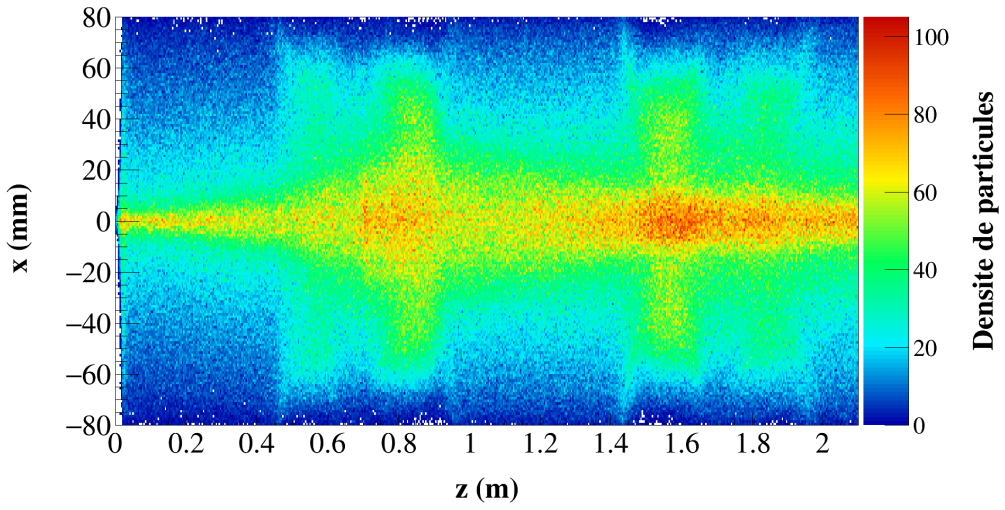


FIGURE 5.22 – Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs

On montre sur les figures 5.23 à 5.26 les densités du faisceau, des électrons et des ions aux mêmes instants du transport dans le plan $z0y$.

On observe une défocalisation dans un plan en même temps qu'une focalisation dans l'autre. La symétrie cylindrique est rompue sous l'effet du quadrupôle comme on pouvait s'y attendre.

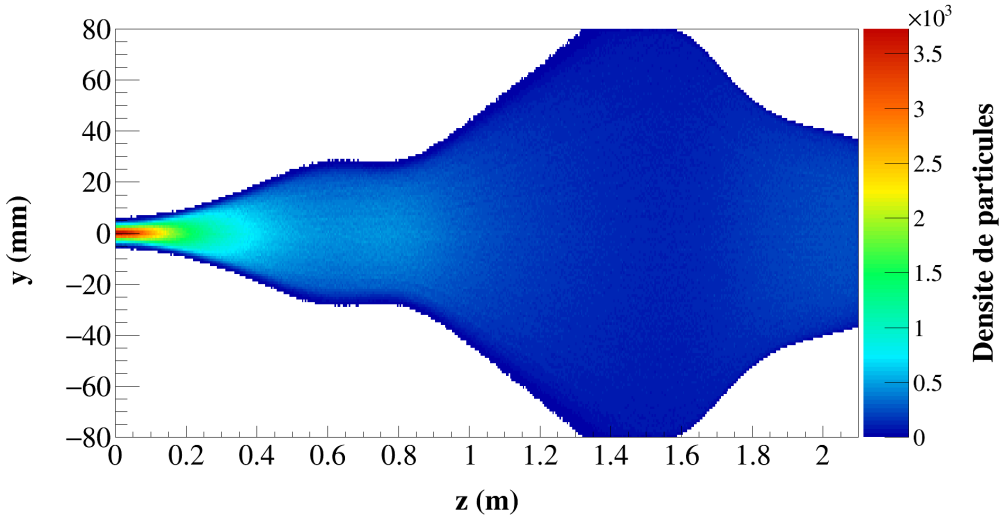


FIGURE 5.23 – Distribution du faisceau à t = 0,5 μs

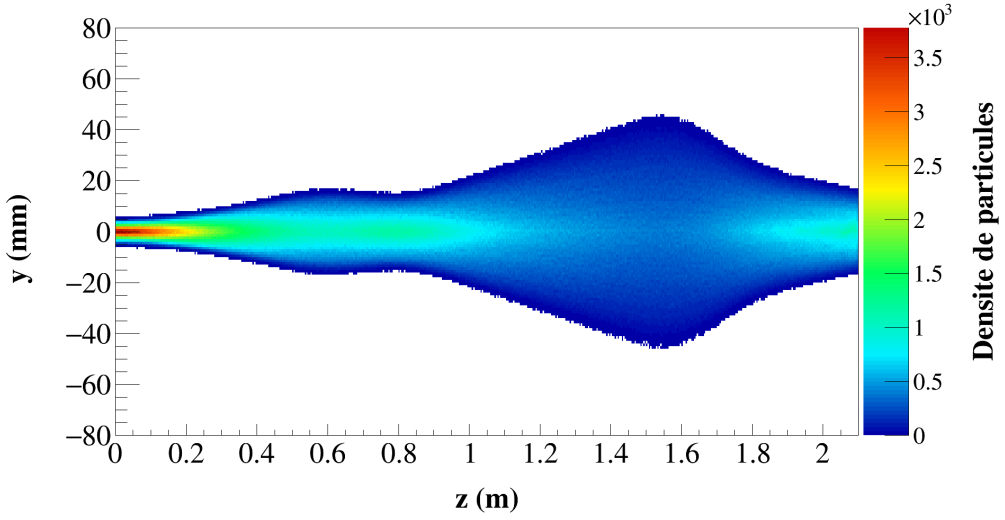


FIGURE 5.24 – Distribution du faisceau à t = 10,0 μs

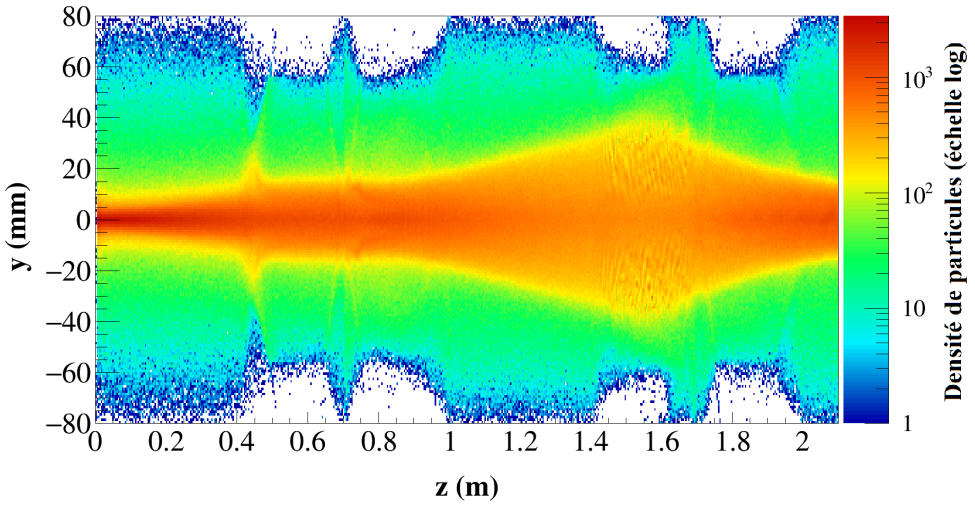


FIGURE 5.25 – Distribution des électrons à t = 10,0 μs

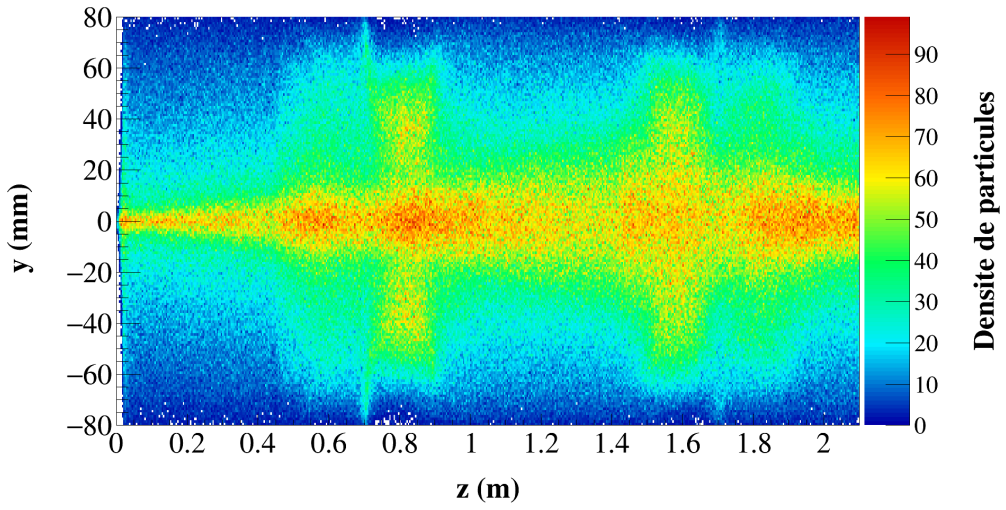


FIGURE 5.26 – Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs

Taux de compensation

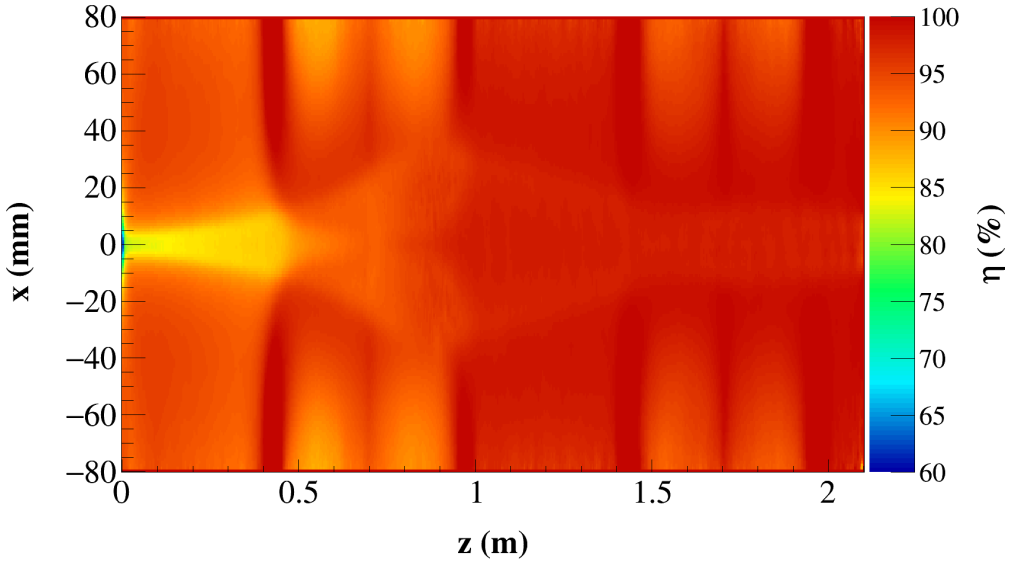


FIGURE 5.27 – Carte de compensation dans le plan $z0x$

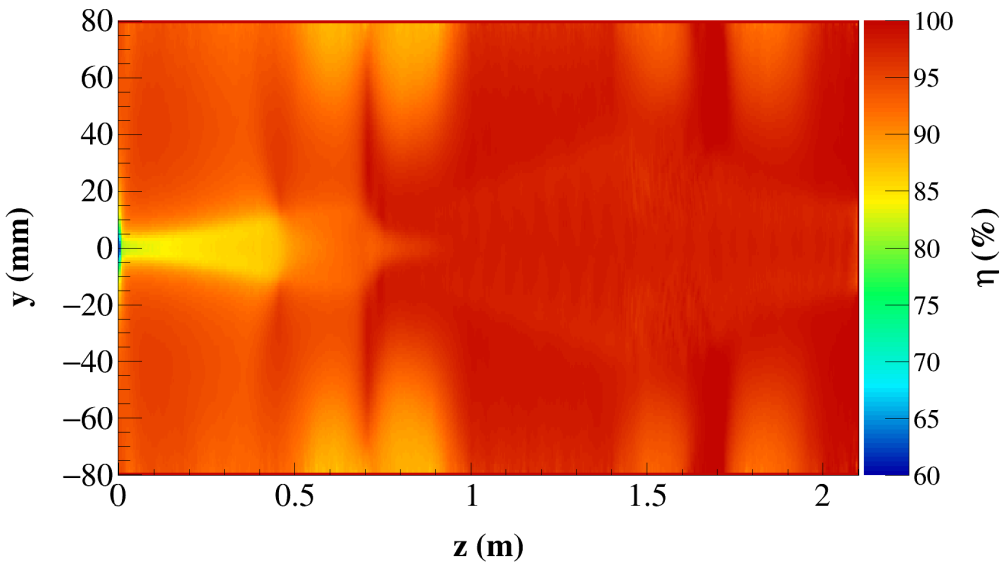


FIGURE 5.28 – Carte de compensation dans le plan $z0y$

L'absence de symétrie cylindrique en raison de quadrupôles nous oblige à donner les cartes de compensation en régime stationnaire dans les plans $z0x$ et $z0y$. Le taux de compensation est plus faible au début du domaine de simulation car les électrons sont repoussés par les lignes de champ du premier quadrupôle comme le montre la figure 5.21

Emittance finale

On a représenté sur le graphe 5.29 l'évolution temporelle des valeurs d'émittance dans les deux plans. La valeur d'émittance diminue en raison de la compensation de charge d'espace jusqu'à une valeur en régime stationnaire qui est :

$$\varepsilon_x = 0{,}14\,\pi.\text{mm.mrad} \tag{5.33a}$$

$$\varepsilon_y = 0{,}12\,\pi.\text{mm.mrad} \tag{5.33b}$$

Ces valeurs se comprennent en considérant le taux de compensation de charge d'espace. En effet, elles sont très proches de la valeur initiale du faisceau, ce qui montre que la charge d'espace est compensée quasi totalement.

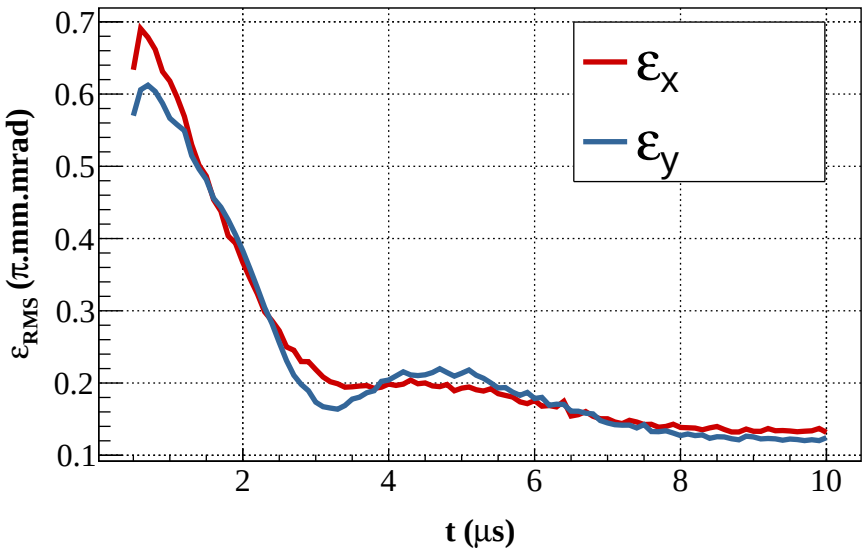


FIGURE 5.29 – Evolution temporelle de l'émittance finale normalisée

Il est également possible avec ce dispositif de réaliser une focalisation forte mais vu les résultats de la partie précédente, on s'en abstiendra.

5.5 La focalisation par des lentilles de Einzel

Dispositif

Le faisceau est focalisé à l'aide de deux lentilles de Einzel identiques. Chaque lentille est constituée de trois cylindres dont le premier et le troisième sont à un potentiel nul et le deuxième au potentiel de 65 kV pour la première lentille et à 64,6 kV pour la seconde. Le premier et le troisième cylindre mesurent 300 mm alors que le deuxième mesure 150 mm. La première lentille est placée à une distance $z = 200$ mm du domaine de la simulation et la seconde lentille à $z = 1{,}2$ m.

On représente sur la figure 5.30, le champ longitudinal des deux lentilles sur l'axe du faisceau.

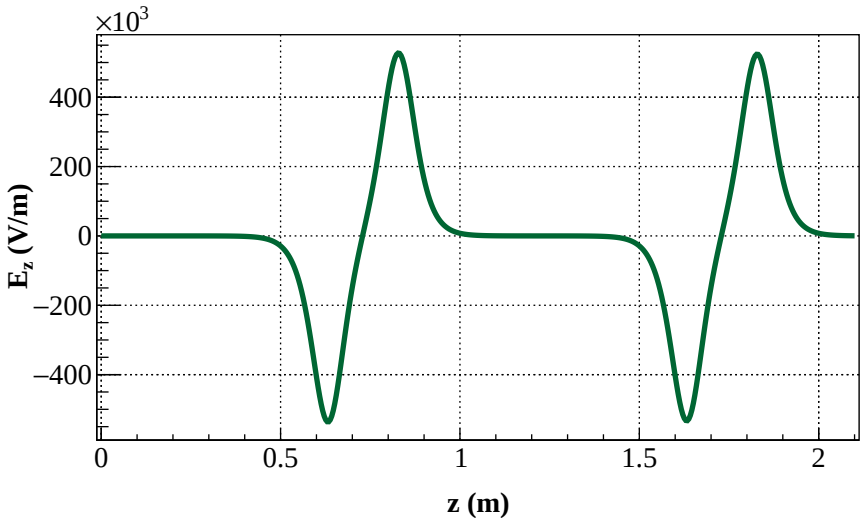


FIGURE 5.30 – Champ électrique E_z sur l'axe généré par deux lentilles de Einzel

Transport du faisceau

On montre sur les figures 5.31 à 5.34 le transport du faisceau, la distribution des électrons et des ions H_2^+ dans le plan $z0y$ au début du régime transitoire et en régime stationnaire.

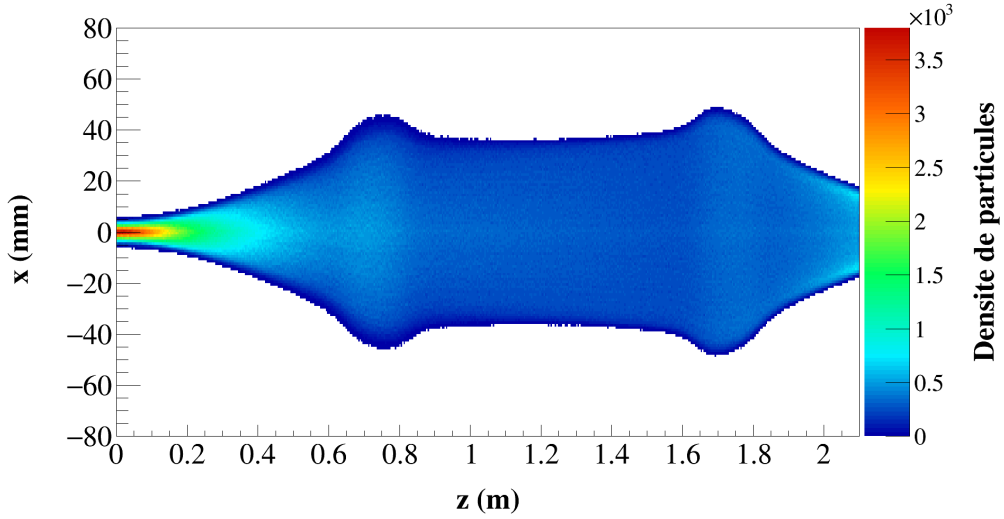


FIGURE 5.31 – Distribution du faisceau à t = 0,5 μs

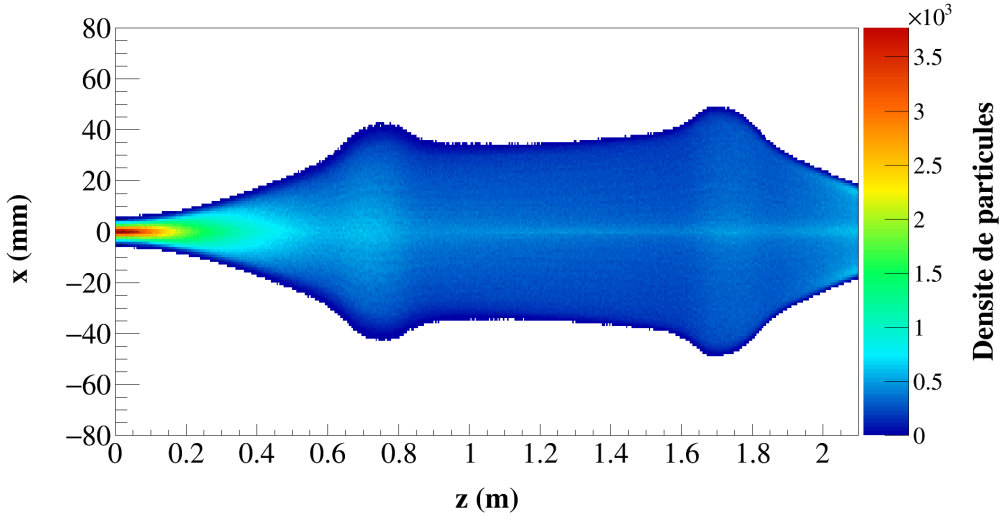


FIGURE 5.32 – Distribution du faisceau à t = 10,0 μs

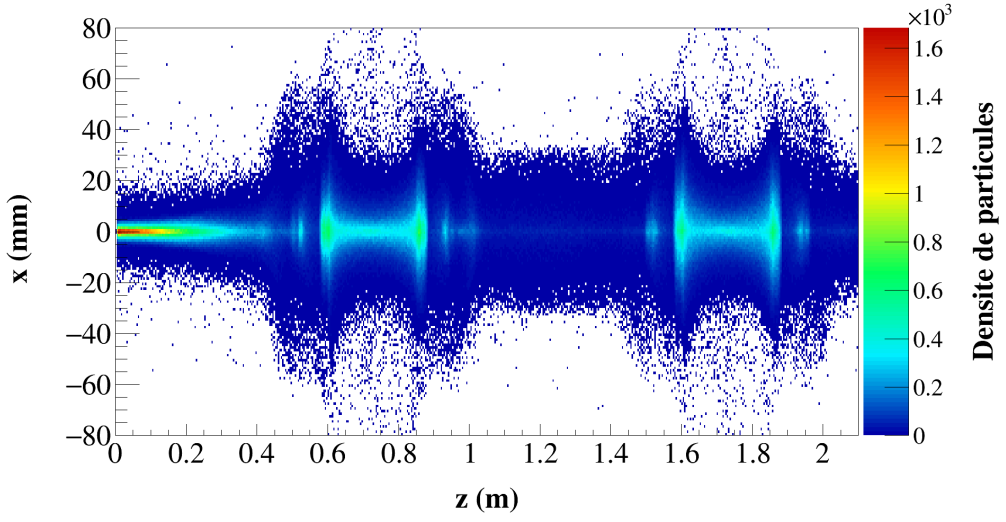


FIGURE 5.33 – Distribution des électrons à t = 10,0 μs

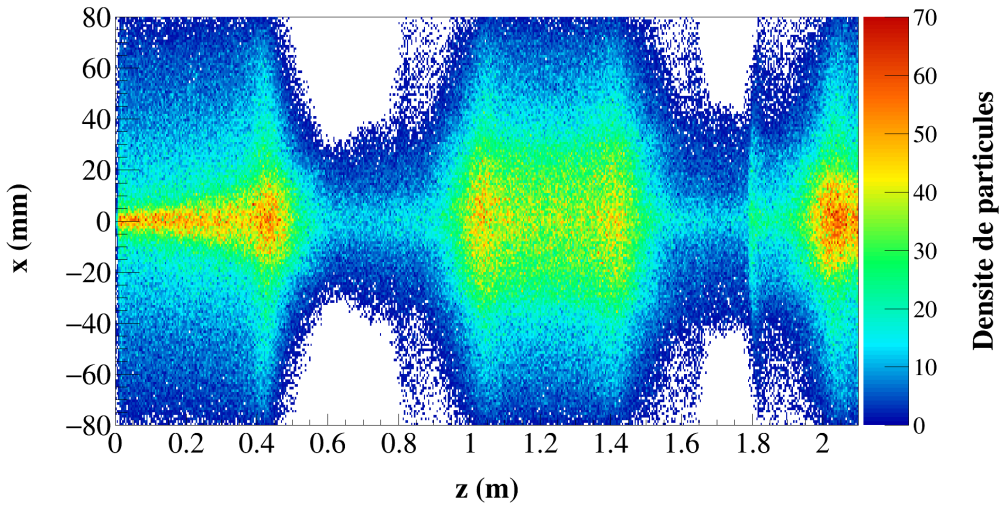


FIGURE 5.34 – Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs

On constate que la dimension transversale du faisceau évolue très peu au cours du temps.

Taux de compensation

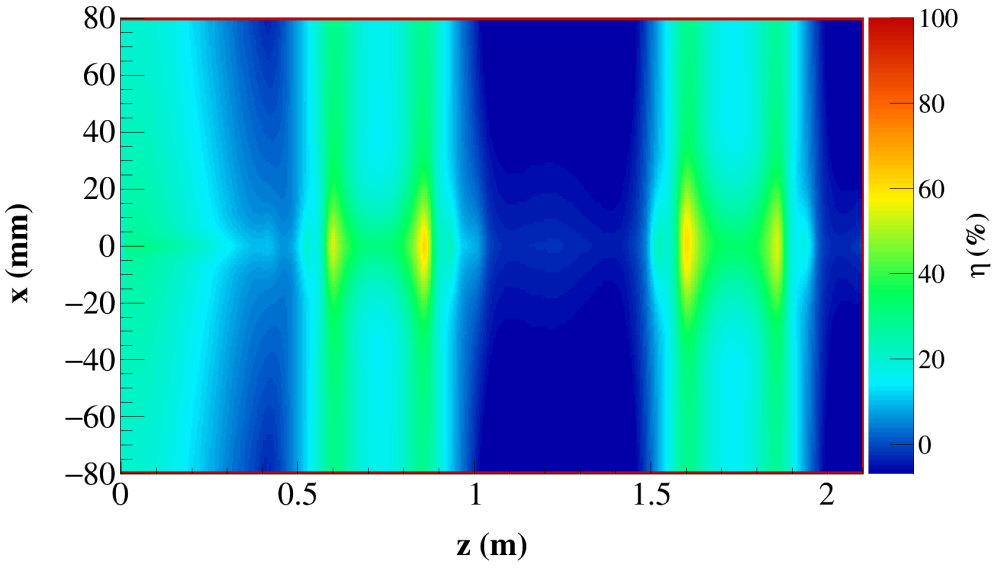


FIGURE 5.35 – Carte de compensation dans le plan $z0x$

Sur la figure 5.35, on constate que le taux de compensation est relativement faible avec de fortes variations locales. En effet, il y a même des zones où le faisceau est sous-compensé ($\eta < 0$), c'est-à-dire que les électrons fuient cette zone et ques les ions H_2^+ peuplent ces régions comme on peut l'observer sur les figures 5.33 et 5.34. Les électrons se dirigent vers les régions de haut potentiel. Ces régions correspondent aux zones où le potentiel généré par les électrodes intermédiaires des deux lentilles de Einzel est le plus élevé. En effet sur l'axe du faisceau, le potentiel généré par cette électrode est de l'ordre de 40 kV, bien supérieur au potentiel du faisceau de l'ordre de 300 V. Les électrons vont donc être majoritairement perdus radialement dans ces zones après avoir été attirés longitudinalement comme le montrent les 4 pics de densité d'électrons plus élevés qui correspondent aux maximums et minimums du champ E_z de la figure 5.30. A l'inverse, les ions H_2^+ sont situés dans les zones où le potentiel généré par chaque lentille de Einzel est proche de zéro.

Le déficit d'électrons se répercute sur le taux de compensation d'où l'observation d'un taux de compensation faible dans la ligne et même négatif dans les régions sans électrons et avec accumulation des ions H_2^+. Au début de la ligne, ils sont repoussés par l'électrode polarisée négativement, d'où leur présence dans cette région.

Emittance finale

On représente sur le graphe 5.36 l'évolution temporelle des émittances horizontales et verticales. On constate que le système est à symétrie cylindrique du fait que les valeurs d'émittance sont les mêmes dans les deux plans. On remarque aussi que les valeurs d'émittance n'évoluent plus au-delà de t $\sim$ 5 μs. L'état d'équilibre est rapidement atteint car les électrons ne s'accumulent pas dans le domaine pour les raisons expliquées ci-dessus.

L'émittance finale est :

$$\varepsilon_x = 0{,}76\,\pi.\text{mm.mrad} \tag{5.34}$$

Afin d'avoir un élément de comparaison, un autre transport a été effectué dans les mêmes conditions de faisceau et de focalisation mais sans collision du faisceau avec le gaz, donc en l'absence de particules secondaires. L'émittance finale est dans cette configuration :

$$\varepsilon_x = 0{,}35\,\pi.\text{mm.mrad} \tag{5.35}$$

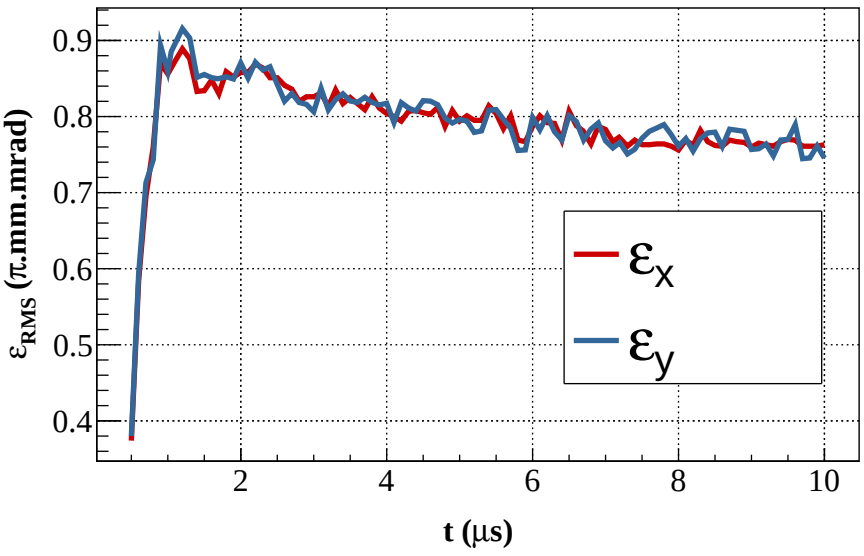


FIGURE 5.36 – Evolution temporelle de l'émittance finale normalisée

On note donc une dégradation dans la valeur de l'émittance finale du faisceau transporté en régime de compensation de charge d'espace par un système de deux lentilles de Einzel sous l'effet des particules secondaires et de leurs distributions.

Il est également possible avec ce dispositif de réaliser une focalisation forte mais vu les résultats de la partie précédente, on s'en abstiendra.

5.6 Bilan

On a considéré une dimension longitudinale de la ligne basse énergie suffisamment longue pour pouvoir insérer divers éléments nécessaires au fonctionnement d'une ligne de faisceau (pompage) ou à la caractérisation de ce faisceau (diagnostics).

Dans le cas d'une ligne magnétostatique, que ce soit avec deux doublets de quadrupôles ou avec deux solénoïdes, le faisceau est transporté en régime de compensation de charge d'espace, comme on le voit sur les figures 5.27, 5.28, 5.9 et 5.16.

Avec l'utilisation de deux doublets de quadrupôles, l'émittance en bout de ligne semble être satisfisante pour une injection dans un RFQ. Par ailleurs, le quadrupôle étant un dispositif qui n'est pas axisymétrique, la symétrie de révolution du faisceau n'est pas conservée

durant le transport. Bien que, dans les lignes basse énergie des accélérateurs de haute puissance déjà existants ou en projet, les quadrupôles soient en général très peu utilisés (à l'exception de SPIRAL2 mais l'adaptation finale du faisceau dans le RFQ est néanmoins réalisée à l'aide de 2 solénoïdes), notre étude montre que les quadrupôles pourraient constituer une alternative bénéfique au transport par 2 solénoïdes. A ce titre, il conviendrait d'approfondir ces simulations en les appliquant à une future LBE. Enfin, la force des quadrupôles étant linéaire, on peut limiter les effets de grossissement d'émittance liés au passage "loin" de l'axe de certaines particules du faisceau comme cela est le cas avec des solénoïdes.

Pour l'étude avec la focalisation par deux solénoïdes, la focalisation forte induit un waist au milieu de la ligne au niveau duquel se concentre une densité de courant très élevée générant une force de charge d'espace importante (se reporter à l'équation 1.35). Eu égard au caractère non linéaire de la force de charge d'espace (distribution du faisceau non uniforme), on obtient une émittance finale bien supérieure à celle qui a été observée pour la focalisation faible et qui pourrait se trouver alors hors de l'acceptance d'un RFQ. On vérifie ainsi que les lignes existantes (FAIR, MYRRHA, IFMIF ou ESS) présentent un système de focalisation faible pour le transport du faisceau.

Dans le cas d'un transport dans une LBE électrostatique, le faisceau est transporté avec une faible compensation de charge d'espace car les particules neutralisantes sont attirées par le potentiel des électrodes et fuient donc le domaine. De plus, les particules non neutralisantes restent dans le faisceau. Cela entraîne de fortes variations dans les distributions de particules secondaires (non-linéarité du champ résiduel). On observe même, localement, une sous-compensation de charge d'espace comme le montre la figure 5.35. En conséquence, le transport dans la lentille de Einzel induit un grossissement d'émittance du faisceau qui la rend supérieure à celle d'une acceptance typique pour un RFQ.

Ce moyen de focalisation est néanmoins utilisé dans la ligne basse énergie de l'accélérateur SNS (Spallation Neutron Source) pour un faisceau d'ions H^- d'intensité de l'ordre de 50 mA et d'énergie 65 keV. Dans ce cas, la LBE est très courte, de l'ordre de 200 mm et elle peut être quasiment considérée comme un système d'extraction de source d'ions [5]. La dynamique s'apparente alors à celle d'un faisceau non compensé. En effet, la pression du gaz résiduel est faible donc peu de particules secondaires sont produites via l'ionisation. De plus, la présence de champs électriques induits par les électrodes empêche l'accumulation dans le faisceau des particules neutralisantes.

Pour cette dernière raison, dans les LBE utilisant la focalisation électrostatique, il est

expérimentalement difficile d'augmenter l'intensité du faisceau initialement prévue dans la mesure où la géométrie de la ligne a été initialement conçue pour des dimensions de faisceau données. En tout état de cause, afin de limiter le grossissement d'émittance, il faut concevoir une ligne basse énergie électrostatique très courte, comme celle de l'accélérateur SNS ce qui présente l'inconvénient de ne pas pouvoir insérer des éléments tels des diagnostics qui caractérisent le faisceau dans la région d'injection du RFQ.

Chapitre 6

Simulation d'un transport d'un faisceau d'ions dans une ligne basse énergie

> Il faut supprimer de toute notre vie l'hypocrisie et la simulation.
>
> Cicéron

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier la dynamique du faisceau et la compensation de charge d'espace dans une ligne basse énergie déjà en opération lorsqu'on considère successivement les interactions retenues au chapitre 3, à savoir :

1. l'ionisation du gaz par le faisceau
2. l'émission d'électrons secondaires
3. l'ionisation du gaz par les électrons
4. l'échange de charge entre le faisceau et le gaz

On analysera le transport du faisceau en considérant la première interaction, puis lorsqu'on ajoute la deuxième, puis la troisième et enfin la quatrième.

On choisit deux lignes de faisceau actuellement en phase de mise en service qui sont les lignes des accélérateurs IFMIF et MYRRHA dont on possède des données expérimentales. De plus, on étudie des faisceaux de différentes pervéances généralisées : $K = 3{,}6 \times 10^{-3}$ pour le faisceau de IFMIF et $K = 1{,}0 \times 10^{-3}$ pour le faisceau de MYRRHA.

Pour plus de fluidité, nous présentons dans ce chapitre les résultats pour la ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF. Ceux qui ont été obtenus dans le cas de la ligne MYRRHA sont donnés en annexe.

De plus, on ne montrera ici que les distributions de faisceau et les cartes de compensation. Les distributions des autres particules sont données en annexes.

6.1 Les spécifications de la ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF-LIPAc

6.1.1 La source d'ions et le système d'extraction

La source d'ions du projet IFMIF-LIPAc est une source de type ECR de 2,45 GHz basée sur la conception de la source d'ions légers de haute intensité SILHI qui a été développée à Saclay.

La source d'ions est constituée d'une chambre plasma montée sur une plate-forme haute tension prévue pour atteindre une tension de 100 kV. Le champ magnétique de la source de 87,5 mT est assuré par deux solénoïdes ce qui garantit la condition de résonance cyclotronique pour ioniser le plasma. Les électrons vont être chauffés par l'onde RF de 2,45 GHz. La source a été optimisée pour extraire un courant de faisceau total de 150 mA à 175 mA en continu à une énergie de 100 keV pour fournir le courant nécessaire de 140 mA aux ions D^+ car des ions moléculaires D_2^+ et D_3^+ sont également produits dans le plasma [16].

Le système d'extraction est constitué de cinq électrodes d'ouverture croissante dont le profil est représenté sur la figure 6.1.

— La première électrode est l'électrode plasma, elle est portée au potentiel (de la chambre plasma) de 100 kV. Cela fixe l'énergie du faisceau extrait.

— La deuxième électrode est appelée électrode intermédiaire. Elle permet de modifier la focalisation du faisceau. Pour nos études, elle sera portée à un potentiel de 80,5 kV.

— La troisième électrode est une électrode de masse.

— La quatrième électrode est l'électrode repousseuse. Elle est fixée à une tension de -4,1 kV. Elle permet d'imposer un puits de potentiel négatif à la sortie du système d'extraction pour empêcher que les électrons présents dans la suite de la ligne ne remontent vers la source à la même énergie que les ions qui en sortent. Cela aurait pour conséquence un défaut d'électrons après le système d'extraction et donc une diminution de la compensation de charge d'espace dans cette zone. De plus, on assisterait à un dépôt de puissance dû aux électrons qui endommagerait la chambre plasma.

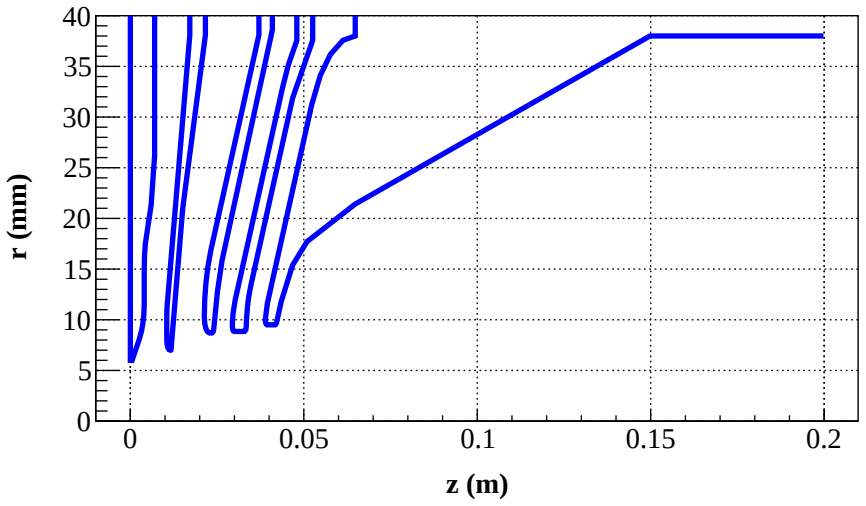


FIGURE 6.1 – Profil des électrodes du système d'extraction

— La cinquième électrode est une électrode de masse, qui permet d'appliquer un potentiel nul.

Sur la figure 6.2, on a représenté le potentiel élecrostatique issu du système d'extraction.

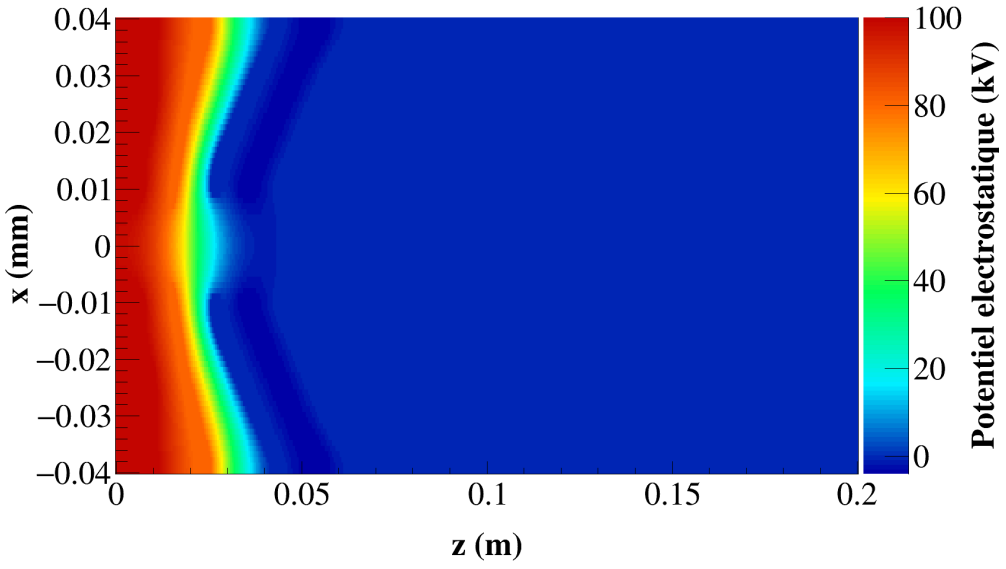


FIGURE 6.2 – Potentiel électrostatique du système d'extraction

6.1.2 La ligne basse énergie

La ligne basse énergie mesure 2,05 m de long entre l'électrode plasma et l'extrémité du cône d'injection du RFQ. Ce dernier est conçu de manière à collimater le faisceau avant l'entrée dans le RFQ pour éviter que trop de halo ou de particules désadaptées telles que les ions moléculaires D_2^+ et D_3^+ n'y entrent. Ces particules étant interceptées par le cône, il est nécessaire d'utiliser un système de refroidissement pour éviter son échauffement. Les paramètres de Twiss du faisceau de D^+ correspondant à l'acceptance optimale du RFQ sont :

$$\varepsilon_{rms} < 0{,}25\,\pi.\text{mm.mrad}$$

$$\alpha = 1{,}29$$

$$\beta = 10{,}94\,\text{mm/mrad}$$

La focalisation du faisceau est réalisée par deux solénoïdes identiques de longueur 300 mm en prenant en compte le blindage en fer et comptant 288 tours bobinés en cuivre. Chaque solénoïde est équipé de deux correcteurs dipolaires (deux pour chaque solénoïde) qui permettent d'ajuster la position et l'angle du faisceau pour son injection dans le RFQ.

La ligne basse énergie est schématisée en figure 6.3.

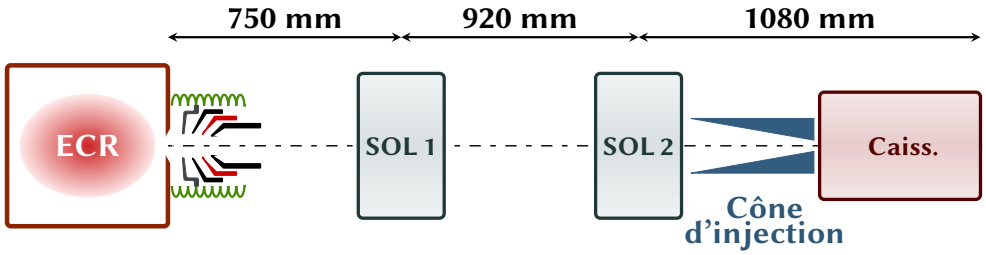


FIGURE 6.3 – Ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF avec les solénoïdes

Un système est également prévu pour injecter un flux contrôlé d'un gaz spécifique dans la ligne de faisceau.

Le diamètre minimal du cône d'injection est de 12 mm. Au-delà du cône, on a placé un caisson de diagnostics de longueur 720 mm, comme cela est visible sur la figure 6.3. Cette configuration est celle de la mise en service de la source et de la LBE, d'où la présence de ce caisson qui permet de caractériser le faisceau à la fin de la ligne.

En plus du flux de gaz dideutérium émis par la source, il est possible d'injecter du krypton en milieu de ligne et en fin de ligne à différentes pressions. Des pompes turbomoléculaires sont présentes dans la ligne entre les deux solénoïdes et dans le caisson de diagnostics. Le gradient de pression longitudinal dans la ligne sur l'axe faisceau, calculé à partir de Molflow+ qui est un code Monte Carlo développé au CERN [60], est représenté sur la figure 6.4.

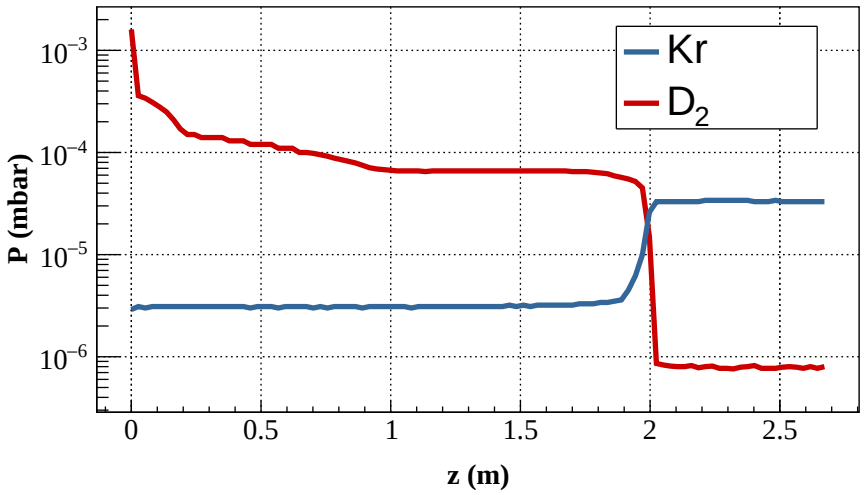


FIGURE 6.4 – Gradient de pression

6.2 Les spécifications de la ligne basse énergie de l'accélérateur MYRRHA

6.2.1 La source d'ions et le système d'extraction

La source d'ions a été fournie par la société Pantechnik. Il s'agit ici aussi d'une source dite ECR (Electron Cyclotron Resonance) à la fréquence de 2,45 GHz. Le champ magnétique de la source est pourvu par deux aimants permanents tandis qu'une onde RF à la puissance maximale d'environ 1,2 kW est injectée [61].

Le faisceau (constitué d'ions H^+, H_2^+ et H_3^+) est extrait de la chambre plasma à l'aide de quatre électrodes d'ouverture croissante dont le profil ne peut être représenté dans cette thèse en raison d'un accord de confidentialité avec PANTECHNIK, société qui a développé

la source.

— La première électrode est l'électrode plasma, elle est portée au potentiel de la source, c'est-à-dire 30 kV.

— La deuxième électrode est l'électrode intermédiaire. Elle sera portée à un potentiel de 22,5 kV. Cette valeur a été choisie de telle manière que la valeur d'émittance mesurée en milieu de ligne soit minimisée pour des valeurs de pression et de courant de solénoïdes identiques.

— La troisième électrode est l'électrode repousseuse. Elle est fixée à une tension de -1,2 kV.

— La quatrième électrode est une électrode de masse, ramenant tout à un potentiel nul.

De plus, un système de trois électrodes cylindriques , placé après l'électrode de masse joue le rôle d'une lentille de Einzel.

6.2.2 La ligne basse énergie

La ligne basse énergie mesure 2,8 m de long entre l'électrode plasma et le cône d'injection du RFQ. Les paramètres de Twiss du faisceau correspondant à l'acceptance optimale du RFQ sont :

$$\varepsilon_{rms} < 0{,}2\,\pi.\text{mm.mrad}$$

$$\alpha = 0{,}88$$

$$\beta = 0{,}04\,\text{mm/mrad}$$

La focalisation du faisceau est réalisée par deux solénoïdes de longueur 260 mm et de diamètre interne 158 mm. Chaque solénoïde comporte 496 tours bobinés en cuivre avec des correcteurs dipolaires. La ligne basse énergie est schématisée sur la figure 6.5.

La ligne est suffisamment longue pour que des diagnostics de faisceau puissent y être insérés entre les deux solénoïdes ou à la fin de la ligne.

Des fentes de collimation dans les plans horizontaux et verticaux sont situées entre les deux solénoïdes de manière à intercepter les ions moléculaires mais ne seront pas utilisées dans la suite.

L'injection de gaz est située à 860 mm de l'électrode plasma. Cela permet d'injecter un flux contrôlé d'un gaz spécifique dans la ligne de faisceau. Au cours des expériences que nous

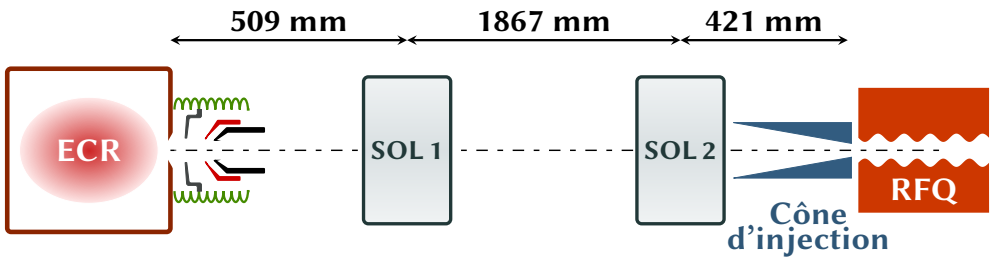


FIGURE 6.5 – Ligne basse énergie de l'accélérateur MYRRHA avec les solénoïdes

avons pu mener sur cette ligne, de l'argon a été injecté. Trois jauges permettent de mesurer la pression de gaz présent dans la ligne. Le dihydrogène est issu de la source d'ions. Nous n'avons pas calculé le gradient de pression par manque de données sur les pompes et le système de vide. Pour les simulations, on considérera donc une pression uniforme de gaz dans la ligne avec $P_{H_2} = 8{,}6 \times 10^{-6}$ mbar et $P_{H_2} = 8{,}9 \times 10^{-6}$ mbar.

6.3 Paramètres de simulation

6.3.1 Distribution du faisceau à l'entrée de la simulation

Distribution du faisceau pour l'accélérateur IFMIF

La distribution d'entrée des deutérons est obtenue grâce au code AXCEL en fournissant les proportions des différents ions et les potentiels des électrodes du système d'extraction. L'extraction obtenue est donnée sur la figure 6.6.

Dans la suite, on définira z_0 comme la distance par rapport à l'électrode plasma à laquelle nos simulations de transport de faisceau avec WARP vont débuter. La position $z = 0$ de nos simulations, c'est-à-dire la position à laquelle les particules sont injectées dans le domaine correspond à la position z_0 sur la vraie ligne de faisceau.

On choisit z_0 avant l'électrode repousseuse. En effet, dans cette région le taux de compensation est proche de zéro à cause du champ électrique d'extraction. Il semble légitime de faire démarrer les simulations de transport de faisceau à cette position où la condition aux limites est connue par construction. On choisit donc z_0 tel que $z_0 = 16$ mm.

La distribution des ions D^+ dans l'espace des phases (x,x'), située en z_0 est montrée sur

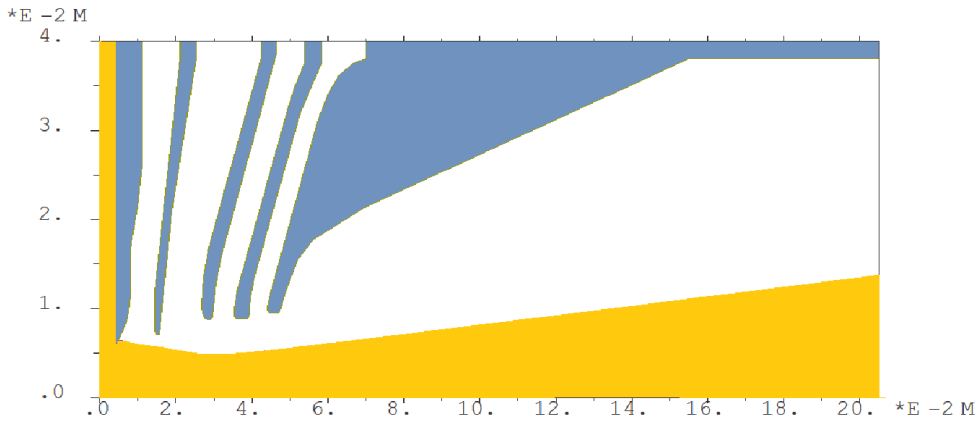


FIGURE 6.6 – Extraction du faisceau de deutérons simulée par AXCEL

la figure 6.7. Au début du domaine de simulation, l'énergie du faisceau de deutérons est de 45 keV et son intensité de 135 mA.

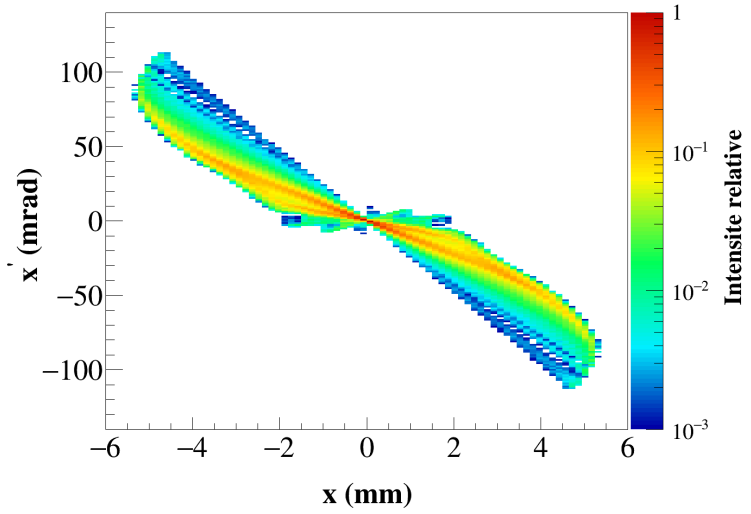


FIGURE 6.7 – Distribution des particules du faisceau dans l'espace des phases à la sortie du système d'extraction

Les paramètres de Twiss initiaux sont :

$$\varepsilon_x = 0{,}17\,\pi.\text{mm.mrad} \tag{6.1a}$$

$$\alpha_x = 4{,}0 \tag{6.1b}$$

$$\beta_x = 0{,}31\,\text{mm/(mrad)} \tag{6.1c}$$

Distribution du faisceau pour l'accélérateur MYRRHA

Sans accès à la géométrie du système d'extraction de MYRRHA, il a fallu ajuster la distribution d'entrée pour les simulations. La position longitudinale z_0 est ici de 87 mm. Elle correspond à la fin du système d'extraction. Pour cela, nous n'avions à disposition que la valeur de l'intensité du faisceau et sa distribution dans l'espace des phases mesurée grâce à un émittancemètre situé au milieu de la ligne. La méthode d'ajustement a consisté à :

— représenter la distribution du faisceau par une distribution analytique (gaussienne dans ce cas)

— considérer un taux de compensation sur l'axe similaire à ce qu'on a obtenu grâce à des simulations avec une distribution arbitraire. Cela se justifie par le fait qu'en régime stationnaire, le taux de compensation est similaire car on considère les mêmes effets physiques.

— avec un modèle simple de la ligne et avec le taux de compensation considéré ci-dessus, on a ajusté les paramètres de Twiss (α, β, γ) en z_0 afin de reproduire une mesure expérimentale au niveau de l'émittancemètre.

On représente sur la figure 6.8 la distribution d'entrée des ions H^+ dans l'espace des phases (x,x') en z_0. Il s'agit d'un faisceau de 9 mA à 30 keV.

Les paramètres de Twiss initiaux sont :

$$\varepsilon_x = 0{,}10\,\pi.\text{mm.mrad} \tag{6.2a}$$

$$\alpha_x = 0{,}44 \tag{6.2b}$$

$$\beta_x = 0{,}020\,\text{mm/(mrad)} \tag{6.2c}$$

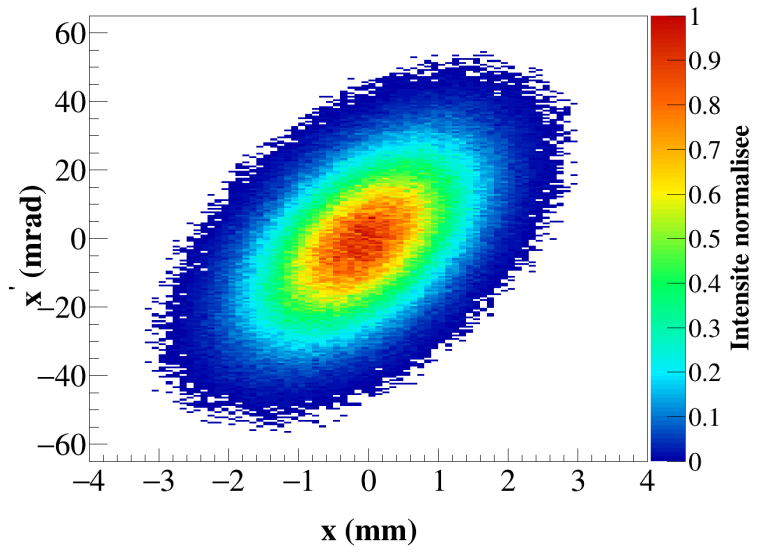


FIGURE 6.8 – Distribution des particules du faisceau dans l'espace des phases au début du domaine de simulation

6.3.2 Maillage et solveur

Les dimensions longitudinale et transversales des lignes basse énergie des deux accélérateurs imposent un domaine de simulation bien plus important que ceux qui ont été considérés aux deux chapitres précédents. Afin d'avoir une grille avec suffisamment de statistiques, on considère une grille principale dont le nombre de mailles en xyz est (120×120×500) pour IFMIF et (175×175×500) pour MYRRHA. Mais les dimensions du faisceau sont par essence variables avec une taille transversale au début de la simulation et au voisinage du cône d'injection, très inférieure à la dimension de la chambre. Il est donc nécessaire dans ces zones d'effectuer un raffinement de maillage. Pour IFMIF, les zones de raffinement sont situées dans les intervalles longitudinaux [0 ; 0,1 m] et [1,9 m ; 2,3 m] où le nombre de mailles des grilles raffinées sera (480×480×1000). Pour MYRRHA, les zones de raffinement sont situées dans les les intervalles longitudinaux [0 ; 0,3 m] et [2,5 m ; 2,75 m] où le nombre de mailles des grilles raffinées sera (525×525×1000).

Devant un nombre de mailles si important, un calcul de compensation de charge d'espace avec un solveur tridimensionnel est prohibitif (de l'ordre du mois de calcul), si l'on considère que l'on transporte plusieurs millions de macroparticules. Il a donc été décidé d'utiliser un solveur axisymétrique avec raffinement de maillage dans les zones considérées après avoir

vérifié que les paramètres du faisceau (divergence, taille rms, émittance) étaient identiques après utilisation de ces deux solveurs. Le gain en temps de calcul est notable (on revient à des temps de calcul de l'ordre de quelques jours).

6.3.3 Cartes des champs extérieurs

La carte de champ du système d'extraction de IFMIF a été calculée par éléments finis à l'aide de la géométrie et de la tension des électrodes. On représente sur la figure 6.9 le champ longitudinal associé.

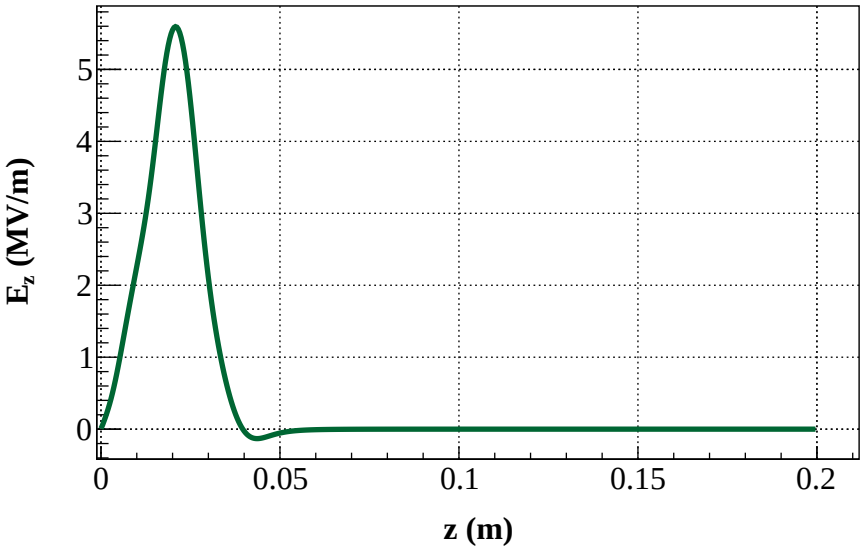


FIGURE 6.9 – Champ accélérateur E_z du système d'extraction de IFMIF en $r = 0$

Les cartes de champ des solénoïdes ont été calculées par élément fini avec OPERA3D [16] dans le cas de IFMIF et ont été validées par des mesures expérimentales [16].

On représente sur les figures 6.10 et 6.11 les valeurs de champs magnétiques des deux solénoïdes sur l'axe du faisceau dans la ligne basse énergie de l'acélérateur IFMIF et de l'accélérateur MYRRHA respectivement.

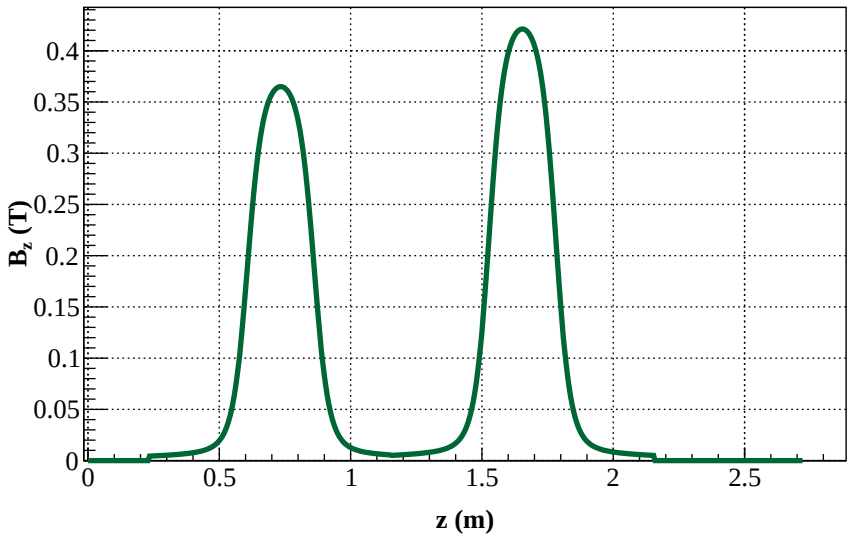


FIGURE 6.10 – Champ magnétique B_z des deux solénoïdes de la LBE de l'accélérateur IFMIF sur l'axe du faisceau

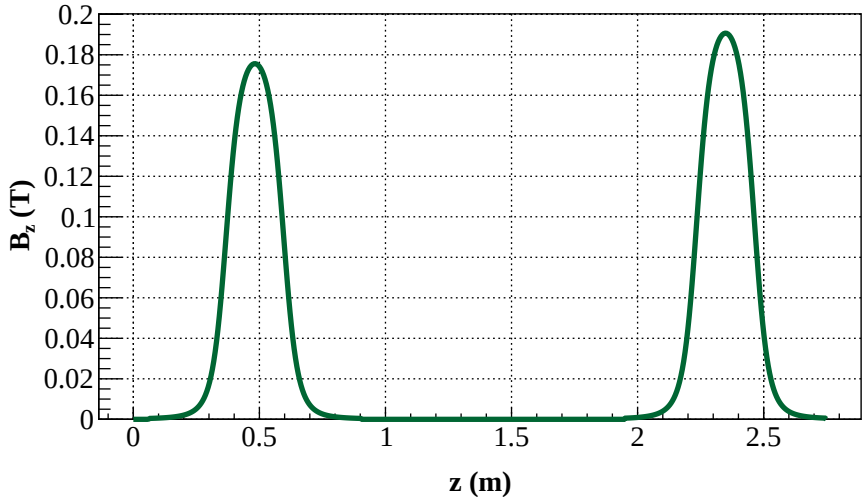


FIGURE 6.11 – Champ magnétique B_z des deux solénoïdes de la LBE de l'accélérateur MYRRHA sur l'axe du faisceau

6.4 Transport du faisceau avec ionisation du gaz par le faisceau

La seule réaction physique considérée dans cette partie est l'ionisation du gaz par le faisceau. Il s'agit des réactions (6.3) et (6.4).

$$D^+ + D_2 \rightarrow D^+ + D_2^+ + e^- \tag{6.3}$$

$$D^+ + Kr \rightarrow D^+ + Kr^+ + e^- \tag{6.4}$$

On représente sur les figures 6.12 à 6.15 les densités de faisceau à différents pas de temps de la simulation. Les rectangles rouges représentent les solénoïdes.

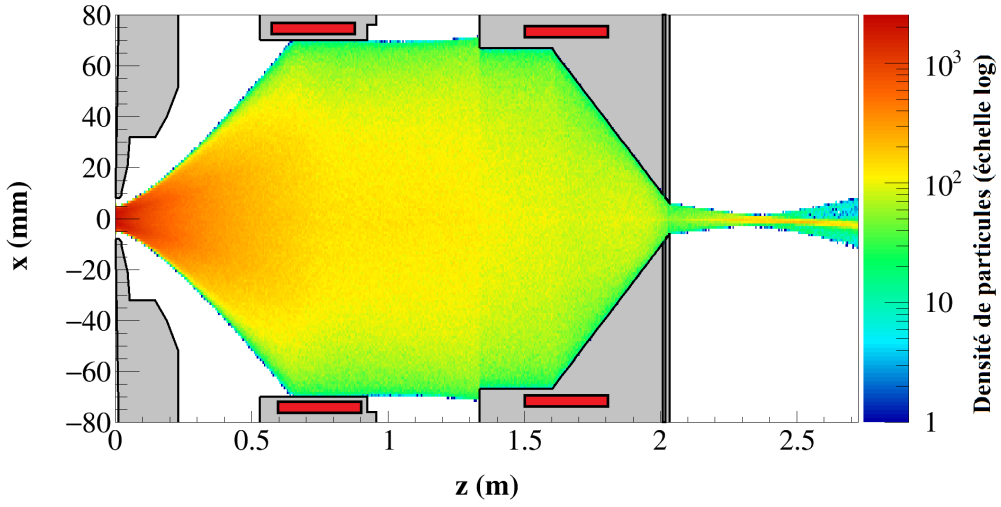


FIGURE 6.12 – Distribution du faisceau à t = 2,0 μs

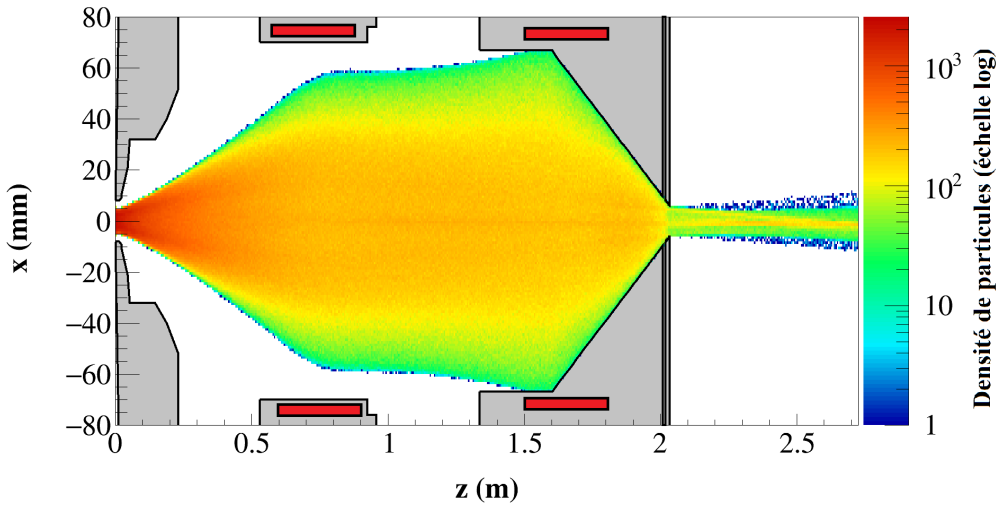


FIGURE 6.13 – Distribution du faisceau à t = 5,0 μs

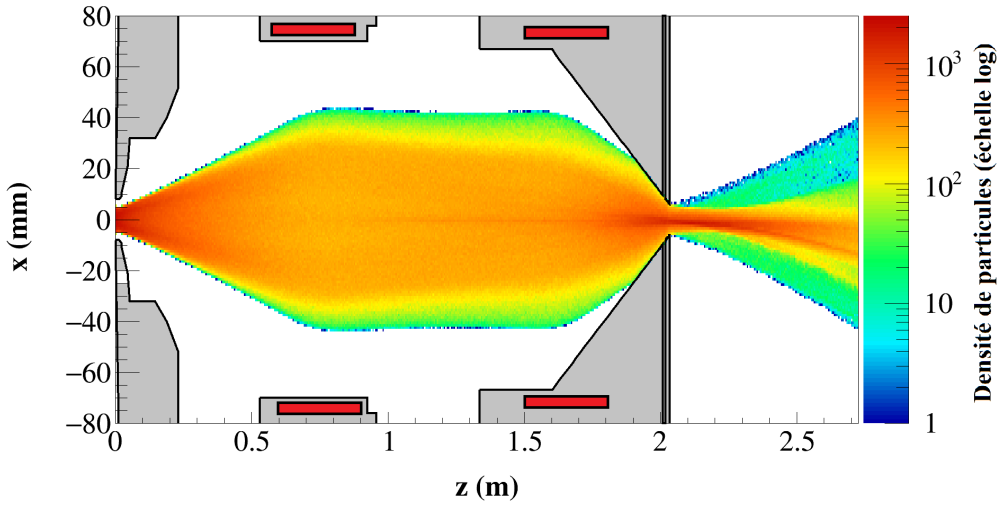


FIGURE 6.14 – Distribution du faisceau à t = 10,0 μs

Au fur et à mesure du temps, la force de charge d'espace est compensée, ce qui tend à focaliser le faisceau. On ne perd pas de faisceau sur les parois une fois que la compensation a atteint un régime stationnaire.

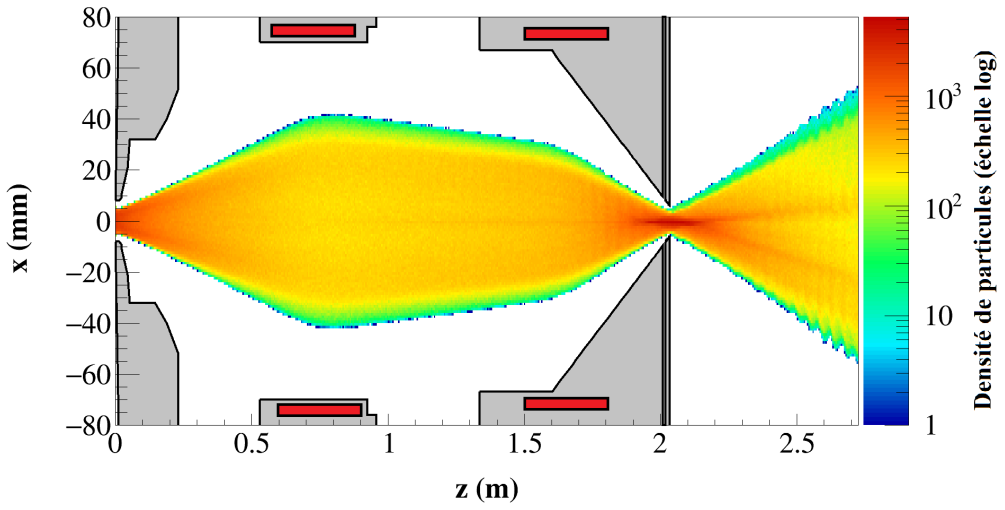


FIGURE 6.15 – Distribution du faisceau à t = 30,0 μs

On représente sur les figures 6.16 à 6.19 la carte de compensation dans le plan $(z - r)$ au même instant du transport que les graphes précédents.

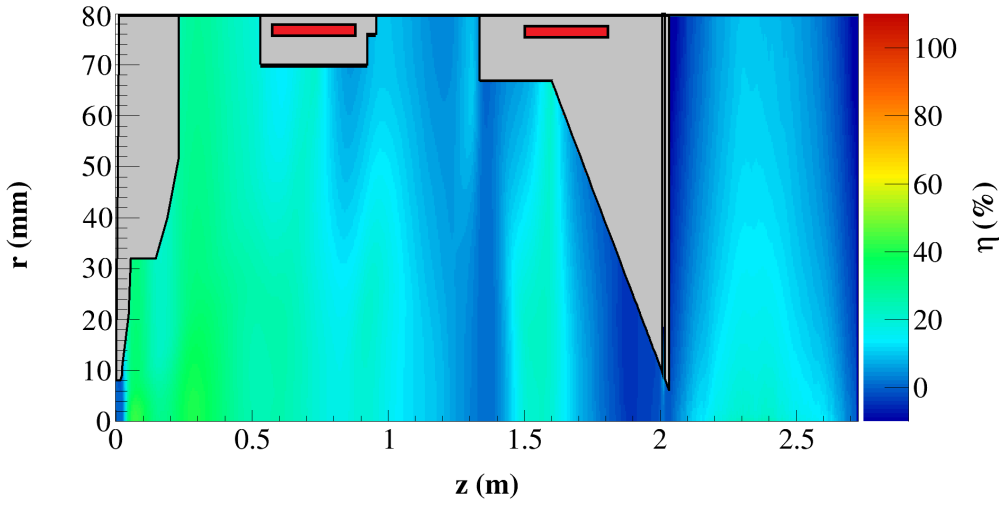


FIGURE 6.16 – Carte de compensation à t = 2,0 μs

Sur les figures 6.16 à 6.18 qui représentent la carte de compensation de charge d'espace dans la ligne en régime transitoire, on observe des zones où la compensation est plus élevée que d'autres. En effet, le taux de compensation est plus élevé au début de la ligne car dans

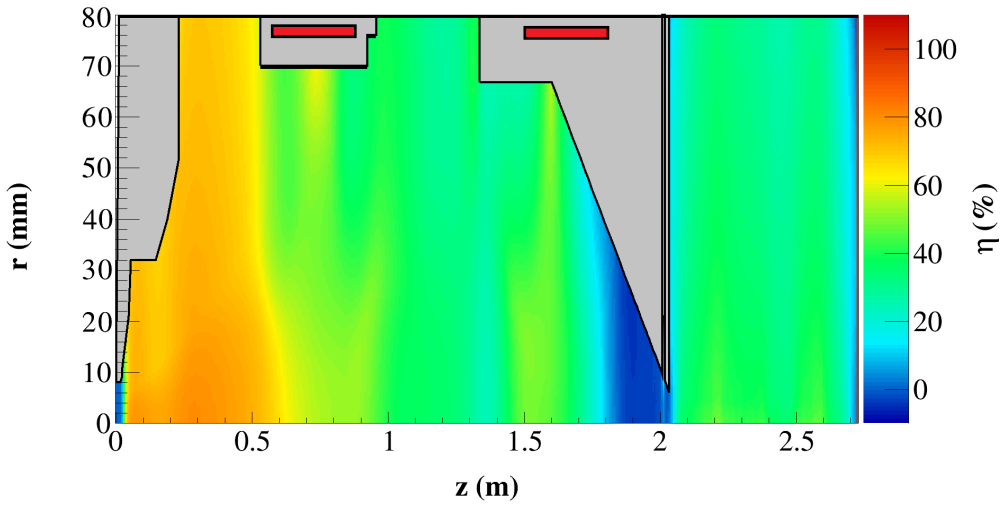


FIGURE 6.17 – Carte de compensation à t = 5,0 μs

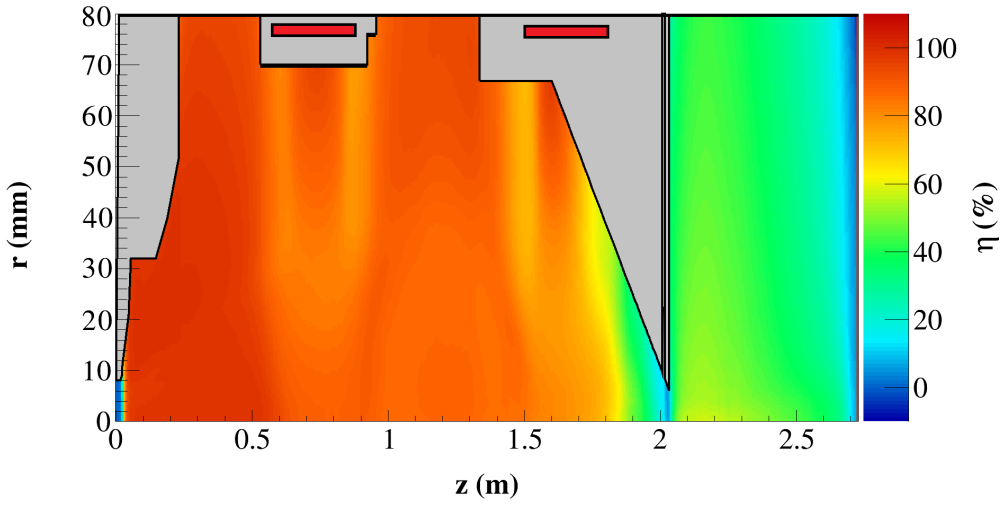


FIGURE 6.18 – Carte de compensation à t = 10,0 μs

cette région, le potentiel électrostatique du faisceau est plus élevé puisque son rayon est plus petit qu'à d'autres positions longitudinales dans la ligne. Les électrons ont donc tendance à être attirés dans cette zone, comme cela est visible sur les figures B.1 à B.3 en annexes. Le taux de compensation est également plus important au centre des deux solénoïdes car ces derniers confinent les électrons.

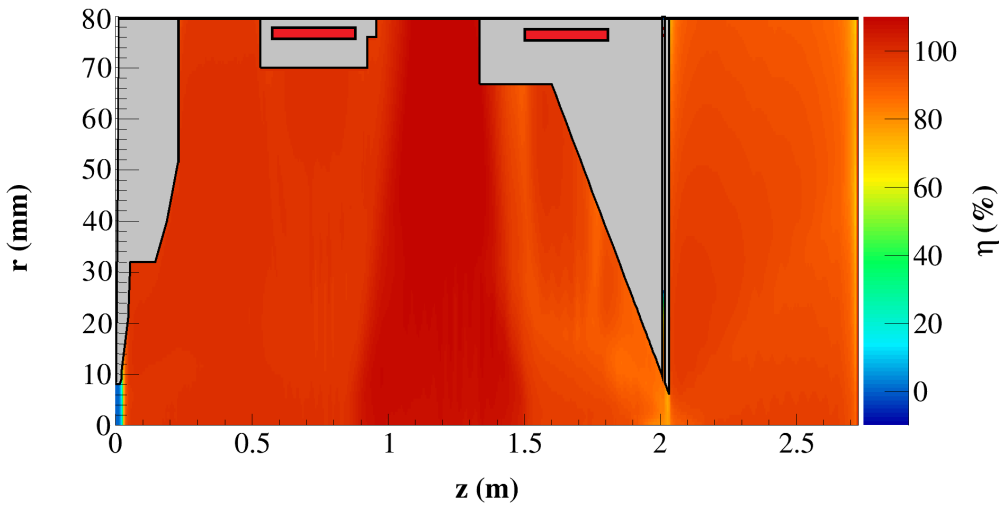


FIGURE 6.19 – Carte de compensation à t = 30,0 μs

Sur la figure 6.19, correspondant au régime stationnaire, on remarque que la compensation est faible en début de ligne en raison de l'électrode repousseuse d'électrons. Au milieu de la ligne elle est relativement uniforme, tendant vers 100 %. On notera aussi qu'au milieu de la ligne, le taux est même très légèrement supérieur à 100 % en raison d'une accumulation d'électrons, visible sur la figure B.20, qui s'explique par le fait qu'à cette position, les champs magnétiques des deux solénoïdes sont proches l'un de l'autre, créant ainsi une structure appelée "structure avec minimum B", c'est-à-dire deux maximums de champ magnétique au milieu desquels est un minimum. En régime stationnaire, les électrons ont une énergie trop faible pour quitter cette structure, c'est pour cela qu'en régime transitoire on ne décèle pas d'accumulation d'electrons à cette position.

Au voisinage du cône d'injection, on note une baisse de la compensation, cela est dû à la présence du champ de fuite du second solénoïde qui attire les électrons en son centre.

On représente sur la figure 6.20 la valeur de l'émittance mesurée à la position longitudinale $z_E = 2{,}4$ m de l'électrode plasma à différents instants du transport [1].

Sur la figure 6.20, pour des temps inférieurs à 1 μs, le faisceau n'a pas traversé toute la ligne, c'est la raison pour laquelle il n'y a aucune valeur d'émittance pour ces temps. L'émittance augmente de 1 à 20 μs. Dans cet intervalle de temps, la quantité d'ions du

1. La position z_E correspond à la position expérimentale à laquelle on mesure l'émittance. On détaillera davantage cela au chapitre suivant

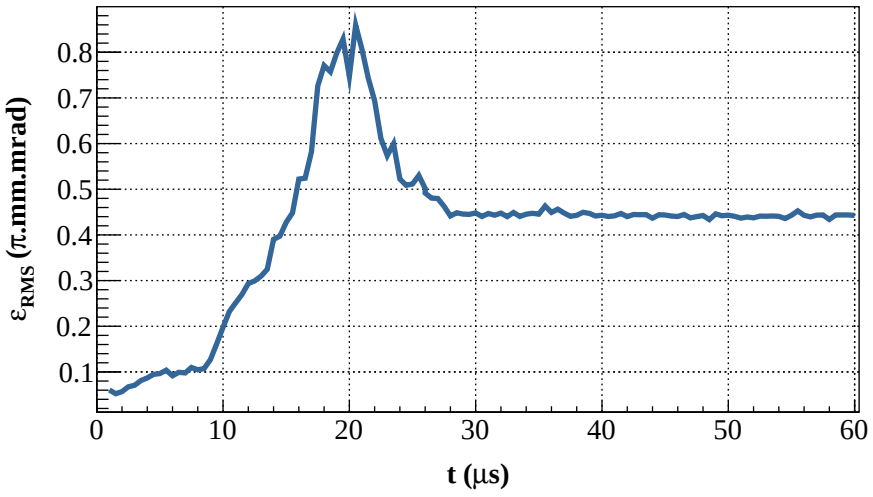


FIGURE 6.20 – Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E

faisceau traversant le cône augmente du fait de la réduction de la force de charge d'espace, ce qui augmente l'émittance mesurée. A partir de 20 μs, on assiste à une baisse de la valeur d'émittance. Cela s'explique par le fait que tout le faisceau a traversé le cône et qu'à partir de cet instant, la réduction de la valeur d'émittance est due à l'accumulation des électrons dans cette zone qui compensent la charge d'espace du faisceau jusqu'à atteindre le régime de compensation stationnaire.

Le temps de compensation est d'après la figure 6.20 de l'ordre de 30 μs.

6.5 Transport du faisceau avec émission d'électrons secondaires via l'interaction faisceau-parois

Dans cette partie, on ajoute dans les simulations l'émission d'électrons secondaires lorsque les ions du faisceau entrent en contact avec les parois du tube accélérateur en acier inoxydable.

On représente sur les figures 6.21 à 6.24 les densités de faisceau à différents pas de temps de la simulation.

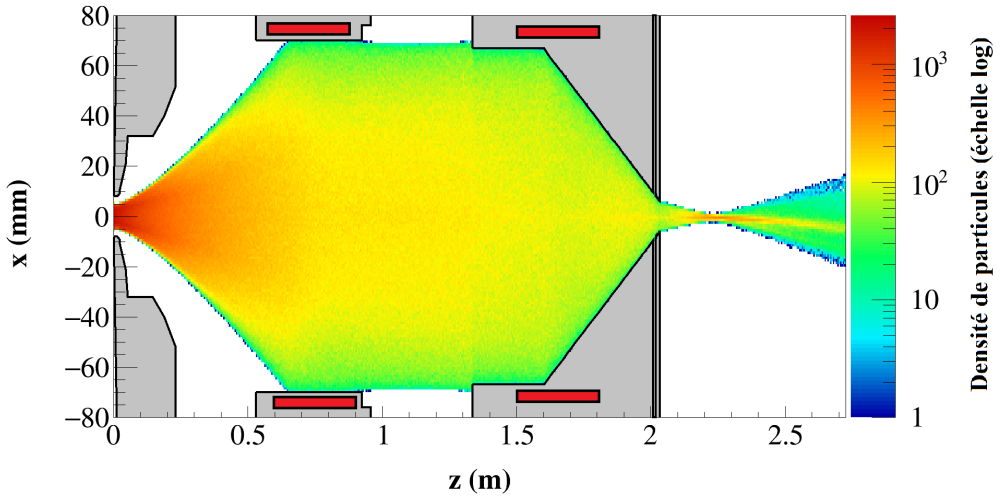


FIGURE 6.21 – Distribution du faisceau à t = 2,0 μs

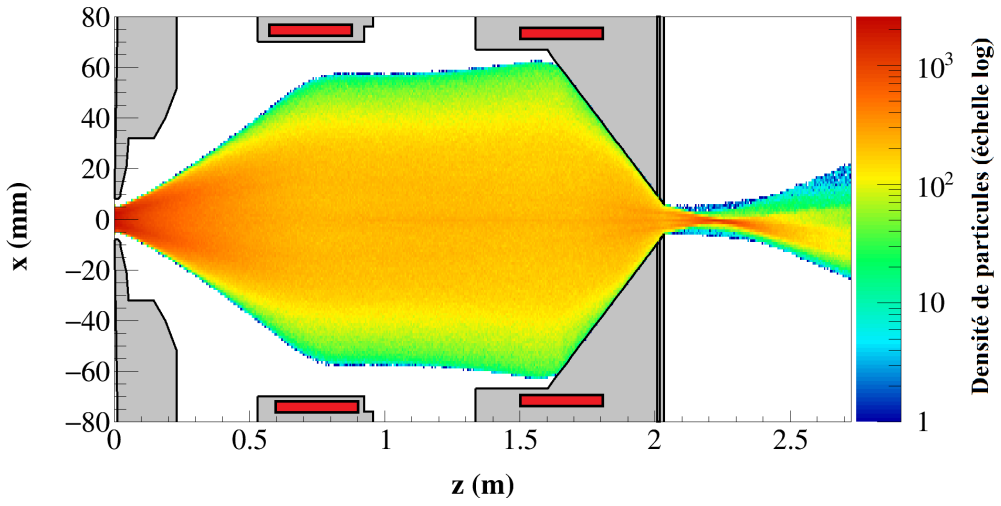


FIGURE 6.22 – Distribution du faisceau à t = 5,0 μs

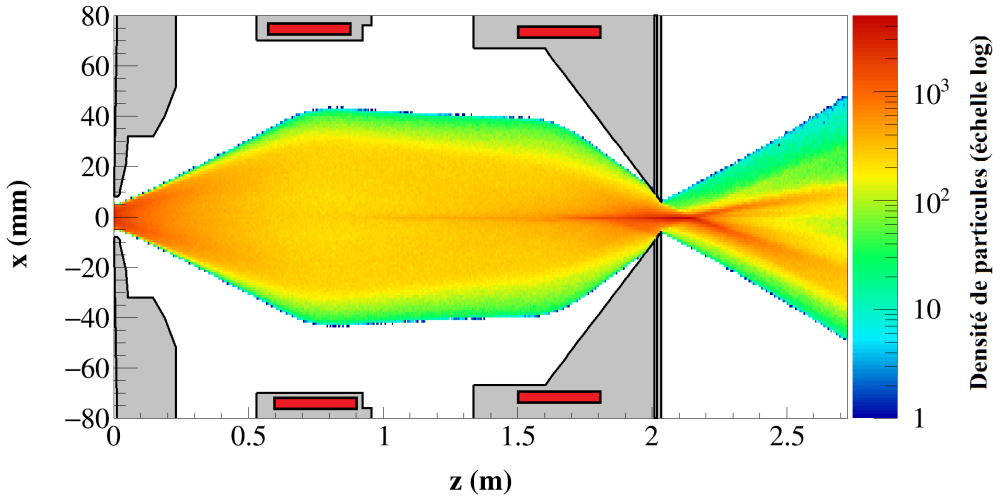


FIGURE 6.23 – Distribution du faisceau à t = 10,0 μs

Par rapport au cas précédent, on remarque que si l'on considère la distribution du faisceau au même moment de la simulation, le faisceau semble davantage focalisé en considérant l'émission d'électrons secondaires.

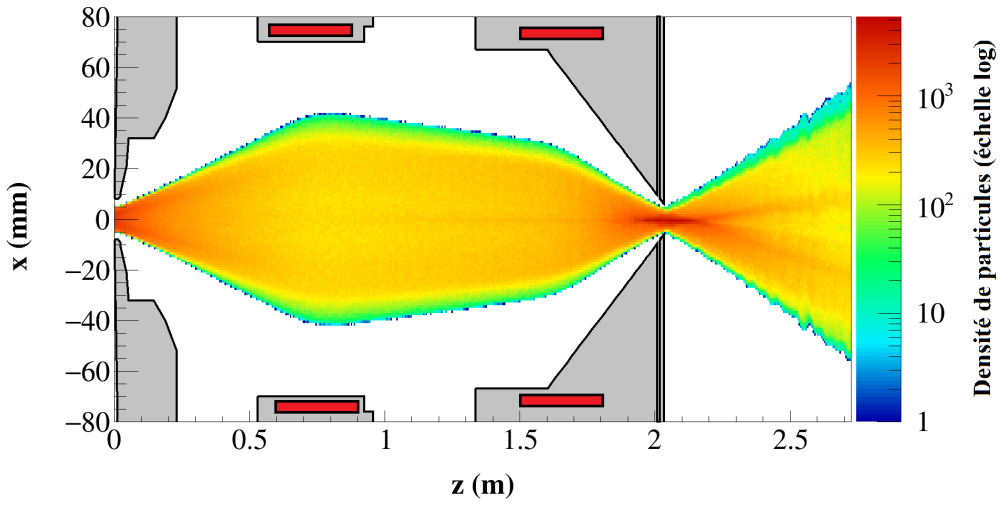


FIGURE 6.24 – Distribution du faisceau à t = 30,0 μs

Afin de vérifier cette assertion, on a représenté sur la figure 6.25,

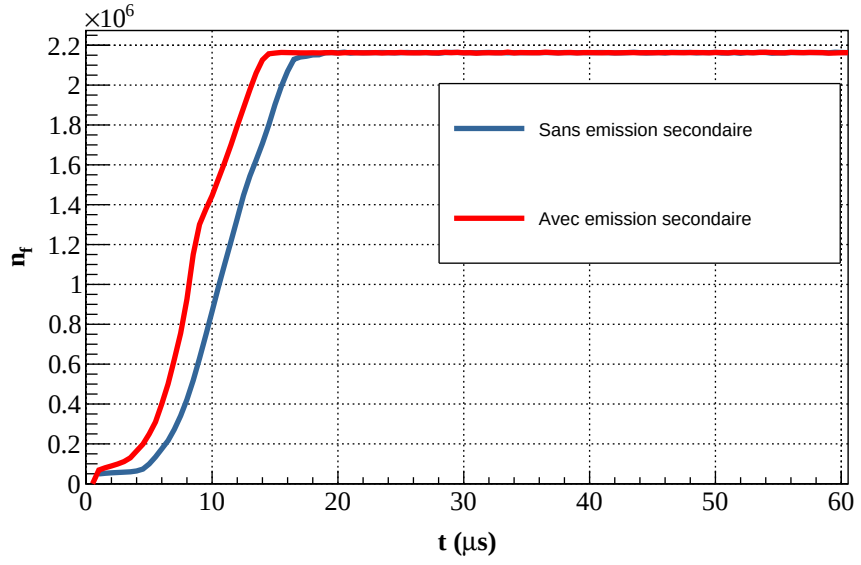


FIGURE 6.25 – Evolution temporelle du nombre de macroparticules d'ions du faisceau passant au travers du cône

l'évolution temporelle du nombre de macroparticules d'ions du faisceau avec émission secondaire et sans émission secondaire qui traversent le cône, c'est-à-dire les ions situés à une

position z telle que $z > 2{,}05$ m.

On constate qu'en prenant en compte l'émission d'électrons secondaires, les ions du faisceau traversent le cône plus rapidement que dans le cas précédent. Cela signifie que le faisceau se focalise et qu'il passe en intégralité dans le cône plus rapidement en raison de la réduction de la force de charge d'espace du faisceau.

On représente sur les figures 6.26 à 6.29 la carte de compensation à différents instants du transport.

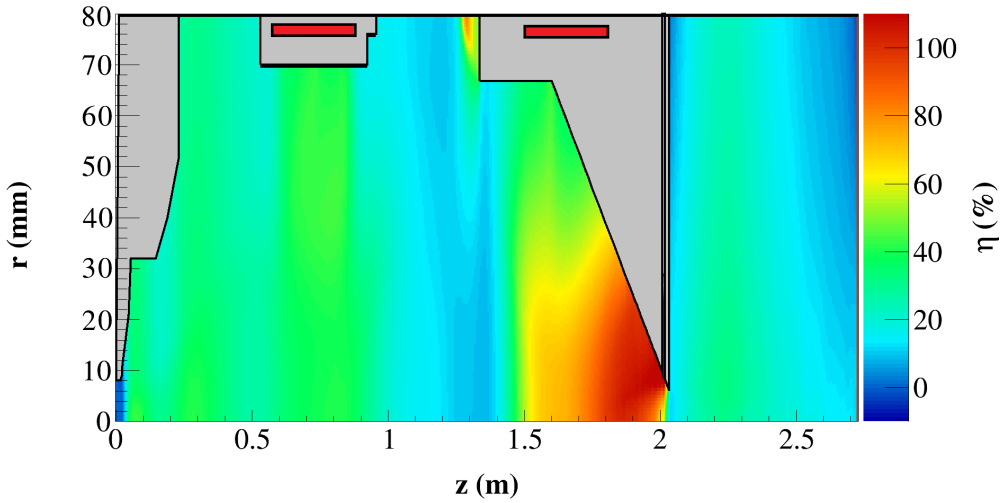


FIGURE 6.26 – Carte de compensation à t = 2,0 μs

En régime transitoire, on décèle distinctement des zones où le taux de compensation est plus élevé que dans le cas précédent et est même proche de 100 %. Ces zones sont situées près des parois de la ligne car les électrons secondaires sont produits lorsque le faisceau interagit avec les parois. La compensation est localement augmentée par rapport au cas précédent. Les électrons secondaires, une fois créés vont être attirés par le potentiel du faisceau et donc participer à la compensation de charge d'espace du faisceau, comme cela est visible sur les figures B.13 à B.15 en annexe. Comme au cas précédent, le taux de compensation est aussi élevé en début de ligne et cela pour les mêmes raisons expliquées dans la partie antérieure.

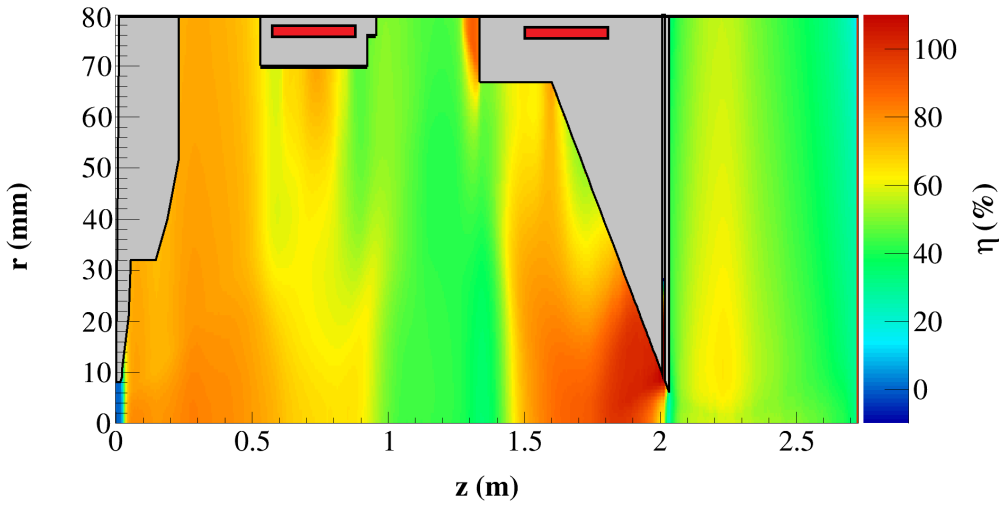


FIGURE 6.27 – Carte de compensation à t = 5,0 μs

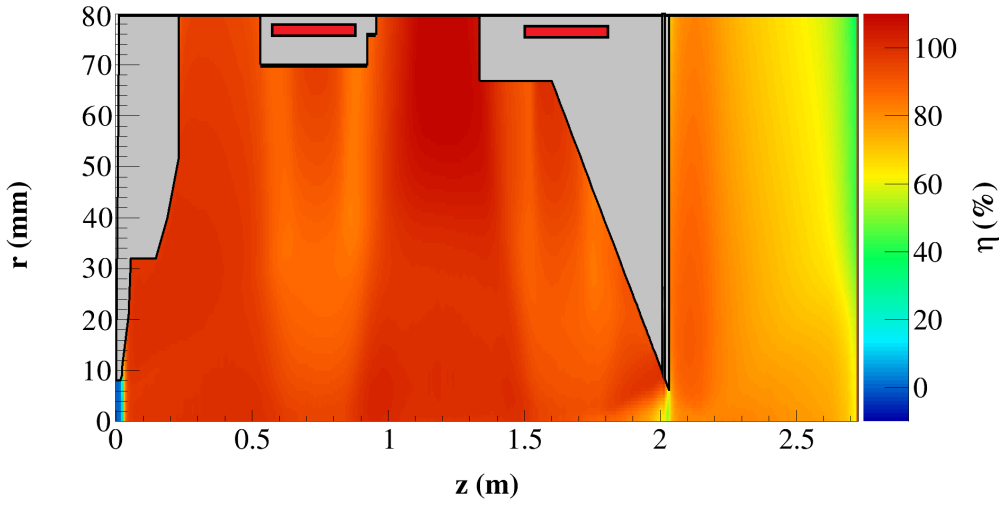


FIGURE 6.28 – Carte de compensation à t = 10,0 μs

Sur la figure 6.29, correspondant à la carte de compensation en régime stationnaire, on remarque que le taux semble en tout point le même que sur la figure 6.19. On peut expliquer cela de la manière suivante. En régime transitoire, le faisceau interagit avec les parois créant des électrons secondaires qui participent à la compensation de charge d'espace. La force de charge d'espace du faisceau est donc compensée plus rapidement, et le diamètre du faisceau

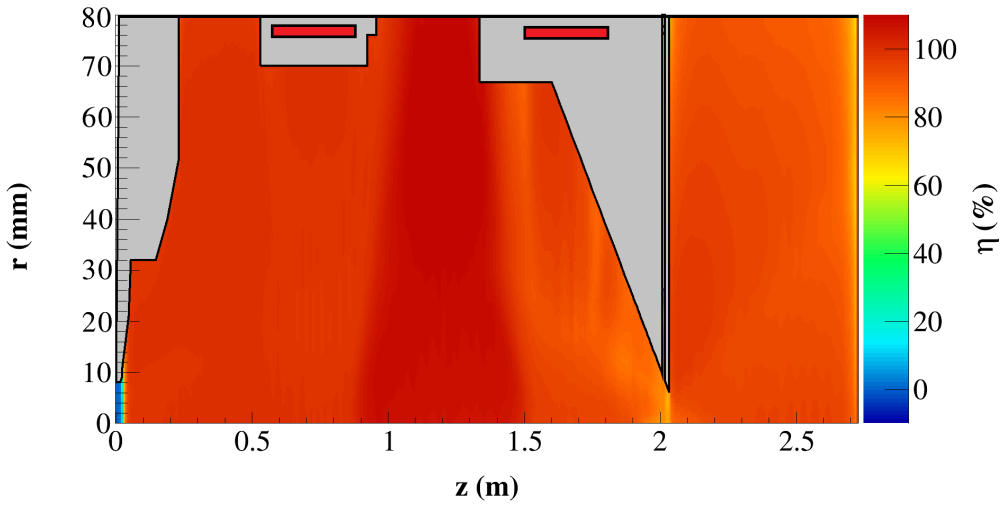


FIGURE 6.29 – Carte de compensation à t = 30,0 μs

diminue alors plus rapidement jusqu'à ce que le faisceau n'interagissant plus avec les parois ne produise plus d'électrons secondaires. A partir de cet instant, l'apport supplémentaire d'électrons pour parvenir au régime stationnaire se fait via le phénomène d'ionisation. On représente donc sur la figure 6.30 l'évolution du nombre d'électrons secondaires durant le transport.

On remarque qu'au fur et à mesure du transport, les électrons secondaires ne restent pas dans la ligne basse énergie, ils sont progressivement perdus sur les parois du caisson de diagnostics comme cela est visible sur la figure B.15 en annexes. A l'équilibre, leur population tend vers zéro. Leur contribution est négligeable à l'état d'équilibre contrairement aux électrons produits par ionisation qui eux sont créés en permanence durant le transport. Les électrons secondaires apparaissent donc comme étant des particules qui réduisent le régime transitoire avant l'établissement de l'état d'équilibre qui est alors le même que dans le cas précédent.

On représente sur le graphe 6.31 la valeur de l'émittance mesurée à la position $z_E = 2{,}4$ m à différents instants du transport.

En régime transitoire, le comportement est différent de celui de la courbe 6.20. L'émittance mesurée augmente jusqu'à $\sim 10\mu$s car de plus en plus de faisceau traverse le cône. Entre 10 μs et 15 μs, l'émittance diminue car les électrons produits par émission secondaire se dirigent vers le caisson de diagnostics du fait de la focalisation du faisceau. La compensation augmente

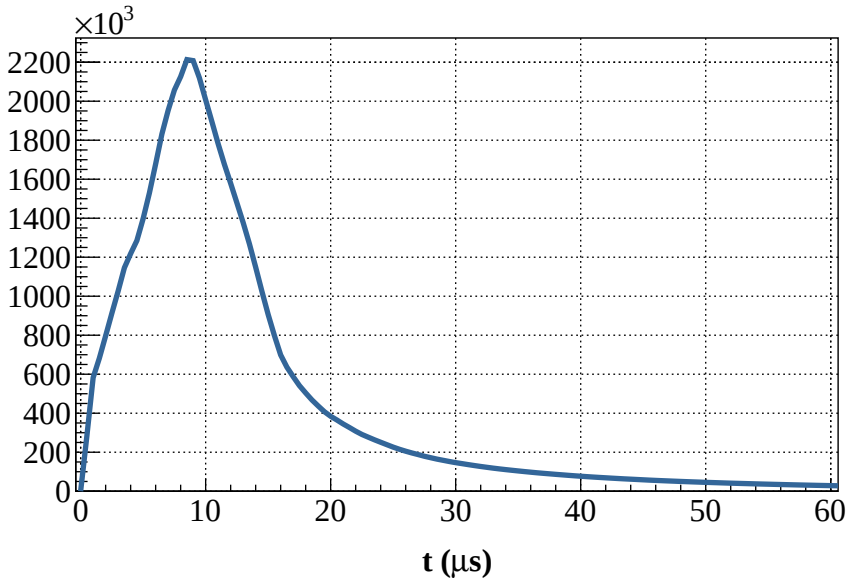


FIGURE 6.30 – Evolution temporelle du nombre d'électrons secondaires

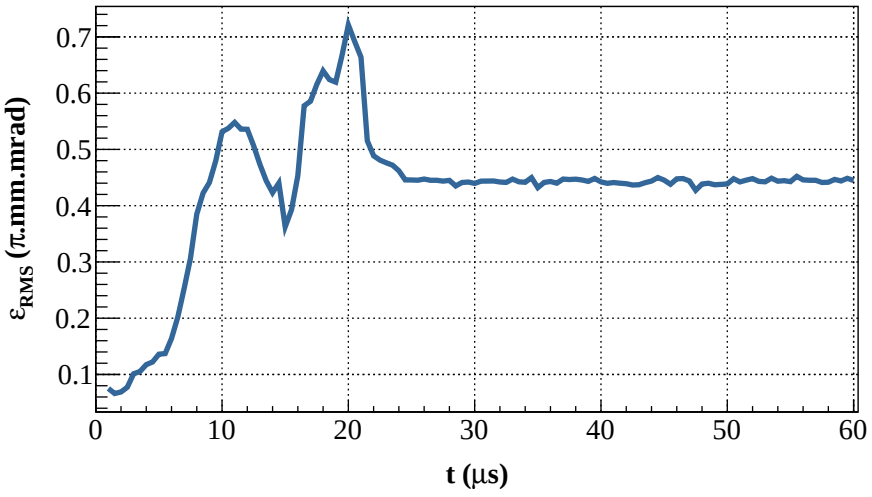


FIGURE 6.31 – Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E

dans cette zone même si tout le faisceau ne traverse pas le cône comme le montre la figure 6.23. A partir de 16 μs, tout le faisceau traverse le cône et l'émittance augmente car les électrons venant de l'émission secondaire ne sont plus créés et sont donc perdus au bout du

caisson pour la plupart [2]. L'émittance diminue ensuite jusqu'à atteindre l'équilibre grâce aux électrons produits par ionisation.

Le temps de compensation est d'après 6.20 de l'ordre de 25 μs. L'émittance se stabilise à la même valeur que dans le cas précédent, une fois le régime de compensation stationnaire atteint. D'après 6.29 et 6.31, l'état d'équilibre est le même avec et sans la prise en compte de l'émission secondaire. La seule grandeur modifiée est le temps de compensation qui se trouve réduit de l'ordre de 20 %.

6.6 Transport du faisceau avec ionisation du gaz par les électrons

Le phénomène ajouté à présent dans les simulations est le suivant : l'ionisation du gaz résiduel par les électrons suivant les réactions (6.5) et (6.6) :

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{D}_2 \rightarrow \mathrm{e}^- + \mathrm{D}_2^+ + \mathrm{e}^- \tag{6.5}$$

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{Kr} \rightarrow \mathrm{e}^- + \mathrm{Kr}^+ + \mathrm{e}^- \tag{6.6}$$

Afin d'observer les différences par rapport au cas précédent, on va concentrer notre attention sur l'évolution du nombre de macroparticules durant le transport.

On représente sur la figure 6.32 l'évolution temporelle du nombre de macroparticules du faisceau qui traversent le cône du RFQ, en considérant le cas précédent et l'ionisation du gaz par les électrons. Le comportement est très similaire à celui de la courbe 6.25. Un état stationnaire du nombre de macroparticules est atteint en moins de temps en considérant l'ionisation du gaz par les électrons qu'en ne la considérant pas. Le temps de compensation semble a priori plus court.

Le transport du faisceau est identique au cas précédent, c'est pour cette raison qu'on ne représente pas les densités de faisceau à différents instants de la simulation.

On représente sur la figure 6.33 la carte de compensation de charge d'espace à l'équilibre.

Celle-ci reste identique aux cas précédents. L'état de compensation stationnaire n'est pas modifié.

2. Une infime partie reste cantonnée dans la zone $z \sim 1{,}2$ m pour les raisons expliquées précédemment.

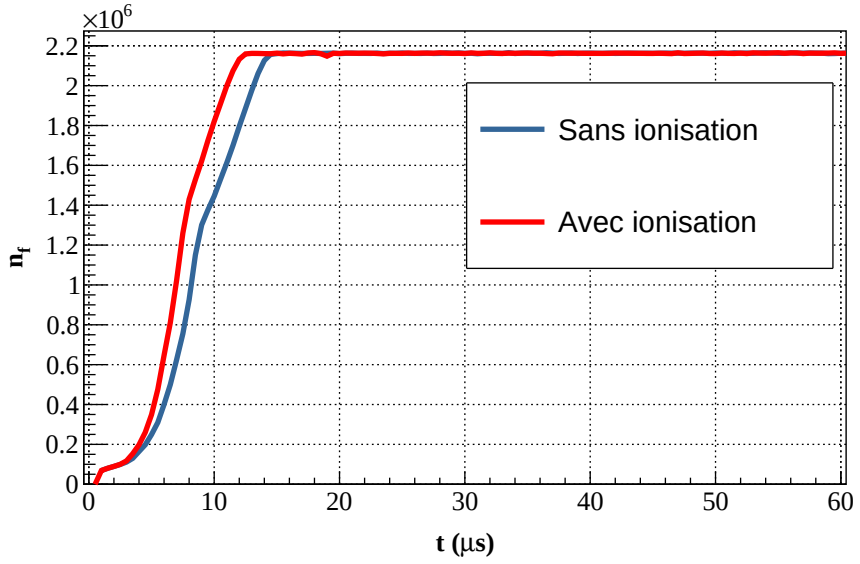


FIGURE 6.32 – Evolution temporelle du nombre d'ions du faisceau

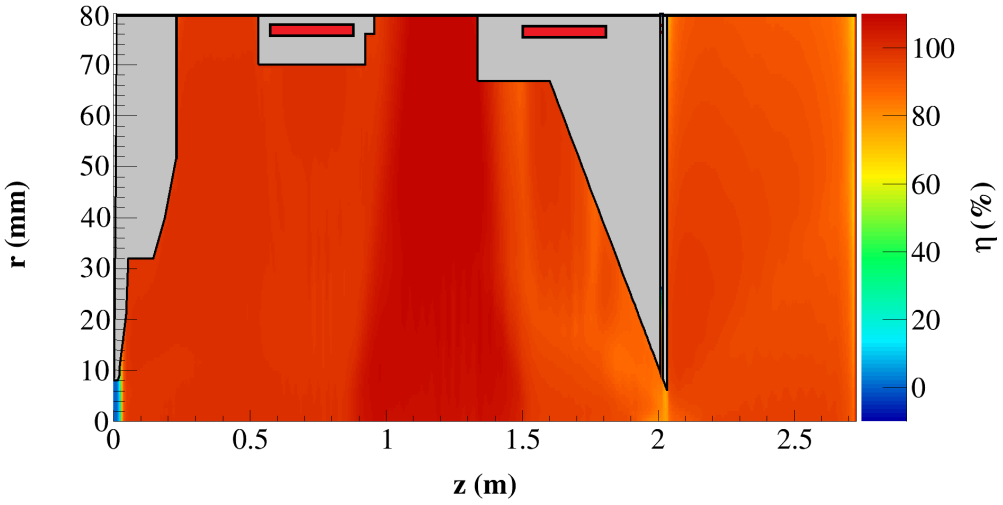


FIGURE 6.33 – Carte de compensation à t = 30,0 μs

On représente sur le graphe 6.34 la valeur de l'émittance mesurée à z_E = 2,4 m de l'électrode plasma à différents instants du transport. Le régime transitoire présente le même comportement que le cas précédent et en régime stationnaire, la valeur d'émittance se stabilise autour d'une valeur identique aux deux cas déjà présentés.

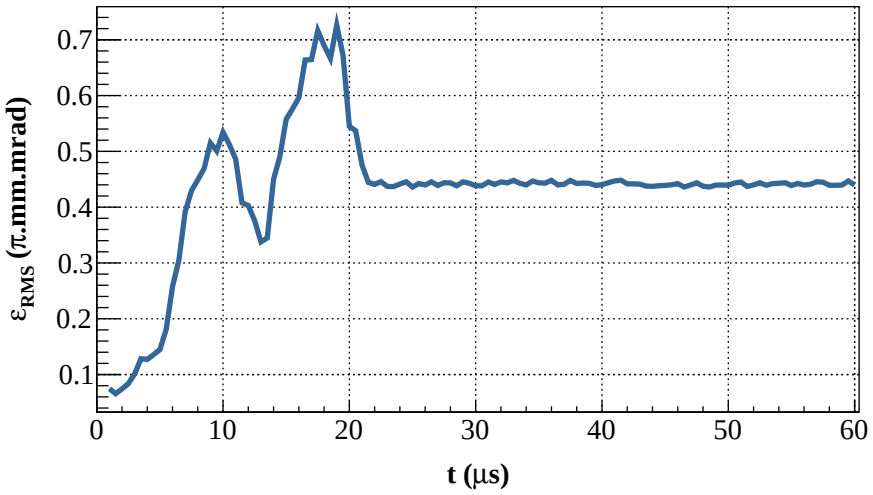


FIGURE 6.34 – Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E

Le temps de compensation est d'après 6.20 de l'ordre de 22 μs, soit 3 μs de moins que dans le cas précédent. L'émittance se stabilise à la même valeur que dans le cas précédent. D'après (6.33) et 6.34, l'état d'équilibre est le même avec et sans la prise en compte de l'émission secondaire.

6.7 Transport du faisceau avec échange de charge

On considère maintenant les réactions (6.7) et (6.8).

$$D^+ + D_2 \rightarrow D + D_2^+ \tag{6.7}$$

$$D^+ + Kr \rightarrow D + Kr^+ \tag{6.8}$$

On représente sur le graphe 6.35 le nombre d'ions du faisceau durant le transport avec et sans échange de charge.

On constate tout d'abord que ces deux courbes atteignent un régime stationnaire au bout d'un temps égal. Le temps de compensation ne semble pas modifié. On constate également une diminution du nombre de macroparticules du faisceau comme on doit s'y attendre, ce qui correspond à une perte d'intensité du faisceau. On la mesure ici de l'ordre de 4 %.

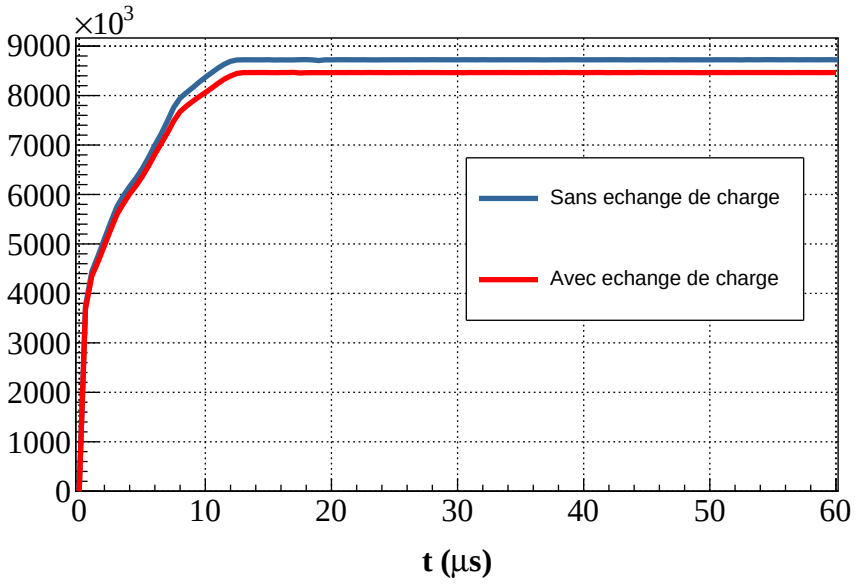


FIGURE 6.35 – Evolution temporelle du nombre d'ions du faisceau

D'après [62], on peut évaluer la transmission τ du faisceau subissant le phénomène d'échange de charge sur une longueur L. L'expression est :

$$\tau = \exp(-2{,}7 \times 10^{22} \sigma L P) \tag{6.9}$$

avec σ la section efficace d'échange de charge en m^2 et P la pression du gaz en mbar.

Comme on utilise un gradient de pression pour les deux gaz considérés, on va considérer une pression moyenne dans la ligne de D_2 et de Kr telle que : $P_{Kr} = 3{,}0 \times 10^{-6}$ mbar et $P_{D_2} = 6{,}0 \times 10^{-5}$ mbar et $L = 2{,}7$ m. on trouve alors que :

$$\tau_{D_2} = 98{,}8\% \tag{6.10}$$

$$\tau_{Kr} = 96{,}1\% \tag{6.11}$$

Ces deux valeurs sont en accord avec les résultats issus de la simulation. Elles permettent également de constater que la majorité de la perte de courant est due à la présence du krypton.

Hormis, cette perte d'intensité du faisceau, les autres paramètres étudiés jusqu'ici de-

meurent inchangés par rapport à la section précédente.

6.8 Bilan

A travers ces études de transport sur deux lignes basse énergie, plusieurs points sont à dégager. L'apport d'électrons par émission d'électrons secondaires est une réaction qu'on ne peut pas négliger du tout dans l'étude du transport et particulièrement dans le régime transitoire. Dans le cas de IFMIF, leur apport est déterminant pour la réduction du temps de compensation de charge d'espace par rapport au cas où on ne les considère pas.

L'ionisation du gaz par les électrons réduit encore le temps de compensation de manière moins notable que la réduction du temps due uniquement aux électrons secondaires. Toutefois, ce processus n'est pas à négliger lors de l'étude du régime transitoire. Effectivement, le régime stationnaire n'a pas de raison d'être modifié avec la physique qu'on considère. Toutefois, les réactions choisies influent sur le régime transitoire et cela présente un intérêt certain lorsqu'on est intéressé par l'étude du régime transitoire, par exemple en présence d'un hacheur de faisceau comme on va le voir au chapitre suivant sur les mêmes lignes basse énergie.

Chapitre 7

Les diagnostics et le hacheur de faisceau

L'esprit humain possède une capacité remarquable à accepter la bizarrerie.

Arthur Charles Clarke

Au cours des différentes phases du cycle de vie d'un accélérateur (mise en service, exploitation, amélioration) il est nécessaire de caractériser le faisceau, c'est-à-dire de mesurer par exemple, son intensité, son énergie, sa distribution dans l'espace des phases... Pour cela, des diagnostics de faisceau doivent être conçus, installés et utilisés notamment dans les lignes basse énergie.

Dans ce chapitre, on décrira tout d'abord les diagnostics employés pendant cette étude et leur finalité. Puis on modélisera ces diagnostics et on les intégrera aux simulations afin d'évaluer les conséquences qu'ils peuvent entraîner sur la dynamique et la mesure des paramètres du faisceau.

Bien qu'il ne puisse être considéré comme un diagnostic à proprement parler on décrira le fonctionnement d'un hacheur à la fin de cette section. On le modélisera également et on étudiera son influence sur la dynamique du faisceau en régime transitoire.

Pour davantage de fluidité, on représentera dans ce chapitre uniquement les distributions du faisceau et les cartes de compensation relatives aux simulations qui ont été effectuées. La distribution des autres espèces, électrons et ions secondaires, sera donnée en annexes.

7.1 Description

7.1.1 La coupelle de Faraday

Une coupelle de Faraday est une enceinte, réalisée avec un matériau conducteur, isolée électriquement de la ligne, qui permet de mesurer l'intensité du faisceau transporté dans la ligne.

Les ions du faisceau interagissant avec la coupelle, cette dernière va émettre des électrons secondaires dans un cône d'émission comme schématisé sur la figure 7.1. Si les électrons quittent la coupelle, la valeur de courant mesurée est donc surévaluée. En effet, un courant d'électrons quittant la coupelle et un courant d'ions arrivant sur elle seront électriquement équivalents.

Il est donc nécessaire de concevoir un repousseur d'électrons afin de minimiser le biais que l'émission d'électrons secondaires peut induire sur la mesure. On peut par exemple créer devant la coupelle de Faraday une barrière de potentiel supérieure à l'énergie des électrons secondaires. Ils seront ainsi repoussés vers la surface de la coupelle. On peut aussi utiliser un champ magnétique créé par des aimants permanents. Dans ce champ B, les électrons secondaires vont spiraler le long des lignes de champ et seront re-dirigés vers la coupelle [63].

On représente sur la figure 7.1 un schéma de ce diagnostic.

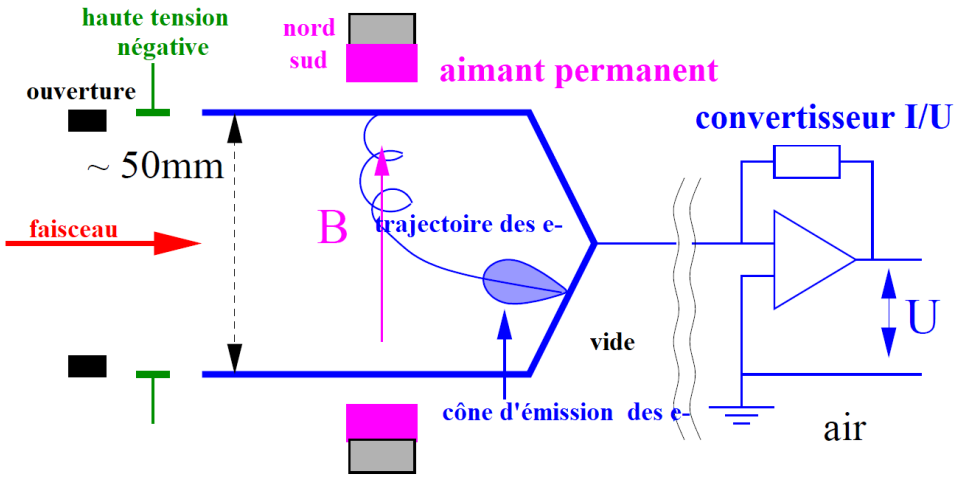


FIGURE 7.1 – Schéma d'une coupelle de Faraday avec des repousseurs magnétique et électrique d'électrons secondaires

L'ensemble du système est en général refroidi pour éviter un dépôt de puissance trop élevé qui endommagerait le dispositif.

7.1.2 L'émittancemètre

L'émittancemètre a pour rôle de mesurer la distribution du faisceau dans l'espace des phases à une position longitudinale donnée de la ligne. De cette distribution, on pourra déduire la valeur de l'émittance du faisceau.

Dans le cas de la LBE des accélérateurs MYRRHA et IFMIF, on utilise des analyseurs de type Allison [64] qui sont bien adaptés aux mesures des faisceaux de basse énergie.

On représente sur la figure 7.2 le principe de fonctionnement de ce diagnostic.

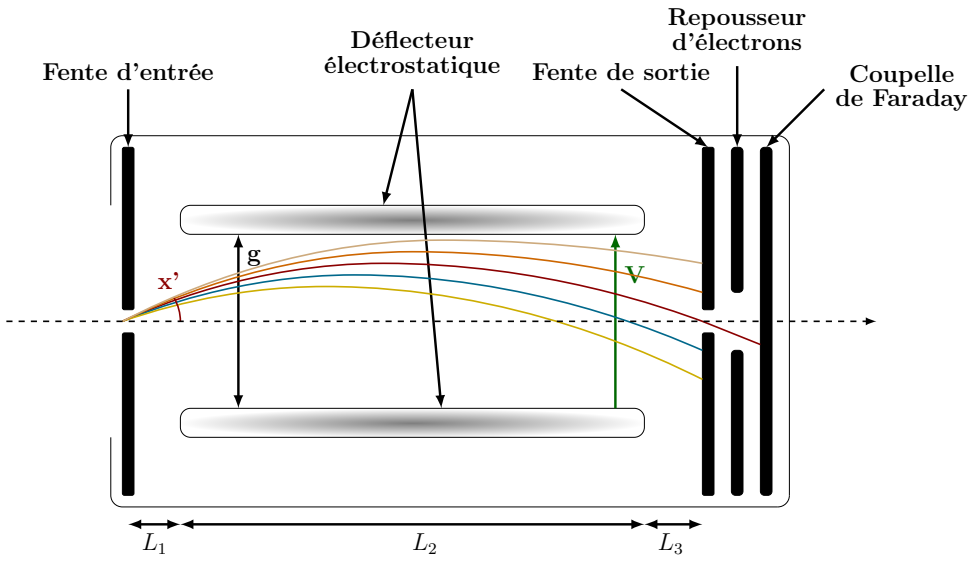


FIGURE 7.2 – Schéma de fonctionnement de l'émittancemètre

Ce type d'émittancemètre permet de mesurer l'émittance dans le plan vertical ou le plan horizontal La méthode employée est la méthode dite « fente-fente »

La première fente, placée à une position transversale x du faisceau incident sélectionne une fraction de celui-ci, la majorité du faisceau étant arrêtée sur cette fente d'entrée. On parle donc de diagnostic interceptif.

La fraction du faisceau sélectionnée va subir l'action d'un champ électrique créé par deux plaques parallèles polarisées, et va ainsi être déviée de sa trajectoire initiale d'un angle donné

par la relation :

$$x^{'} = \frac{VL_2}{4Ug}\frac{L_2 + 2L_3}{L_1 + L_2 + L_3} \tag{7.1}$$

avec V la différence de potentiel entre les deux plaques, g la distance les séparant, eU est l'énergie du faisceau et L_1, L_2 et L_3 les distances représentées sur la figure 7.2.

Le faisceau dévié se dirige alors vers une seconde fente (fente de sortie), placée sur le même axe que la fente d'entrée. La fraction de faisceau qui passera par cette fente de sortie sera donc celle pour laquelle la déviation qui a été induite par les plaques compensera l'angle $x^{'}$ qu'elle possédait après la fente d'entrée. L'intensité de la fraction de faisceau sélectionnée par la fente de sortie sera mesurée par une coupelle de Faraday. Afin de limiter les erreurs de mesure dues à l'émission d'électrons secondaires, une électrode repousseuse d'électrons est insérée entre la fente de sortie et la mesure.

En faisant varier la différence de potentiel entre les deux plaques dans une gamme suffisamment large, on peut mesurer l'intégralité de la distribution angulaire de la fraction de faisceau sélectionnée par la fente d'entrée.

En déplaçant l'émittancemètre devant le faisceau suivant un axe transversal, on peut ainsi analyser celui-ci sur l'ensemble de sa dimension transversale.

On reconstitue ainsi la distribution du faisceau dans l'espace des phases et on peut en déduire ensuite son émittance rms et ses paramètres de Twiss grâce aux relations (1.49) et (1.51). La méthode de calcul de l'incertitude de l'émittance mesurée est donnée en annexe C.1.

L'émittancemètre donne la distribution de toutes les particules interceptées. Que ce soit pour la ligne IFMIF ou la ligne MYRRHA, l'émittancemètre est placé à chaque fois après un solénoïde. On sait qu'une source ECR est une source qui produit différents types d'ions (D^+, D_2^+ et D_3^+ pour le cas de IFMIF). Dans la mesure ou elles sont toutes produites à la même énergie, chacune de ces espèces possède sa propre rigidité magnétique qui dépend de sa masse. Cela signifie que pour une même valeur de champ magnétique du solénoïde, chaque espèce n'est pas focalisée de la même manière. Dans les données fournies par l'acquisition de l'émittancemètre, on aura ainsi une superposition de distributions relatives à chacune des espèces. Un programme d'analyse de données est donc nécessaire et a été développé afin d'isoler l'émittance du faisceau de protons pour MYRRHA et de deutérons pour IFMIF et de rejeter les distributions des autres ions ainsi que le bruit de fond.

7.2 Simulation de la mesure de l'émittance du faisceau

Comme nous venons de le voir au paragraphe précédent, l'émittancemètre de type Allison est un diagnostic interceptif. On le représente dans les simulations par une plaque à la masse (constituée de tungstène pour celui de IFMIF et de cuivre pour celui de MYRRHA) émettrice d'électrons secondaires lorsque le faisceau interagit avec elle [1].

A priori, l'insertion d'une plaque à la masse dans la ligne basse énergie est susceptible d'influer sur la dynamique des ions et des électrons (cas A). L'émission d'électrons secondaires suite à l'interaction du faisceau avec la plaque métallique produit des particules neutralisantes qui peuvent également modifier la compensation de charge d'espace (cas B). Afin d'étudier de manière indépendante les effets potentiels de ces deux phénomènes, on simulera successivement ces deux cas.

7.2.1 Ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF

L'émittancemètre est placé à $z_E = 2{,}42$ m de l'électrode plasma. Il mesure la distribution du faisceau dans le plan (y,y'). Les conditions expérimentales, à savoir la puissance du faisceau, les valeurs de pression de gaz et de champ magnétique induit par les solénoïdes sont les mêmes qu'au chapitre précédent. On représente sur la figure 7.3, le schéma de la ligne IFMIF avec la position de l'émittancemètre.

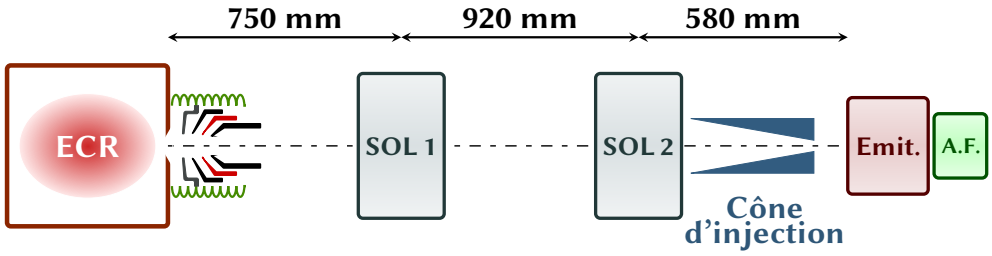


FIGURE 7.3 – Schéma de la ligne IFMIF avec position de l'émittancemètre

Les figures 7.4 et 7.5 donnent les cartes de compensation de charge d'espace à l'équilibre dans les deux cas A et B.

1. On rappelle d'après la courbe 2.5 que pour un faisceau de deutons à 100 keV interagissant avec du tungstène le taux de production est de 1,0 et pour un faisceau de protons à 30 keV interagissant avec du cuivre, le taux de production est de 1,3.

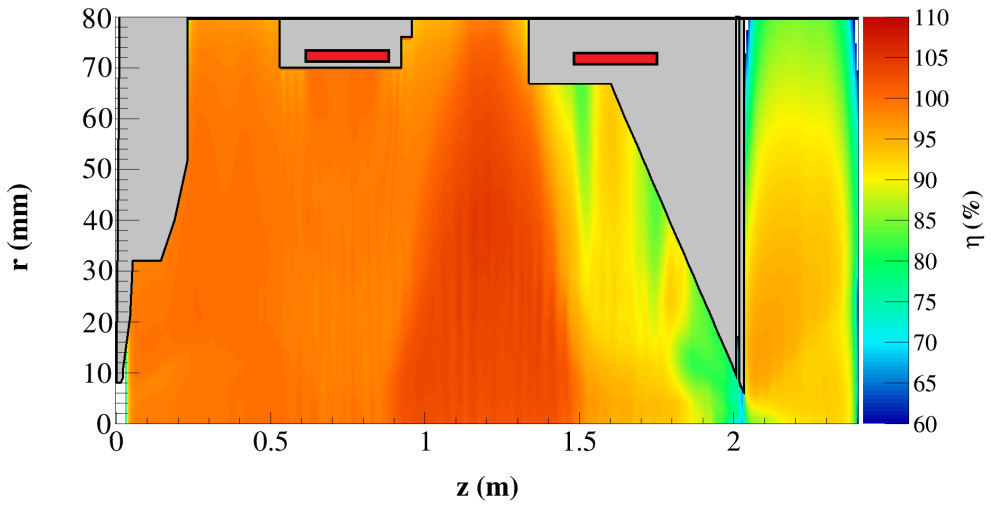


FIGURE 7.4 – Carte de compensation à l'équilibre en présence d'une plaque de tungstène à la masse

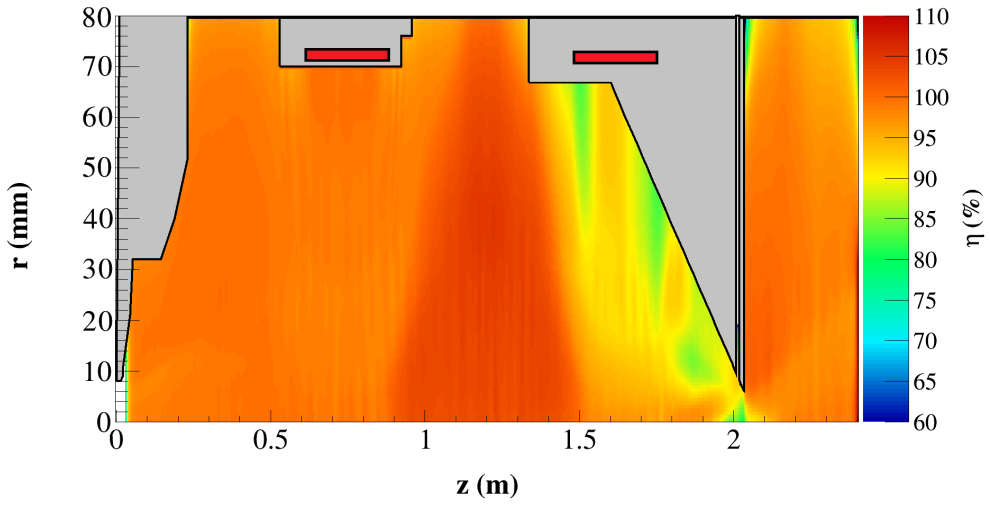


FIGURE 7.5 – Carte de compensation à l'équilibre en présence d'une plaque de tungstène à la masse émettrice d'électrons secondaires

Dans le cas où la plaque est à la masse et ne produit pas d'électrons secondaires, on observe dans le caisson de diagnostics, au voisinage de l'émittancemètre un taux de compensation extrêmement proche de la valeur sans émittancemètre (voir figure 6.33), de l'ordre de 90 %.

On constate que dans le cas où l'émittancemètre est émetteur d'électrons secondaires, le taux de compensation est plus élevé à son voisinage. On peut même remarquer qu'à son voisinage immédiat (quelques centimètres avant l'émittancemètre), on assiste à une surcompensation de la charge d'espace, avec un taux de l'ordre de 110 %.

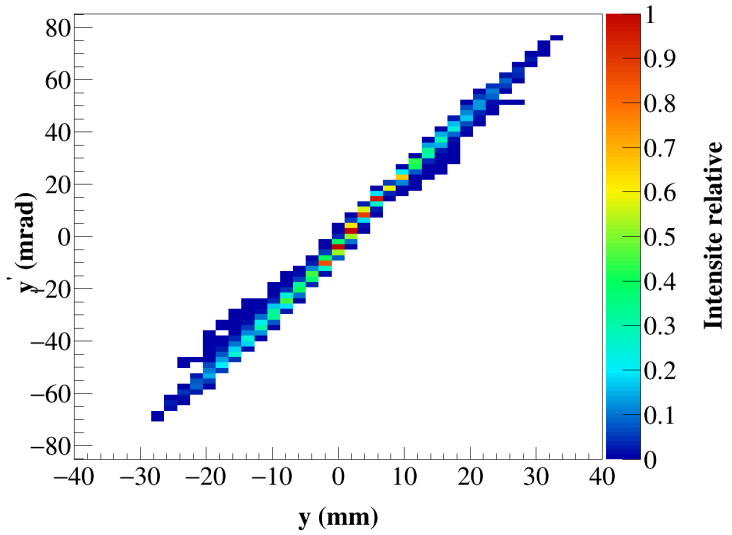


FIGURE 7.6 – Distribution du faisceau dans l'espace $(y,y^{'})$ mesurée expérimentalement

On représente respectivement sur les figures 7.6, 7.7 et 7.8 la distribution du faisceau en z_E dans le plan $(y,y^{'})$ issue de l'expérience, celle simulée dans le cas A et celle simulée dans le cas B. Dans le cas expérimental, le cycle utile du faisceau était de 3 % (des impulsions de 3 ms toutes les 100 ms) et la mesure d'émittance a été réalisée entre 2 et 2,7 ms.

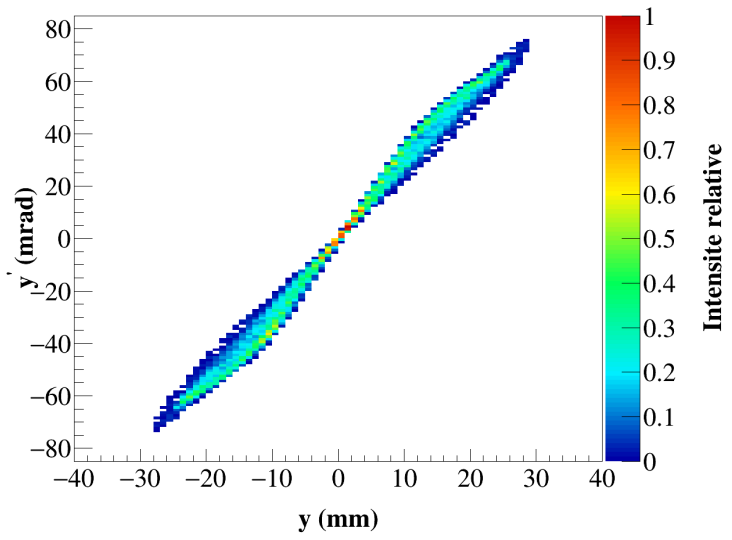


FIGURE 7.7 – Cas A : distribution du faisceau dans l'espace (y,y')

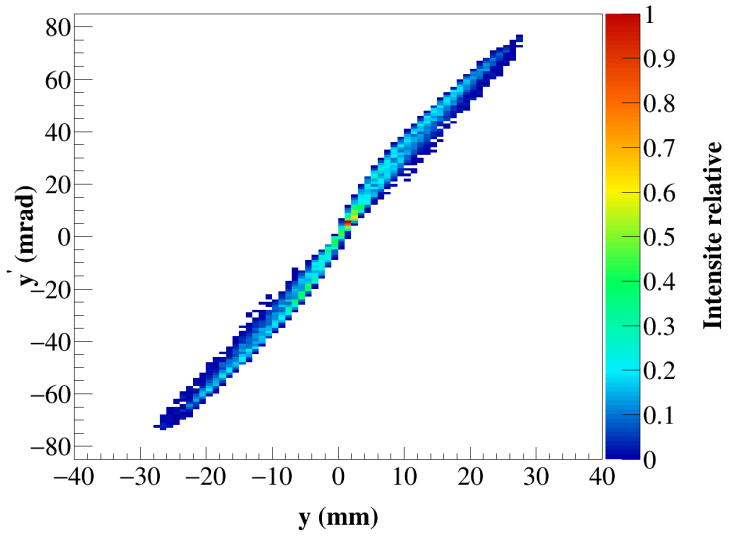


FIGURE 7.8 – Cas B : distribution du faisceau dans l'espace (y,y')

Sur le tableau 7.1, on donne les paramètres de Twiss associés à chacune de ces distributions de faisceau.

Tout d'abord, on constate qu'en comparant la valeur d'émittance obtenue dans le cas

Plan vertical	ε_x (π.mm.mrad)	α	β (mm/mrad)
Expérience	0,26±0,09	-11,9±4,1	4,7±1,6
Cas A	0,44	-9,9	3,2
Cas B	0,35	-10,1	4,1

TABLE 7.1 – Paramètres de Twiss du faisceau de deutons en z_E

A et celle obtenue au chapitre précédent à l'état stationnaire, la différence est insensible. Ainsi, l'ajout d'une plaque à la masse dans la ligne ne modifie pas la dynamique des ions et électrons.

En comparant les cas A et B, on constate que la présence d'un émittancemètre interceptif modifie la mesure. La présence d'un grand nombre d'électrons secondaires à son voisinage induit un taux de compensation plus élevé et donc une réduction de l'émittance localement. La valeur mesurée sous-estime donc l'émittance d'environ 25% selon nos simulations.

On remarque par ailleurs que l'ajout de ce phénomène physique donne une valeur d'émittance et de paramètres de Twiss qui sont alors compatibles avec les valeurs expérimentales. Outre le fait qu'il est conceptuellement plus satisfaisant de simuler au mieux la physique mise en jeu au cours de cette mesure, il semble fondamental de prendre en compte le phénomène d'émission d'électrons secondaires sur l'émittancemètre afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux et ceux qui proviennent de la simulation.

On remarque que même si la simulation reproduit les valeurs rms, aux barres d'erreur près, elle ne rend qu'imparfaitement compte de la distribution expérimentale du faisceau (comparer figures 7.6 et 7.8). Cela peut s'expliquer par le fait que la distribution initiale du faisceau utilisée en entrée des simulations est issue d'un code de calcul qui pourrait être amélioré [16] . Pour remédier à cela, il conviendrait d'intégrer la modélisation du système d'extraction de la source d'ions à nos simulations de transport dans une LBE [65].

7.2.2 Sur la ligne MYRRHA

Dans la ligne basse énergie l'émittancemètre est disposé au milieu de la ligne, à $z_E = 1{,}57$ m de l'électrode plasma et mesure la distribution du faisceau dans le plan (x,x'). La pression de dihydrogène dans la ligne est de $8{,}7\times10^{-6}$ mbar et on injecte de l'argon à une pression de $8{,}9\times10^{-6}$ mbar. On représente sur la figure 7.9, le schéma de la ligne MYRRHA avec la position des émittancemètres.

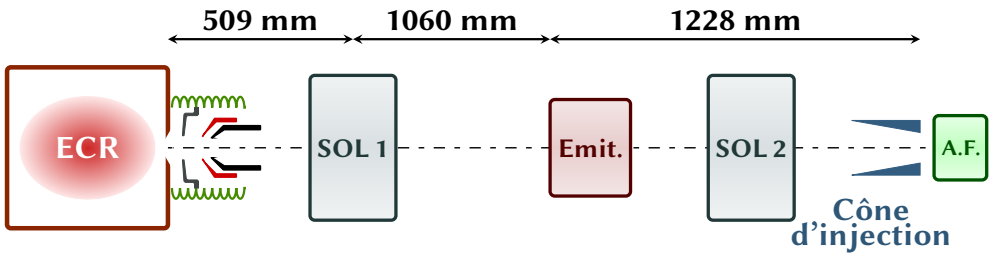


FIGURE 7.9 – Schéma de la ligne MYRRHA position des émittancemètres

On va analyser les mesures d'émittances pour deux configurations de focalisation différentes de faisceau.

Configuration de focalisation 1

On représente sur la figure 7.10 la distribution du faisceau à l'équilibre.

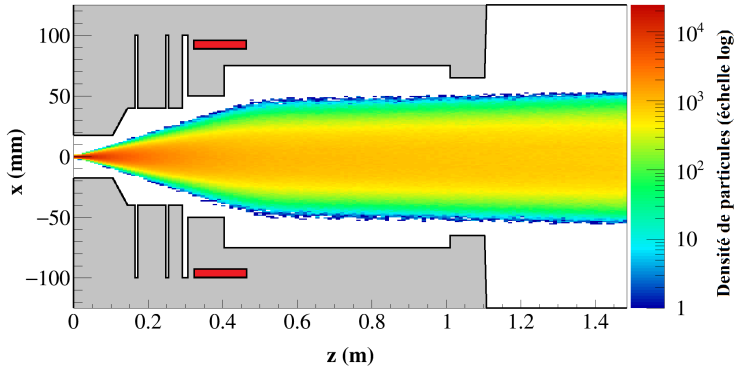


FIGURE 7.10 – Distribution du faisceau de protons à l'état stationnaire

On représente respectivement sur les figures 7.11, 7.12 et 7.13 la distribution du faisceau dans l'espace des phases en z_E mesurée expérimentalement, celle correspondant au cas A et enfin celle correspondant au cas B.

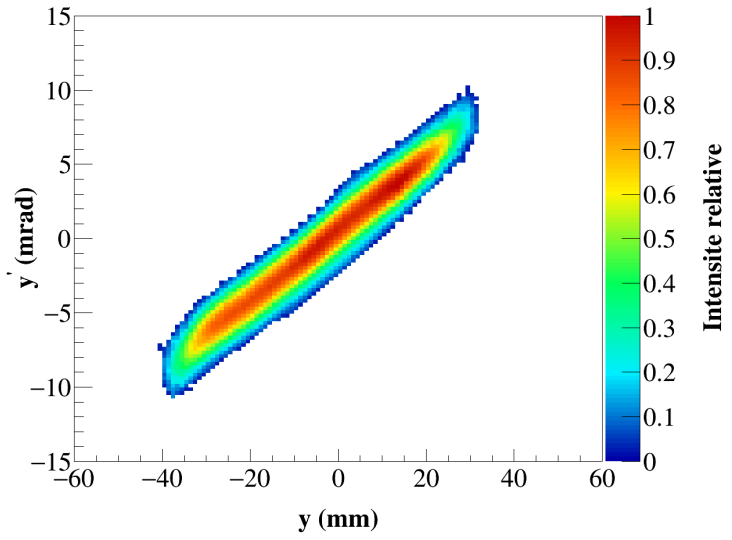


FIGURE 7.11 – Distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ mesurée expérimentalement

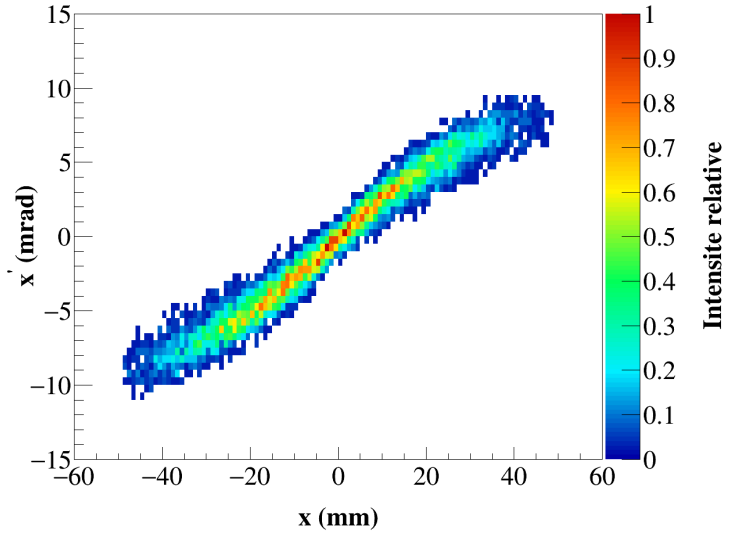


FIGURE 7.12 – Cas A : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$

On observe également ici que la présence d'une plaque à la masse ne modifie pas la dynamique des particules secondaires car la valeur de l'émittance issue du cas A est la même que celle obtenue sans plaque à la masse. L'émission d'électrons secondaires influe ici aussi

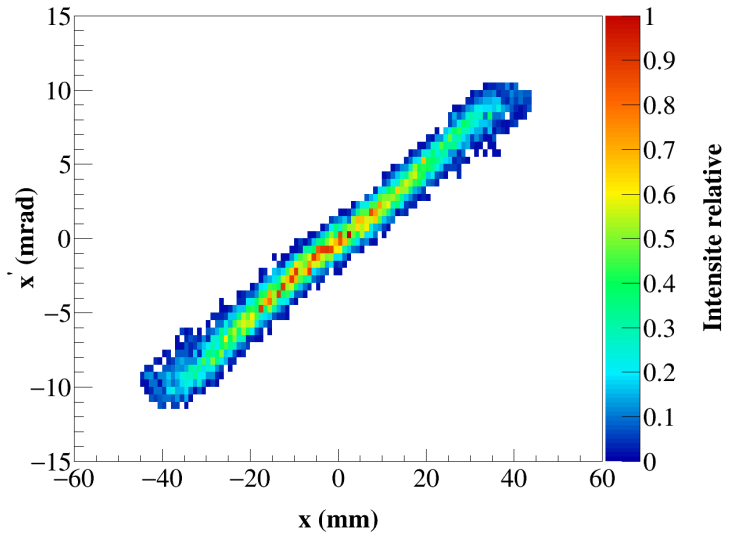


FIGURE 7.13 – Cas B : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$

Plan horizontal	ε_x (π.mm.mrad)	α	β (mm/mrad)
Expérience	0,15±0,04	-4,3±1,2	17,8 ±4,5
Cas A	0,17	-4,7	21,5
Cas B	0,14	-4,6	23,1

TABLE 7.2 – Paramètres de Twiss du faisceau de protons en z_E

sur le taux de compensation de charge d'espace au voisinage de l'émittancemètre, la valeur d'émittance étant inférieure à celle du cas A, comme on le voit sur le tableau 7.2. On peut également dire que la valeur d'émittance du cas B est compatible avec la valeur mesurée, ce qui nous autorise à affirmer que la méthode d'ajustement et la distribution choisie sont correctes.

Configuration de focalisation 2

On représente sur la figure 7.14 la distribution du faisceau à l'équilibre.

On représente respectivement sur les figures 7.15, 7.16 et 7.17 la distribution du faisceau dans l'espace des phases en z_E mesurée expérimentalement, celle correspondant au cas A et enfin celle correspondant au cas B.

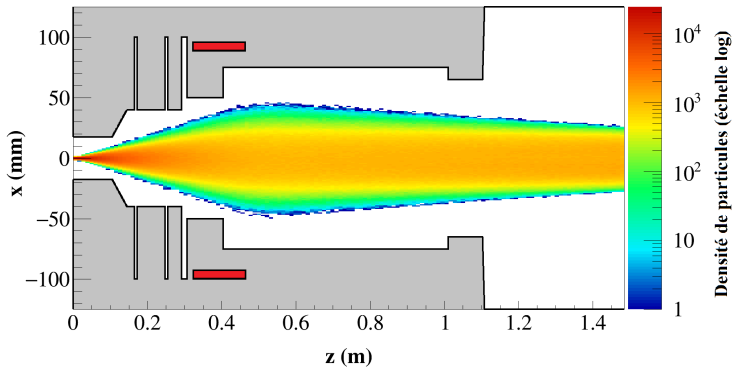


FIGURE 7.14 – Distribution du faisceau de protons à l'état stationnaire

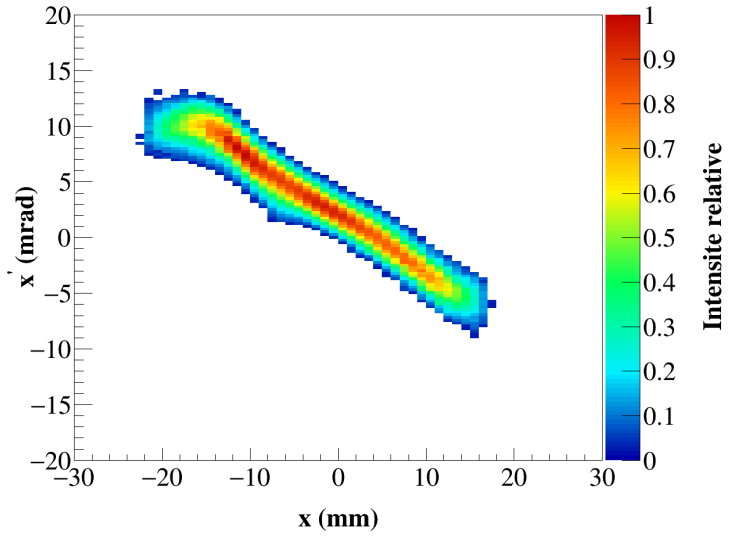


FIGURE 7.15 – Distribution du faisceau dans l'espace (x,x') mesurée expérimentalement

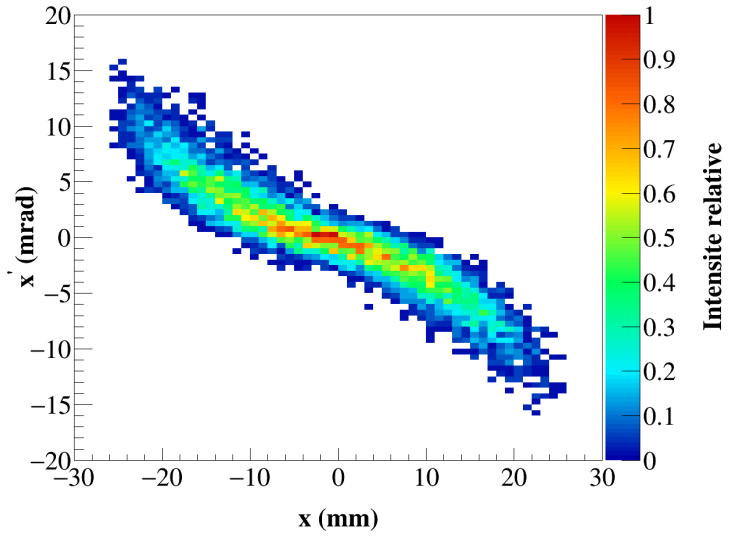


FIGURE 7.16 – Cas A : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$

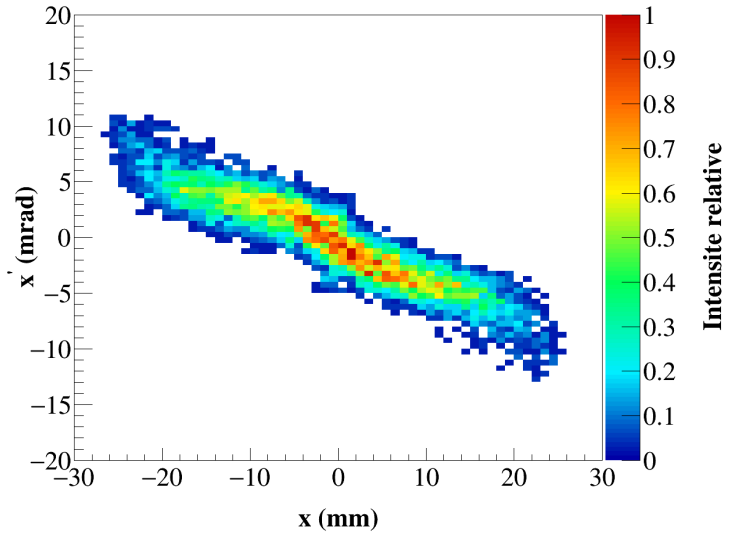


FIGURE 7.17 – Cas B : distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$

Pour ce cas d'un faisceau davantage focalisé, on remarque que les valeurs d'émittance issues de la simulation sont les mêmes que dans le cas précédent. Cela se comprend par le fait que modifier le champ magnétique du solénoïde ne joue pas sur la valeur de l'émittance compte tenu de la physique considérée dans les simulations. En revanche, l'émittance expérimentale est légèrement inférieure au cas précédent même si les deux mesures ainsi que les valeurs simulées restent compatibles aux incertitudes près, comme on le voit sur le tableau 7.3.

Plan horizontal	ε_x (π.mm.mrad)	α	β (mm/mrad)
Expérience	0,11±0,03	3,7±0,9	7,7±2,1
Cas A	0,17	2,5	6,7
Cas B	0,14	2,3	7,1

TABLE 7.3 – Paramètres de Twiss du faisceau de protons en z_E

7.3 Le hacheur

Le hacheur est un dispositif composé de deux électrodes de longueur L et distantes de d entre lesquelles on applique une différence de potentiel induisant un champ électrique E qui modifie la direction initiale du faisceau d'un angle α. Un hacheur permet donc de dévier le faisceau, le plus souvent vers un arrêt faisceau, afin de faire cesser son transport dans les sections accélératrices suivantes, selon une structure temporelle choisie. Dans une LBE, il est par exemple utilisé de manière à produire des pulsations courtes de faisceau pour l'injection dans le RFQ afin de générer des faisceaux pulsés. Un tel dispositif peut permettre de définir le cycle utile d'une machine. Pour les accélérateurs qui sont prévus pour délivrer des faisceaux continus, comme cela est le cas de IFMIF et de MYRRHA, l'utilisation d'un hacheur se justifie lors des phases de démarrage de la machine où l'on souhaite pouvoir travailler avec l'intensité nominale du faisceau sans pour autant accélérer et transporter l'intégralité de sa puissance (plus de 1 MW dans le cas d'IFMIF-LIPAc). Pour ce faire, il suffit de réduire le cycle utile du faisceau grâce à un hacheur dans la LBE. En effet, pour des raisons de minimisation de dépôt de puissance sur un arrêt faisceau, il convient de réaliser cette opération à basse énergie. De plus, comme cela est le cas pour l'accélérateur IFMIF, les diagnostics interceptifs des lignes moyenne et haute énergie ne résistent pas à la puissance du faisceau pour des cycles utiles

supérieurs à 0,1 %.

Un schéma de principe d'un hacheur est représenté sur la figure 7.18.

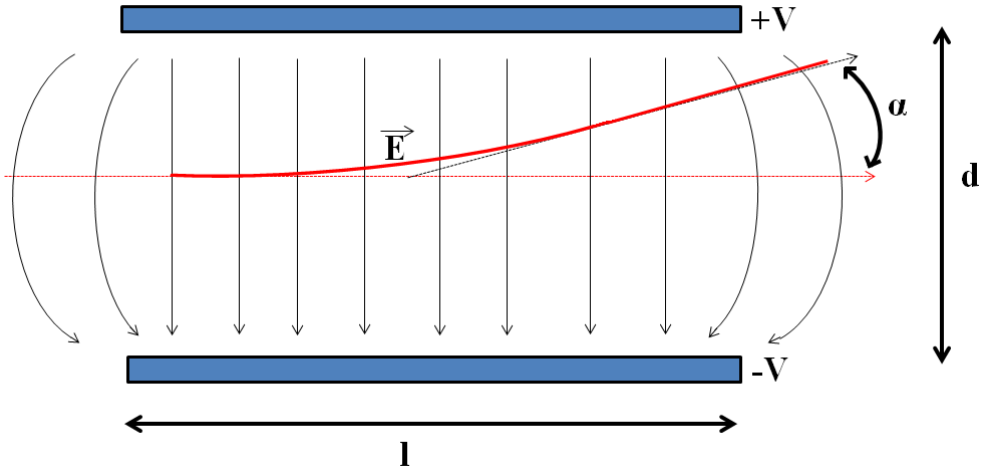


FIGURE 7.18 – Schéma du principe d'un hacheur

L'application d'un champ électrique dans la ligne basse énergie modifie donc la direction initiale du faisceau mais elle est également susceptible d'influer sur la dynamique des particules secondaires jouant un rôle sur la compensation de la charge d'espace. Notre attention se portera donc sur l'étude de la dynamique de ces particules et principalement des électrons produits soit par ionisation, soit par émission secondaire. Lorsque le hacheur est en marche, on s'attend à observer une compensation de charge d'espace faible, au moins dans la zone d'influence du champ électrique de celui-ci.

Lorsqu'on éteint le hacheur, le faisceau revient sur l'axe initial (l'axe optique) après un régime transitoire. Durant ce régime transitoire, la compensation de charge d'espace évolue jusqu'à son état stationnaire. On notera que durant le régime transitoire, le faisceau peut être injecté dans le RFQ avec des paramètres de Twiss situés hors de l'acceptance de ce dernier dégradant ainsi la transmission dans le RFQ. On peut donc s'attendre à des pertes de faisceau dans le RFQ durant ce régime. C'est la raison pour laquelle il faut le caractériser le mieux possible. Enfin, il est intéressant d'étudier si la structure temporelle du champ électrique appliqué par le hacheur (que l'on définira par la suite par "temps de montée" du hacheur) a une influence sur le régime transitoire de compensation de charge d'espace.

Sur chacune des lignes IFMIF et MYRRHA, on utilise un hacheur. L'idée est d'étudier la compensation de charge d'espace et particulièrement la dynamique des électrons lorsque le faisceau est dévié (hacheur en action) et lorsque le faisceau revient sur l'axe longitudinal (hacheur éteint). On souhaite déterminer le temps critique T_c défini par le temps au bout duquel le système revient à l'équilibre après la mise hors tension du hacheur.

7.3.1 Le hacheur de la ligne IFMIF

Le hacheur de la ligne IFMIF est constitué de deux plaques de longueur $L = 250$ mm espacées d'une distance $d = 80$ mm. La différence de potentiel entre les deux plaques est de 10 kV.

Sur la figure 7.19, on représente le schéma de la ligne IFMIF avec la position du hacheur.

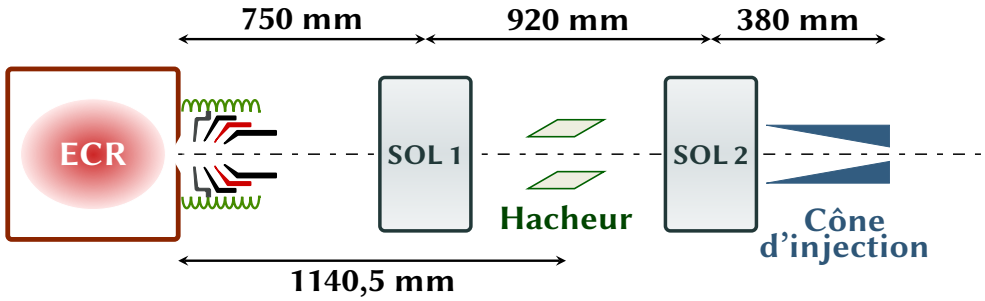


FIGURE 7.19 – Schéma de la ligne IFMIF avec la position du hacheur

Sur la figure 7.20, on représente l'évolution de la tension sur une plaque du hacheur en fonction du temps lorsqu'on éteint le hacheur à t_0.

On appelle temps de descente T_d le temps pour parvenir à 5 % de la valeur maximale [66]. On évalue le temps de descente du hacheur T_d, de l'ordre de 5 μs.

Dans nos simulations, on modélise le hacheur par une carte de champ tridimensionnelle calculée par éléments finis. Lors des simulations de transport de faisceau en régime de charge d'espace, le solveur utilisé est obligatoirement un solveur tridimensionnel en raison de l'absence de symétrie cylindrique due au hacheur.

On rappelle que dans le chapitre précédent, le solveur RZ était nécessaire afin de ne pas avoir des temps de calcul démesurément longs. Ici, afin de limiter ce problème, on fera le

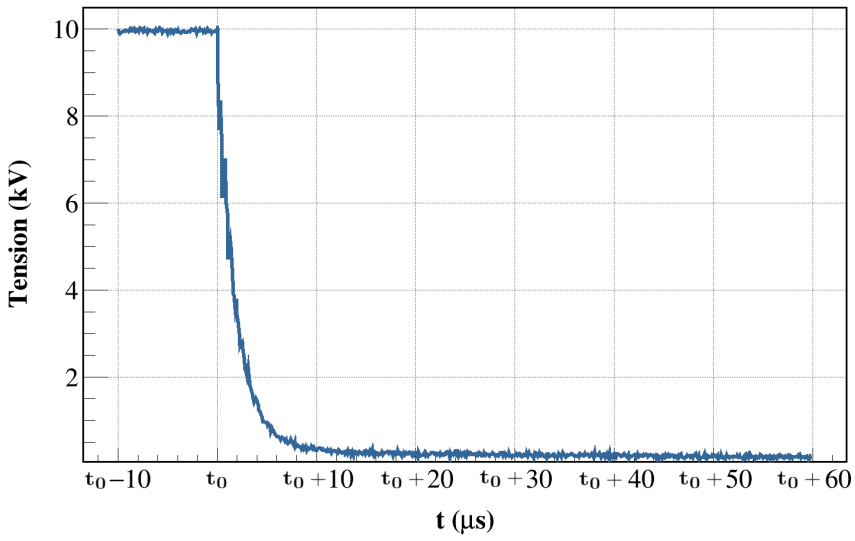


FIGURE 7.20 – Évolution temporelle du potentiel du hacheur lors de sa mise hors tension

compromis de ne réaliser aucun raffinement de maillage et de diminuer également le nombre de mailles de la ligne passant d'un maillage de $(120 \times 120 \times 500)$ à $(80 \times 80 \times 500)$. On divisera aussi le nombre de macroparticules dans la ligne de moitié. On sait donc que la valeur finale de compensation à l'équilibre différera de celle trouvée au chapitre précédent mais on justifie ici notre choix par le fait que même si les valeurs d'émittance et les tailles rms du faisceau ne sont pas identiques, ce qu'on cherche ici à étudier est la dynamique des particules secondaires et leur comportement en régime transitoire. On a effectivement constaté qu'avec un maillage plus relâché et moins de macroparticules, le comportement temporel était identique. On ne s'attardera donc pas sur la valeur de l'émittance finale obtenue.

Ces compromis permettent un temps de calcul beaucoup plus acceptable, de l'ordre de la dizaine de jours.

On représente sur la figure 7.21 la distribution du faisceau dans le plan $z0x$ au temps t_0.

Sur la figure 7.22, on a représenté la carte de compensation dans le même plan, au même instant. On remarque tout d'abord une quasi-absence de compensation à l'emplacement du hacheur (0,95m $\leq z \leq$ 1,4 m). On l'explique par le fait que les électrons issus de l'ionisation dont la distribution est représentée sur la figure C.9 sont attirés par la plaque portée à un potentiel positif (vers les $y > 0$), bien supérieur à celui du faisceau. Les ions secondaires, quant

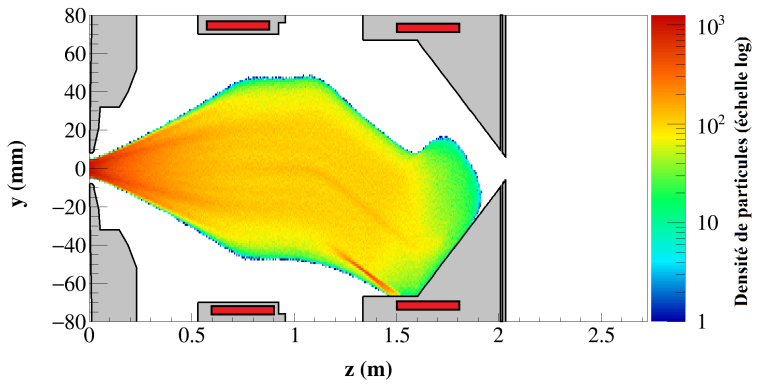


FIGURE 7.21 – Distribution du faisceau de deutons à t_0

à eux, sont attirés vers la plaque de potentiel négatif (vers les $y < 0$), d'où une compensation négative à proximité de cette plaque (voir figure C.7 en annexe).

En revanche, au niveau du cône d'injection, on observe une zone de surcompensation. Cela s'explique par le fait que le faisceau interagissant avec la paroi produit des électrons secondaires représentés sur la figure C.10.

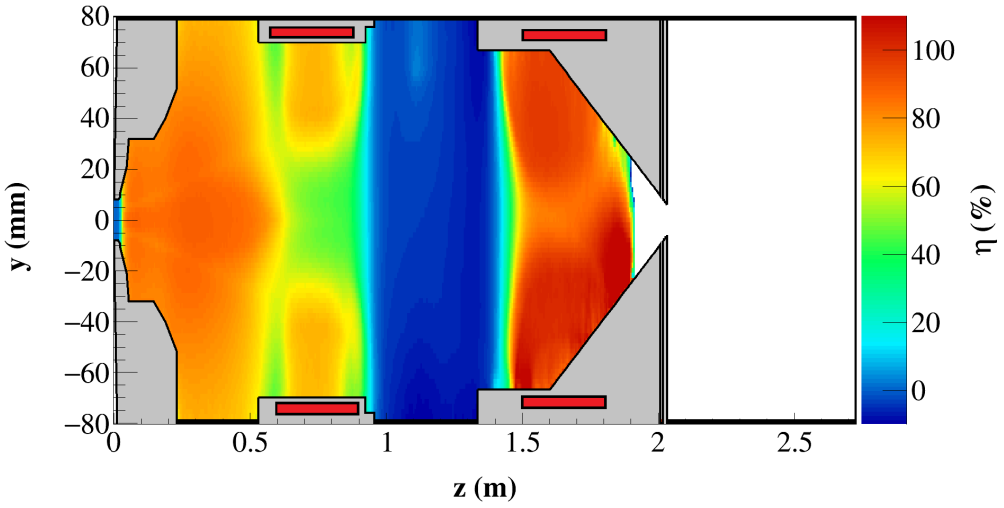


FIGURE 7.22 – Carte de compensation à t_0 dans le plan $z0y$

On représente sur les figures 7.23 à 7.25 la distribution des deutons à différents instants du transport.

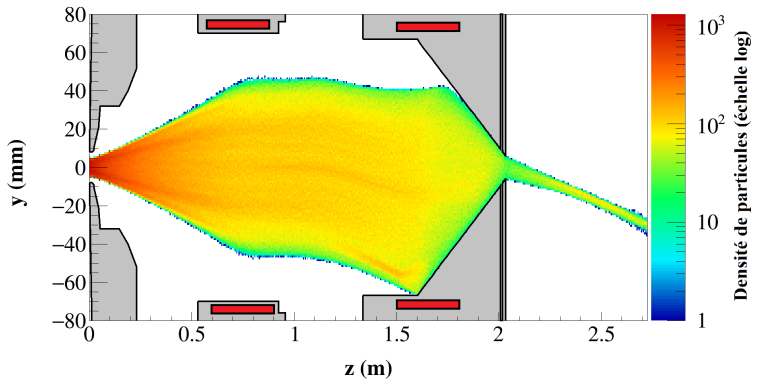


FIGURE 7.23 – Distribution du faisceau de deutons à t = 2,5 μs

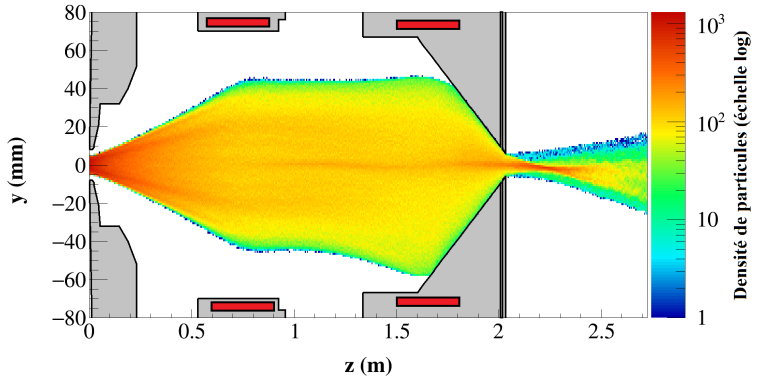


FIGURE 7.24 – Distribution du faisceau de deutons à t = 5 μs

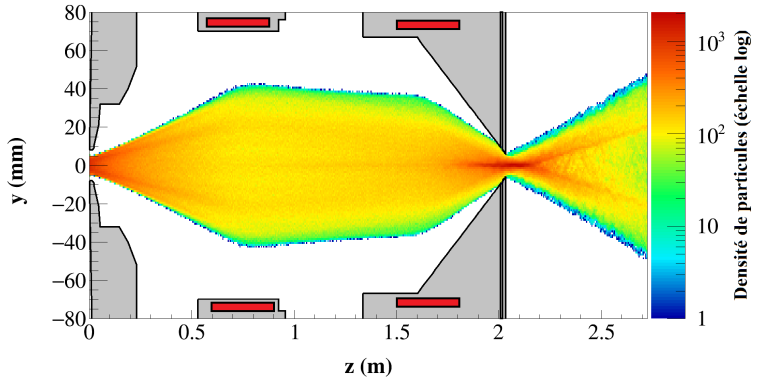


FIGURE 7.25 – Distribution du faisceau de deutons à t = 20 μs

Afin de déterminer le temps critique T_c défini par le temps au bout duquel le système revient à l'équilibre après la mise hors tension du hacheur, on trace sur la figure 7.26 l'évolution temporelle de la figure d'émittance mesurée en $z_E = 2{,}42$ m. L'origine de l'axe des abscisses correspond au temps de mise hors tension du hacheur. Pour des temps inférieurs à $t_0 + 1{,}3\mu$s, l'émittance est nulle car le faisceau ne traverse pas le cône, puis elle augmente progressivement car de plus en plus de faisceau passe au travers du cône pour finalement diminuer sous l'effet de la compensation jusqu'à une valeur stationnaire.

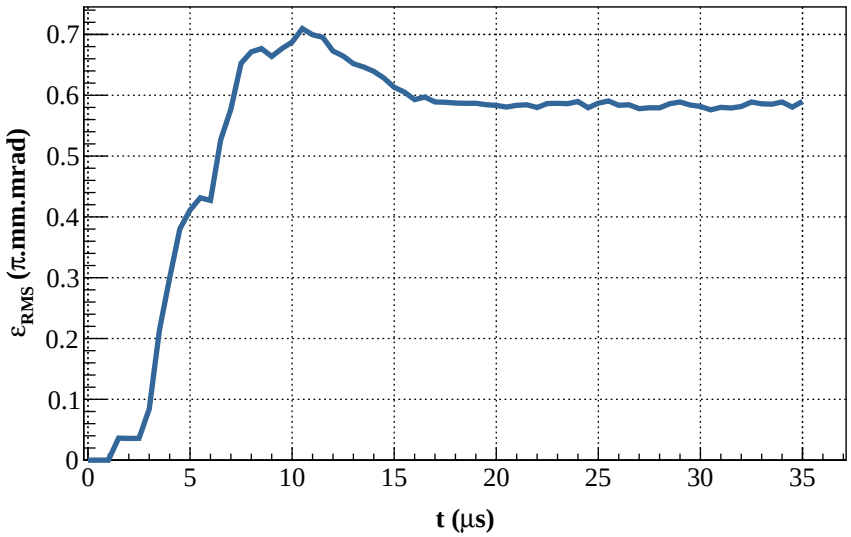


FIGURE 7.26 – Évolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E

De la courbe 7.26, on détermine que :

$$T_c = 18\ \mu s \tag{7.2}$$

On constate que le temps critique est supérieur au temps de descente du hacheur. Comme on peut le voir sur les figures C.18 à C.21 en annexes, au bout de T_d, la distribution des électrons n'est pas stationnaire.

On note que le temps critique reste du même ordre de grandeur que le temps de compensation T calculé au chapitre précédent mais est néanmoins inférieur de 4 μs, soit 18 %. Cela pourrait s'expliquer par le fait qu'en régime transitoire le faisceau revient progressivement sur l'axe longitudinal et les électrons initialement présents avant l'arrêt du hacheur (voir les

figures C.10 et C.9) restent dans le potentiel du faisceau. De plus, d'autres électrons secondaires sont créés via l'interaction du faisceau avec le cône durant le temps où le faisceau revient sur l'axe. De plus, ces électrons sont attirés vers la position du hacheur où le faisceau est, pour $t \leq t_0$, non compensé.

7.3.2 Le hacheur de la ligne MYRRHA

Le hacheur de la ligne MYRRHA est constitué de deux plaques de longueur $L = 250$ mm. La différence de potentiel entre les deux plaques est de 8 kV.

Sur la figure 7.27, on représente le schéma de la ligne IFMIF avec la position du hacheur.

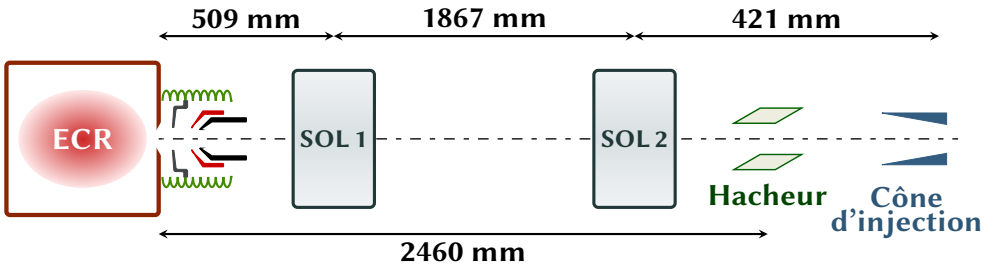


FIGURE 7.27 – Schéma de la ligne MYRRHA avec la position du hacheur

Sur la figure 7.28, on représente le temps de montée du hacheur. Cette courbe a été calculée analytiquement à partir de [66].

On peut estimer le temps de montée du hacheur, de l'ordre de 400 ns, bien inférieur à celui du hacheur de la ligne IFMIF.

On utilise également la même méthode que pour le hacheur de la ligne IFMIF, à savoir la réduction du nombre de mailles et de macroparticules afin d'avoir un temps de calcul correct.

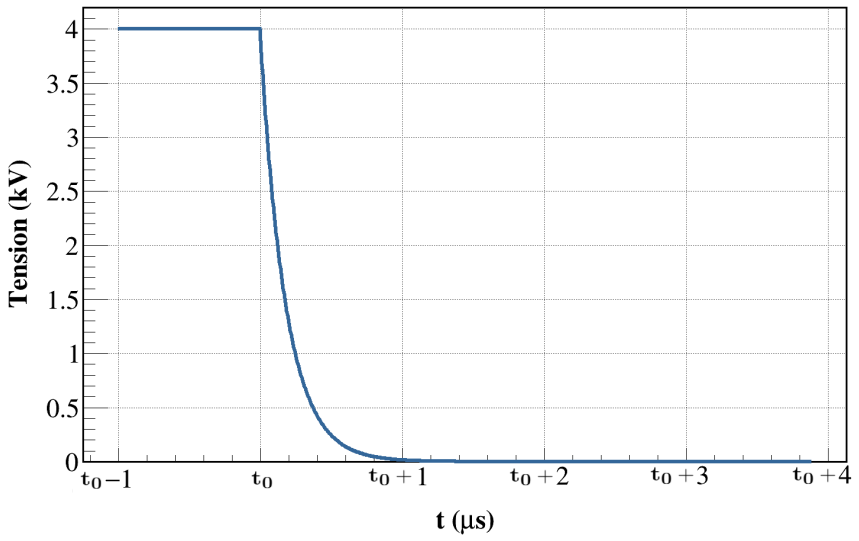


FIGURE 7.28 – Évolution temporelle du potentiel du hacheur lors de sa mise hors tension

On représente sur les figures 7.29 à 7.31, la distribution du faisceau de protons à différents moments du transport.

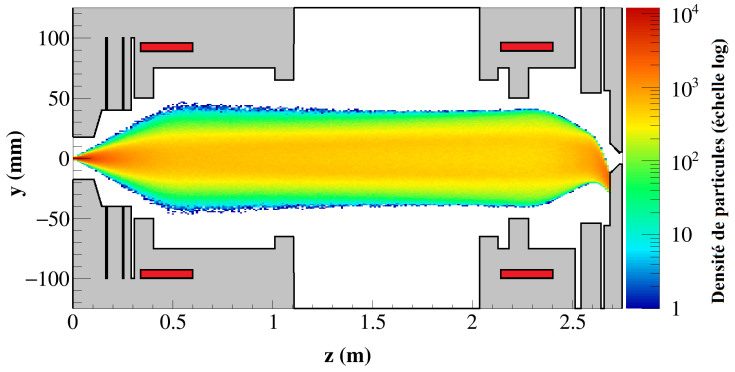


FIGURE 7.29 – Distribution du faisceau de protons à t_0

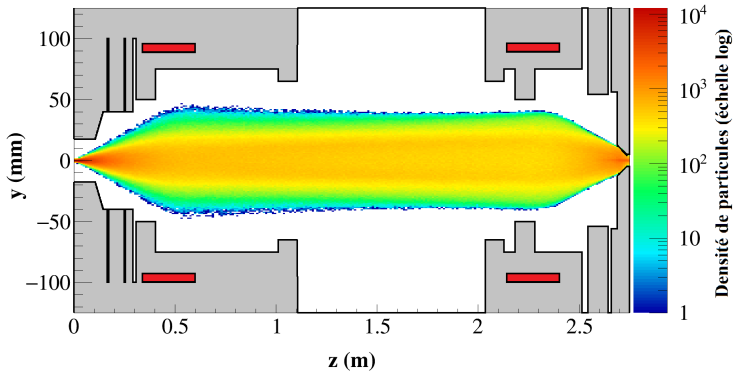


FIGURE 7.30 – Distribution du faisceau de protons à $t_0 + 500$ ns

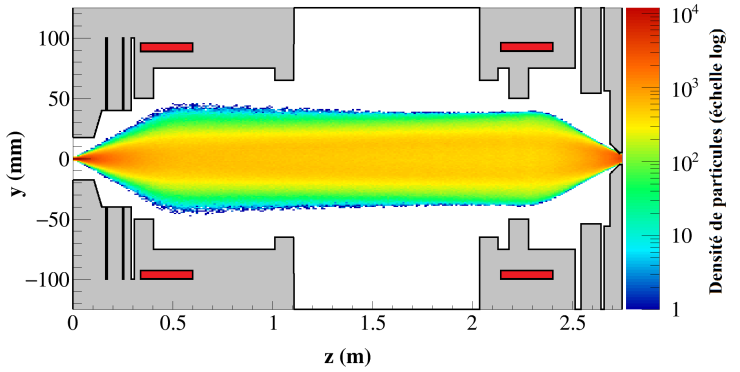


FIGURE 7.31 – Distribution du faisceau de protons à $t_0 + 25$ μs

Afin de déterminer le temps critique T_c, on trace sur la figure 7.32 l'évolution temporelle de l'émittance mesurée en fin de ligne en $z_E = 2{,}68$ m. L'origine de l'axe des abscisses correspond au temps de mise hors tension du hacheur.

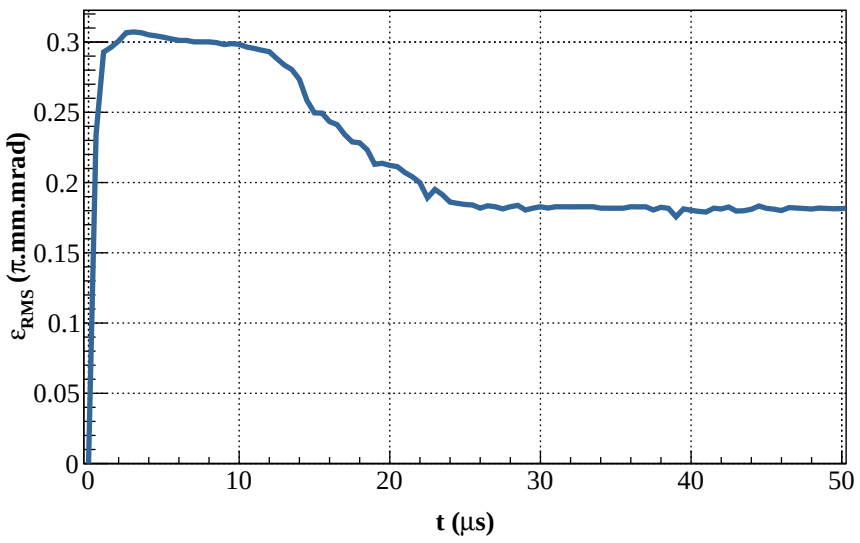


FIGURE 7.32 – Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E

Le comportement de la courbe est identique à celui de la courbe de la figure 7.26.

De la courbe 7.32, on détermine que :

$$T_c = 22\ \mu s \tag{7.3}$$

Le temps critique est de 4 μs plus court que le temps de compensation de charge d'espace calculé au chapitre précédent (soit inférieur de 15 %). Cela s'explique par les mêmes arguments présentés à la section précédente pour le hacheur de la ligne IFMIF.

Dans ce cas aussi la compensation n'est pas immédiate après l'utilisation d'un hacheur avec un temps de montée pourtant très réduit. Le temps critique reste du même ordre de grandeur que le temps de compensation, même avec l'utilisation d'un hacheur possédant un temps de descente très réduit.

On retiendra qu'il n'est pas forcément utile de disposer d'un hacheur avec un temps de montée rapide puisque le transitoire du faisceau est totalement dominé par la physique de l'établissement de la charge d'espace. Pour ces mêmes raisons, les simulations confirment le

fait qu'il n'est pas possible d'obtenir des pulses de faisceau avec un temps de montée inférieur à la dizaine de microsecondes avec un hacheur électrostatique placé dans une ligne basse énergie avec un transport en régime de compensation de charge d'espace. Un moyen pour améliorer le temps de montée des pulses de faisceau serait d'augmenter localement la pression dans la zone du hacheur et du cône d'injection du RFQ. Un compromis reste néanmoins à trouver car une augmentation de la pression en fin de LBE n'est pas nécessairement compatible avec les exigences en terme de vide dans un RFQ.

Conclusion et perspectives

> Abrège ton discours, beaucoup de choses en peu de mots ; sois comme un homme qui a la science et qui sait se taire.
>
> Livre de la Sagesse

L'objectif de ce travail de thèse était d'améliorer l'état de la connaissance de la compensation de charge d'espace des faisceaux intenses dans les lignes basse énergie.

Afin d'appréhender ce phénomène, nous avons choisi une approche basée sur des simulations numériques de transport de faisceau en régime de compensation de charge d'espace. Après avoir mis en exergue les limites du code de calcul utilisé, nous avons étudié le transport d'un faisceau d'ions intense en régime de compensation avec quatre types de focalisation. Cette étude a permis de justifier les conceptions de lignes de basse énergie déjà existantes et ouvre un axe de réflexion prometteur quant à l'utilisation de doublets de quadripôles lors de la conception des LBE des futurs accélérateurs de haute puissance.

Nous avons également simulé le transport d'un faisceau dans des conditions semblables à des conditions expérimentales dans deux LBE en phase de mise en service (IFMIF-LIPAc et MYRRHA) en considérant les effets de quatre interactions, dont seulement une seule avait été prise en compte dans les études antérieures. Le régime transitoire de l'établissement de la compensation de la charge d'espace ainsi que l'état stationnaire ont été observés. On retiendra particulièrement que l'émission d'électrons secondaires par interaction du faisceau sur les parois de la ligne a des conséquences sensibles sur la diminution du temps de compensation.

Nous avons également évalué l'impact d'un diagnostic tel qu'un émittancemètre sur la mesure qu'il délivre du fait de la modification de la compensation à son voisinage. En comparant quantitativement nos simulations avec des mesures effectuées auprès des LBE que nous avons considérées, nous avons constaté que même si une marge d'amélioration existe afin de s'approcher un peu plus des données expérimentales, nous parvenons néanmoins à com-

prendre une grande partie des phénomènes et de la physique mis en jeu lors d'un transport de faisceau en régime de compensation de charge d'espace. Pour terminer, nous avons étudié les conséquences d'un hacheur (et de son temps de montée) sur le régime transitoire de la compensation de charge d'espace.

Toutefois, nous avons remarqué que nos résultats de simulation dépendaient fortement des conditions initiales et principalement de la distribution d'entrée du faisceau. Pour ce travail de thèse, nous avons soit utilisé un code différent pour simuler l'extraction de la source d'ions soit ajusté une distribution analytique sur des données expérimentales. A l'avenir, il serait préférable d'intégrer le système d'extraction de la source d'ions à la simulation de la LBE. De plus, des données expérimentales de mesures d'émittance au plus près de la source d'ions ont été acquises très récemment sur les LBE d'IFMIF et FAIR et sont à présent disponibles. Elles permettraient entre autres de calibrer ces nouveaux modèles d'extraction de source.

Des études ont montré que les collisions coulombiennes entre les ions du faisceau et les électrons avaient une réelle importance dans l'étude de la compensation de charge d'espace et étaient sans doute à l'origine de la dépendance de la valeur d'émittance à la pression du gaz injecté. Nous n'avons pas considéré ce phénomène dans nos simulations mais pour la suite, il serait important de le prendre en compte pour évaluer son effet sur le taux de compensation en régime stationnaire.

Un autre champ d'investigation serait de simuler le transport des différentes espèces qui sont extraites de la source d'ions. Lors de ce travail, nous n'avons en effet considéré que le transport du faisceau d'intérêt, certes très majoritaire (90% en général), sans prendre en compte celui des ions moléculaires produits par la source ECR.

Pour terminer, il faudrait également intégrer la modélisation des premières sections du RFQ à la simulation de la ligne de basse énergie. En effet, cela permettrait de simuler l'injection du faisceau dans le RFQ et d'optimiser son adaptation dans celui-ci. Ainsi, il serait possible de prévoir plus précisément la transmission de faisceau que l'on peut attendre dans le RFQ . Le résultat du travail de cette thèse pourrait alors s'inscrire pleinement dans les modèles de dynamique de faisceau utilisés lors des phases de conception et de mise en service des accélérateurs.

Troisième partie

Annexes

Annexe A

Annexes du chapitre 1

A.1 Temps de fuite des particules non neutralisantes

On calcule dans cette partie le temps des ions produits par ionisation pour fuir le potentiel créé par un faisceau uniforme.

On définit par R le rayon du faisceau et par V la différence entre le potentiel sur l'axe ($r = 0$) et le potentiel sur le bord du faisceau ($r = R$). D'après les expressions (1.23), le champ électrique produit par le faisceau en $r < R$ est :

$$E_r(r) = \frac{2V}{R^2} r \tag{A.1}$$

La seconde loi de Newton nous fait écrire que :

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{q}{m} \frac{2V}{R^2} r \tag{A.2}$$

En supposant que les particules sont créées sans vitesse initiale, l'expression de l'évolution de la position radiale d'une particule s'écrit :

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{q}{m} \frac{2V}{R^2} r \tag{A.3}$$

Et dont la solution est :

$$r(t) = R \exp\left(t \sqrt{\frac{q}{m} \frac{2V}{R^2}} \right) \tag{A.4}$$

Le temps requis pour une particule créée en r pour fuir radialement le faisceau est :

$$t = \frac{\ln(R/r)}{\sqrt{\frac{q}{m}\frac{2V}{R^2}}} \tag{A.5}$$

On remarque que plus les particules sont créées proches de l'axe et plus leur temps de fuite est important. On notera également que plus le faisceau est compensé et plus la variable V tend vers zéro, ce qui ralentit donc la fuite des particules non neutralisantes.

Annexe B

Annexes du chapitre 6

B.1 Transport du faisceau avec la ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF

B.1.1 Ionisation du gaz par le faisceau

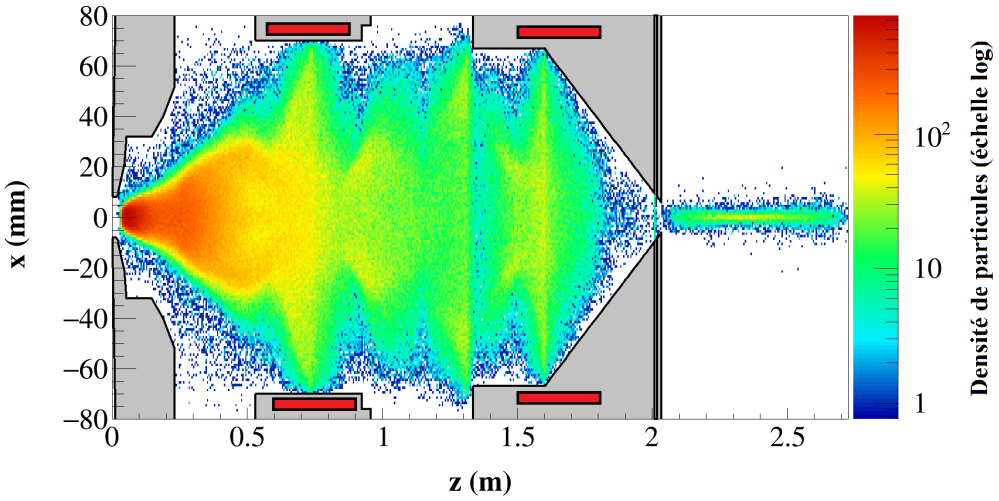


FIGURE B.1 – Distribution des électrons à t = 2,0 μs

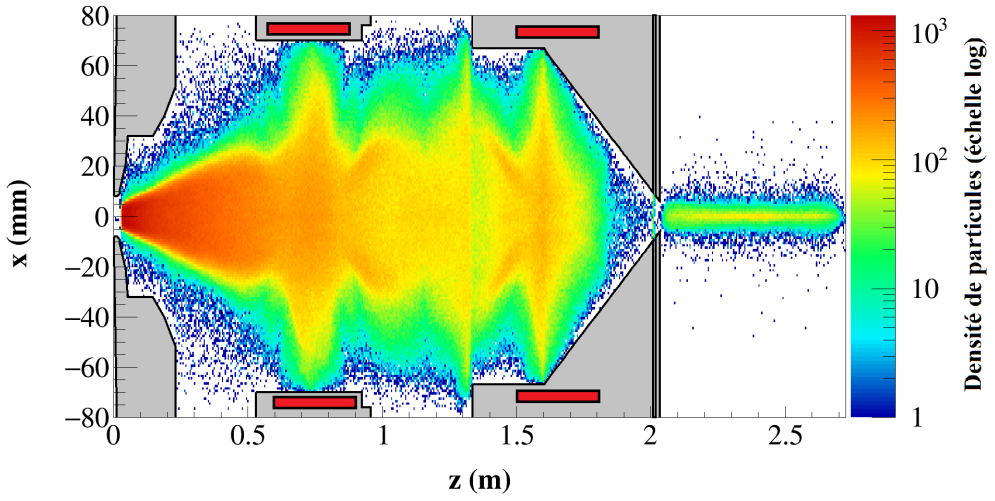


FIGURE B.2 – Distribution des électrons à t = 5,0 μs

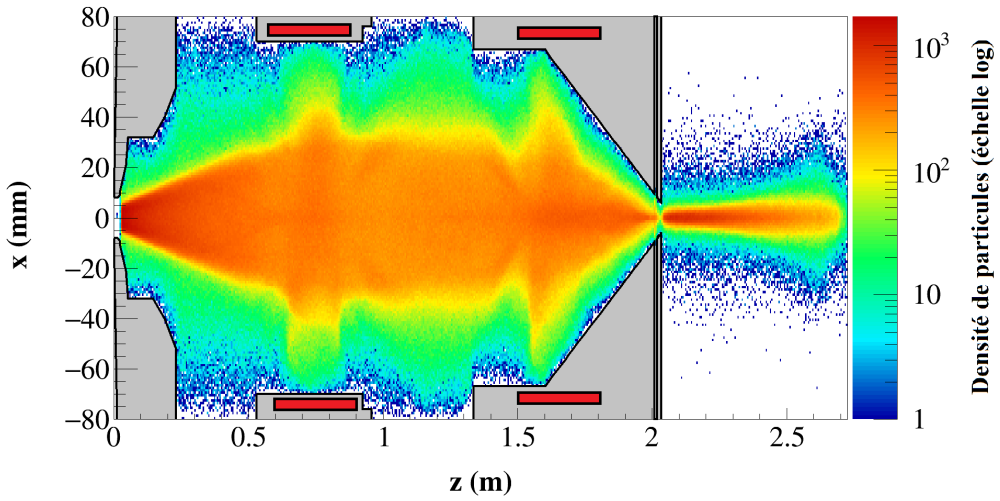


FIGURE B.3 – Distribution des électrons à t = 10,0 μs

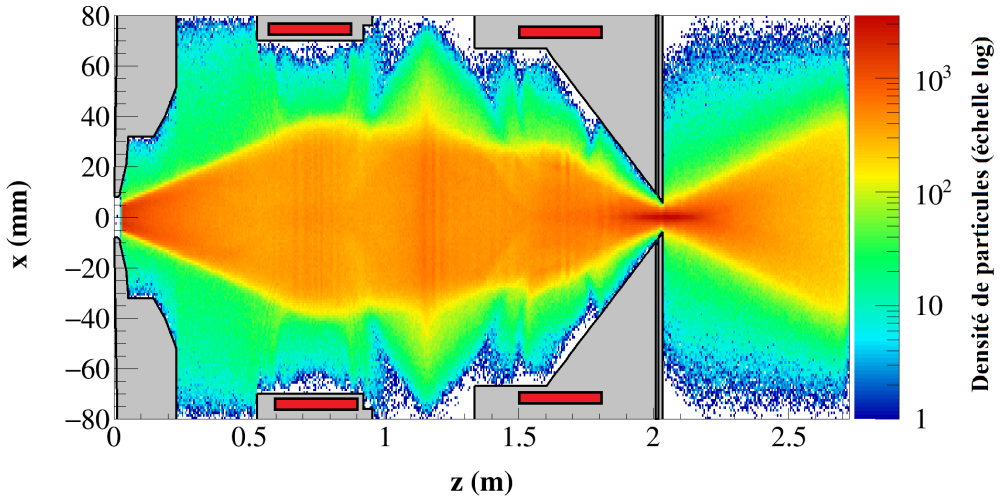


FIGURE B.4 – Distribution des électrons à t = 30,0 μs

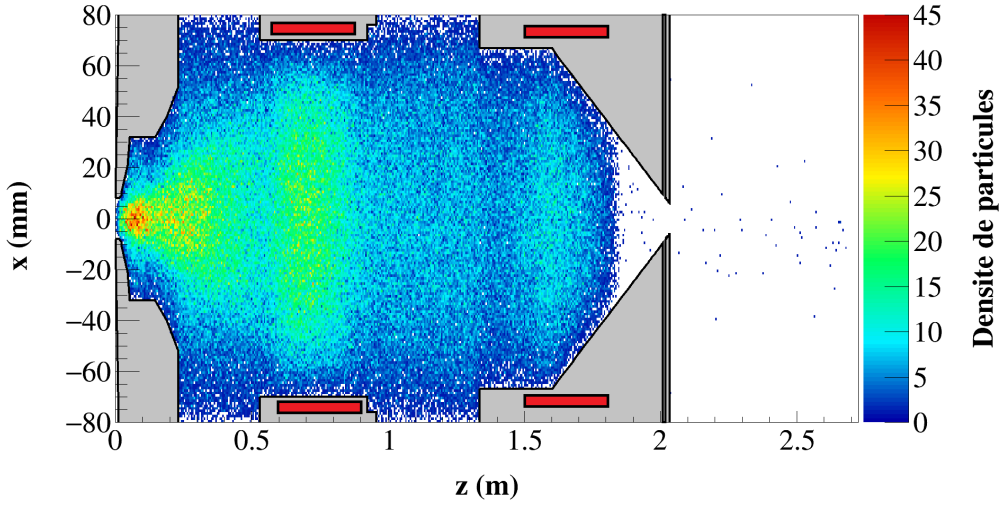


FIGURE B.5 – Distribution des ions D_2^+ à t = 2,0 μs

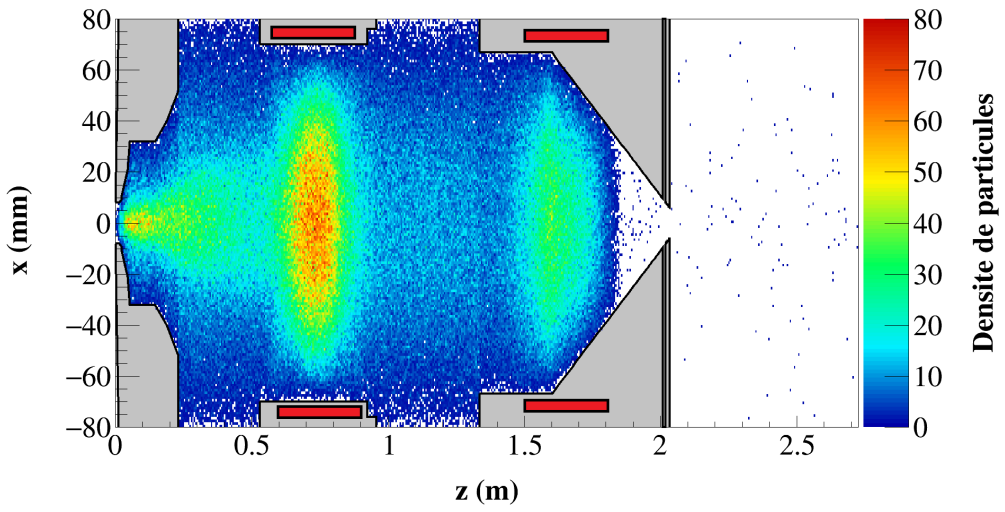


FIGURE B.6 – Distribution des ions D_2^+ à t = 5,0 μs

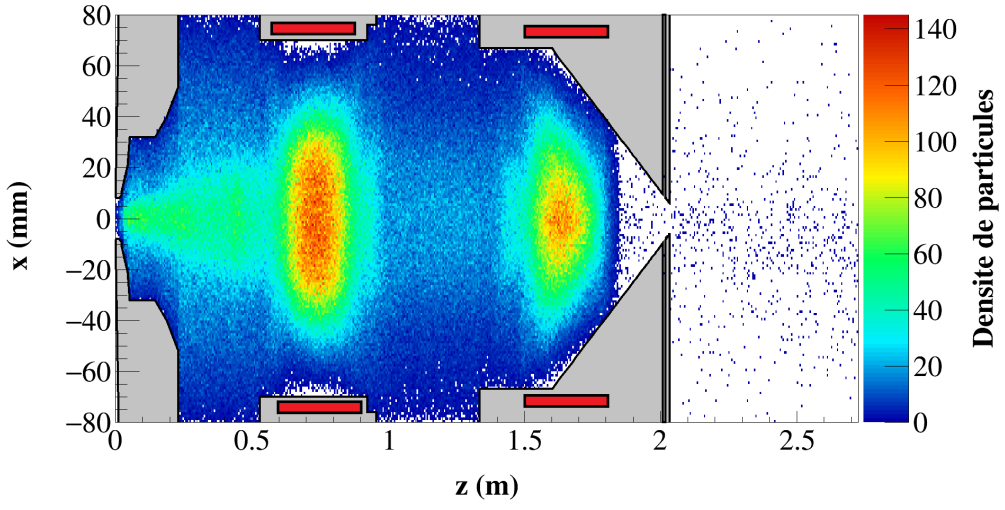


FIGURE B.7 – Distribution des ions D_2^+ à t = 10,0 μs

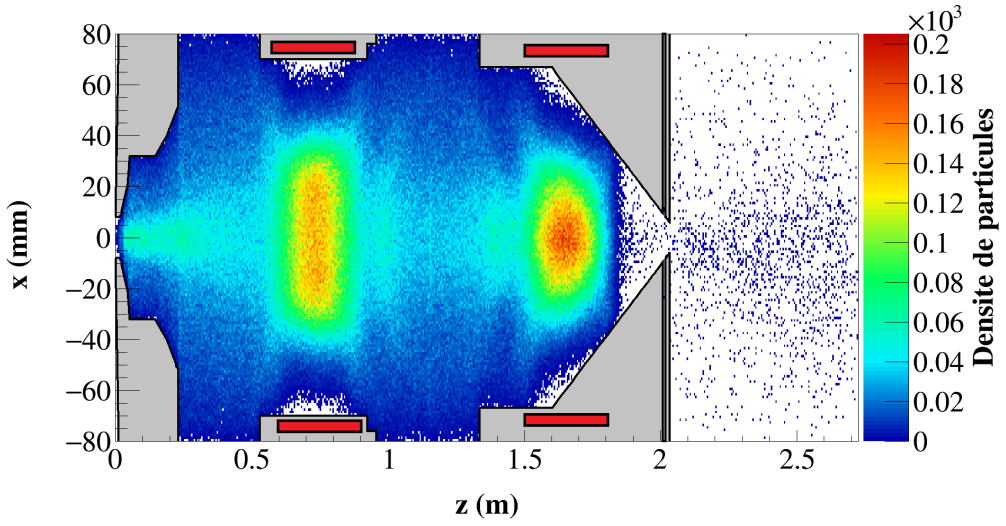


FIGURE B.8 – Distribution des ions D_2^+ à t = 30,0 μs

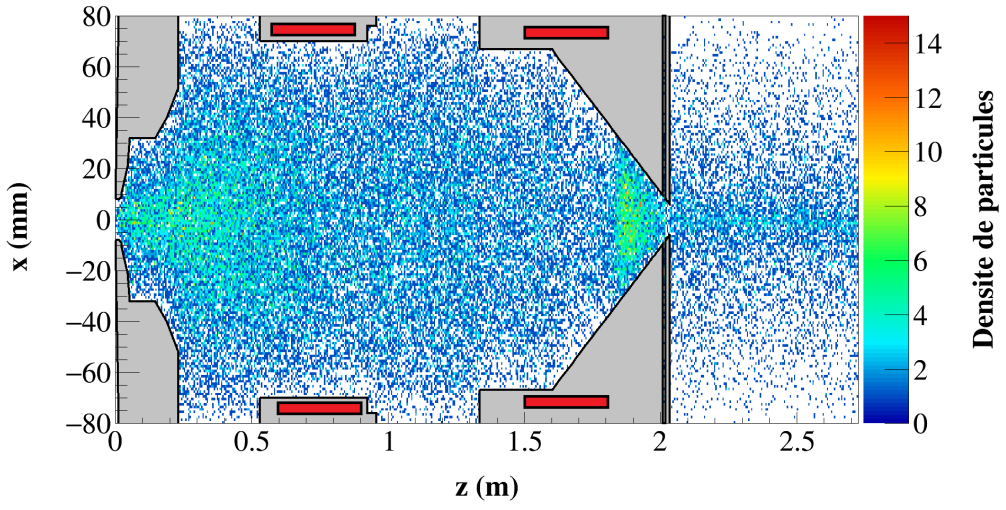


FIGURE B.9 – Distribution des ions Kr^+ à t = 2,0 μs

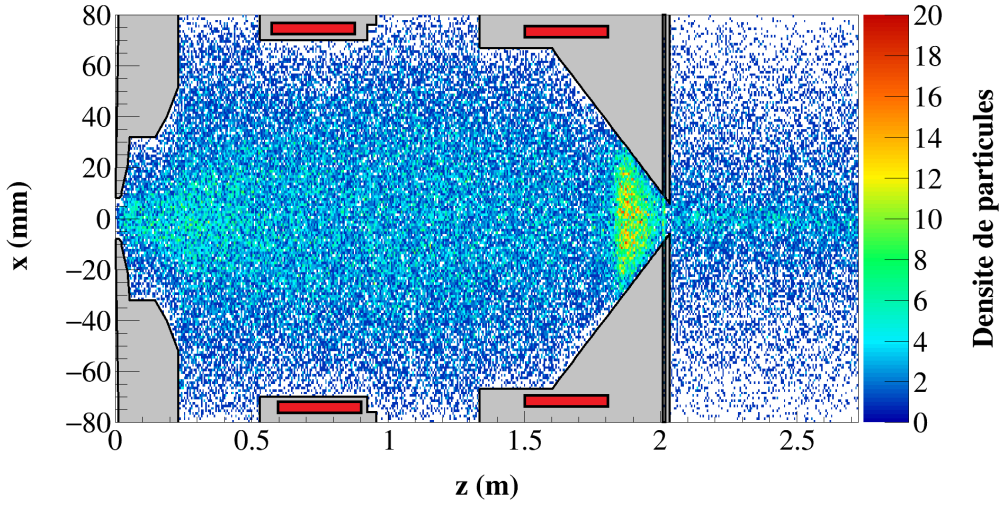


FIGURE B.10 – Distribution des ions Kr^+ à t = 5,0 μs

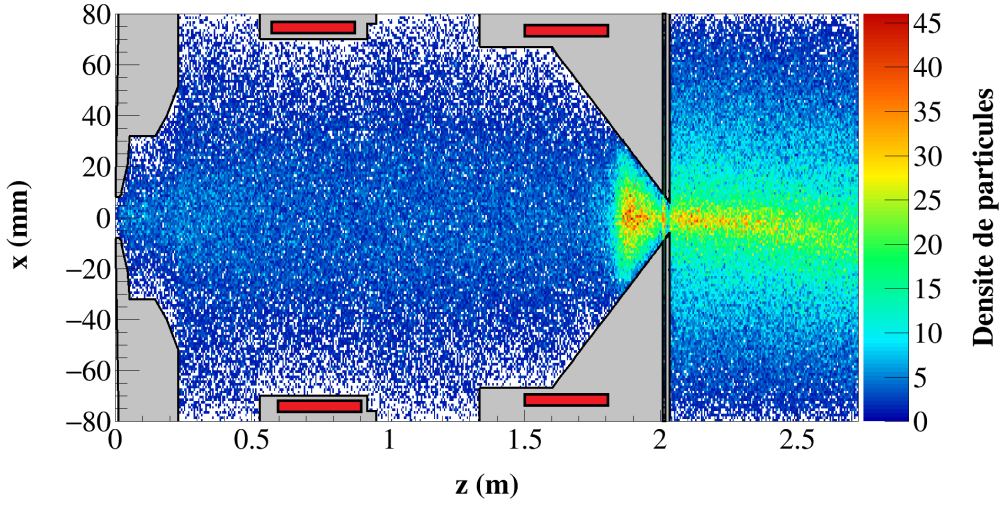


FIGURE B.11 – Distribution des ions Kr^+ à t = 10,0 μs

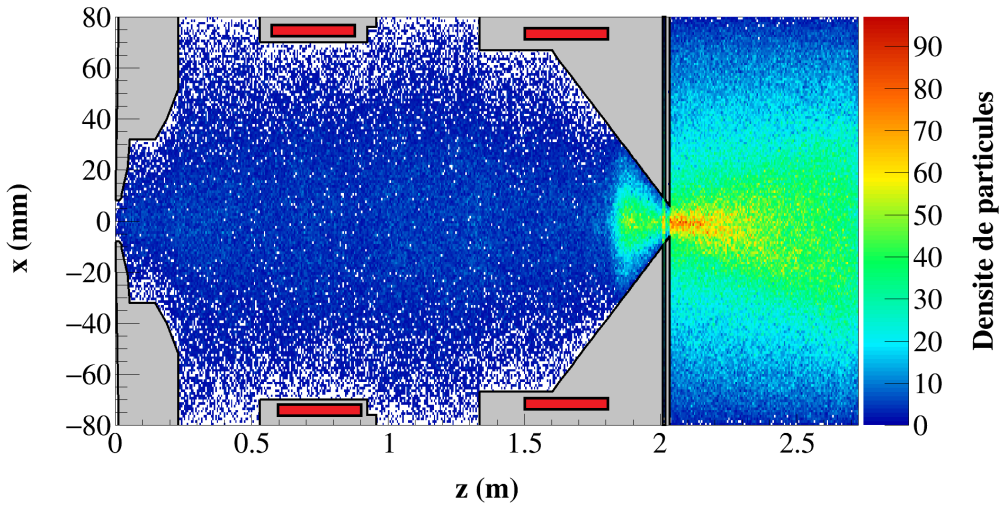


FIGURE B.12 – Distribution des ions Kr^+ à t = 30,0 μs

B.1.2 Emission d'électrons secondaires via l'interaction faisceau-parois

On représente aux mêmes instants que ceux qui ont été choisis au chapitre 6, les distributions des électrons secondaires.

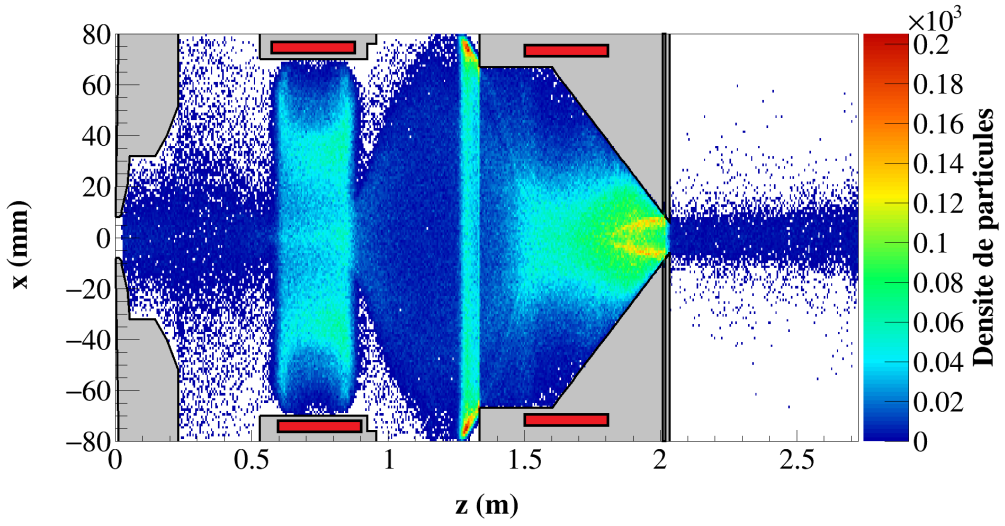


FIGURE B.13 – Distribution des électrons secondaires à t = 2,0 μs

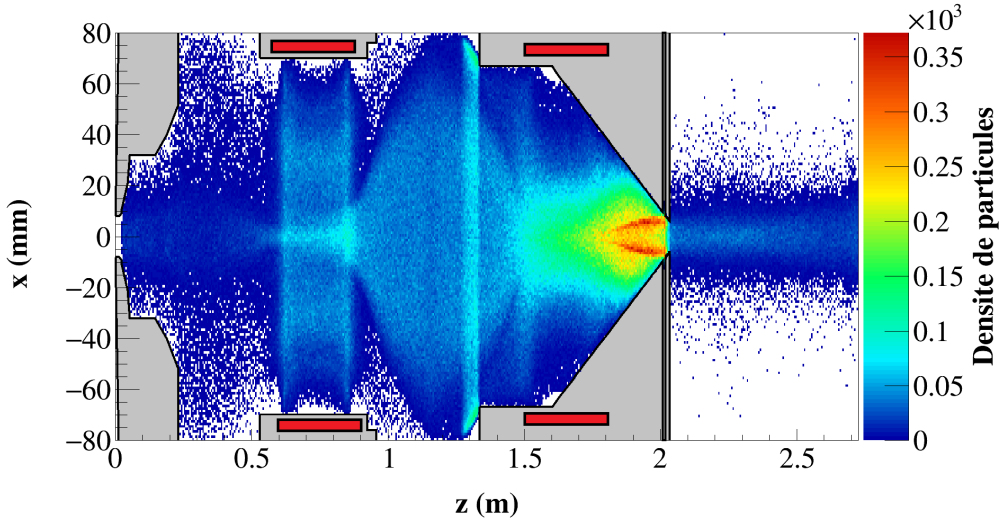


FIGURE B.14 – Distribution des électrons secondaires à t = 5,0 μs

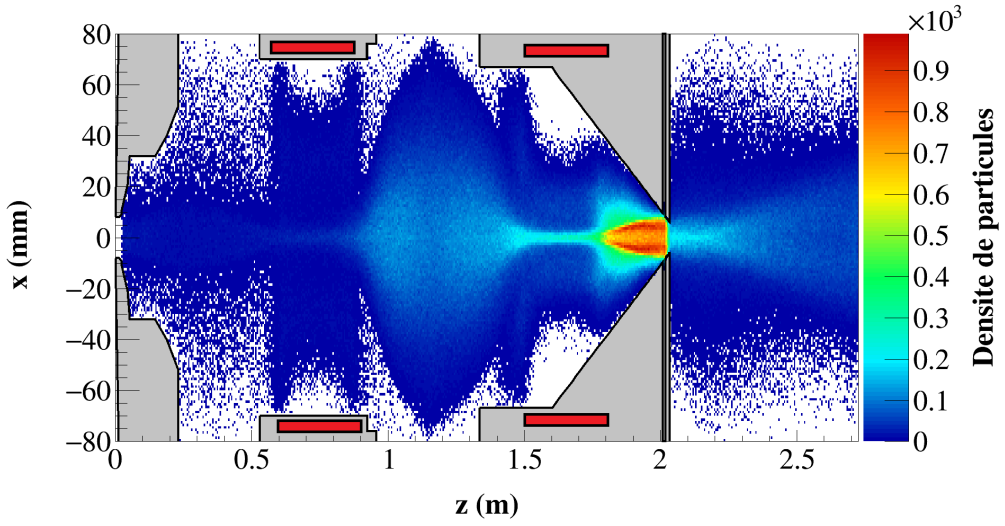


FIGURE B.15 – Distribution des électrons secondaires à t = 10,0 μs

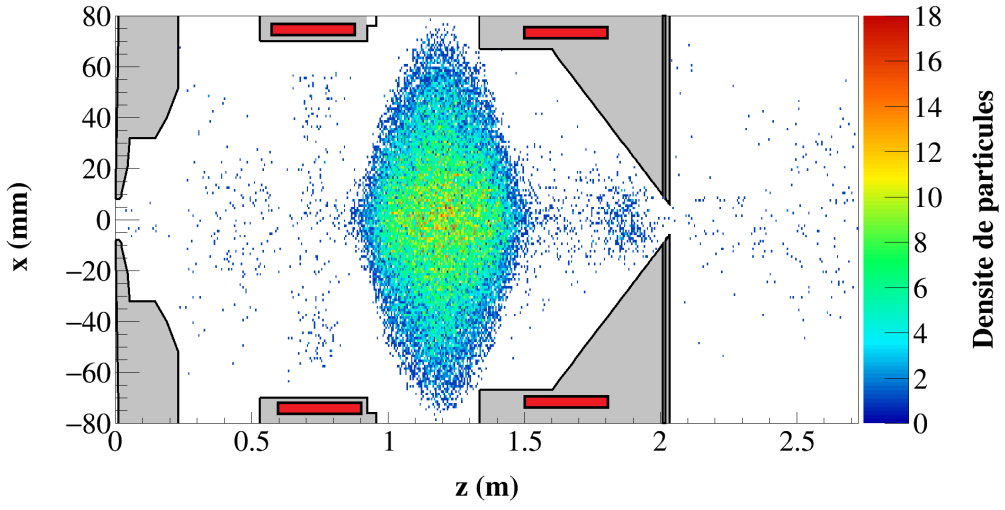


FIGURE B.16 – Distribution des électrons secondaires à t = 30,0 μs

B.2 Transport du faisceau avec la ligne basse énergie de l'accélérateur MYRRHA

Les conclusions dégagées au chapitre 7 pour la ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF peuvent être également appliquées au cas de la ligne basse énergie de l'accélérateur MYRRHA. Toutefois, le faisceau est beaucoup moins divergent que pour l'accélérateur IFMIF et la géométrie de la ligne étant très différente, les phénomènes sont beaucoup moins marqués. En effet, on diminuera progressivement le temps de compensation mais de manière beaucoup moins notable que pour IFMIF.

On représente ici les distributions de toutes les particules présentes dans la ligne, en considérant successivement les 4 mêmes réactions qu'au chapitre 7, les cartes de compensation et les valeurs d'émittance mesurées à $z_E = 1{,}42$ m, c'est-à-dire à la position de l'émittancemètre.

B.2.1 Ionisation du gaz par le faisceau

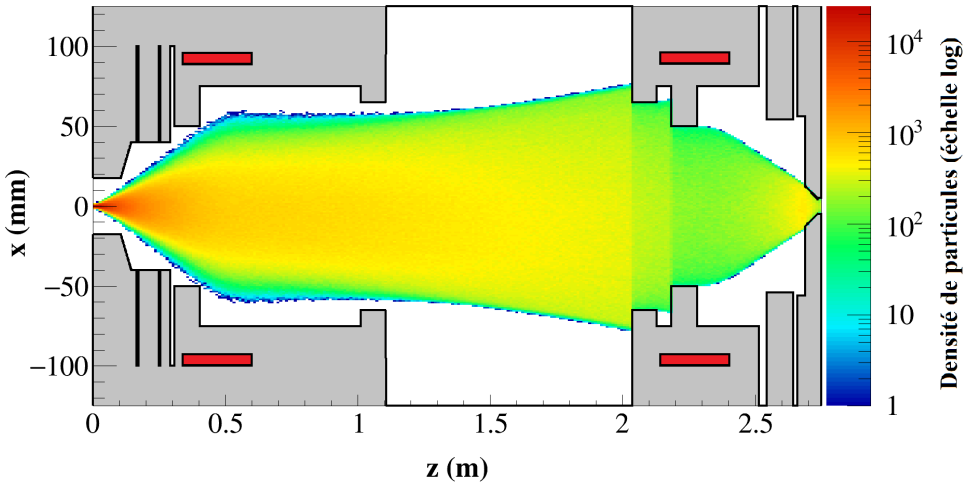


FIGURE B.17 – Distribution des protons à t = 2,0 μs

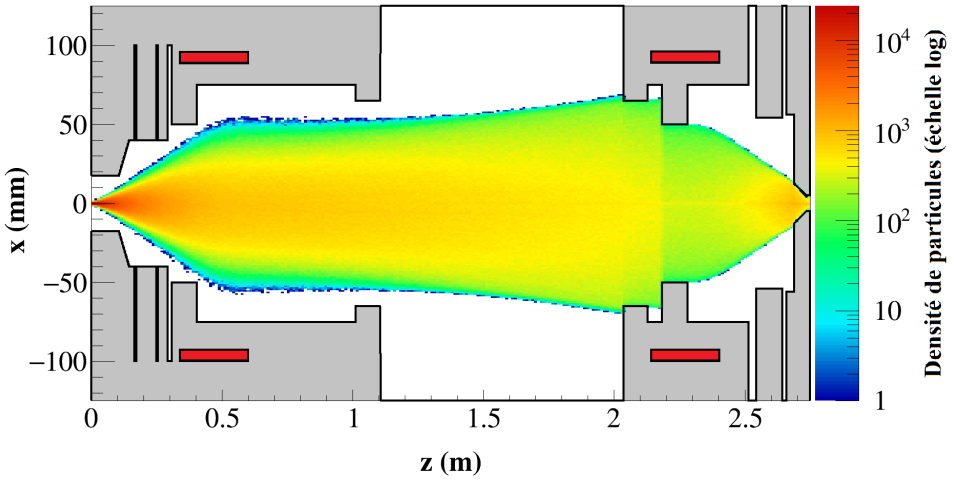


FIGURE B.18 – Distribution des protons à t = 10,0 μs

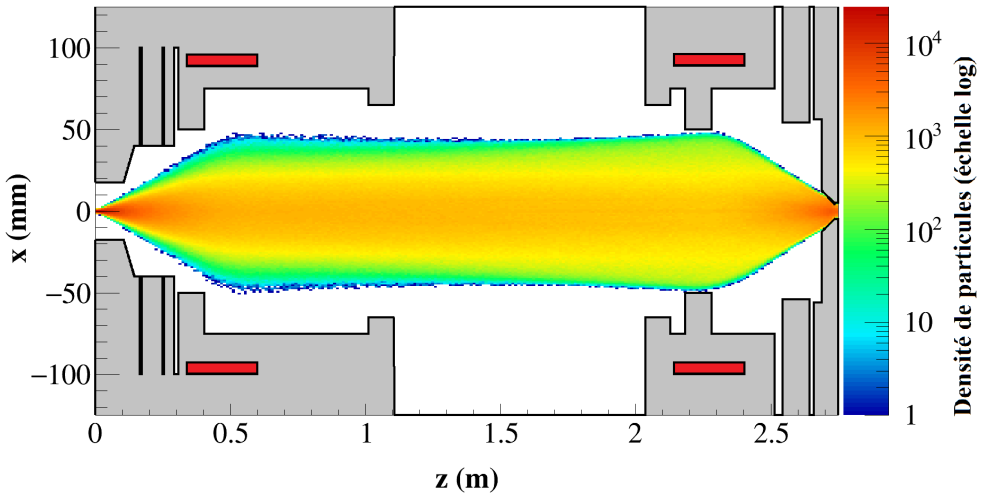


FIGURE B.19 – Distribution des protons à t = 20,0 μs

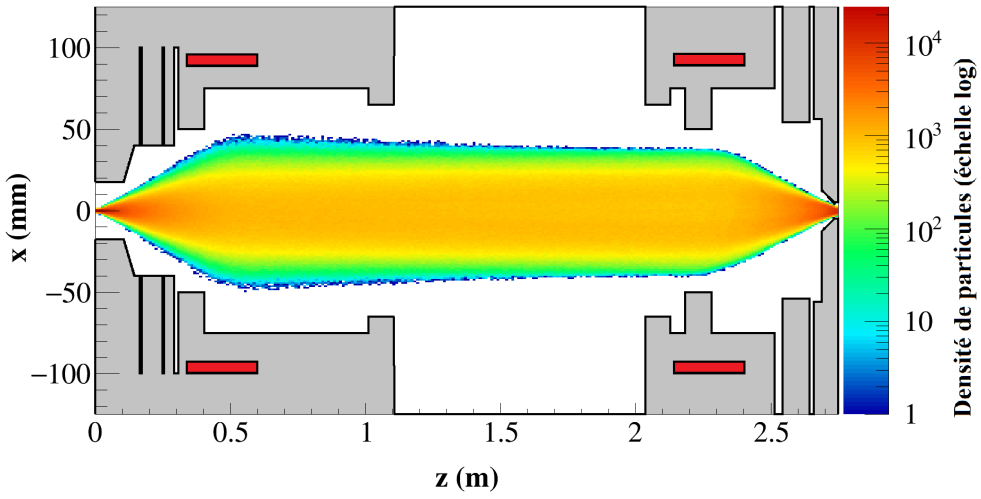


FIGURE B.20 – Distribution des protons à t = 40,0 μs

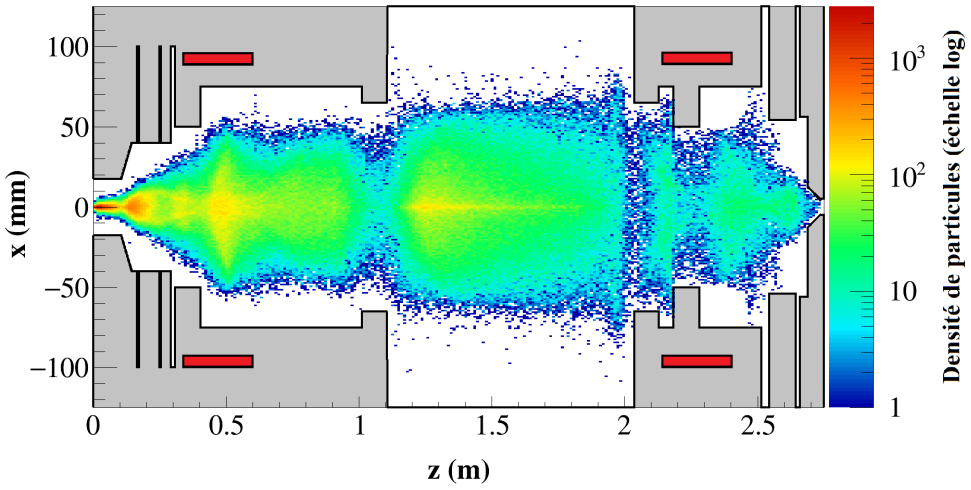


FIGURE B.21 – Distribution des électrons à t = 2,0 μs

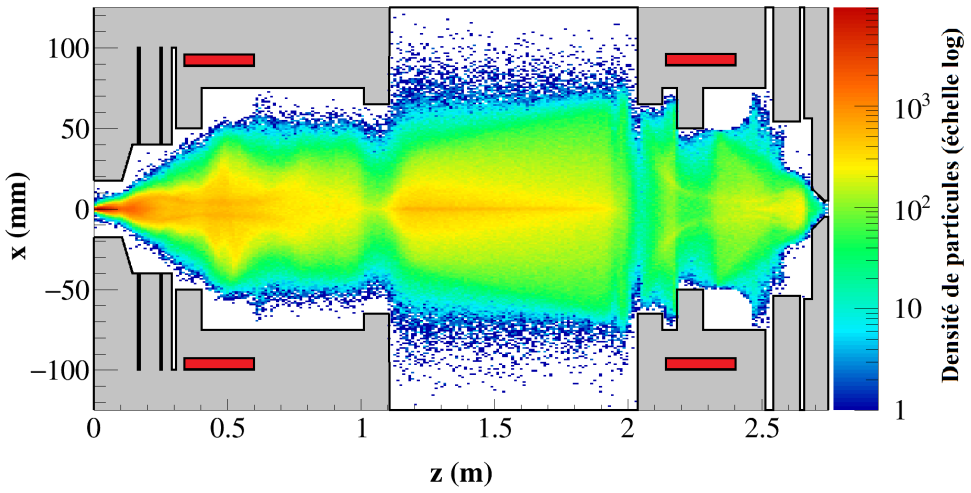


FIGURE B.22 – Distribution des électrons à t = 10,0 μs

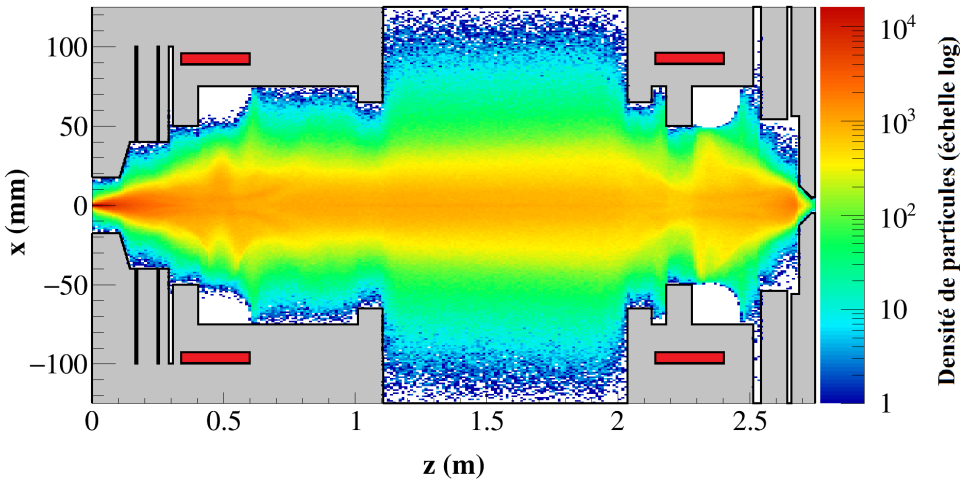


FIGURE B.23 – Distribution des électrons à t = 20,0 μs

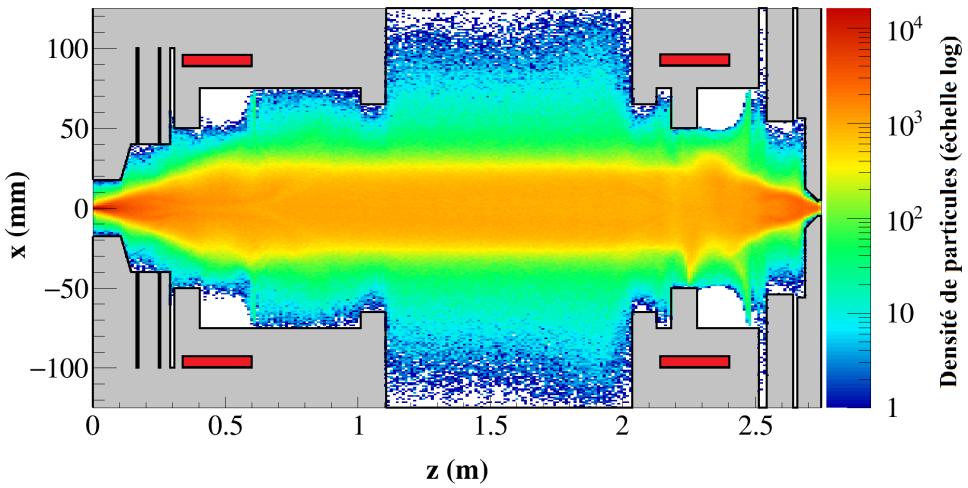


FIGURE B.24 – Distribution des électrons à t = 40,0 μs

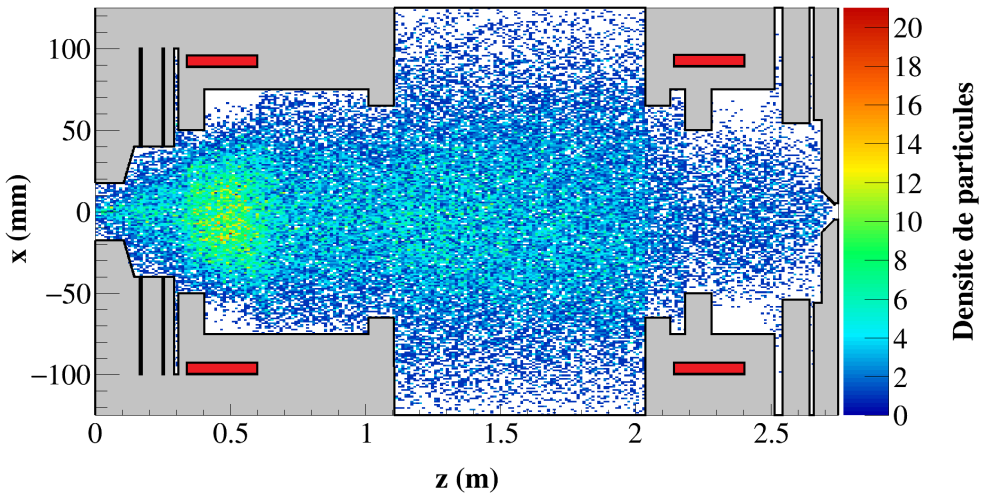


FIGURE B.25 – Distribution des ions H_2^+ à t = 2,0 μs

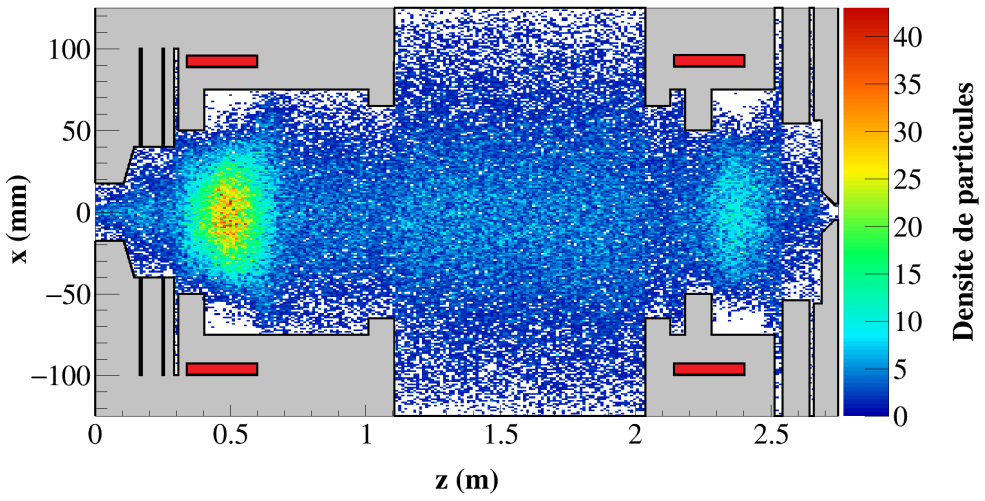


FIGURE B.26 – Distribution des ions H_2^+ à t = 10,0 μs

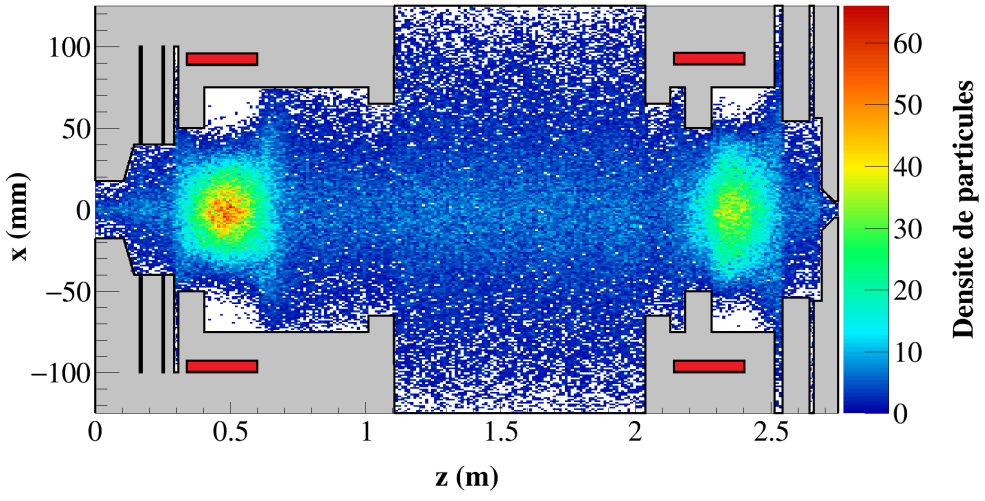


FIGURE B.27 – Distribution des ions H_2^+ à t = 20,0 μs

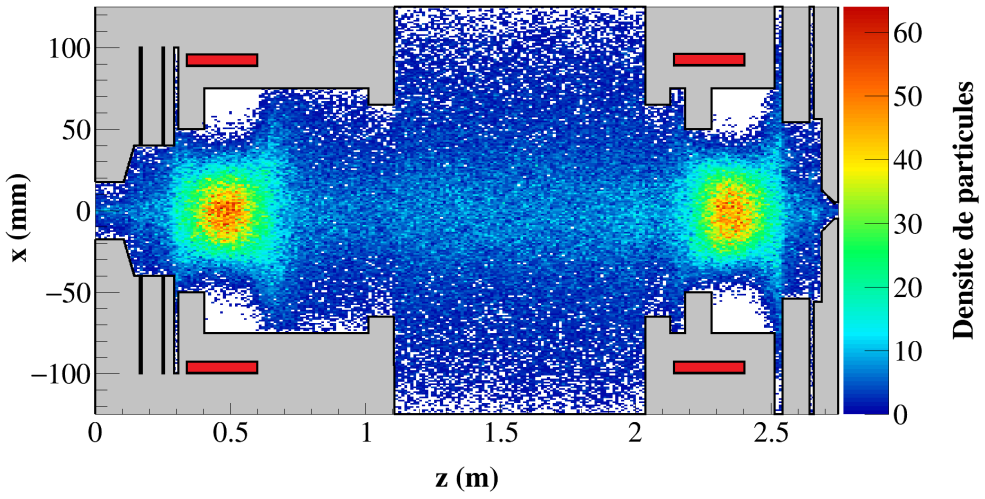


FIGURE B.28 – Distribution des ions H_2^+ à t = 40,0 μs

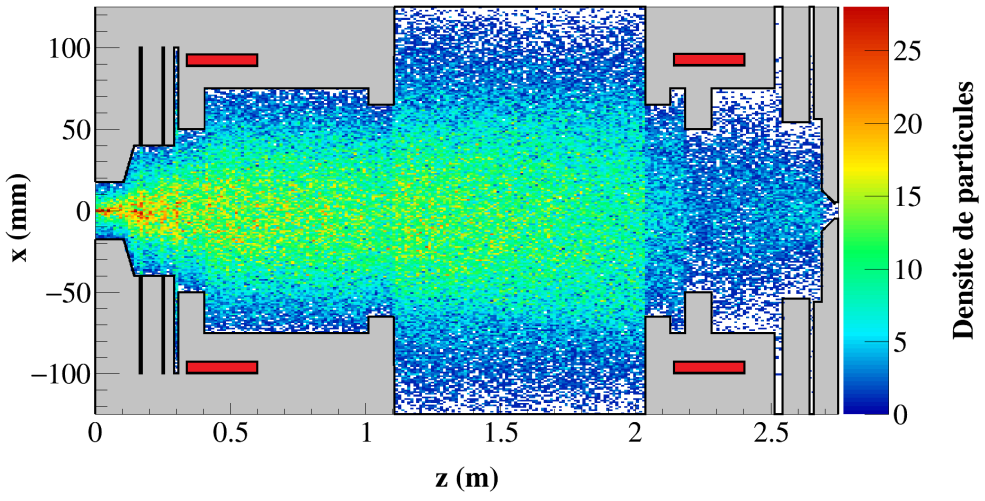


FIGURE B.29 – Distribution des ions Ar^+ à t = 2,0 μs

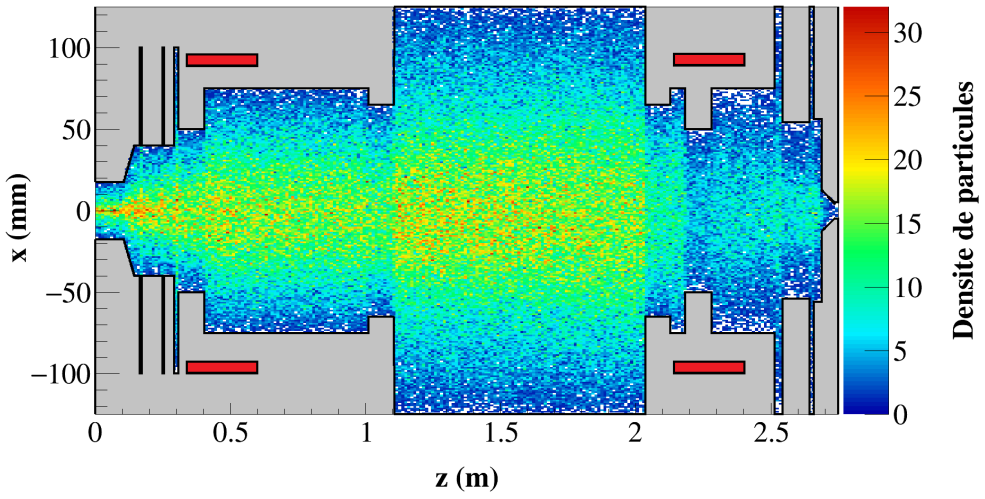


FIGURE B.30 – Distribution des ions Ar^+ à t = 10,0 μs

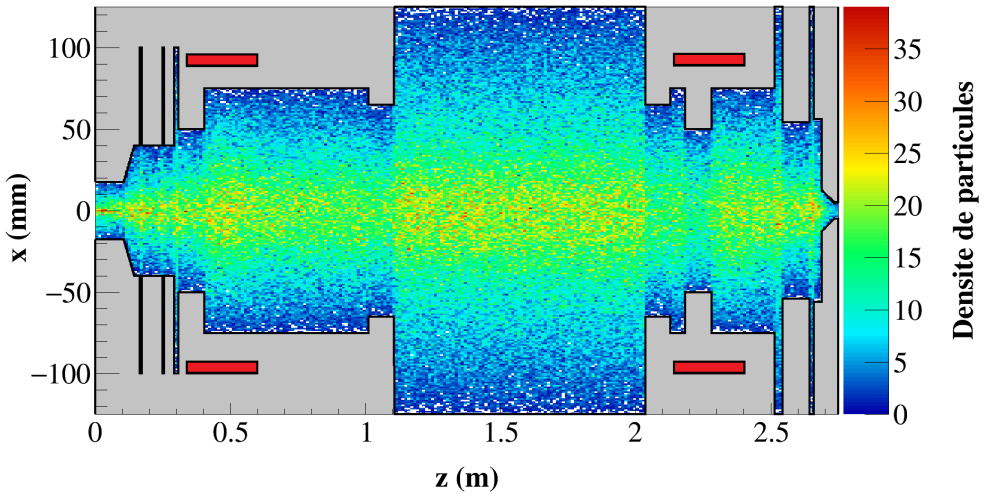


FIGURE B.31 – Distribution des ions Ar^+ à t = 20,0 μs

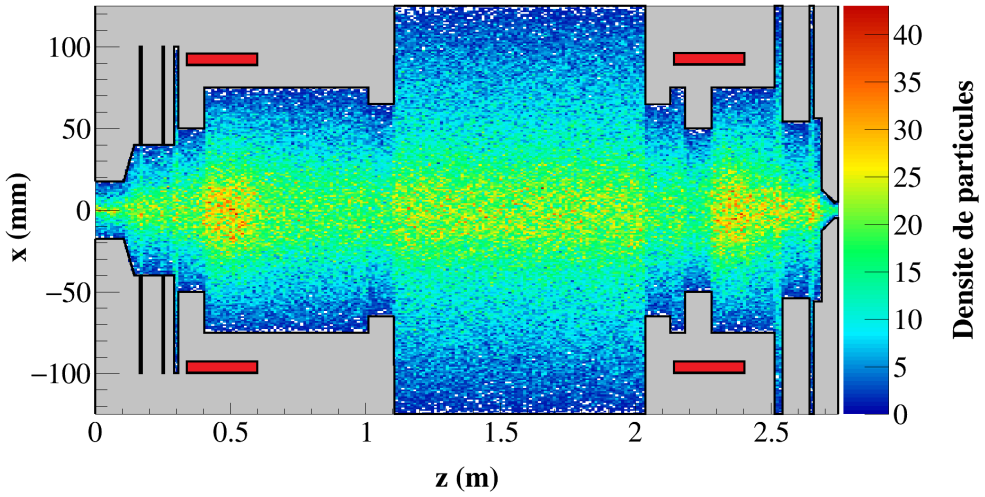


FIGURE B.32 – Distribution des ions Ar^+ à t = 40,0 μs

Le faisceau se focalise progressivement sous l'effet de la réduction de la force de charge d'espace. Les ions H_2^+ sont davantage confinés dans les solénoïdes que les ions Ar^+ en raison de leur plus faible masse.

On représente sur les figures B.33 à B.36 la carte de compensation à différents instants du transport.

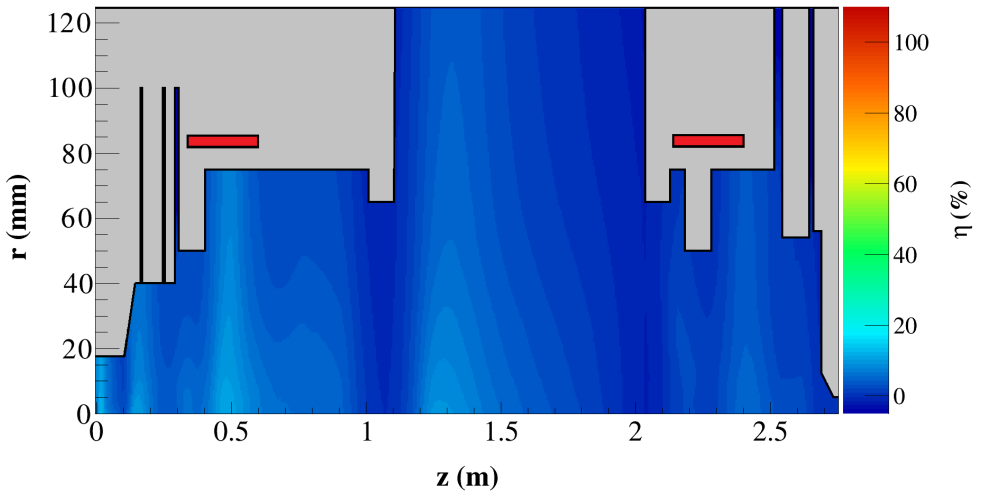


FIGURE B.33 – Carte de compensation à t = 2,0 μs

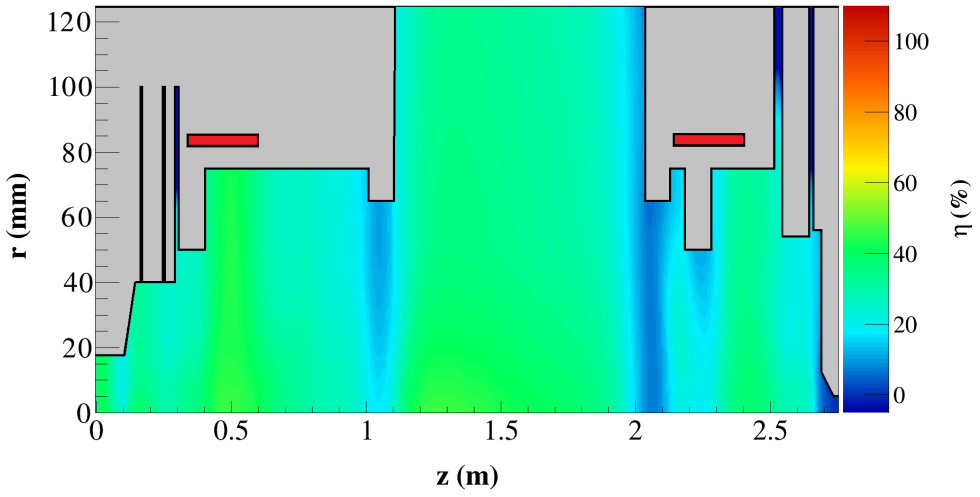


FIGURE B.34 – Carte de compensation à t = 10,0 μs

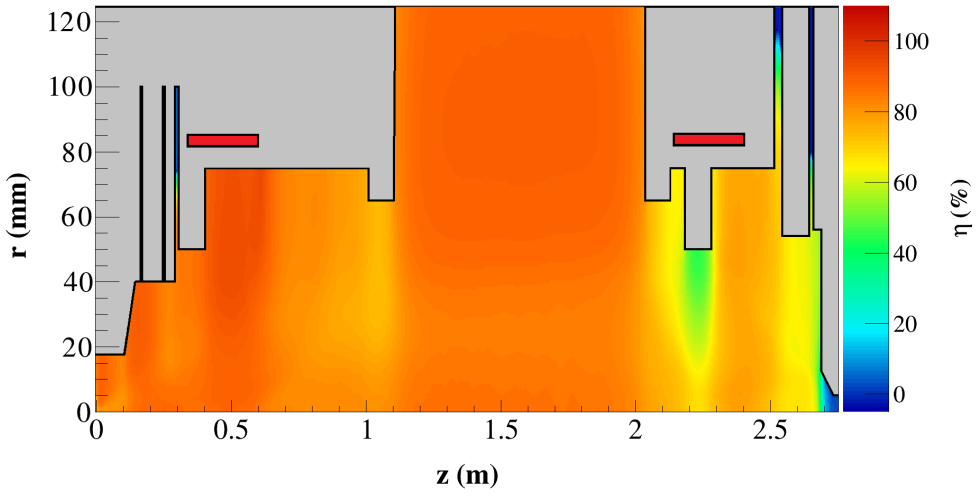


FIGURE B.35 – Carte de compensation à t = 20,0 μs

On représente sur la figure B.37 la variation temporelle de la valeur d'émittance mesurée en z_E. On en déduit un temps de compensation de 31 μs. L'émittance diminue sous l'effet de la compensation de charge d'espace jusqu'à une valeur stationnaire. Le schéma de la courbe est différent ici de celui de l'émittance mesurée sur la ligne IFMIF car on mesure ici l'émittance avant le cône d'injection.

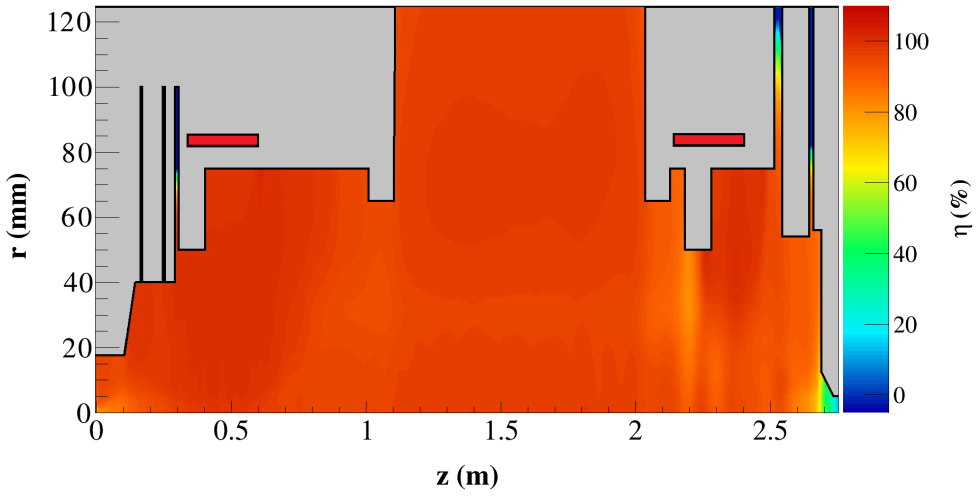


FIGURE B.36 – Carte de compensation à t = 40,0 μs

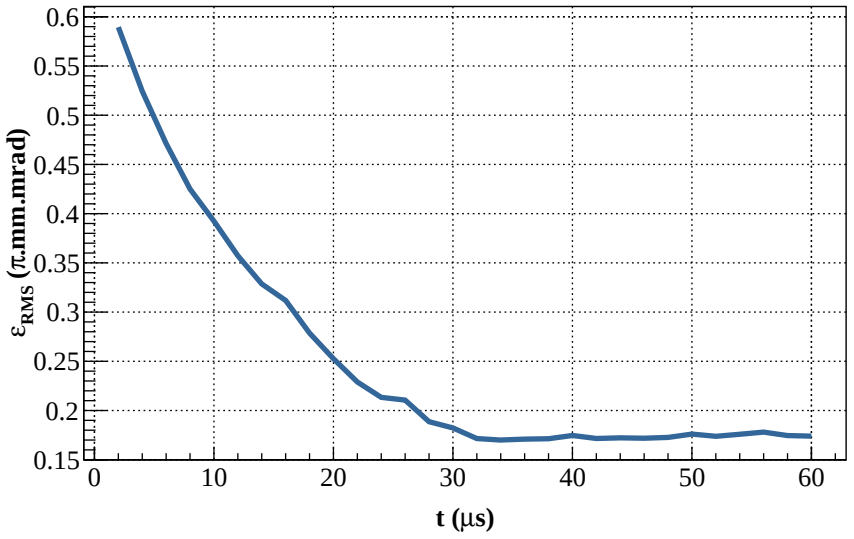


FIGURE B.37 – Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E

B.2.2 Emission d'électrons secondaires via l'interaction faisceau-parois

On représente aux mêmes instants que ceux qui ont été choisis au chapitre 6, les distributions des électrons secondaires.

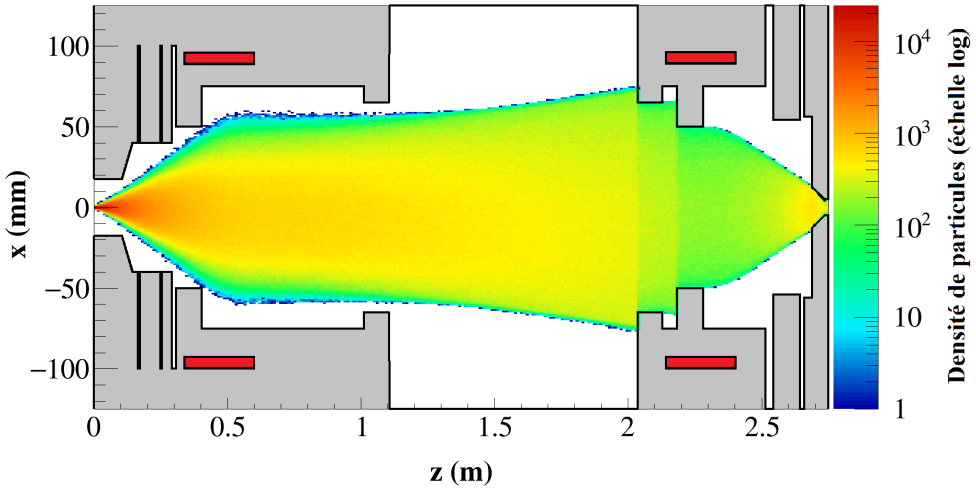


FIGURE B.38 – Distribution des protons à t = 2,0 μs

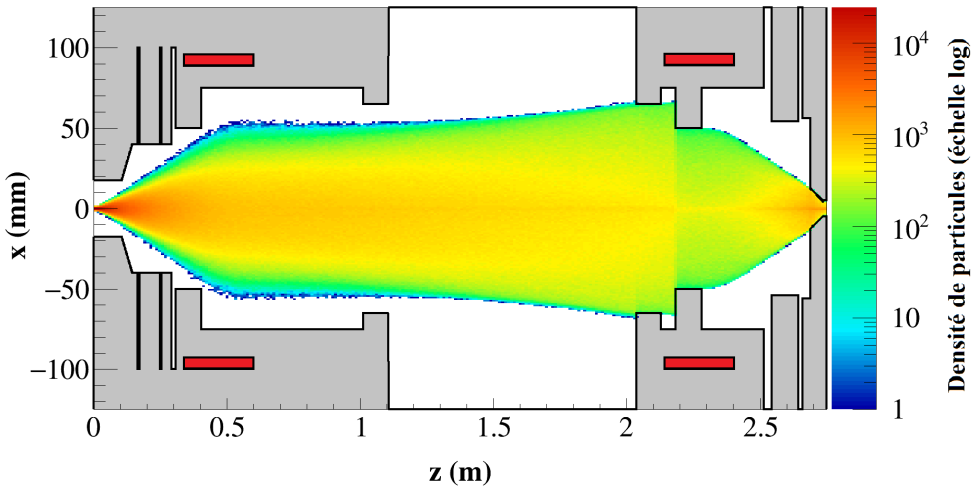


FIGURE B.39 – Distribution des protons à t = 10,0 μs

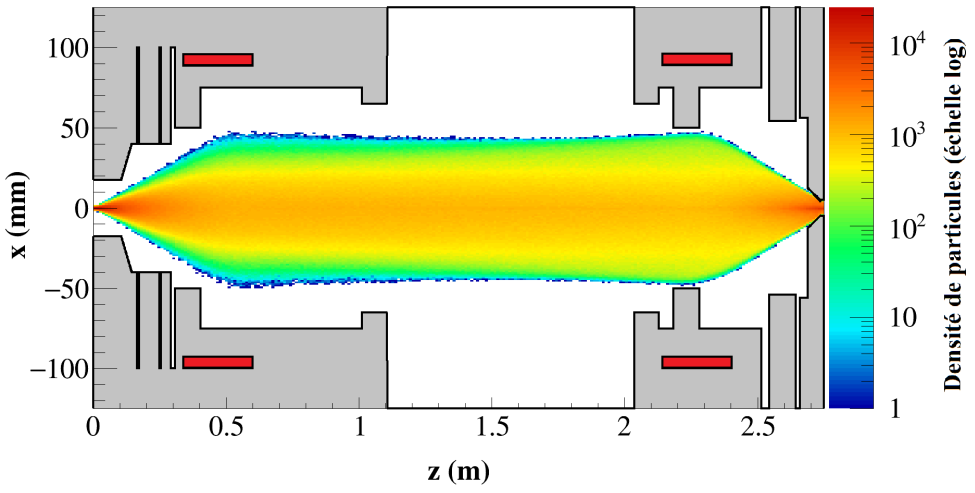


FIGURE B.40 – Distribution des protons à t = 20,0 μs

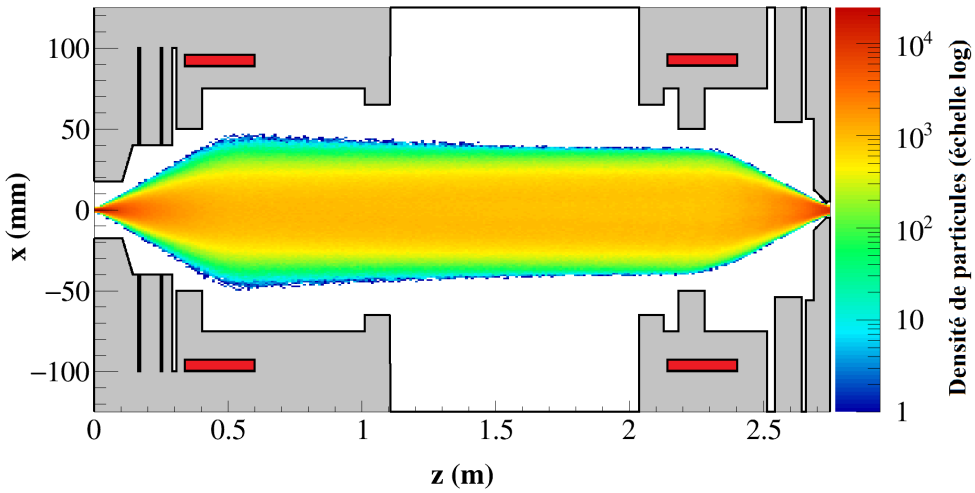


FIGURE B.41 – Distribution des protons à t = 40,0 μs

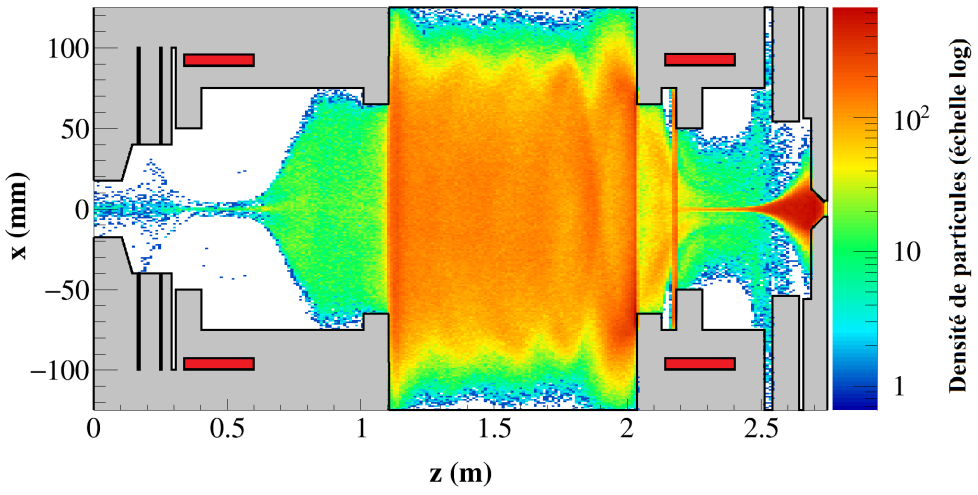


FIGURE B.42 – Distribution des électrons secondaires à t = 2,0 μs

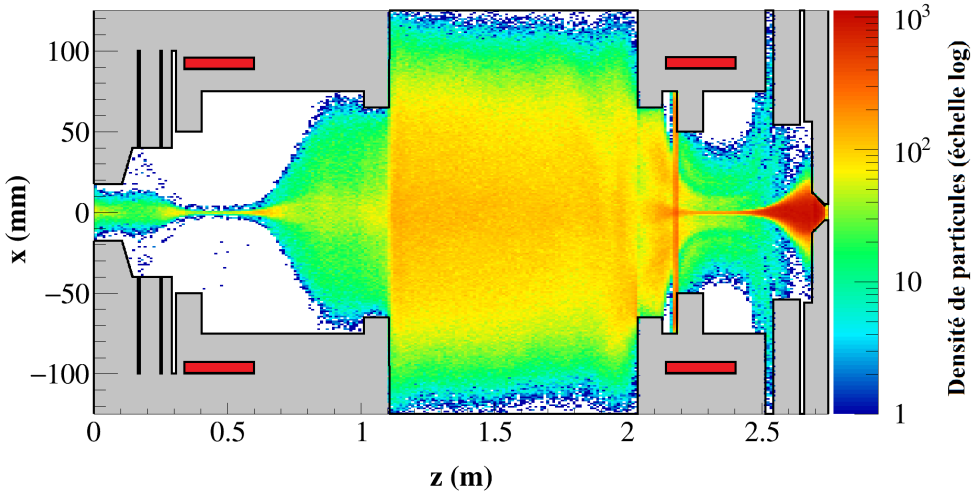


FIGURE B.43 – Distribution des électrons secondaires à t = 10,0 μs

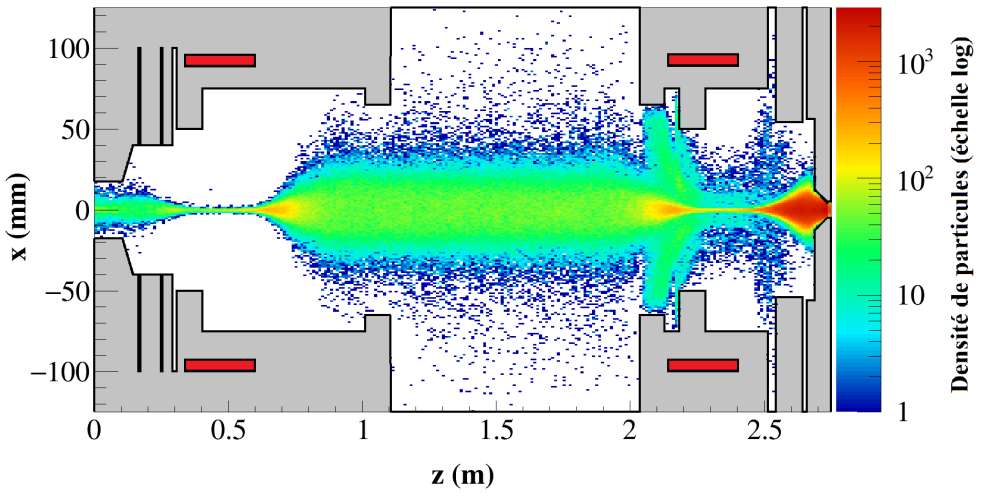


FIGURE B.44 – Distribution des électrons secondaires à t = 20,0 μs

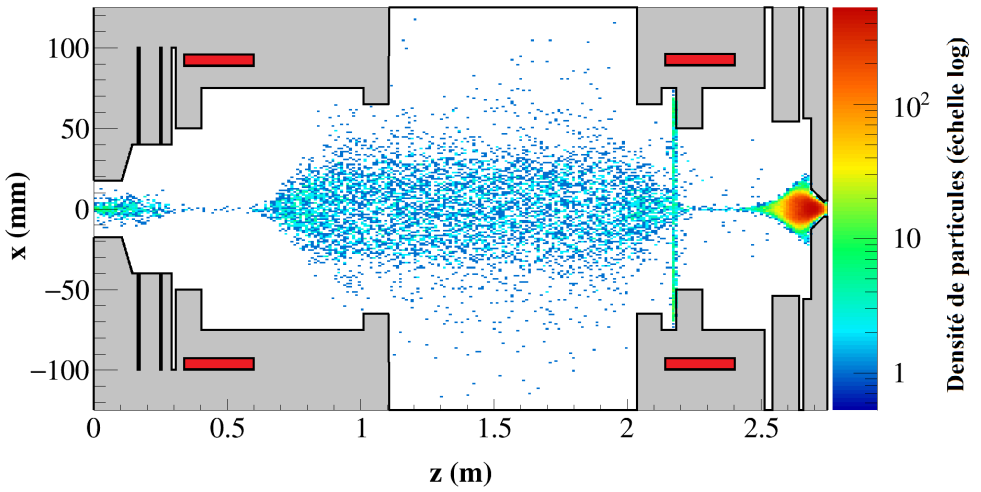


FIGURE B.45 – Distribution des électrons secondaires à t = 40,0 μs

On représente sur les figures B.46 à B.49 les cartes de compensation aux même instants du transport.

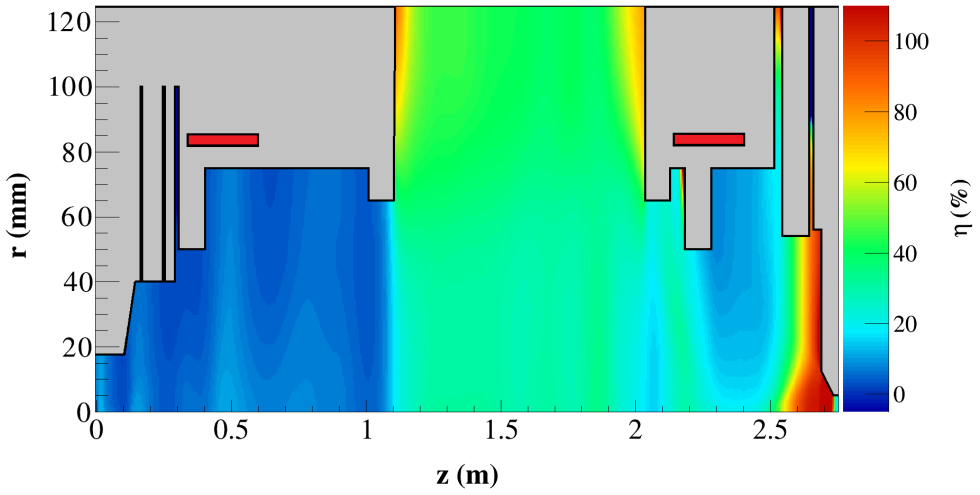


FIGURE B.46 – Carte de compensation à t = 2,0 μs

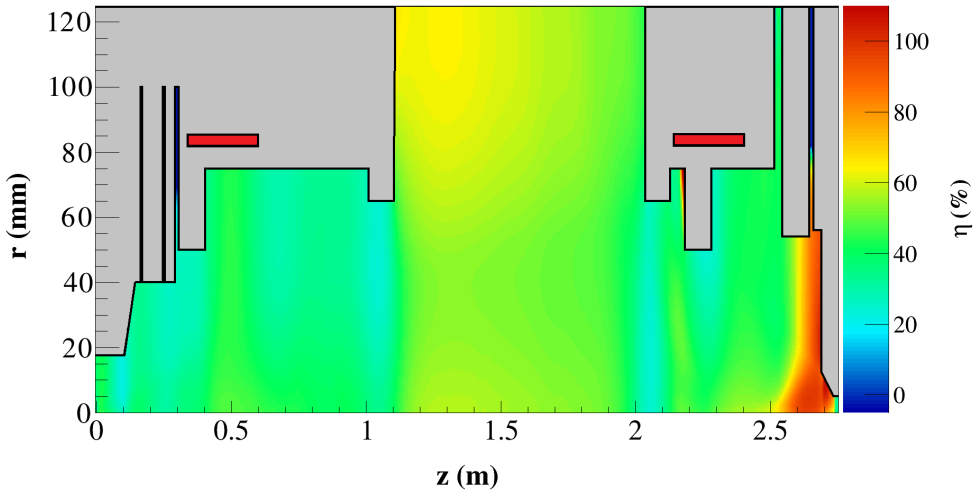


FIGURE B.47 – Carte de compensation à t = 10,0 μs

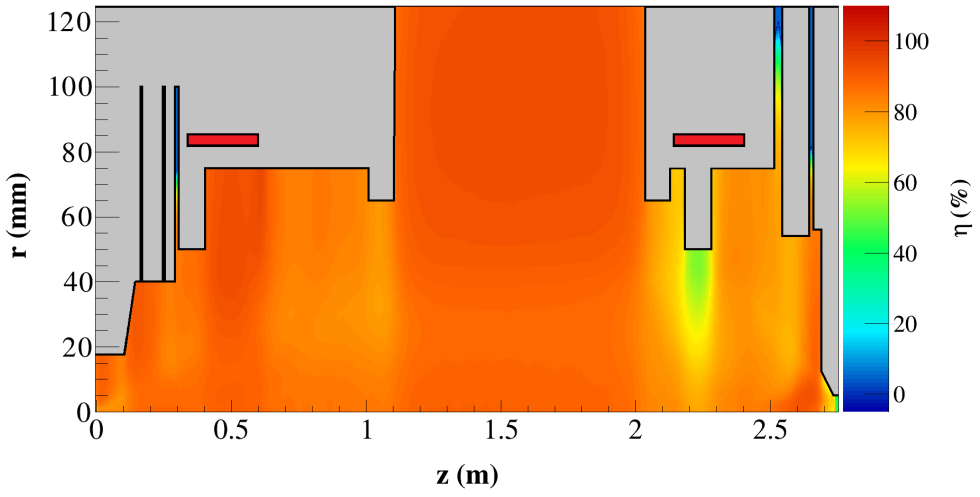


FIGURE B.48 – Carte de compensation à t = 20,0 μs

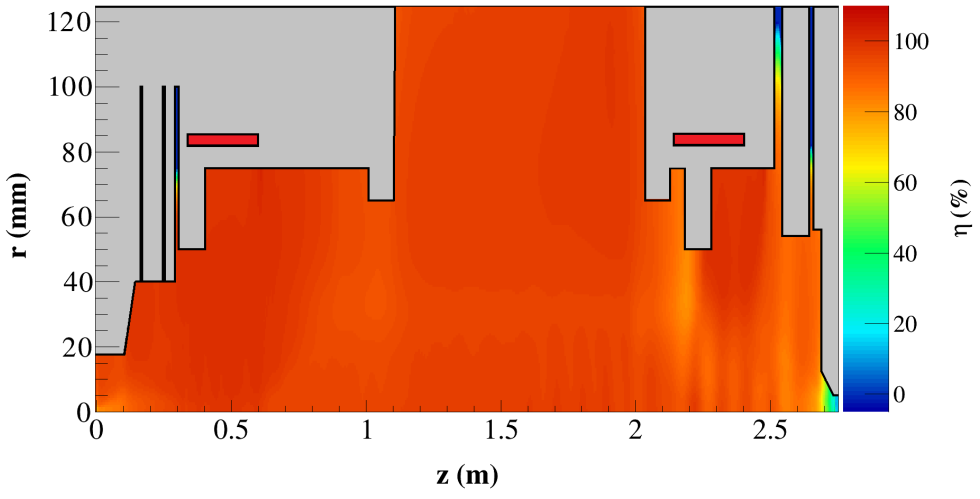


FIGURE B.49 – Carte de compensation à t = 40,0 μs

On représente sur la figure B.50 la variation temporelle de la valeur d'émittance mesurée en z_E. On en déduit un temps de compensation de 28 μs. On diminue ainsi le temps de compensation de 10 %.

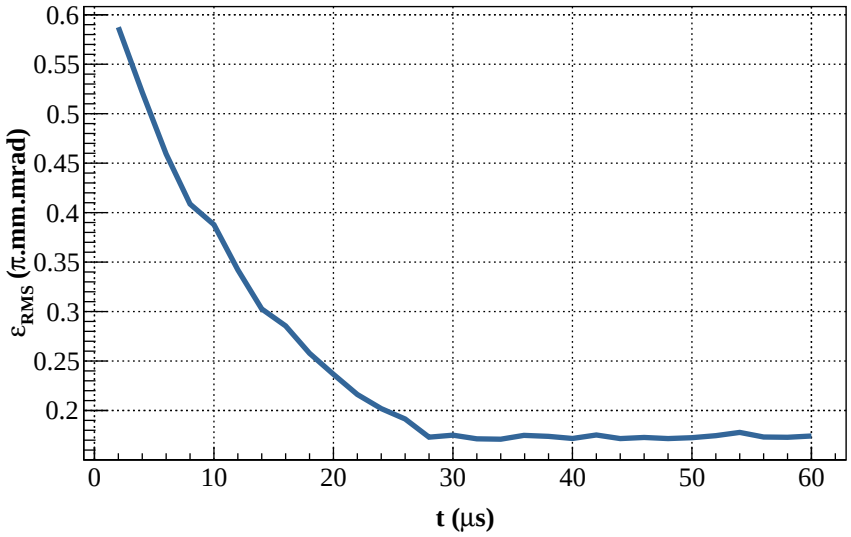


FIGURE B.50 – Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E

Pour le cas de la ligne MYRRHA également, l'apport des électrons secondaires diminue le temps de compensation.

Le nombre d'électrons secondaires diminue aussi, pour les mêmes raisons que pour l'étude de la ligne basse énergie de l'accélérateur IFMIF.

B.2.3 Ionisation secondaire

On considère les réactions B.1 et B.2.

$$e^- + H_2 \rightarrow e^- + H_2^+ + e^- \tag{B.1}$$

$$e^- + Ar \rightarrow e^- + Ar^+ + e^- \tag{B.2}$$

On représente sur la figure B.51 la variation temporelle de la valeur d'émittance mesurée en z_E. On en déduit un temps de compensation de 26 μs.

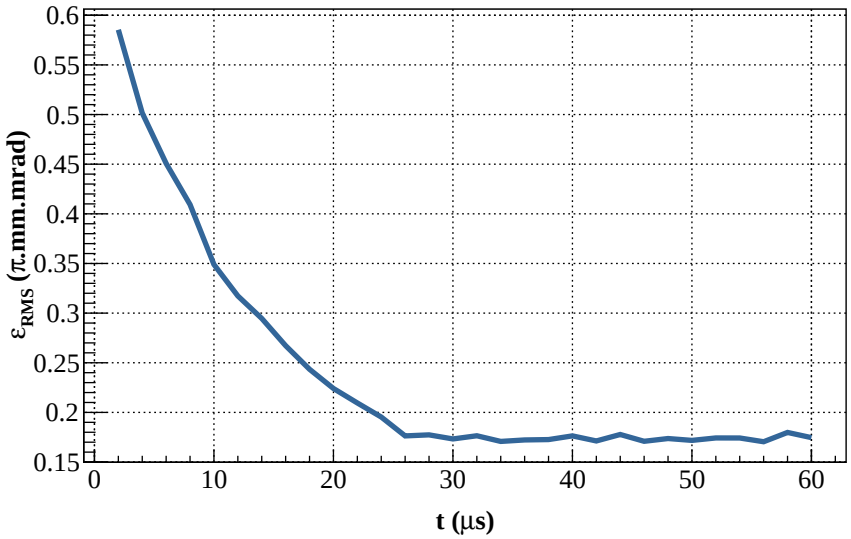


FIGURE B.51 – Evolution temporelle de l'émittance mesurée en z_E

Pour le cas de la ligne MYRRHA, l'apport de l'ionisation du gaz par les électrons diminue le temps de compensation de 8 % en considérant ce phénomène.

B.2.4 Echange de charge

On considère maintenant les réactions (B.3) et (B.4).

$$H^+ + H_2 \rightarrow H + H_2^+ \tag{B.3}$$

$$H^+ + Ar \rightarrow H + Ar^+ \tag{B.4}$$

On représente sur la figure B.52 l'évolution temporelle du nombre d'ions du faisceau dans le cas précédent et dans le cas présent. On note une baisse du nombre d'ions sous l'effet de l'échange de charge ayant pour conséquence une réduction de l'intensité du faisceau de l'ordre de 3,5 %. Les valeurs d'émittances et les cartes de compensation sont identiques au cas précédent.

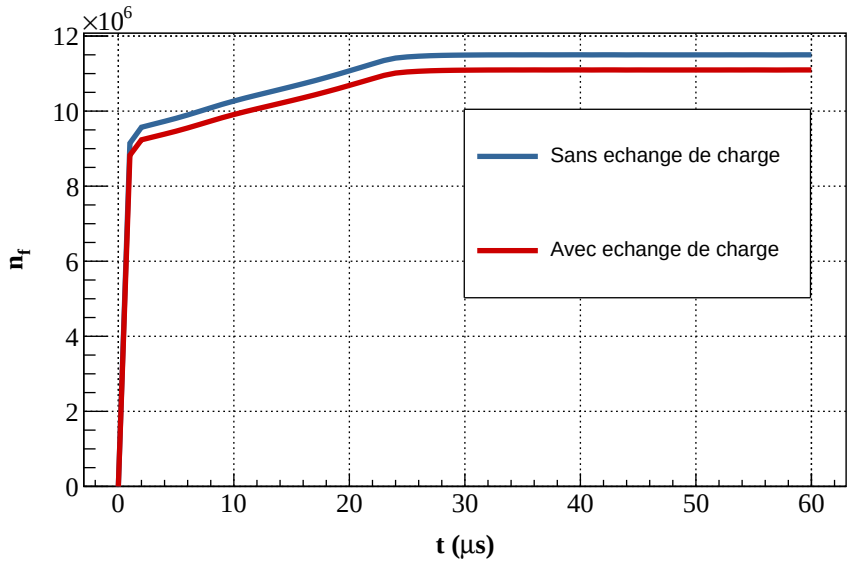


FIGURE B.52 – Evolution temporelle du nombre d'ions du faisceau

Avec le modèle issu de [62], on peut évaluer analytiquement la perte d'intensité du faisceau due à l'échange de charge. On a ainsi :

$$\tau_{H_2} = 98{,}8\% \tag{B.5}$$

$$\tau_{Ar} = 96{,}7\% \tag{B.6}$$

Ces deux valeurs sont en accord avec les résultats issus de simulation. Elles permettent également de constater que la majorité de la perte de l'intensité du faisceau est due à la présence de l'argon.

Annexe C

Annexes du chapitre 7

C.1 Calcul de l'erreur sur l'émittance expérimentale

L'incertitude pour la position est principalement dimensionnée pas l'ouverture, δ, de la fente d'entrée du dispositif de mesure. A celle-ci s'ajoute la précision du moteur qui pilote le mouvement de la tête de mesure, δ_m. Il s'agit de la précision lors du déplacement (pas du moteur). La précision absolue qui induit un écart systématique n'influe pas sur le calcul de l'émittance. On a donc :

$$\Delta x = \delta + \delta_m \tag{C.1}$$

Pour le calcul de l'incertitude sur l'angle, il faut utiliser la relation C.2 du chapitre C.2 :

$$x' = \frac{\Delta V L_2}{4Ug} \frac{L_2 + 2L_3}{L_1 + L_2 + L_3} \tag{C.2}$$

En dérivant l'expression C.2, on peut calculer l'incertitude absolue à l'aide d'un développement de Taylor :

$$\Delta x'_{abs} = \sum_i \mid \frac{\partial x'}{\partial u_i} \mid \Delta u_i \tag{C.3}$$

Avec u_i une variable de l'expression (1)

$$\frac{\partial x'}{\partial \Delta V} = \frac{L_2(L_2 + 2L_3)}{4g(L_1 + L_2 + L_3)U} \tag{C.4}$$

$$\frac{\partial x'}{\partial U} = -\frac{L_2(L_2+2L_3)\Delta V}{4g(L_1+L_2+L_3)U^2} \tag{C.5}$$

$$\frac{\partial x'}{\partial g} = -\frac{L_2(L_2+2L_3)\Delta V}{4g^2(L_1+L_2+L_3)U} \tag{C.6}$$

$$\frac{\partial x'}{\partial \Delta L_1} = -\frac{L_2(L_2+2L_3)\Delta V}{4g(L_1+L_2+L_3)^2U} \tag{C.7}$$

$$\frac{\partial x'}{\partial \Delta L_2} = \frac{(L_2^2+2L_2L_3+2L_3^2+2L_1(L_2+L_3))\Delta V}{4g(L_1+L_2+L_3)^2U} \tag{C.8}$$

$$\frac{\partial x'}{\partial \Delta L_3} = \frac{L_2(2L_1+L_2)\Delta V}{4g(L_1+L_2+L_3)^2U} \tag{C.9}$$

$$\Delta x'_{abs} = \frac{\partial x'}{\partial \Delta V}\Delta(\Delta V) + \frac{\partial x'}{\partial U}\Delta U + \frac{\partial x'}{\partial g}\Delta g + \frac{\partial x'}{\partial L_1}\Delta L_1 + \frac{\partial x'}{\partial L_2}\Delta L_2 + \frac{\partial x'}{\partial L_3}\Delta L_3 \tag{C.10}$$

soit :

$$\Delta x'_{abs} = \left|\frac{L_2(L_2+2L_3)}{4g(L_1+L_2+L_3)U}\right| + \left|\frac{L_2(L_2+2L_3)\Delta V}{4g(L_1+L_2+L_3)U^2}\right| \tag{C.11}$$

$$+ \left|\frac{L_2(L_2+2L_3)\Delta V}{4g^2(L_1+L_2+L_3)U}\right| + \left|\frac{L_2(L_2+2L_3)\Delta V}{4g(L_1+L_2+L_3)^2U}\right| \tag{C.12}$$

$$+ \left|\frac{(L_2^2+2L_2L_3+2L_3^2+2L_1(L_2+L_3))\Delta V}{4g(L_1+L_2+L_3)^2U}\right| \tag{C.13}$$

$$+ \left|\frac{L_2(2L_1+L_2)\Delta V}{4g(L_1+L_2+L_3)^2U}\right| \tag{C.14}$$

à la relation C.3 il faut ajouter l'incertitude due à l'ouverture des fentes :

$$\Delta x'_{fente} = \frac{\delta}{L_1+L_2+L_3} \tag{C.15}$$

donc :

$$\Delta x'_{totale} = \Delta x'_{fente} + \Delta x'_{abs} \tag{C.16}$$

C.1.1 Erreurs pour chacun des moments

Le calcul de l'émittance s'appuie sur des moments d'ordre 2 du faisceau dans l'espace des phases : $\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle$, $\left\langle \left(x' - \langle x' \rangle \right)^2 \right\rangle$, $\langle (x - \langle x \rangle) \rangle \left\langle \left(x' - \langle x' \rangle \right) \right\rangle$. En intégrant l'incertitude pour chacun des paramètres, Δx et $\Delta x'$, on trouve que l'incertitude sur la variance en position est $\pm 4\Delta x^2$ et sur la variance en angle $\pm 4\Delta x'^2$. Pour le terme $\langle (x - \langle x \rangle) \rangle \left\langle \left(x' - \langle x' \rangle \right) \right\rangle$, on obtient $\pm 4\Delta x \Delta x'$.

C.1.2 Calcul pour l'émittance

L'émittance rms est calculée grâce à le relation C.2 du chapitre C.2 :

$$\widetilde{\epsilon} = \sqrt{\widetilde{x}^2 \widetilde{x}'^2 - \langle (x - \langle x \rangle)(x' - \langle x' \rangle) \rangle^2} \tag{C.17}$$

En utilisant le développement de Taylor pour estimer l'incertitude et en intégrant les erreurs pour chacun des moments, on trouve :

$$\Delta \widetilde{\epsilon} = 2[\beta \Delta x'^2 + \gamma \Delta x^2 + \Delta x \Delta x'] \tag{C.18}$$

avec $\beta = \langle x^2 \rangle / \widetilde{\epsilon}$ et $\gamma = \langle x'^2 \rangle / \widetilde{\epsilon}$.

Il apparaît que si l'on veut minimiser l'influence de l'erreur sur la position, il faut minimiser la divergence du faisceau ; si l'on cherche à minimiser l'influence de l'erreur sur l'angle, c'est la taille qu'il faut minimiser. Indépendamment de cela, le troisième terme implique une valeur minimale indépendante des paramètres de Twiss du faisceau.

La grandeur utilisée dans les résultats est l'émittance normalisée, notée ϵ_{norm} définie par la relation C.2 du paragraphe C.2 :

$$\epsilon_{norm} = \gamma_l \beta_l \tilde{\epsilon} \tag{C.19}$$

l'erreur sur l'émittance normalisée est obtenue en appliquant la relation suivante :

$$\Delta \epsilon_{norm} = 2[\beta \Delta x'^2 + \gamma \Delta x^2 + \Delta x \Delta x'] \gamma_l \beta_l \tag{C.20}$$

Les valeurs utilisées dans tous les calculs d'erreur pour l'émittancemètre de IFMIF sont présentées dans le tableau C.1 et dans le tableau C.2 pour l'émittancemètre utilisé sur la ligne MYRRHA.

Grandeur	Valeur numérique
L_1	10 mm
L_2	90 mm
L_3	2 mm
g	9 mm
Δg, ΔL_1, ΔL_2, ΔL_3	0,05 mm
δ	0,10 mm
δ_m	0,01 mm
ΔV	1000 V
$\Delta(\Delta V)$	0,1 V
U	100 keV
ΔU	5 eV

TABLE C.1 – Valeurs numériques des grandeurs utilisées dans le calcul d'erreur

Grandeur	Valeur numérique
L_1	4,5 mm
L_2	60 mm
L_3	4,5 mm
g	5 mm
Δg, ΔL_1, ΔL_2, ΔL_3	0,05 mm
δ	0,10 mm
δ_m	0,01 mm
ΔV	700 V
$\Delta(\Delta V)$	0,1 V
U	30 keV
ΔU	5 eV

TABLE C.2 – Valeurs numériques des grandeurs utilisées dans le calcul d'erreur

C.2 Mesure de l'émittance du faisceau dans l'accélérateur MYRRHA

On représente ici les distributions du faisceau mesurées expérimentalement et issues des simulations dans les mêmes conditions qu'au chapitre 7 pour deux autres conditions de focalisation.

C.2.1 Conditions de focalisation 3

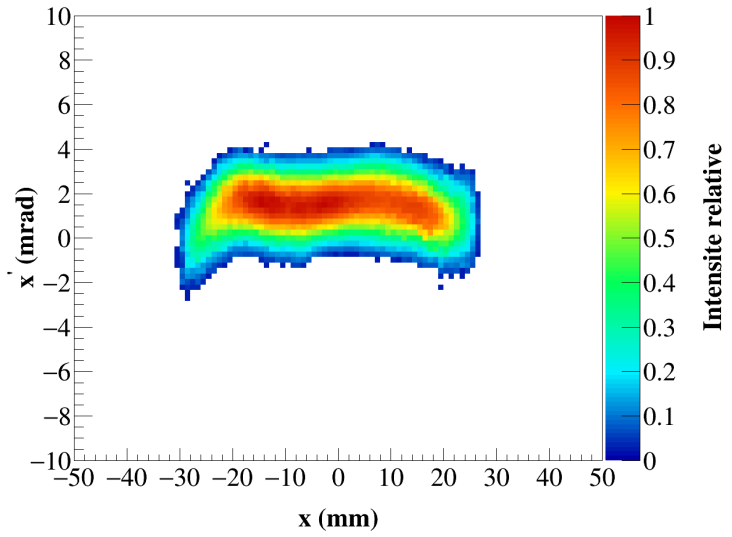


FIGURE C.1 – Distribution du faisceau dans l'espace $(x,x^{'})$ mesurée expérimentalement

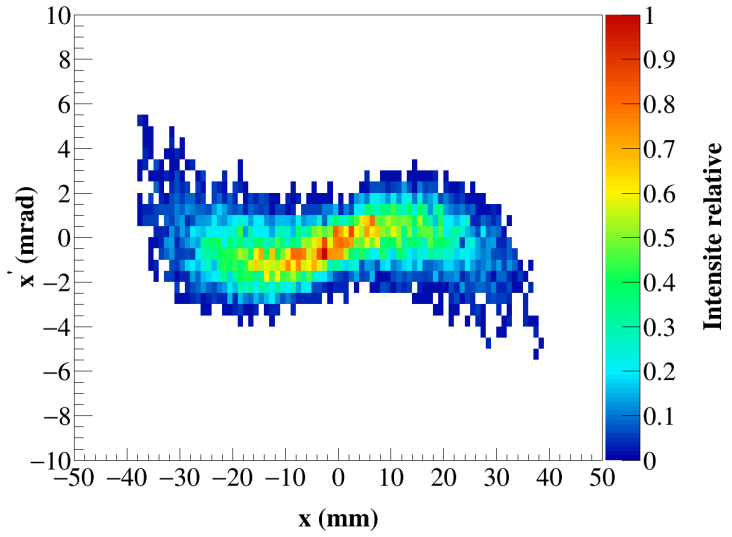


FIGURE C.2 – Cas A : distribution du faisceau dans l'espace (x,x')

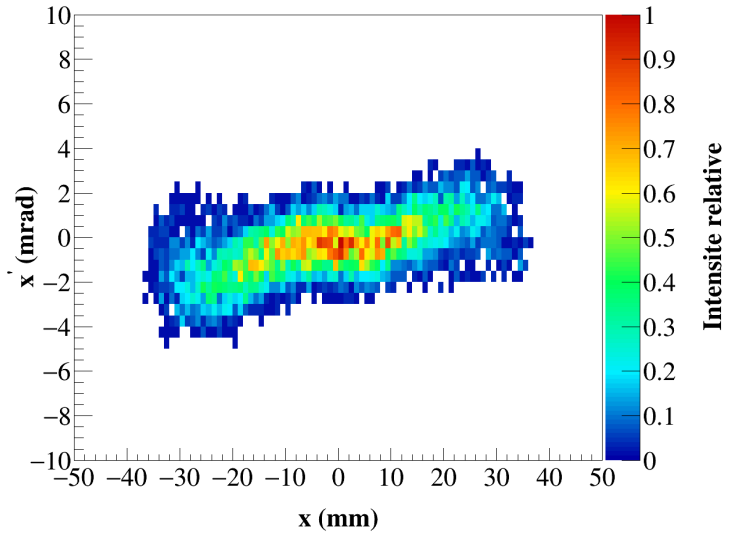


FIGURE C.3 – Cas B : distribution du faisceau dans l'espace (x,x')

Plan horizontal	ε_x (π.mm.mrad)	α	β (mm/mrad)
Expérience	0,14±0,03	0,021±0,004	13,4±2,8
Cas 1	0,17	-0,11	12,7
Cas 2	0,14	-0,58	14,5

TABLE C.3 – Paramètres de Twiss du faisceau de protons en z_E, condition 3

C.2.2 Conditions de focalisation 4

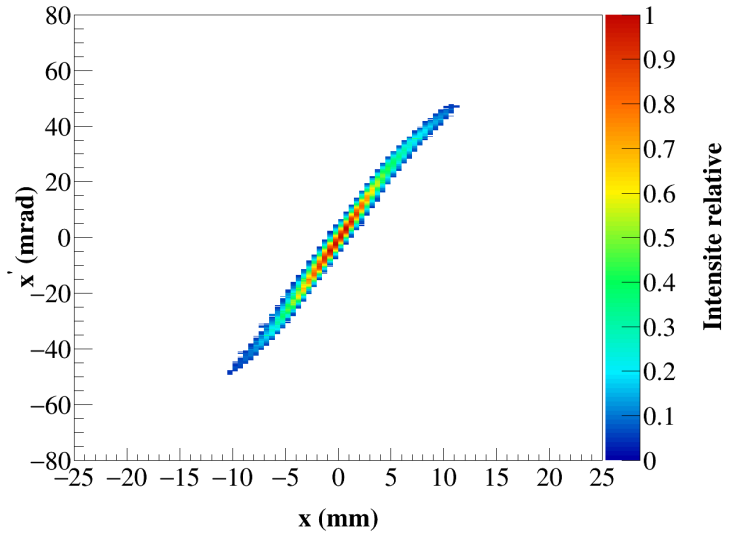


FIGURE C.4 – Distribution du faisceau dans l'espace (x,$x^{'}$) mesurée expérimentalement

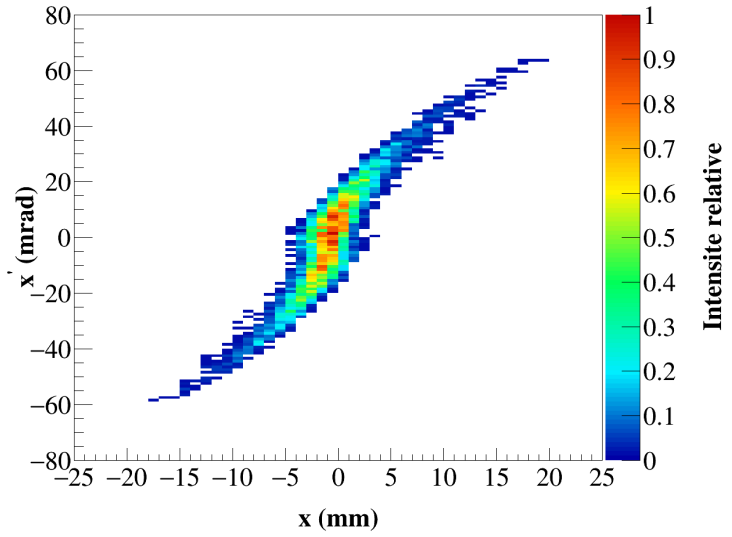


FIGURE C.5 – Cas A : distribution du faisceau dans l'espace (x,x')

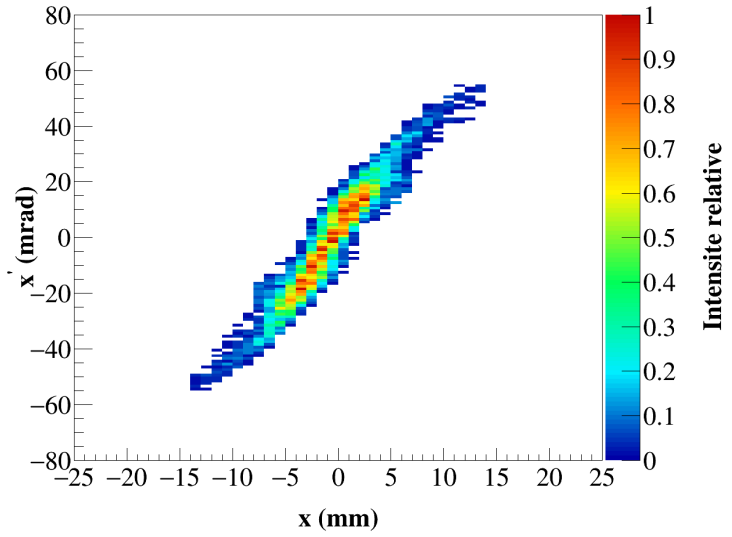


FIGURE C.6 – Cas B : distribution du faisceau dans l'espace (x,x')

Plan horizontal	ε_x (π.mm.mrad)	α	β (mm/mrad)
Expérience	0,08±0,02	-7,7±1,9	1,4±0,3
Cas 1	0,18	-2,1	0,43
Cas 2	0,15	-3,1	0,86

TABLE C.4 – Paramètres de Twiss du faisceau de protons en z_E, condition 4

C.3 Le hacheur de la ligne IFMIF

On représente sur les figures C.7 à C.10 les distributions des électrons issus de l'ionisation et des électrons secondaires et des ions D_2^+ et Kr^+ pour $t = t_0$ et pour le régime transitoire.

C.3.1 Pour $t = t_0$

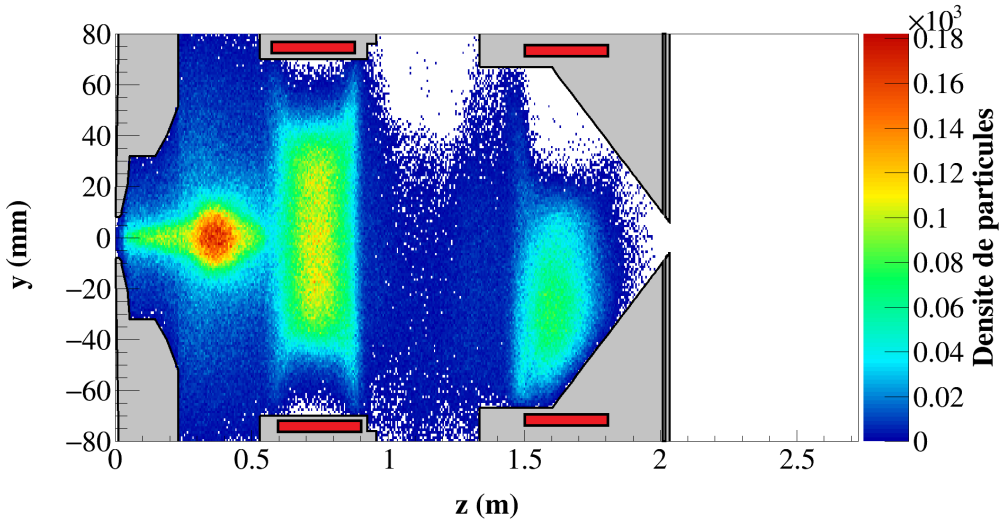


FIGURE C.7 – Distribution des ions D_2^+ au temps t_0

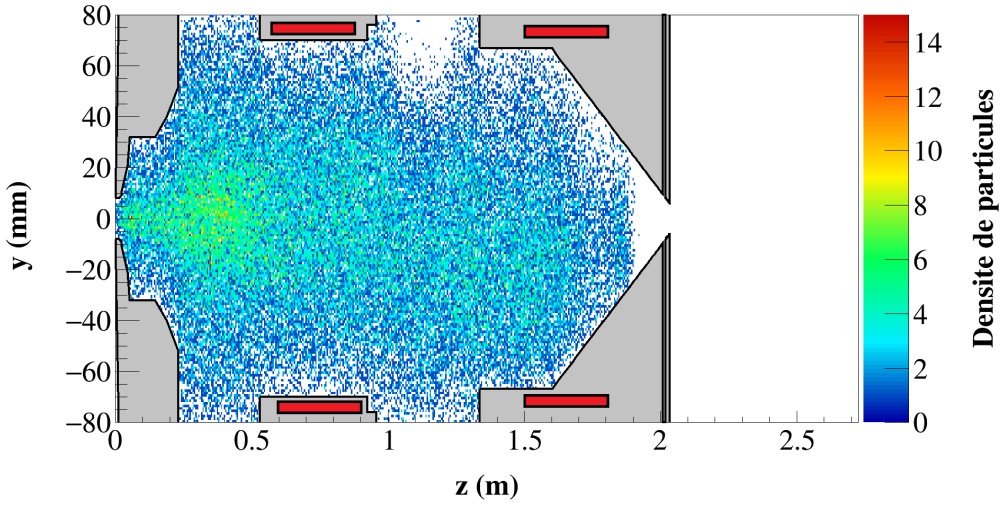


FIGURE C.8 – Distribution des ions Kr^+ au temps t_0

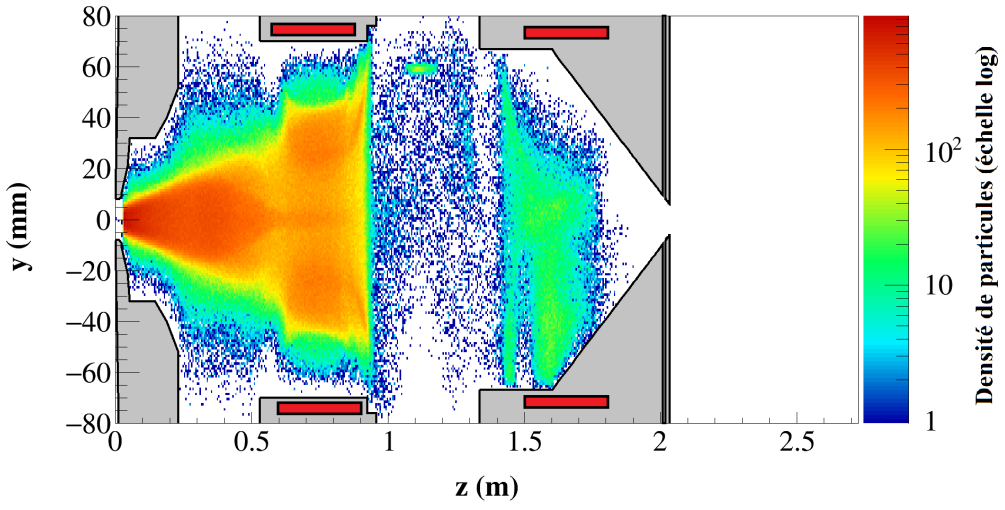


FIGURE C.9 – Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps t_0

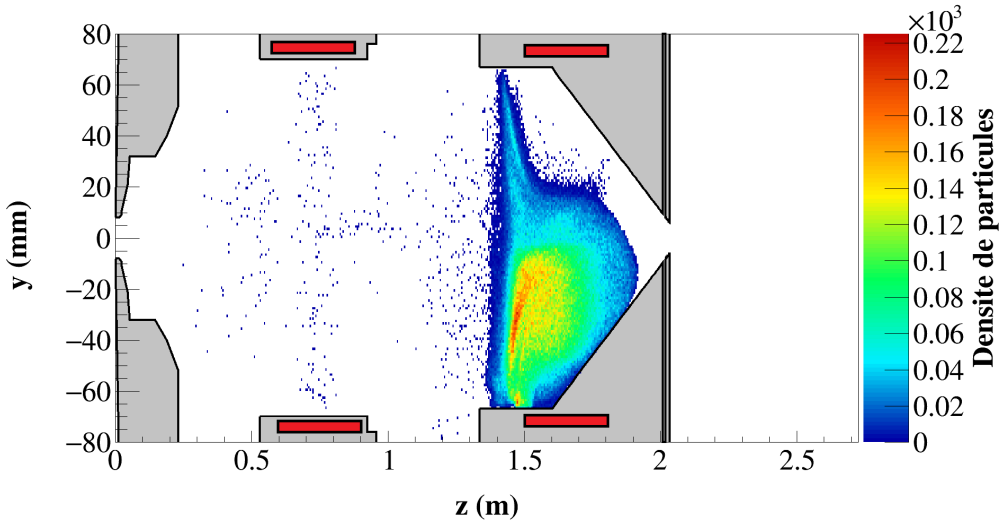


FIGURE C.10 – Distribution des électrons secondaires au temps t_0

C.3.2 Pour $t > t_0$

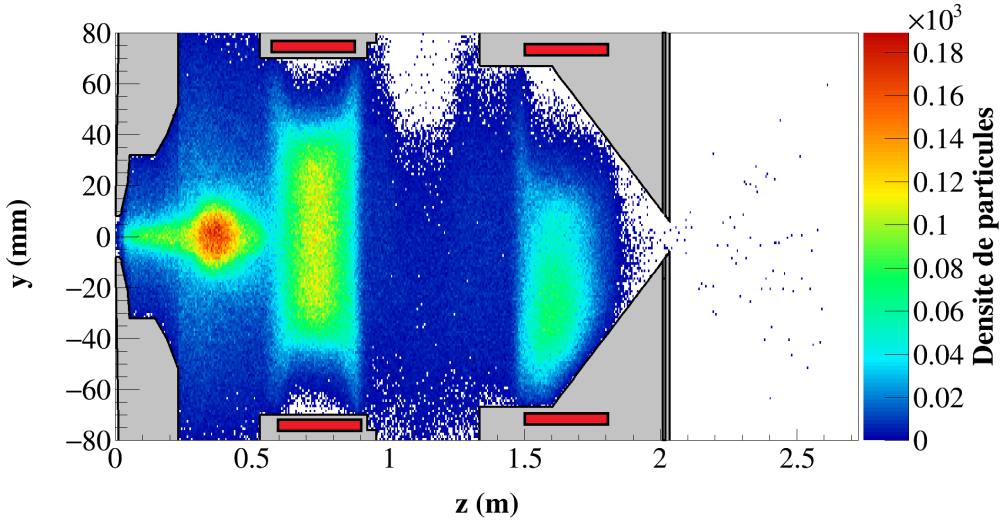


FIGURE C.11 – Distribution des ions D_2^+ au temps $t = 2{,}5\ \mu$s

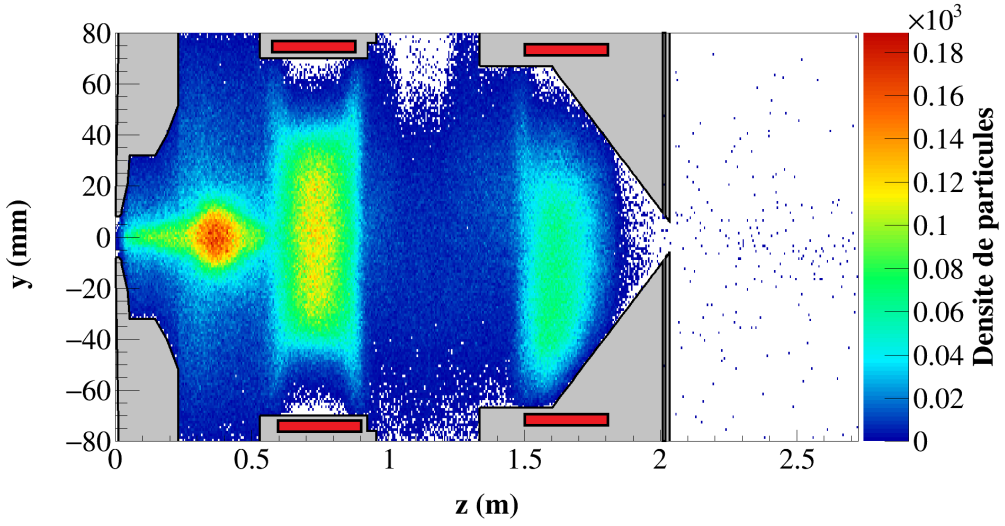


FIGURE C.12 – Distribution des ions D_2^+ au temps $t = 5\ \mu$s

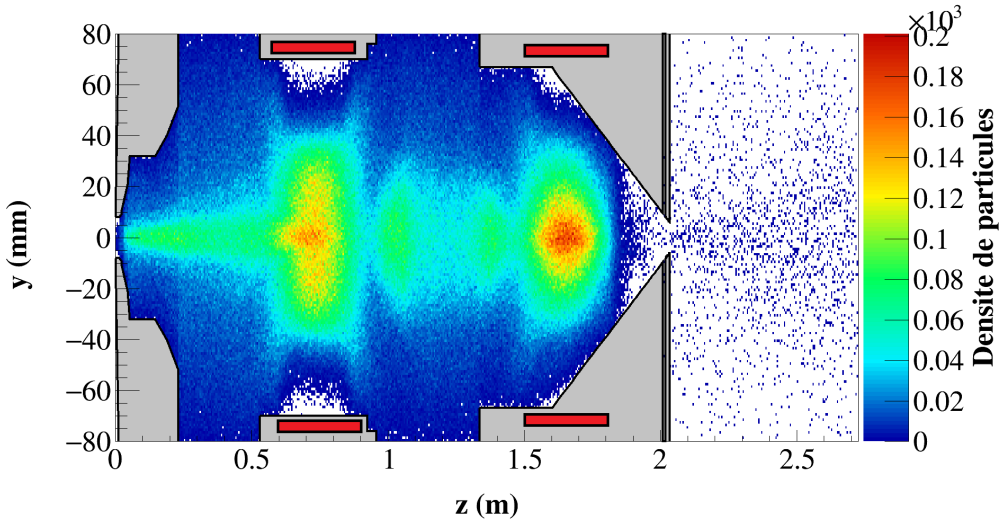


FIGURE C.13 – Distribution des ions D_2^+ au temps $t = 20\ \mu$s

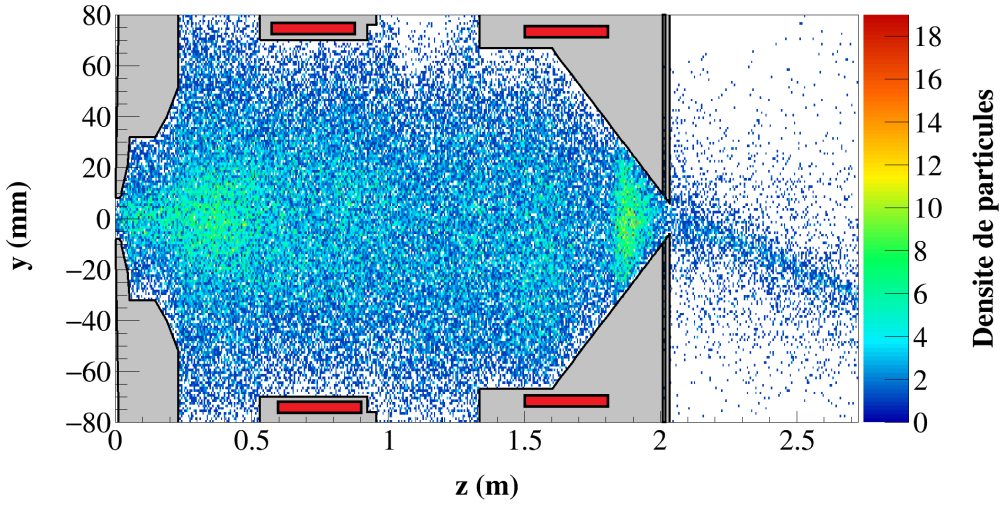


FIGURE C.14 – Distribution des ions Kr^+ au temps $t = 2{,}5\ \mu s$

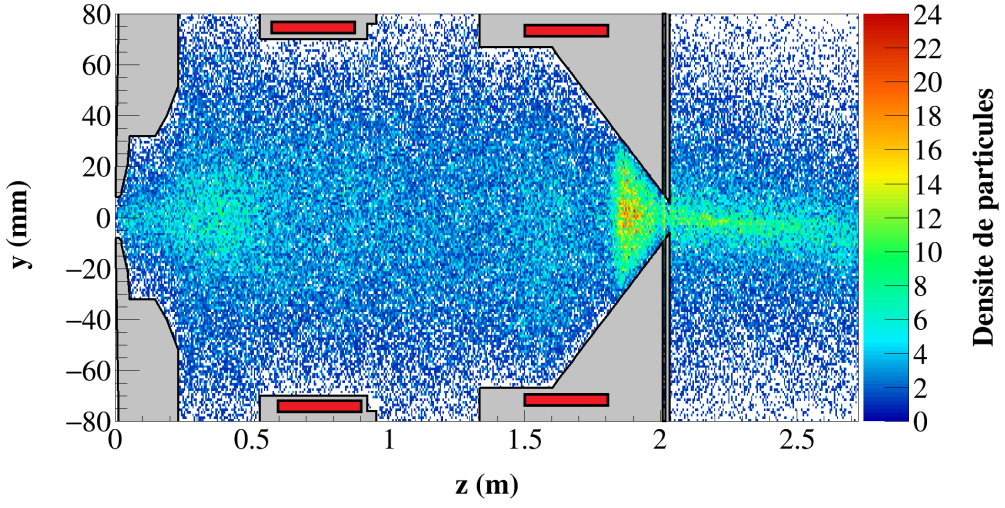


FIGURE C.15 – Distribution des ions Kr^+ au temps $t = 5\ \mu s$

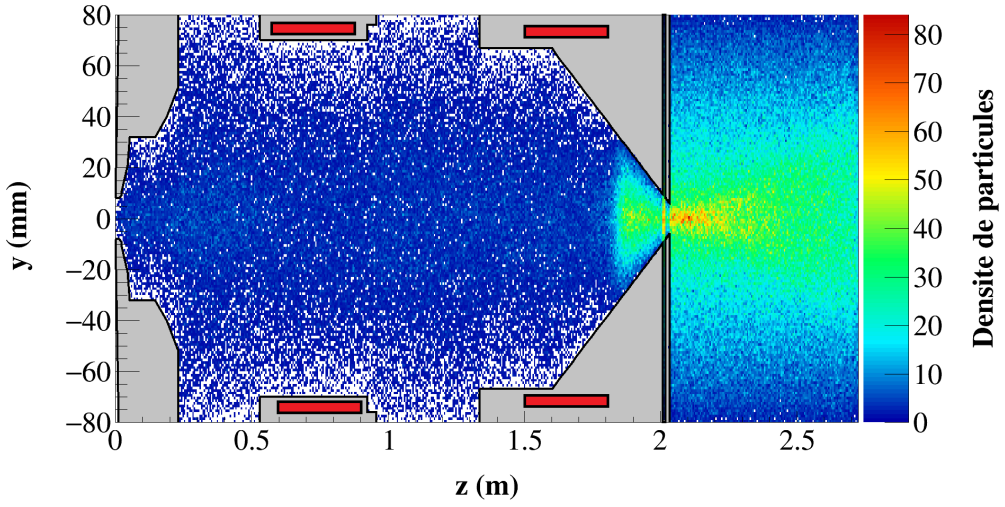


FIGURE C.16 – Distribution des ions Kr^+ au temps $t = 20\,\mu$s

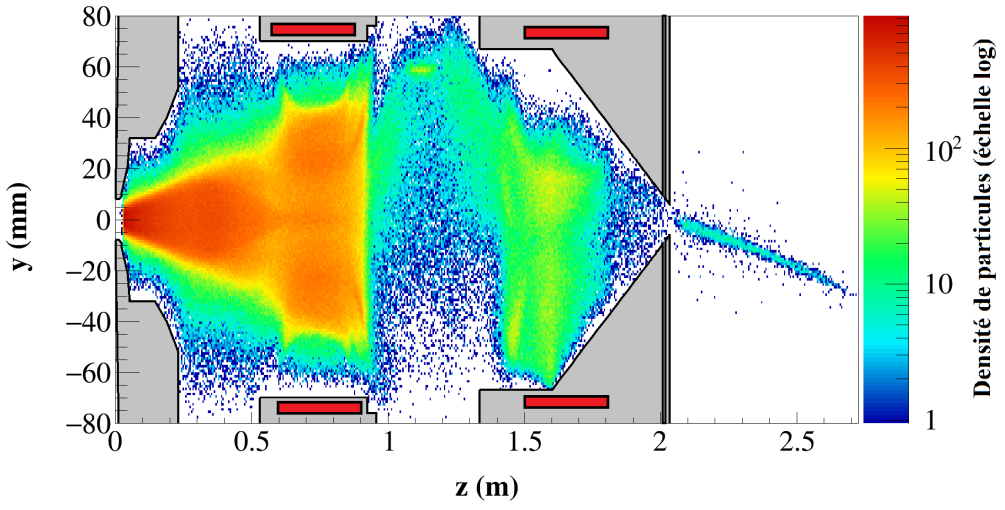


FIGURE C.17 – Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps $t = 2{,}5\,\mu$s

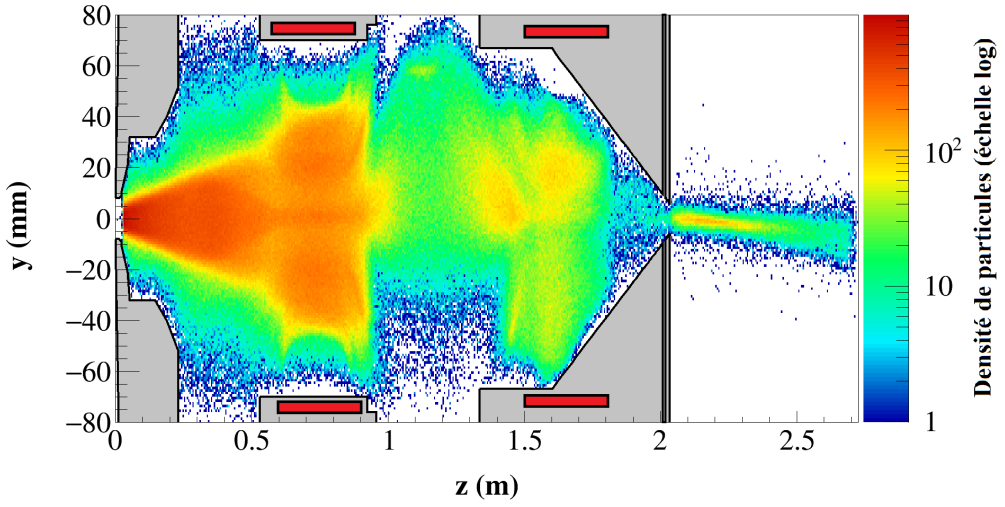


FIGURE C.18 – Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps $t = 5\,\mu$s

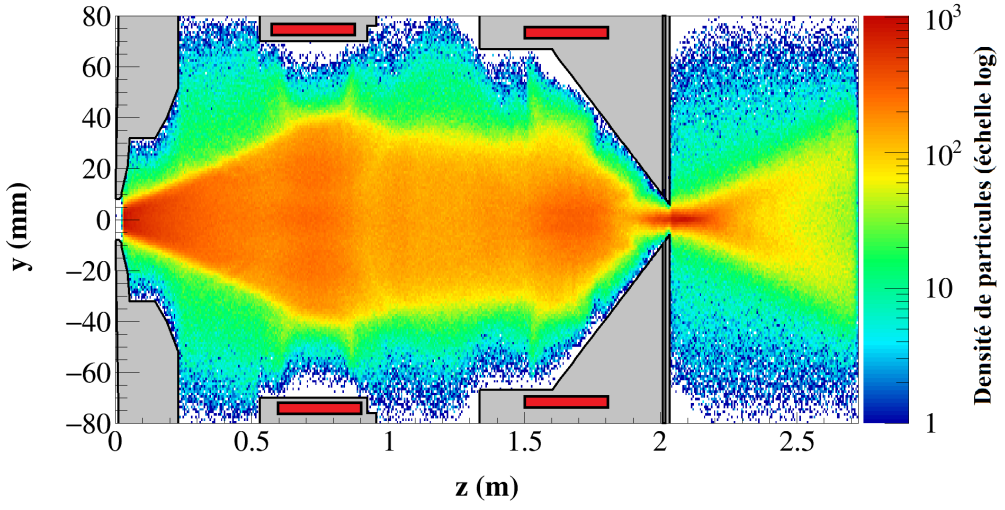


FIGURE C.19 – Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps $t = 20\,\mu$s

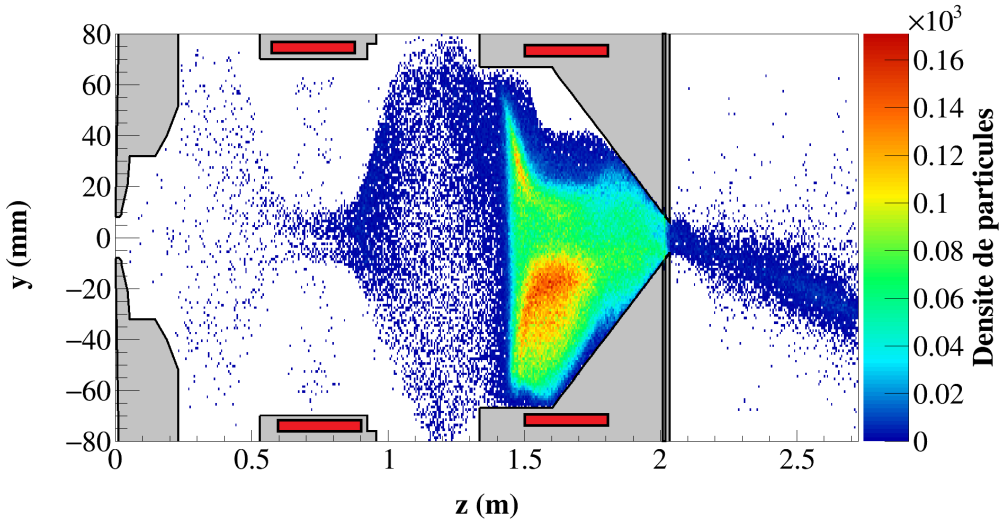


FIGURE C.20 – Distribution des électrons secondaires au temps $t = 2{,}5\ \mu$s

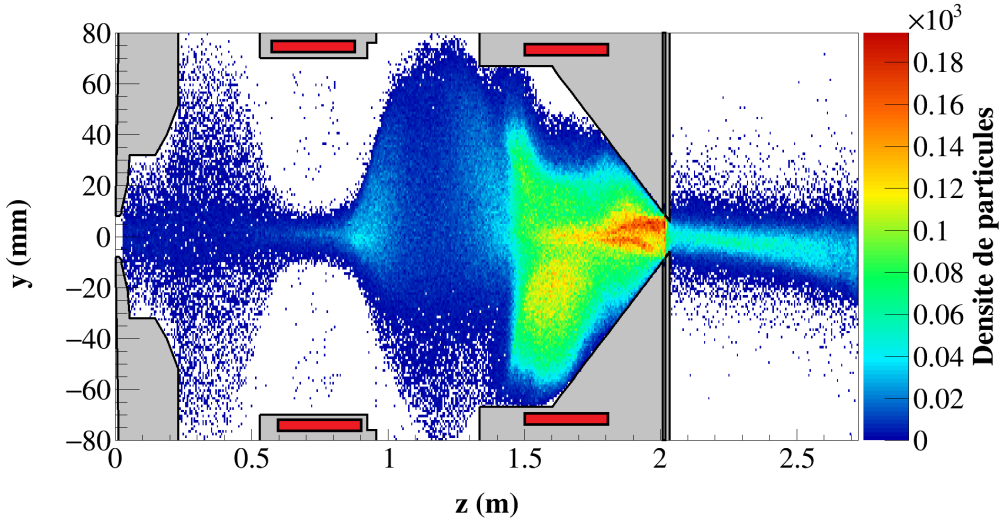


FIGURE C.21 – Distribution des électrons secondaires au temps $t = 5\ \mu$s

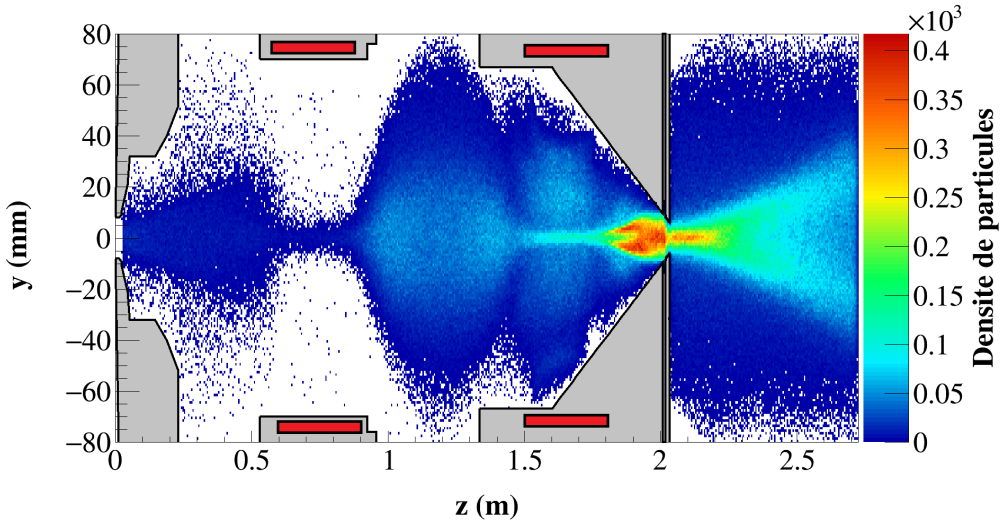


FIGURE C.22 – Distribution des électrons secondaires au temps $t = 20\ \mu$s

C.4 Le hacheur de la ligne MYRRHA

On représente sur les figures C.23 à C.30 les distributions des ions H_2^+ et Ar^+ pour $t = t_0$ puis des électrons issus de l'ionisation et des électrons secondaires pour $t = t_0$ et pour le régime transitoire.

C.4.1 Pour $t = t_0$

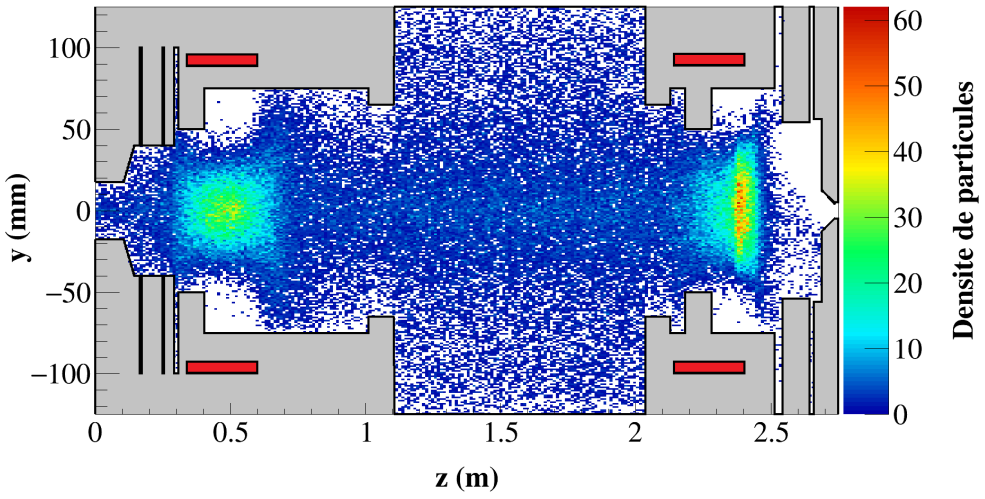


FIGURE C.23 – Distribution des ions H_2^+ au temps t_0

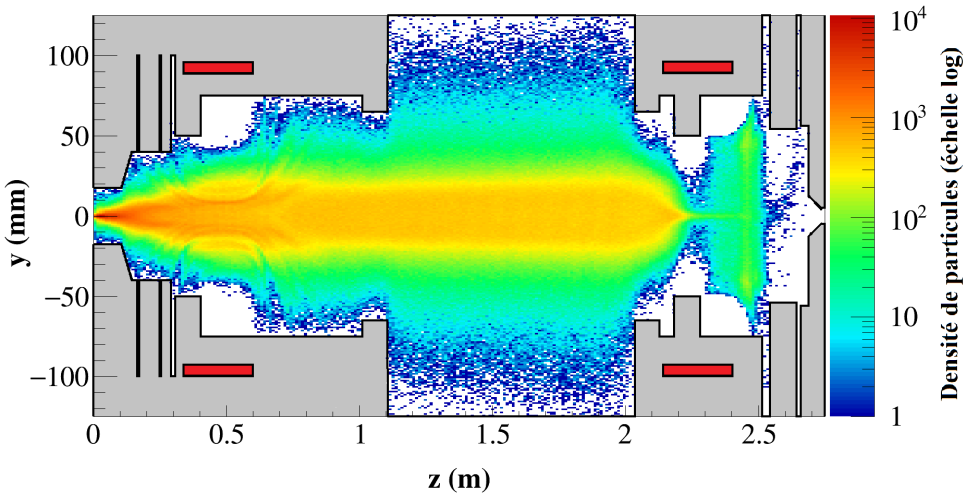


FIGURE C.24 – Distribution des électrons au temps t_0

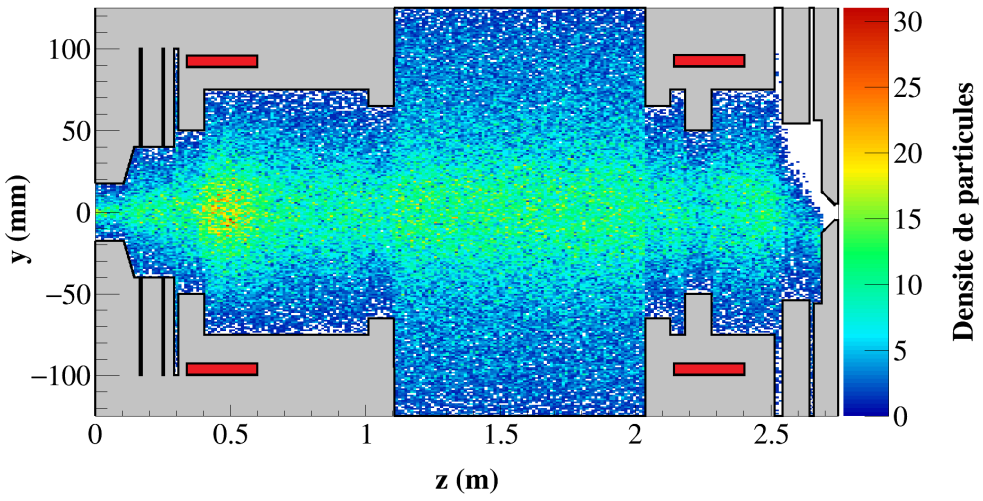


FIGURE C.25 – Distribution des ions Ar^+ au temps t_0

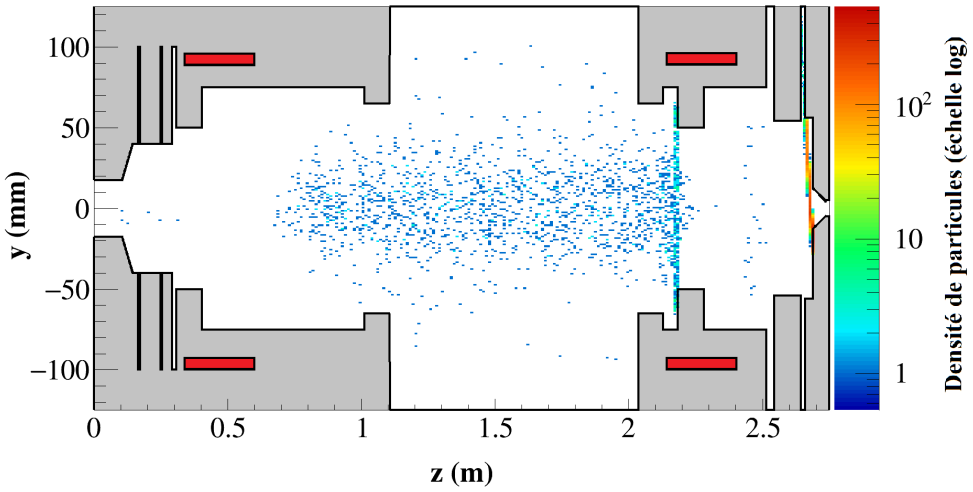


FIGURE C.26 – Distribution des électrons secondaires au temps t_0

C.4.2 Pour $t > t_0$

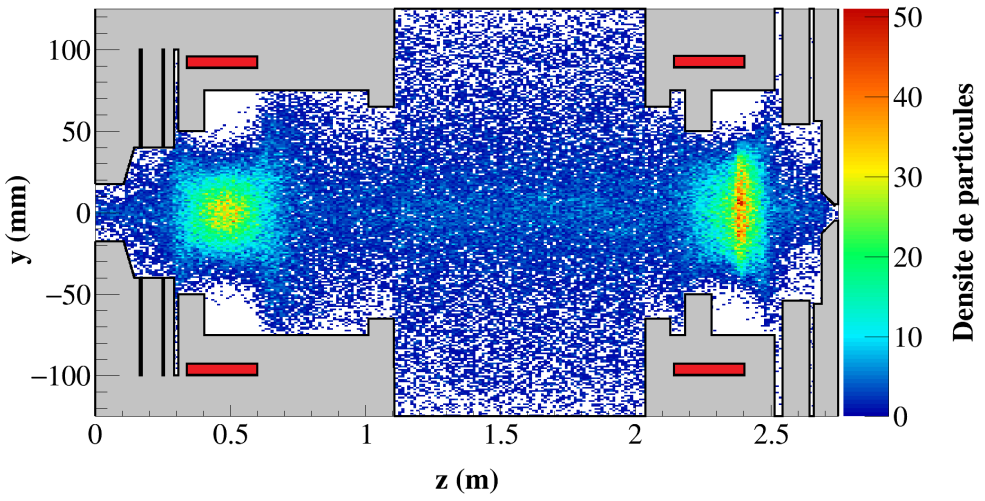


FIGURE C.27 – Distribution des ions H_2^+ au temps $t = 0{,}5\ \mu s$

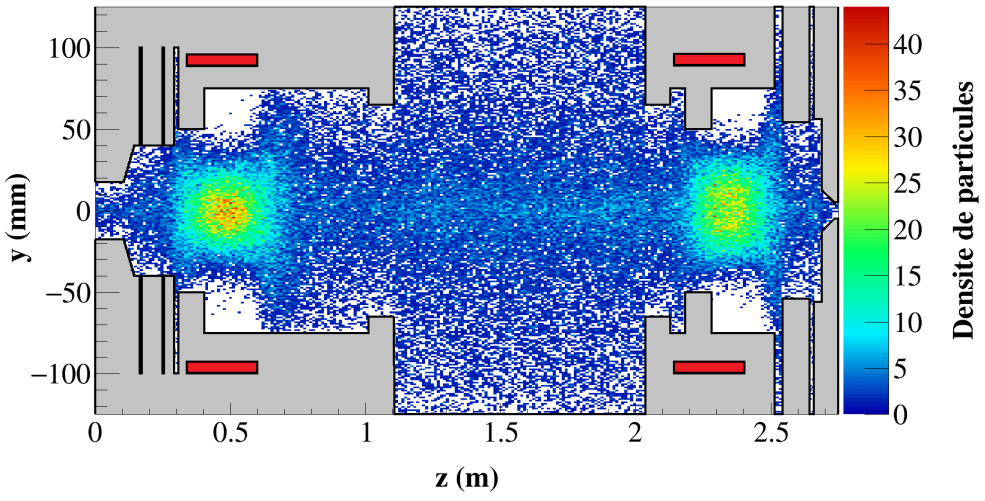


FIGURE C.28 – Distribution des ions H_2^+ au temps $t = 20\ \mu s$

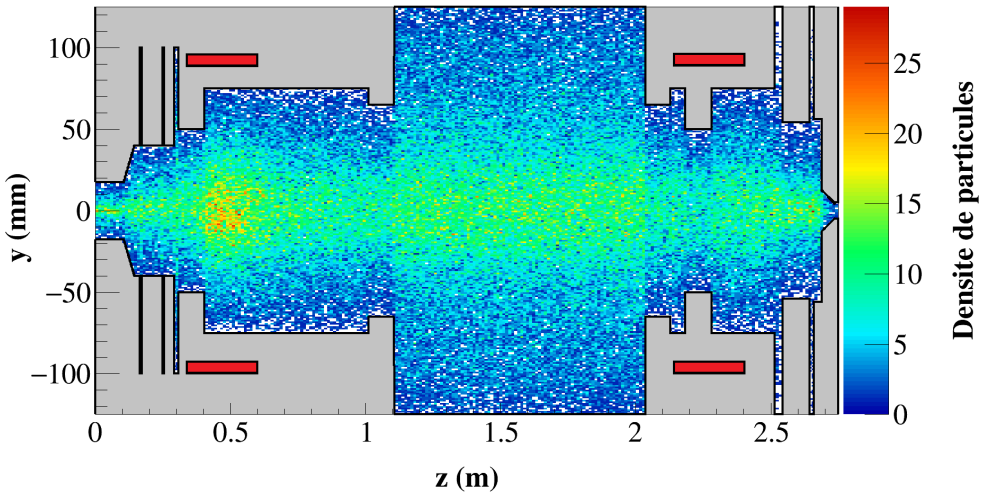


FIGURE C.29 – Distribution des ions Ar^+ au temps $t = 0{,}5\ \mu s$

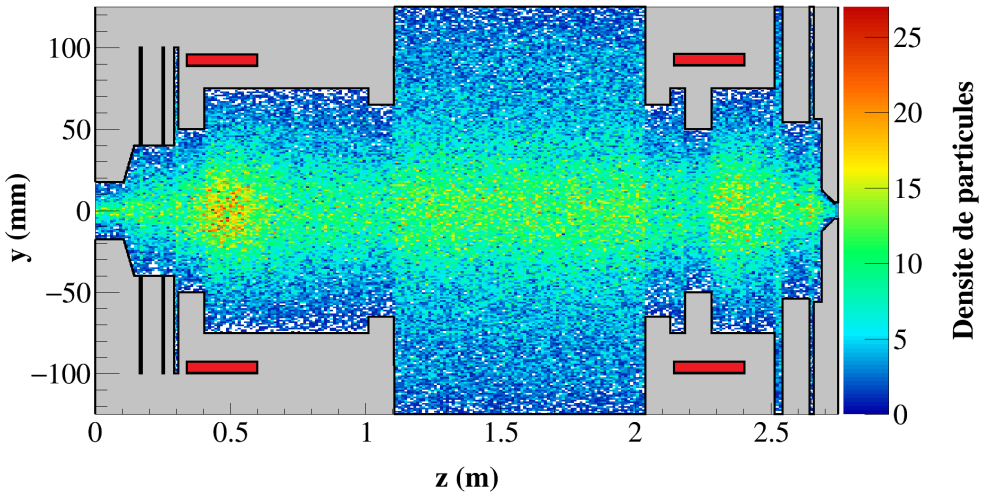


FIGURE C.30 – Distribution des ions Ar^+ au temps $t = 20\ \mu s$

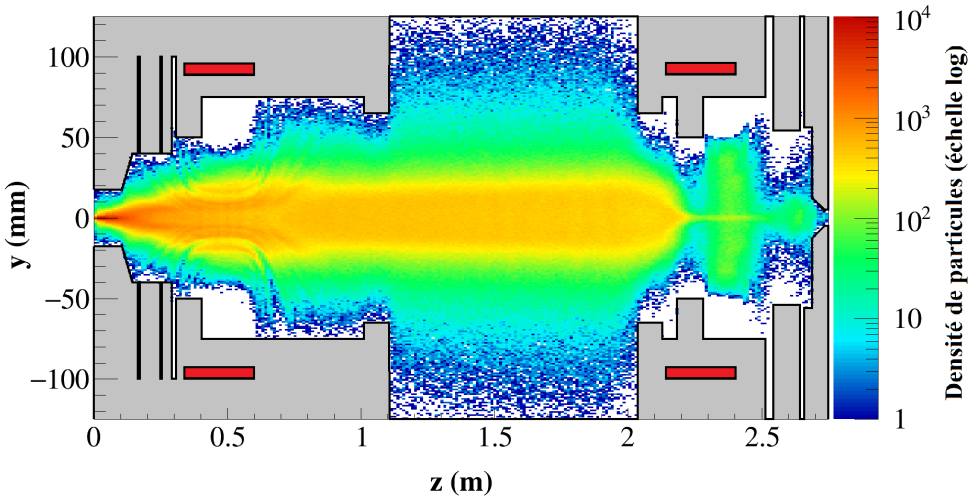


FIGURE C.31 – Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps $t = 0{,}5\ \mu$s

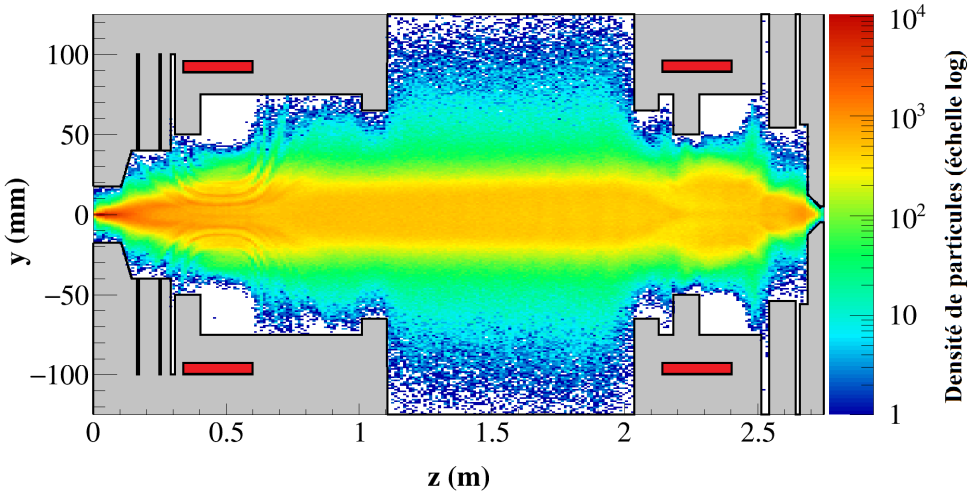


FIGURE C.32 – Distribution des électrons issus de l'ionisation au temps $t = 20\ \mu$s

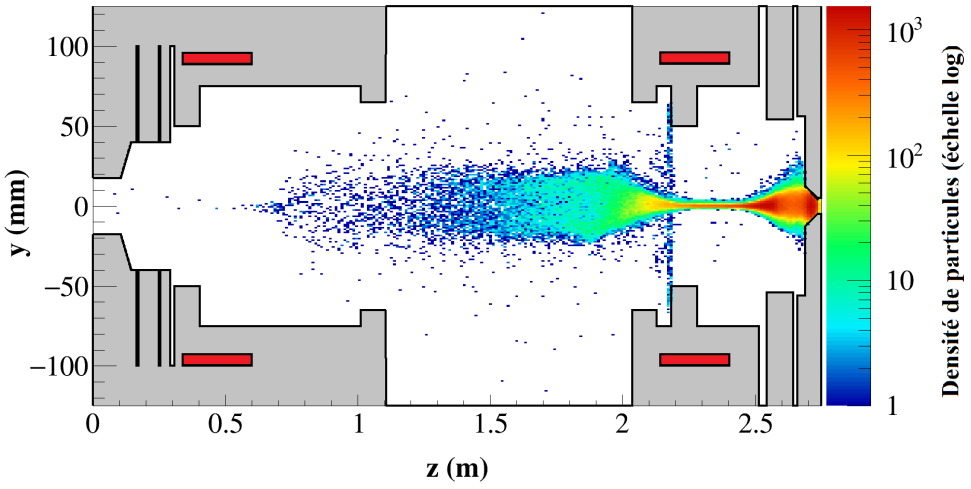


FIGURE C.33 – Distribution des électrons secondaires au temps $t = 0{,}5\ \mu$s

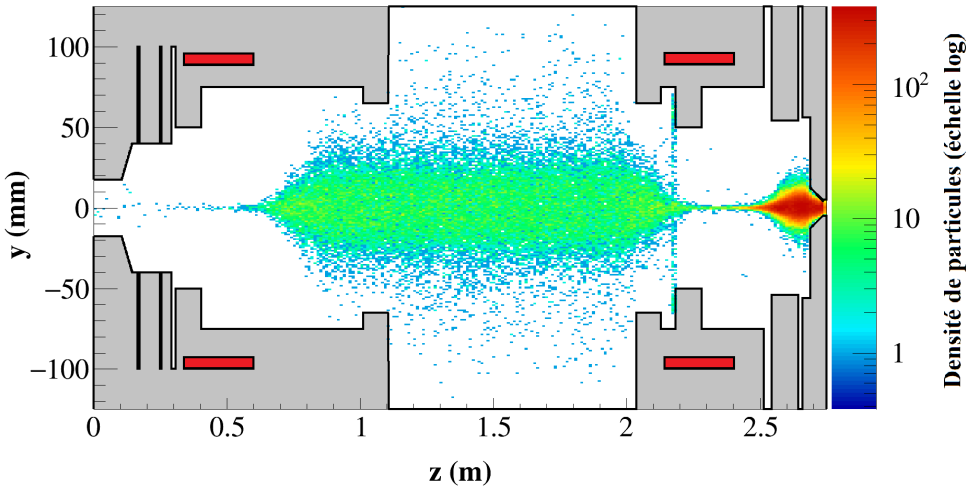


FIGURE C.34 – Distribution des électrons secondaires au temps $t = 20\ \mu$s

Bibliographie

[1] T. Junquera, P. Bertrand, R. Ferdinand, and M. Jacquemet. The high intensity superconducting linac for the SPIRAL 2 project at GANIL. *Proceedings of LINAC 2006, Knoxville, Tennessee USA*, pages 142–144, 2006.

[2] R. Ferdinand, X. Bertrand, P. Hulin, and M. Jacquemet. Progress of construction and installation of the SPIRAL2 accelerator. *Proceedings of IPAC2013, Shanghaï, Chine*, pages 3755–3757, 2013.

[3] R. Berezov and & al. High intensity proton injector for facility of antiproton and ion research. *Review of Scientific Instruments 87, 02A705*, 2016.

[4] C. A. V. Lizarraga. *Space charge compensation on the Low Energy Beam transport of Linac4*. Thèse de doctorat, Université de Sonora (Mexique), 2015.

[5] J. O. Johnson, N. Odano, and R. A. Lillie. The spallation neutron source (sns) conceptual design shielding analysis. *Paper to be Presented at the 1998 American Nuclear Societ Radiation Protection and Shielding Division Topical Meeting Nashville, Tennessee*, ORNL/CP-96527, avril 1998.

[6] M. Eshraqi and & al. The ESS linac. *Proceedings of IPAC 2014, Dresde, Allemagne*, pages 3320–3322, 2014.

[7] LENS The Low Energy Neutron Sourc. `http://www.indiana.edu/~lens`, 2017.

[8] Yoshiaki Kiyanagi. Jcans network of compact neutron facilities in japan. *The European Physical Journal Plus*, 131(5) :132, Mai 2016.

[9] Zhiyu Guo, Yuanrong Lu, Yubin Zou, Kun Zhu, Shixiang Peng, Jie Zhao, Shuli Gao, Weiwei Wen, Hang Li, Quanfeng Zhou, Haitao Ren, Pengnan Lü, Hongjin Zeng, Sheng Wang, Guoyou Tang, Dawei Mo, Zhongxi Yuan, Dalin Xie, Xueqing Yan, and Jiaer Chen. Progress of pkunifty – a rfq accelerator based neutron imaging facility at peking university. *Physics Procedia*, 43(Supplement C) :79 – 85, 2013. The 7th International Topical Meeting on Neutron Radiography (ITMNR-7).

[10] X. Wang, Q. Xing, , C-K. Loong, X. Guan, and T. Du. Delivery of 3-mev proton and neutron beams at cphs : A status report on accelerator and neutron activities at tsinghua university. *Physics Procedia*, 60(Supplement C) :186 – 192, 2014.

[11] N. Pichoff and al. The Saraf-Linac Project Status. *Proceedings of IPAC 2016, Pusan, Corée du Sud*, pages 971–973, 2016.

[12] IN2P3. La radioactivité. `http://www.laradioactivite.com`, 2017.

[13] D. Vandeplassche, J. Belmans, W. De Cock, R. Modic, K. Zagar, and K. Strnisa. MYRRHA control system development. *Proceedings of IPAC 2017, Copenhague, Danemark*, pages 1527–1529, 2017.

[14] F. Bouly, M. Baylac, D. Bondoux, Y. Gómez Martínez, J.-L. Biarrotte, C. Joly, M. Ben Abdillah, N. Gandolfo, D. Longuevergne, and H. Saugnac. R&D pour l'accélérateur du projet MYRRHA. *Rapport pour le Conseil Scientifique de l'IN2P3 des 16 et 17 juin 2016*, 2016.

[15] IFMIF/EVEDA | the future on fusion materials. `www.ifmif.org`, 2017.

[16] M. Valette. *Etude de dynamique faisceau pour les accélérateurs IFMIF*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2015.

[17] R. Duperrier. *Dynamique de faisceaux intenses dans les RFQ*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2000.

[18] N. Pichoff. *Etude théorique et expérimentale du halo d'un faisceau intense de particules chargées dans un accélérateur*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11, 1997.

[19] Stanley Jr. Humphries. *Charged particle beams*. Dover Publications, Inc. Mineola, New-York edition, 1990.

[20] F. Sacherer. *RMS-enveloppe equations with space-charge*. CERN, Genève edition, 1971.

[21] N. Chauvin. Space-Charge Effects. *Cern Accelerator School (CAS)*, 2013.

[22] Thomas Wangler. *RF Linear Accelerator*. Wiley-Vch Verlag Gmbh &Co. KGaA Second edition, 2008.

[23] Martin Reiser. *Theory and design of charged particle beams*. Wiley Series in Beam Physics and Accelerator Technology edition, 1994.

[24] N. Chauvin, O. Delferrière, R. Duperrier, R. Gobin, P. A. P. Nghiem, and D. Uriot. Transport of intense ion beams and space charge compensation issues in low energy beam lines (invited). *Review of Scientific Instruments 83, 02B320*, 2012.

[25] Fleury X. *Modélisation et simulation de la neutralisation de charge d'espace d'un faisceau de protons*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2000.

[26] Y. Baconnier, A. Poncet, and P. F. Tavares. Neutralisation of accelerator beams by ionisation of the residual gas. *CERN*, pages 525–564, 1994.

[27] A. Ben Ismail. *Etude des effets transitoires de la compensation de charge d'espace sur la dynamique d'un faisceau intense*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11, 2005.

[28] M. E. Rudd, Y.K. Kim, D. H. Madison, and J. W. Gallagher. Electron production in proton collisions : total cross sections. *Rev. Mod. Phys*, pages 965–992, 1985.

[29] F. & al. Trinter. Search for isotope effects in projectile and target ionization in swift He^+ on H_2 /D_2 collisions. *Phys. Rev. A 89, 032702*, 2014.

[30] M. E. Rudd, Y.K. Kim, D. H. Madison, and T. J. Gay. Electron production in proton collisions with atoms and molecules : energy distributions. *Rev. Mod. Phys*, pages 441–490, 1992.

[31] V. S. Nikolaev. Calculation of the effective cross sections for proton charge exchange in collisions with multi-electron atomes. *SOVIET PHYSICS JETP*, pages 847–857, avril 1967.

[32] R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evans, and D. E. Post. *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*. Gunter Ecker, 1987.

[33] D. Hasselkamp, K. D. Lang, A. Scharmann, and N. Stiller. Ion induced electron emission from metal surfaces. *Nuclear Instruments and Methods 180*, pages 349–356, 1981.

[34] E. V. Alonso, R. A. Baragiola, J. Ferron, and A. Oliva-Florio. Electron Emission From Inconel Under Ion Bombardment. *Radiation Effects,Vol. 45*, pages 119–122, 1979.

[35] T. A. Thornton and J. N. Anno. Secondary electron emission from 0.5-2.5-MeV protons and deuterons. *J. Appl. Phys., Vol. 48, No.4*, pages 1717–1719, avril 1977.

[36] R. A. Baragiola, E. V. Alonso, and A. Oliva-Florio. Electron emission from clean metal surfaces induced by low-energy light ions. *Phys. Rev. B*, pages 121–129, 1979.

[37] E. Krishnakumart and S. K. Srivastava. Ionisation cross sections of rare-gas atoms by electron impact. *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, pages 1055–1082, 1988.

[38] H. Takeda and J. H. Billen. Recent improvments in the Parmila code. *Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference*, pages 3518–3520, 2003.

[39] X.J. Yin, W. Bayer, and A. Franchi. Linac Beam Dynamics Code Benchmarking. *Journal of Modern Physics, 6*, pages 1044–1050, 2015.

[40] A. Franchi, M. Comunian, A. Pisent, G. Turchetti, S. Rambaldi, and A. Bazzani. Halo-dyn : A 3D Poisson-Vlasov code to simulate the space charge effects in the high intensity Trasco linac. *Proceedings of LINAC 2002, Gyeongju, Corée du Sud*, pages 653–655, 2002.

[41] K. R. Crandall and D. P. Rusthoi. *TRACE 3-D Documentation*. Los Alamos National Laboratory edition, 1997.

[42] B. Bondarev, A. Durkin, Y. Ivanov, I. Shumakov, and S. Vinogradov. Code package for RFQ designing. *Proceedings of the Second Asian Particle Accelerator Conference*, pages 403–405, 2001.

[43] D. V. Gorelov and P.N. Ostroumov. Use of the LANA cde for the design of a heavy ion linac. *Proceedings of EPAC 1996, Barcelone, Espagne*, pages 2621–2623, 1996.

[44] J.-L. Vay, D. P. Grote, R. H. Cohen, and Friedman. Novel methods in the Particle-In-Cell accelerator Code-Framework Warp. *Computational Science & Discovery 5*, décembre 2012.

[45] C. K. Birdsall. Particle-in-Cell Charged-Particle Simulations, Plus Monte Carlo Collisions With Neutral Atoms, PIC-MCC. *IEEE Transaction on Plasma Science, Vol. 19, NO. 2*, pages 65–85, 1991.

[46] R. W. Hocney and R. W. Eastwood. *Computer simulation using particles.* Taylor & Francis edition, 1988.

[47] S. Lund. Numerical Methods for Particle and Distribution Methods : Introduction to the PIC Method. *US Particle Accelerator School (USPAS)*, juin 2016.

[48] J.-L. Vay, P. Colella, A. Friedman, D. P. Grote, P. McCorquodale, and D. B. Serafini. Implementations of mesh refinement schemes for Particle-In-Cell plasma simulations. *Computer Physics Communications 164*, pages 297–305, juillet 2004.

[49] C. K. Birdsall and A. B. Langdon. *Plasma Physics via Computer Simulation.* Adam Hilger edition, 1991.

[50] P. Spädtke. *AXCEL-INP user manual windows version 4.36.* CEA/Saclay, France, 2005.

[51] N. Pichoff, J-M. Lagniel, and S. Nath. Simulation Results with an Alternate 3D Space Charge Routine, PICNIC. *19th International Linear Accelerator Conference, Chicago, IL, USA*, pages 141–143, 1998.

[52] V.N. Aseev, P.N. Ostroumov, E.S. Lessner, and B. Mustapha. Track : The new beam dynamics code. *Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference*, pages 2053–2055, 2005.

[53] A. Kolomiets, V. Pershin, I. Vorobyov, S. Yaramishev, and Ju. Klabunde. Dynamion-The code for beam dynamics simulations in high current ion linac. *Proceedings of EPAC 1998, Stockholm, Suède*, pages 1201–1203, 1998.

[54] A. Chance, N. Chauvin, and R. Duperrier. The Solmaxp Code. *Proceedings of IPAC 2012, Nouvelle-Orléans, Louisiane, Etats-Unis*, pages 259–261, 2012.

[55] D. Noll, M. Droba, O. Meusel, U. Ratzinger, K. Schulte, and C. Wiesner. The particle-in-cell code Bender and its application to non-relativistic beam transport. *Proceedings of HB 2014, East-Lansing, MI, Etats-Unis*, pages 304–308, 2014.

[56] A. Friedman, R. H. Cohen, D. P. Grote, S. M. Lund, W. M. Sharp, J.-L. Vay, I. Haber, and R. A. Kishek. Computational Methods in the Warp Code Framework for Kinetic Simulations of Particle Beams and Plasmas. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, pages 1321–1334, mai 2014.

[57] Furmann M. A. and M. T. F. Pivi. Simulation of Secondary Electron Emission Based on a Phenomenological Probabilistic Model. *LBNL-52807, SLAC-PUB-9912*, juin 2003.

[58] I. M. Kapchinsky and V. V. Vladimirsky. Limitations Of Proton Beam Current In A Strong Focusing Linear Accelerator Associated With The Beam Space Charge. *Proceedings of the Conference on High Energy Accelerators and Instrumentation, Genève, Suisse*, pages 274–277, 1959.

[59] D. Noll, M. Droba, O. Meusel, U. Ratzinger, and Schulte K. Simulation of space-charge compensation of low-energy proton beam in a drift section. *Proceedings of HB 2016, Malmö, Suède*, pages 458–461, 2016.

[60] R. Kersevan and M. Ady. Molflow+ A Monte-Carlo Simulator package developed at CERN. `https://molflow.web.cern.ch`.

[61] R. Salemme, L. Medeiros Romao, D. Vandeplassche, D. Uriot, J-L. Biarrotte, M. Baylac, D. Bondoux, F. Bouly, J.-M. De Conto, and E. Froidefond. Design progress of the MYRRHA Low Energy Beam Line. *Proceedings of LINAC 2014, Genève, Suisse*, pages 381–384, 2014.

[62] J-M. De Conto. Diffusion coulombienne et échange de charge dans SPIRAL2. pages 2535–2536, 2003.

[63] Peter Forck. *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics*. Joint University Accelerator School edition, 2011.

[64] Paul W. Allison, Joseph D. Sherman, and David B. Holtkamp. An emittance scanner for intense low-energy ion beams. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 30(4) :2204–2206, août 1983.

[65] A. Chancé and N. Chauvin. Simulation of the Extraction and Transport of a Beam from the SILHI Source with the Warp Code. *Proceedings, 5th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2014) : Dresde, Allemagne*, 2014.

[66] F. Bouly, M. Baylac, D. Bondoux, J. Belmans, D. Vandeplassche, N. Chauvin, and F. Gérardin. Commissionning of the MYRRHA low energy beam transport line and space charge compensation experiments. *Proceedings of IPAC 2017, Copenhague, Danemark*, pages 1226–1229, 2017.

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE PHENIICS

Titre : Etude de la compensation de charge d'espace dans les lignes basse énergie des accélérateurs d'ions légers de haute intensité

Mots clés : charge d'espace, accélérateurs linéaires, dynamique faisceau, haute intensité, simulations

Résumé : L'étude de la dynamique d'un faisceau d'ions de haute intensité dans les lignes basse énergie (LBE) représente l'un des défis majeurs de la science des accélérateurs. A basse énergie, cette dynamique est dominée par le champ de charge d'espace induit par le faisceau lui- même, qui en général est non linéaire et peut entraîner des phénomènes de halo, de grossissement d'émittance et de pertes de faisceau. Toutefois, un faisceau à basse énergie se propageant dans une LBE induit l'ionisation du gaz résiduel présent dans la chambre. Les particules (ions et électrons) issues de l'ionisation sont repoussées ou attirées radialement par le champ de charge d'espace en fonction du signe de leur charge. D'autres réactions physiques ont lieu dans la ligne basse énergie, jouant ainsi un rôle dans la dynamique du faisceau et sur l'établissement du temps et du taux de compensation de charge d'espace. Afin d'obtenir des résultats prédictifs et fiables quantitativement , des simulations de transport de faisceau en régime de compensation de charge d'espace avec le code de calcul WARP ont été réalisées en prenant également en compte les réactions physiques les plus probables. On discutera ensuite des résultats de ces simulations en lien avec ceux qui sont issus de différentes campagnes de mesures réalisées auprès des LBE des accélérateurs MYRRHA et IFMIF.

Title : Study of the space-charge compensation in low energy beam lines of high intensity accelerator with low energy

Keywords : space-charge, linear accelerators, beam dynamics, high intensity, simulations

Abstract:
The study of intense ion beam dynamics in low energy beam transport line (LEBT) represents one of the most important challenges in accelerating sciences. At low energy, it is dominated by the space-charge field created by the beam itself, which is generally non-linear and can induce halo, emittance growth and beam losses. But, a ion beam at low energy propagating in a LEBT ionises the residual gas. The particles (ions and electrons) from ionisation are repelled or confined radially by the space charge field according to their charge sign. Other interactions take place in the LEBT, modifying the beam dynamics and the space-charge compensation time and the space-charge compensation yield. In order to obtain predictive and precise results quantitatively, numerical simulations of beam transport in space-charge compensation regime with WARP code have been realised taking account the most probable physical interactions. Then, we will discuss the results with comparisons with experimental data obtained on the MYRRHA and IFMIF LEBT's.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France