UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD XI

École Doctorale Ondes et Matière

Thèse
présentée
pour obtenir le grade de

DOCTEUR en SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI ORSAY

par

FRANCK DURÉ

Étude du plasma secondaire créé dans le neutraliseur d'ITER pour la formation de neutres rapides

préparée au LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES GAZ ET DES PLASMAS

soutenue le 21 Décembre 2011

Directeur de thèse :	Tiberiu MINEA	-	LPGP, Université Paris-Sud XI
Président du jury :	Christophe BLONDEL	-	Aimé Cotton, Université Paris-Sud XI
Rapporteurs :	Piergiorgio SONATO	-	RFX, Université de Padoue
	Jamal BOUGDIRA	-	LPMIA, Université de Nancy
Examinateurs :	Alain SIMONIN	-	CEA-IRFM, Cadarache
	Khaled HASSOUNI	-	LSPM, Université Paris XIII

Table des figures

1 Schéma de principe de la réaction de fusion entre deutérium et tritium . 12
2 Évolution de la puissance de fusion en fonction de la température. [2] . . 13
3 Schéma de l'injecteur de neutres rapides d'ITER. 14

1.1 Schéma du neutraliseur d'ITER [18]. 19
1.2 Ionisation des atomes D [24] et des molécules D_2 [25] par impact électronique. 24
1.3 Profil longitudinal du potentiel plasma (ligne verte) tiré du code numérique OBI-2[19]) associé au profil de gaz le long du neutraliseur (rouge), tiré de [11]. 31
1.4 Fonction de distribution en énergie des électrons pour trois valeurs de pression dans le neutraliseur, V_p est fixé à 18V. 38
1.5 Fonction de distribution en énergie des électrons pour trois valeurs de potentiel plasma à une pression de 2,8mTorr (0,4Pa). 39
1.6 Densité électronique le long de l'axe z en utilisant les valeurs reportées sur la figure 1.3 des densités de gaz et potentiel plasma. Les densités sont obtenues pour deux termes de pertes différents. 40
1.7 Densité des différentes particules lourdes le long de l'axe z en utilisant les valeurs reportées sur la figure 1.3 des densités de gaz et potentiel plasma. 41
1.8 Densité de D_2^+ et D_3^+ le long de l'axe z en utilisant les valeurs reportées sur la figure 1.3 des densités de gaz et potentiel plasma. Dans les deux cas, le second résultat considère le cas d'une perte aux parois deux fois plus importante. 42

2.1 Section efficace de la réaction de détachement électronique d'un ion négatif H^- sur H_2. 47
2.2 Section efficace de la réaction de détachement électronique d'un atome neutre H^0 sur H_2. 48
2.3 Taux de neutralisation du faisceau en fonction du produit longueur du neutraliseur par densité de particule cible. En traits fins, la cible est D_2, en traits gras, la cible est Li. 49
2.4 Schéma du code PIC-MCC. 50

2.5 Projection des charges dans une maille 2D. 52
2.6 Profil de densité de gaz le long de la ligne de l'injecteur de neutres calculé par Dremel. 56
2.7 Coupe transversale de l'ensemble de faisceaux entrant modélisés en entrée de la boîte de simulation. En pointillé est représenté le faisceau introduit dans le code pour la géométrie cylindrique. 57
2.8 Distribution 2D(r,z) de la densité de faisceau propagé le long du neutraliseur après 10μs. 58
2.9 Distribution 2D(r,z) de la densité d'électrons rapides (m^{-3}). 58
2.10 Fonction de distribution en énergie des électrons du plasma secondaire normalisée, au centre du neutraliseur rempli de gaz D_2 à l'état stationnaire. 60
2.11 Profil radial de densité totale de charges positives et négatives au centre du neutraliseur par le code OBI-2. 61
2.12 Profil radial de densité de charges positives et négatives à différentes positions le long de l'axe z du faisceau. 62
2.13 Distribution 2D(r,z) de densité d'ions positifs (m^{-3}) dans le neutraliseur d'ITER. 63
2.14 Distribution 2D(r,z) de densité des électrons (m^{-3}) dans le neutraliseur d'ITER. 63
2.15 Évolution au cours du temps des courants d'ions positifs. $I_{faisceau}$ représente le courant d'ions négatifs en entrée de la boîte de simulation. I^+ est un des courants d'ions positifs calculé. 64
2.16 Propagation du faisceau (D^-, D^0 et D^+) après 10μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est inférieure à celle dans le cas ITER. 67
2.17 Propagation du faisceau (D^-, D^0 et D^+) après 14μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est inférieure à celle dans le cas ITER. 68
2.18 Propagation du faisceau (D^-, D^0 et D^+) après 8μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est égale à celle dans le cas ITER comme sur la figure 2.6. 69
2.19 Distribution 2D(r,z) de la densité d'ions positifs D_2^+ après 10μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est inférieure à celle dans le cas ITER. 70
2.20 Distribution 2D(r,z) de la densité d'ions positifs D_2^+ après 14μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est inférieure à celle dans le cas ITER. 71

2.21 Distribution 2D(r,z) de la densité d'ions positifs D_2^+ après 8μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est égale à celle dans le cas ITER comme sur la figure 2.6. 71
2.22 Propagation du faisceau (D^-, D^0 et D^+) après 8μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est égale à celle dans le cas ITER comme sur la figure 2.6. 72
2.23 Comparaison du courant de rétrodiffusion des ions positifs suivant deux profils de densité en amont du neutraliseur d'ITER. 72

3.1 Distribution 2D(r,z) de la densité d'électrons rapides dans le cas du neutraliseur rempli de (a) deutérium - (b) lithium, en échelle logarithmique. 79
3.2 Propagation du faisceau de particules énergétiques dans le cas du neutraliseur rempli de (a) deutérium - (b) lithium, en échelle logarithmique. . . 79
3.3 Fonction de distribution en énergie des électrons au centre du neutraliseur de 3m de long dans le cas du deutérium et lithium 81
3.4 Profil radial de l'ensemble des charges positives, des charges négatives, au centre du neutraliseur après 10μs. 82
3.5 Distribution 2D(r,z) de la densité d'électrons du plasma secondaire dans le cas du neutraliseur rempli de (a) deutérium - (b) lithium, en échelle logarithmique. 83
3.6 Distribution 2D(r,z) de la densité d'ions positifs du plasma secondaire dans le cas du neutraliseur rempli de (a) deutérium - (b) lithium, en échelle logarithmique. 83
3.7 Courant de rétrodiffusion des ions positifs dans les cas du neutraliseur de 3m de long au deutérium et au lithium. 84
3.8 Courant de diffusion radial des ions positifs avant et après le neutraliseur pour les deux cibles deutérium et lithium. 85
3.9 Distribution 2D(r,z) (a) de la propagation du faisceau (b) de la densité d'électrons rapides le long du neutraliseur de 55cm, en échelle logarithmique 86
3.10 Distribution 2D(r,z) de la densité (a) d'ions positifs, (b) d'électrons, du plasma secondaire le long du neutraliseur de 55cm, en échelle logarithmique. 87
3.11 Courant de rétrodiffusion et radial dans le cas du neutraliseur de 55cm. . 88
3.12 Comparaison de la propagation du faisceau le long de la ligne lorsque le neutraliseur est décalé (a) de 1m, (b) de 2m par rapport à sa position de base. 89
3.13 Distribution 2D(r,z) de la densité de Li^+ lorsque le neutraliseur est décalé (a) de 1m, (b) de 2m par rapport à sa position de base. 89

3.14 Comparaison du courant de rétrodiffusion lorsque le neutraliseur est décalé (a) de 1m, (b) de 2m. 90
3.15 Comparison du courant de diffusion radial lorsque le neutraliseur est décalé (a) de 1m, (b) de 2m. 91
3.16 Propagation du faisceau de (D^-,D^0,D^+) dans le neutraliseur au lithium de 1,5m. 92
3.17 Distribution 2D(r,z) de la densité de Li^+ lorsque le neutraliseur mesure 1,5m, échelle logarithmique. 93
3.18 Courant de rétrodiffusion et radial dans le cas du neutraliseur de 1,5m. . 94
3.19 Comparaison du courant de rétrodiffusion dans différentes configurations du neutraliseur conservant la même distance grilles d'accélération - neutraliseur de 1,5m. 94
3.20 Comparaison du courant de rétrodiffusion dans différentes configurations du neutraliseur lorsque l'on modifie la distance grilles d'accélération - neutraliseur. 95
3.21 Comparaison des fonctions de distribution en énergie des électrons au centre du neutraliseur dans différentes configurations du neutraliseur basé sur l'injection de lithium. 95

4.1 Schéma de l'injection du lithium dans le code MC-OLIJET. 99
4.2 Orientation du vecteur vitesse des particules du faisceau après collision. 101
4.3 Vue en 3D de la densité de lithium après collision avec le faisceau de deutérium dans le neutraliseur d'ITER. 103
4.4 Profil de densité de lithium après collision avec le faisceau de deutérium sur l'axe du faisceau pour différentes valeurs de la section efficace de collision élastique. 104
4.5 Profil de densité de lithium après collision sur les faces de la boîte de simulation. 105
4.6 Profil de densité de lithium sur les deux plaques du neutraliseur d'ITER. 105
4.7 Profil de densité de lithium après collision avec le faisceau de deutérium sur l'axe du faisceau. 107
4.8 Profil de densité de lithium sur les deux plaques du neutraliseur d'ITER. 108
4.9 Vue en 3D de la densité de lithium après collision avec le faisceau de deutérium dans le neutraliseur d'ITER lorsque le point d'injection du lithium commence à 2,5m. 108
4.10 Profil de densité de lithium après collision avec le faisceau de deutérium sur l'axe du faisceau lorsque le point d'injection du lithium commence à 2,5m. 109

4.11 Profil de densité de lithium sur les deux plaques du neutraliseur d'ITER lorsque le point d'injection du lithium commence à 2,5m. 110
4.12 Profils de densité de D_2 et Li retenus dans cette simulation. 110
4.13 Propagation des faisceaux de particules D^-, D^0 et D^+ le long du neutraliseur après 20μs. 111
4.14 Distribution 2D(r,z) de la densité d'ions positifs de (a) deutérium D_2^+- (b) lithium Li^+ dans le neutraliseur, en échelle logarithmique. 112
4.15 Courant de rétrodiffusion des ions positifs D_2^+ et Li^+ comparé au cas du neutraliseur d'ITER rempli de D_2. 112

Liste des tableaux

1.1 Principales réactions prises en compte pour décrire la cinétique de volume dans le neutraliseur. 30
1.2 Interaction des particules aux surfaces dans le MCR du neutraliseur [29]. 32
1.3 Symboles utilisées dans le jeu d'équation maîtresses 35

2.1 Réactions dans le code OBI-2. 46

3.1 Caractéristiques physiques du lithium 74
3.2 Processus élémentaires faisceau-plasma dans le neutraliseur á base de lithium - *réactions incluses dans le code PIC-MCC. 76

Table des matières

Introduction générale **11**

1 Étude cinétique du plasma secondaire créé dans le neutraliseur d'ITER **18**
1.1 Introduction 18
1.2 Modèle théorique 20
1.2.1 Équation de Boltzmann 20
1.2.2 Adaptation au cas du neutraliseur 21
1.2.3 Terme de collisions 22
1.2.3.1 Collisions élastiques 23
1.2.3.2 Collisions inélastiques 23
1.2.3.3 Collisions ionisantes 24
1.2.3.4 Recombinaison électronique 26
1.2.3.5 Termes de pertes des électrons 26
1.2.4 Cinétique chimique du plasma secondaire 28
1.2.4.1 Principe des équations cinétiques 29
1.2.4.2 Interaction en volume 29
1.2.4.3 Interaction en surface 30
1.2.4.4 Termes de pertes des particules lourdes 32
1.2.4.5 Forme des taux de réactions 32
1.2.4.6 Forme des réactions cinétiques 33
1.3 Approche numérique 36
1.4 Résultats et Discussions 37
1.5 Conclusions 41

2 Techniques numériques et résultats du code OBI-2 **43**
2.1 Introduction 43
2.1.1 Module de collision de type Monte-Carlo 44
2.1.1.1 Principe de la méthode de Monte-Carlo 44
2.1.1.2 Module de collision 45
2.1.2 Méthode Particle-In-Cell 49

2.1.2.1 Principe des méthodes Particle-In-Cell 49
2.1.2.2 Conditions aux limites 53
2.1.2.3 Critère de stabilité et convergence 54
2.1.3 Profil de densité de gaz 55
2.2 Résultats du code 55
2.2.1 Neutraliseur du tokamak d'ITER 55
2.2.1.1 Particules du faisceau 57
2.2.1.2 Plasma secondaire 60
2.2.1.3 Courant de rétrodiffusion des ions positifs 64
2.2.2 Neutraliseur du tokamak JT60-SA 65
2.2.2.1 Particules du faisceau 66
2.2.2.2 Plasma secondaire 67
2.2.2.3 Courant de rétrodiffusion des ions positifs 67
2.3 Conclusions 69

3 Résultats du code OBI-2L sur le neutraliseur au lithium 73
3.1 Introduction 73
3.2 Caractéristiques du modèle 75
3.2.1 Point de vue numérique 75
3.2.2 Processus élémentaires 76
3.3 Résultats 77
3.3.1 Comparaison entre les neutraliseurs au deutérium et au lithium . 78
3.3.1.1 Particules du faisceau 80
3.3.1.2 Plasma secondaire 80
3.3.1.3 Courant de rétrodiffusion des ions positifs 84
3.3.2 Étude paramétrique suivant les caractéristiques du neutraliseur . 86
3.3.2.1 Neutraliseur de taille réduite 86
3.3.2.2 Distance accélérateur-neutraliseur 88
3.3.2.3 Cas intermédiaire de longueur du neutraliseur : L_{neut} = 1,5m 91
3.4 Discussion 92
3.5 Conclusions 97

4 Étude de la diffusion du lithium dans le volume du neutraliseur par le code MC-OLIJET 98
4.1 Introduction 98
4.2 Spécificités numériques du code MC-OLIJET 99
4.2.1 Méthode Monte-Carlo : tirage de la probabilité de collisions . . . 99
4.2.2 Traitement des collisions 101

4.2.3 Maillage de la grille 102
4.3 Résultats du code MC-OLIJET 103
4.3.1 Résultat de référence 103
4.3.2 Étude paramétrique 105
4.3.2.1 Valeur de la section efficace de collision élastique 105
4.3.2.2 Vitesse du jet supersonique de lithium 106
4.3.2.3 Point d'injection du lithium 108
4.4 Utilisation des résultats de MC-OLIJET dans OBI-2L 110
4.4.1 Profil de densité 110
4.4.2 Particules du faisceau 111
4.4.3 Plasma secondaire 111
4.4.4 Courant de rétrodiffusion 112
4.5 Conclusions 113

Conclusion générale **114**

Introduction générale

Le projet international ITER (International Thermonuclear Reactor Experimental), en construction à Cadarache en France, porte sur la faisabilité de la fusion par confinement magnétique. Le principe de base consiste à enfermer un plasma dans une chambre à vide dont les lignes de champ magnétique en forme de tores enlacés assurent le confinement du plasma chaud. Le combustible, un mélange de deutérium et de tritium, est porté à très haute température, afin d'obtenir un plasma chaud. La réaction deutérium - tritium est choisie car c'est celle qui a la plus grande section efficace de réaction de fusion à quelques 100 millions de degrés. On donne un schéma de la réaction de fusion entre le deutérium et le tritium. L'énergie qui se dégage de cette réaction est de 14,1MeV portée par un neutron et 3,5MeV par un noyau d'hélium (particule α). Le plasma du tokamak est confiné magnétiquement afin de le maintenir à distance des parois, par des bobines externes supraconductrices installées autour de la chambre, ainsi que par l'injection d'un courant électrique au coeur du plasma [1]. Ce projet en construction est actuellement le plus important au monde en termes de volume de la chambre de confinement du plasma. En effet, à titre de comparaison, le tokamak Tore Supra a un volume interne d'environ $25m^3$, $100m^3$ pour JET contre $840m^3$ pour ITER.

Des moyens de chauffage externes sont utilisés afin d'augmenter la température de coeur du plasma jusqu'aux quelques 100 millions de degrés Kelvin nécessaires à initialiser la réaction de fusion deutérium - tritium. Ce système nécessite 50MW pour maintenir cette température dans le réacteur d'ITER. Sachant que la résistivité du plasma diminue avec l'augmentation de la température, l'efficacité du chauffage ohmique décroît rapidement. Le chauffage ohmique permet d'atteindre une température dans le coeur du plasma de l'ordre de 10 millions de degrés. Lorsque les réactions de fusion sont amorcées, le chauffage par les particules α, créées lors de la fusion du deutérium et du tritium, participent au maintien de la haute température (auto-ignition).

Des moyens de chauffage additionnels sont donc requis pour chauffer efficacement le plasma de fusion entre 10 et 100 millions de degrés, tels que les chauffages cyclotroniques ionique [3], électronique [4] qui correspondent à des ondes électromagnétiques choisies

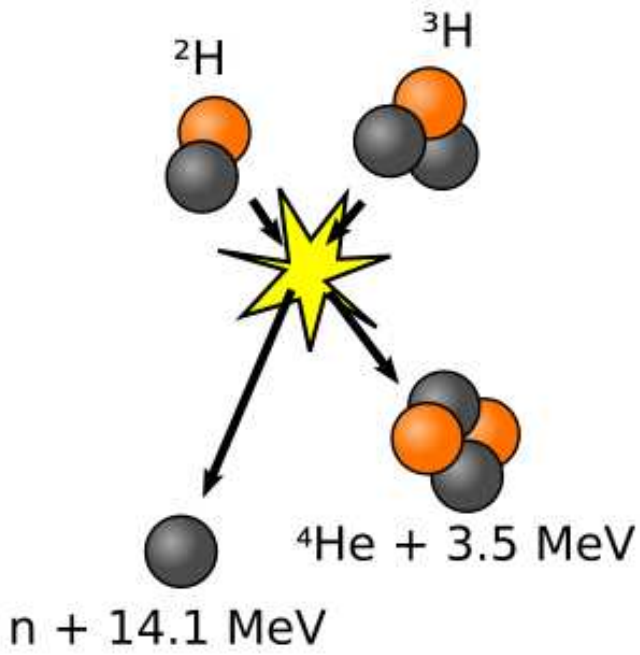


FIG. 1: Schéma de principe de la réaction de fusion entre deutérium et tritium

à des fréquences de résonance pour assurer le meilleur transfert d'énergie possible (30 à 50 MHz pour les ions et 100 à 200 MHz pour les électrons). Ces deux méthodes apportent pour le chauffage du plasma une puissance d'environ 20MW. D'un autre côté, un injecteur de neutres rapides apporte environ 17MW et du combustible dans le réacteur principal. Le transfert de l'énergie apportée par les neutres rapides de l'injecteur au plasma de coeur est basé sur le transfert de quantité de mouvement et le transfert de charges lors des collisions avec ce plasma. Notons que le taux de neutralisation du faisceau par cette technique est inférieure à 100%. Deux de ces injecteurs seront implémentés pour le chauffage additionnel et un troisième, d'énergie inférieure, sera utilisé pour faire des mesures de diagnostics [5].

La technique de neutralisation par photoionisation du faisceau par des lasers intenses permettrait un taux de neutralisation théorique de 100%, pour une puissance laser de plus de 50MW. Cependant, même pour une puissance de la cavité laser de l'ordre de 10MW, ceci peut localement modifier les miroirs de la cavité et par conséquent affecter le trajet du faisceau laser ; la difficulté est d'avoir un bon alignement de la cavité pour obtenir un faisceau laser dense et homogène sur plusieurs centimètres de large. Pour l'injecteur de neutres, l'épluchage d'électrons par l'interaction collisionnelle avec un gaz (D_2) a été choisie.

L'injecteur de neutres rapides se décompose en plusieurs parties (figure 3). La source

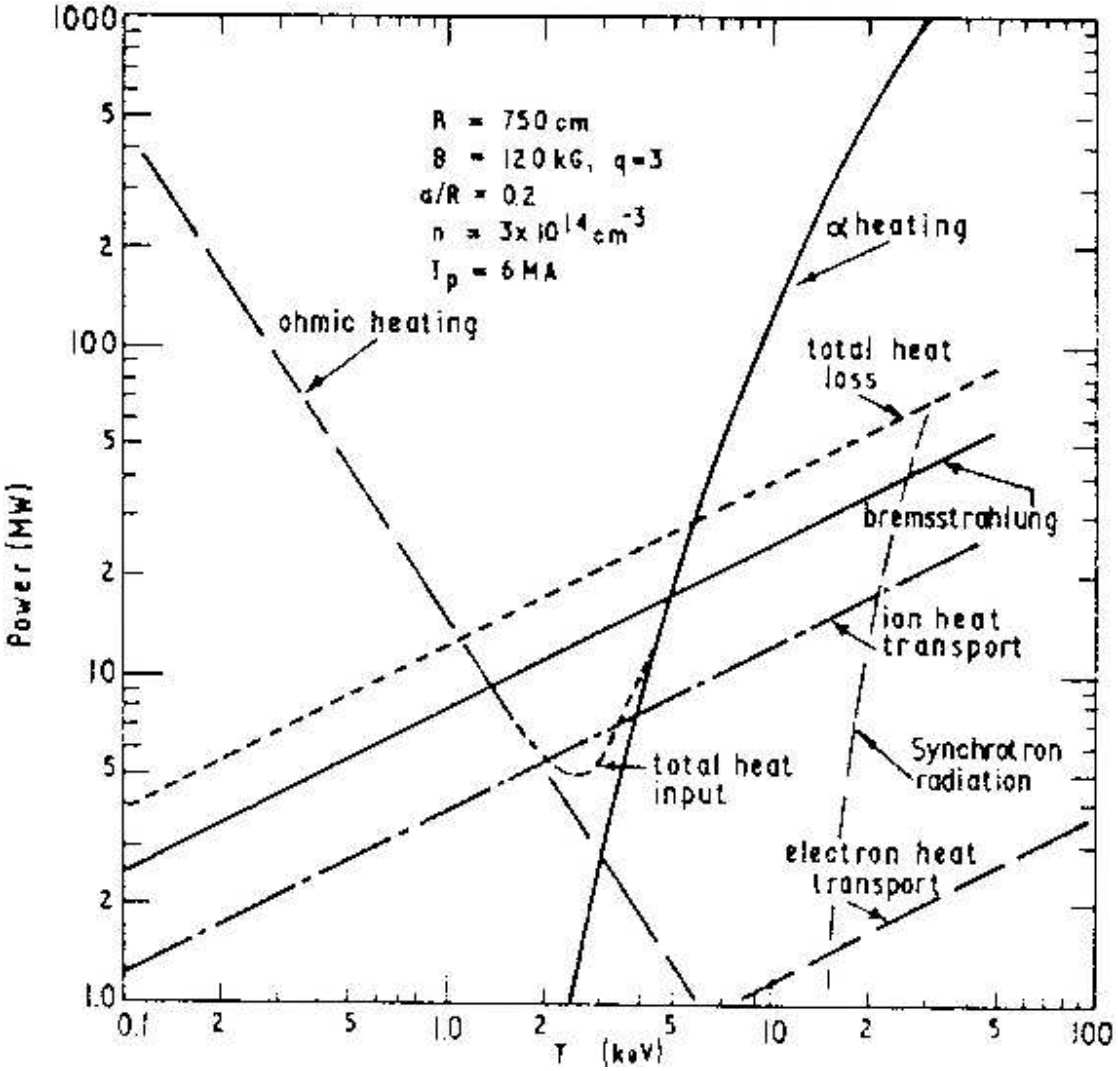


FIG. 2: Évolution de la puissance de fusion en fonction de la température. [2]

d'ions négatifs à pour objectif de délivrer 40 A de D^- en continu pendant une heure. Ces ions négatifs sont extraits de la source [6] et sont accélérés par le système MAMuG (Multi Aperture Multi Grid) jusqu'à 1MeV [7]. Le principe du chauffage par neutres rapides a déjà été testé sur JET où l'énergie du faisceau requise est de 100keV [8, 9]. Ainsi, il est possible d'obtenir des neutres rapides par recombinaison (attachement électronique sur D^+). En revanche, pour ITER, l'énergie requise pour le faisceau est de 1MeV. À cette énergie, la section efficace de détachement électronique (stripping en anglais) de D^- est plus importante que celle d'attachement électronique de D^+ [10].

Les ions négatifs D^- sont ensuite neutralisés par collision avec le gaz cible D_2 injecté au centre du neutraliseur. Ce dernier est constitué de cinq plaques de 3m de long, de 1,7m de haut et espacées de 10cm entre lesquelles circule le gaz D_2 avec une densité

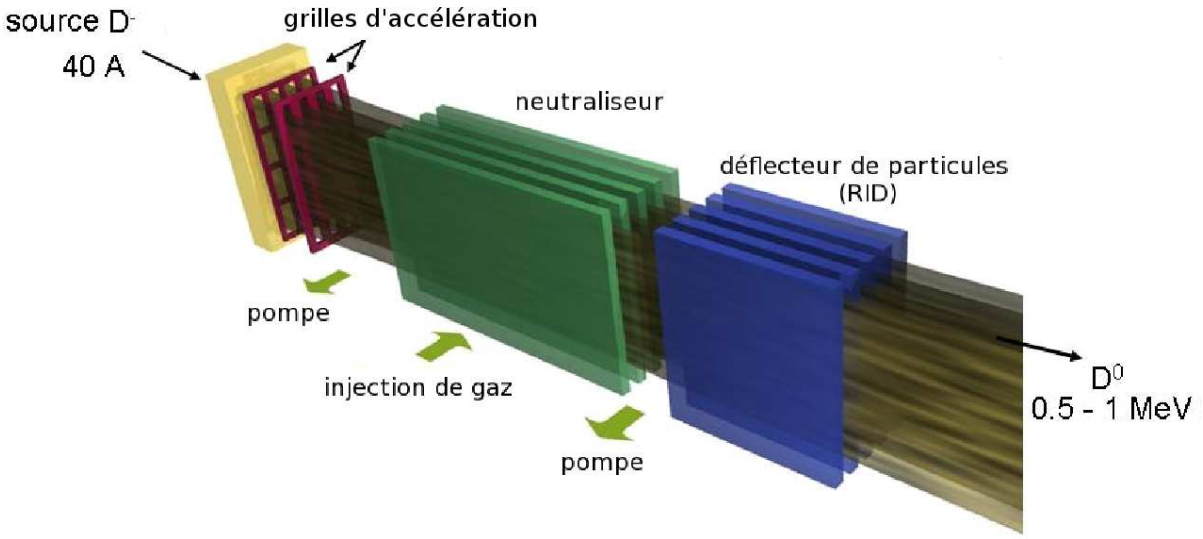


FIG. 3: Schéma de l'injecteur de neutres rapides d'ITER.

au point d'injection d'environ $\sim 8 \cdot 10^{19} m^{-3}$ [11] correspondant à une pression de $\sim$ 0,6Pa pour une température de gaz de 500K. D^- sont en partie neutralisés (perte de la charge négative) après une collision avec le gaz donnant ici D^0. Lors de cette collision, un électron rapide est créé avec une énergie de pratiquement 272eV. On suppose dans les simulations réalisées que les particules du faisceau gardent la même énergie et la même direction après collision qu'avant. Pour les électrons rapides créés, on considère qu'ils vont dans la direction du faisceau lors de leur création. Des collisions successives sont également possibles de sorte que D^0 forme du D^+. Notons que le taux de neutralisation du faisceau dépend de la nature de la particule cible [12]. Ainsi dans le cas du gaz D_2 injecté, le faisceau de particules à 1MeV est composé en sortie de neutraliseur d'environ 55% de D^0, 25% de D^- et 20% de D^+.

Les particules chargées restant dans le faisceau après le passage dans le neutraliseur doivent être retirées avant l'injection dans le tokamak afin d'éviter leur impact sur les parois de la machine sous l'effet de la force de Lorentz. Un déflecteur de particules chargées résiduelles est donc placé en sortie du neutraliseur. Deux configurations du déflecteur sont possibles, l'un électrostatique, l'autre magnétique [13].

L'étude menée dans ce qui suit se concentre sur le neutraliseur, partie de l'injecteur de neutres rapides. Le code OBI-2 (Orsay Beam Injector 2 dimensions(r,z)) a été développé au Laboratoire de Physique des Gaz et Plasmas (LPGP) pour simuler les caractéristiques du faisceau d'ions négatifs dans le neutraliseur rempli de D_2. Il importe de vérifier la formation du plasma secondaire dans le volume du neutraliseur ainsi que la propagation correcte du faisceau le long de la ligne d'injection. Nous montrons que

le plasma dit secondaire permet de garder la focalisation du faisceau. Nous étudions les caractéristiques de ce plasma basse pression par différents modèles numériques.

En effet, un premier modèle de la cinétique dans le neutraliseur a été proposé [9] et comporte une cinétique du plasma réduite à 6 réactions. Celles-ci traduisent l'interaction du faisceau avec le plasma. De manière générale, les plasmas d'hydrogène ou de deutérium hors-équilibre ont une cinétique complexe impliquant plusieurs espèces (D, D_2, D^+, D^-, D_2^+ et D_3^+) avec des taux de réactions pouvant dépendre significativement des concentrations des états ro-vibrationnels excités de la molécule D_2. De plus, compte-tenu de la géométrie du neutraliseur, notamment 10 cm entre deux plaques, et de la faible pression de l'ordre de 0,1 Pa, les interactions aux parois jouent un rôle très important. Nous proposons d'ajouter cette cinétique des particules du plasma entre elles ainsi que leur interaction avec les parois [14].

Il n'est pas possible d'introduire autant de processus collisionnels dans un code PIC-MCC en 2D3V ou 3D car trop coûteux en temps de calcul. Un modèle numérique a donc été développé séparément pour traiter la cinétique du plasma secondaire, avec un transport des différentes espèces simplifié et sans effets de gradient de densité ou de température, dans un modèle collisionnel radiatif avec prise en compte de la dynamique des électrons dans l'espace des énergies par la résolution de l'équation de Boltzmann. Le but de cette simulation est d'obtenir les concentrations des principales espèces présentes dans le plasma secondaire pour qu'elles soient ensuite implémentées dans le code PIC-MCC.

D_2 est utilisé pour la formation des ions négatifs dans la source d'ions. Dans la configuration actuelle de l'injecteur de neutres, D_2 est aussi injecté au centre du neutraliseur, ce qui augmente la pression de gaz dans l'enceinte. Cette dernière est recouverte de panneaux cryogéniques sur les parois, ce qui maintient la pression entre environ 10^{-3} Pa en dehors du neutraliseur et 0,6 Pa au point d'injection du gaz pendant une heure avant de régénérer les têtes froides des parois [11]. Cependant, la quantité de gaz diffusant en dehors de la source d'ions négatifs et du neutraliseur est suffisante pour contribuer significativement à une pré-neutralisation du faisceau dans l'accélérateur. Ceci réduit ainsi la puissance portée par le faisceau [15] car les ions négatifs neutralisés ont alors une énergie inférieure à 1MeV . Notons que les résultats de OBI-2 ont aussi montré que le plasma secondaire diffuse en amont et en aval du neutraliseur, en particulier dans l'espace grilles d'accélération - neutraliseur, ce qui participe à l'écrantage de la charge d'espace du faisceau.

Une solution alternative pour réduire la pression dans l'enceinte de l'injecteur a été proposée [16] en remplaçant le deutérium injecté entre les plaques du neutraliseur par un jet de lithium supersonique, transversalement au faisceau. En utilisant un jet de lithium supersonique, la pression de gaz serait réduite au deutérium provenant de la source d'ions négatifs. Ainsi, les panneaux cryogéniques pourraient fonctionner plus longtemps avant d'être régénérés [16]. Le profil de densité serait également bien plus étroit. Pour confirmer cela, un code Monte-Carlo 3D a été développé au LPGP dans le but d'obtenir un profil de densité de lithium réaliste le long de l'injecteur. La dispersion du lithium est alors due au transfert de quantité de mouvement du faisceau d'ions négatifs vers le jet. De plus, le lithium est un métal se collant facilement aux parois en cuivre du neutraliseur. On s'attend donc à ce que la dispersion du lithium en direction du plasma de fusion soit fortement réduite. Cela réduit également la diffusion du plasma secondaire formée en raison de la masse atomique Z plus importante du lithium.

Dans le cas du deutérium, dépendant de la densité de gaz injectée dans le volume du neutraliseur, la longueur des plaques est calculée pour maximiser le taux de neutralisation à leur sortie. Dans cette configuration, les plaques mesurent 3m de long. En comparaison, dans le cas du lithium, le maximum du taux de neutralisation dépend de la nature de la particule cible et il est également obtenu pour un produit longueur par densité, noté p_i, différent. Cette dernière propriété permet de modifier préférentiellement la longueur du neutraliseur ou la densité de lithium injecté par rapport au deutérium. Les meilleurs performances obtenues sont dues à la plus grande valeur de la section efficace de détachement électronique de D^- sur celle de D^0.

Comme précédemment mentionné, le code OBI-2 a été récemment développé pour le neutraliseur basé sur l'injection de deutérium. Ce code a été adapté pour simuler les caractéristiques physiques du plasma secondaire formé par l'injection de lithium à la place du deutérium et suivre les particules du faisceau de l'accélérateur à la fin du neutraliseur. Deutérium et lithium ont été comparés à travers la modification de la longueur du neutraliseur et de la distance grilles d'accélération - neutraliseur. Les propriétés de fonction de distribution en énergie des électrons, de densité plasma, de taille de gaine sont comparées et discutées dans les différentes configurations étudiées. En se basant sur les résultats du code OBI-2 Lithium, un scénario avancé de configuration du neutraliseur est proposé et les premières estimations du neutraliseur au lithium pour ITER sont données.

Le manuscrit se détaille de la manière suivante. En chapitre I, nous décrivons la cinétique du plasma secondaire par la résolution des équations de conservations des

espèces et de l'équation de Boltzmann pour les électrons. Les résultats obtenus servent de bases à la cinétique du plasma secondaire implémentée dans le code OBI-2. En chapitre II, nous montrons les résultats obtenus par le code OBI-2 dans la configuration d'ITER avec injection de deutérium. D'autres configurations que celles de l'injecteur de neutres rapides d'ITER peuvent être étudiées. Dans ce même chapitre, nous nous intéressons également au cas de l'injecteur de neutres du tokamak japonais JT-60SA dont le neutraliseur à une forme cylindrique identique au modèle 2D(r,z) simulé par le code OBI-2. Les résultats sont comparés à ceux de l'injecteur de neutres d'ITER. Dans le chapitre III, nous étudions les résultats obtenus par le code OBI-2 Lithium, en remplaçant la nature de la cible injectée dans le volume du neutraliseur et en faisant une comparaison avec les résultats obtenus entre deutérium et lithium. En chapitre IV, nous montrons les résultats obtenus par la simulation Monte-Carlo 3D-MPI permettant d'améliorer le profil de densité du lithium injecté dans le volume du neutraliseur d'ITER.

Chapitre 1

Étude cinétique du plasma secondaire créé dans le neutraliseur d'ITER

1.1 Introduction

Le neutraliseur est un des éléments de l'injecteur de neutres (figure 1.1). Pour le tokamak ITER, les particules chargées accélérées à 1MeV sont des ions négatifs. À ce niveau d'énergie, la conversion des ions négatifs en neutres est plus efficace que celle des ions positifs. L'attachement d'électrons reste utilisé pour le tokamak JET car l'énergie du faisceau d'ions positifs est au plus de 130keV. Il a été démontré, pour un tel système, que l'efficacité de neutralisation diminuait au cours d'opérations sur JET. La température cinétique du gaz a pu y être déterminée en couplant des mesures par sondes Langmuir et par spectroscopie d'émission, associées à un modèle analytique. Il a été montré que l'élévation de température mesurée est à mettre en concordance avec la déplétion de gaz entre les plaques du neutraliseur qui permet d'expliquer la perte d'efficacité de neutralisation [9]. Sur la plage d'énergie étudiée du faisceau d'ions positifs[50-70keV], il semble que la température du gaz soit constante à 500K. En revanche, lorsque la puissance du faisceau augmente [1-7MW], la température du gaz augmente jusqu'à 900K [8]. La température du gaz augmente notamment par accélération des ions positifs au niveau de la gaine plasma qui collisionnent sur les plaques du neutraliseur. Suite à cette collision (attachement, dissociation), ces ions deviennent neutres mais avec un gain en énergie consécutif à leur accélération dans la gaine. D'autres canaux de chauffage existent comme la dissociation du gaz par le faisceau ou les particules du plasma secondaire. Dans les conditions du tokamak ITER, il a également été montré que le gaz D_2 chauffe entre les plaques du neutraliseur. Le chauffage semble être moindre notamment en raison du plus faible courant apporté entre deux plaques de neutraliseur, i.e. 10A pour ITER au lieu de 55A pour JET. Le calcul effectué de la température du gaz se fait suivant le modèle de Paméla [17] et

prend en compte une cinétique de réaction dérivée des caractéristiques de l'installation JET. Ces réactions traduisent l'interaction du faisceau avec le plasma. Pour mieux rendre compte des espèces du plasma secondaire, nous proposons d'ajouter une cinétique des particules du plasma entre elles ainsi que leur interaction avec les parois. L'objectif est de déterminer les processus majoritaires, les espèces prédominantes dans le plasma.

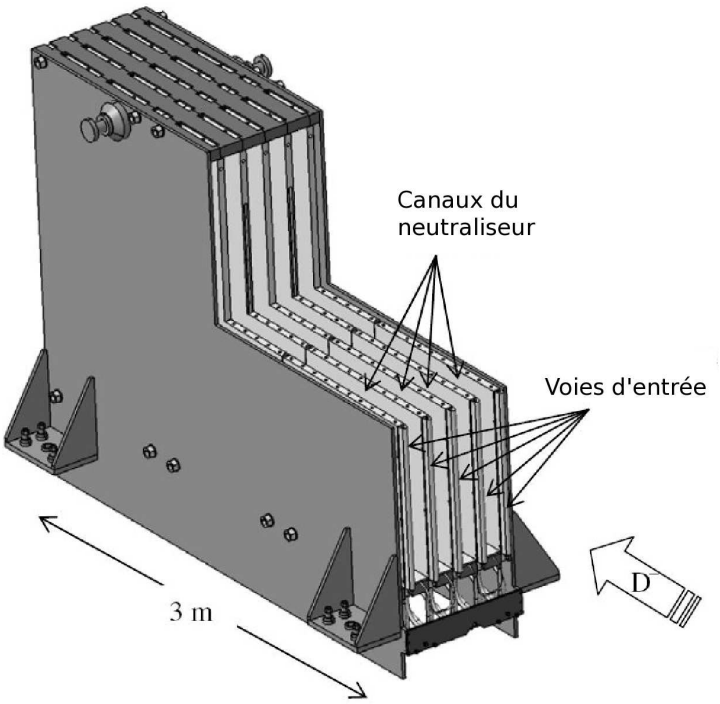


FIG. 1.1: Schéma du neutraliseur d'ITER [18].

Une étude précédente, par simulation PIC-MCC (Particle In Cell - Monte Carlo Collision) a montré [19] que l'interaction du faisceau d'ions négatifs avec la cellule de gaz D_2 forme un plasma secondaire entre les plaques du neutraliseur. De plus, le faisceau d'ions négatifs a tendance à diverger sous l'effet de la répulsion coulombienne entre les particules de même charge. Le plasma secondaire, dont la densité totale de charges est supérieure d'au moins un ordre de grandeur à celle du faisceau, réduit la divergence du faisceau par écrantage de sa charge d'espace.

Il a également été montré que le plasma sort du neutraliseur en amont vers les grilles d'accélération et en aval vers le déflecteur de particules. Les conséquences peuvent être importantes pour le bon fonctionnement du déflecteur de particules chargées en aval et la rétrodiffusion du plasma en amont peut endommager les grilles d'accélération voire la source d'ions négatifs. Une étude du plasma secondaire est donc nécessaire.

Nous avons choisi un modèle collisionnel radiatif (MCR) pour modéliser la cinétique du plasma de deutérium hors-équilibre contenant les espèces D, D_2, D^+, D^-, D_2^+ et D_3^+ et leurs états excités associés. Une telle cinétique implique beaucoup trop de processus de collisions pour un code PIC-MCC tel que OBI-2. Le modèle MCR a été construit en adaptant, aux conditions du neutraliseur d'ITER, un précédent code numérique [20], initialement écrit pour simuler des décharges d'hydrogène. L'équation de Boltzmann couplée aux équations cinétiques des particules lourdes sont résolues en supposant le plasma localement homogène, pour utiliser un code sans dimensions. L'avantage de ce type de modèle est la rapidité de temps de calcul pour obtenir les densités d'espèces présentes dans le plasma secondaire. Le modèle cinétique est présenté dans la section suivante.

Nous réalisons une étude paramétrique du plasma dans le neutraliseur suivant la température du gaz, la pression de deutérium et le potentiel plasma. Dans un premier temps, nous rappellerons les points de théorie relatifs à l'équation de Boltzmann utilisée ainsi que les équations cinétiques prises en compte. Puis nous traiterons de l'approche utilisée pour le code numérique. Enfin nous présenterons et discuterons des résultats obtenus.

1.2 Modèle théorique

1.2.1 Équation de Boltzmann

Dans cette section, nous donnons une description de l'équation de Boltzmann. Dans le cas du neutraliseur, elle sera appliquée aux électrons créés dans le plasma secondaire. De manière générale, l'équation de Boltzmann dérive du théorème de Liouville [21] et permet de relier des grandeurs microscopiques à des quantités macroscopiques et est donnée de la façon suivante :

$$\frac{df(\vec{r},\vec{v},t)}{dt}(\epsilon) = \frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t} + \frac{d\vec{r}}{dt}\cdot\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial \vec{r}} + \frac{d\vec{v}}{dt}\cdot\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial \vec{v}} = \left[\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t}\right]_{coll} \tag{1.1}$$

où

$$\frac{d\vec{r}}{dt}\cdot\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial \vec{r}} \tag{1.2}$$

représente le terme de diffusion spatiale d'une espèce, par exemple un électron

$$\frac{d\vec{v}}{dt}\cdot\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial \vec{v}} \tag{1.3}$$

représente un terme de convection due à l'action des forces extérieures sur l'espèce et

$$\left[\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t}\right]_{coll} \tag{1.4}$$

représente le terme de collisions qui englobe tous les processus de collisions de l'espèce dans le gaz.

Ainsi, la fonction de distribution $f(\vec{r},\vec{v},t)$ d'une espèce donnée permet de définir les grandeurs macroscopiques telle que la densité N_e, la vitesse moyenne $\vec{U}$, l'énergie moyenne E de la particule étudiée.

$$N_e = \int f(\vec{r},\vec{v},t)d\vec{r}d\vec{v} \tag{1.5}$$

$$\vec{U} = \frac{\int \vec{v}\cdot f(\vec{r},\vec{v},t)d\vec{r}d\vec{v}}{\int f(\vec{r},\vec{v},t)d\vec{r}d\vec{v}} \tag{1.6}$$

$$E = \frac{\int \frac{1}{2}m\vec{v}^2\cdot f(\vec{r},\vec{v},t)d\vec{r}d\vec{v}}{\int f(\vec{r},\vec{v},t)d\vec{r}d\vec{v}} \tag{1.7}$$

où f est la fonction de distribution, ϵ, $\vec{r}$ et $\vec{v}$ sont respectivement l'énergie, le vecteur position et le vecteur vitesse de la particule. Lorsque le terme de collisions est nul (équation de Vlasov), notons que l'on obtient simplement par intégration selon la variable v l'équation de continuité.

1.2.2 Adaptation au cas du neutraliseur

Dans ce modèle, nous considérons un plasma secondaire, localement de densité uniforme, où les conditions de bords sont données par des taux effectifs de gains-pertes des différentes espèces présentes dans le plasma (cf section *Termes de pertes*). La résolution du système est faite sans dimensions pour obtenir rapidement des résultats qui pourront être implémentés dans un code PIC-MCC détaillé par la suite (cf section *Code PIC-MCC*). Les processus collisionnels avec le faisceau de particules énergétiques à 500keV par unité de masse arbitraire (cf Tableau 1.1 des réactions) apportent un terme source externe pour les particules du plasma. Les termes de gains-pertes sont discutés dans la section *Terme de collisions.*

À partir de la résolution de l'équation de Boltzmann, nous avons accès à la fonction de distribution en énergie des électrons et par résolution d'équations cinétiques aux différentes espèces chimiques dans le plasma. Nous nous intéressons aux électrons du plasma secondaire créés par l'interaction du faisceau de particules énergétiques avec le gaz D_2 injecté dont la température est supposée fixe et connue. On suppose qu'il en est de même pour la température des ions et atomes du plasma. Les concentrations des neutres et

ions sont données après obtention de l'état d'équilibre des équations cinétiques du plasma.

La pression dans l'enceinte du neutraliseur varie entre environ 0,06 et 0,6Pa pour une température de gaz estimée à 500K [8] [19]. Les premiers résultats du code PIC-MCC permettent de donner une estimation de la valeur de la température des ions dans le neutraliseur. Elle varie entre 0,2eV au centre du neutraliseur et 2eV en bord de neutraliseur où la pression est la plus basse. On suppose alors que la température des particules atomiques créées par le plasma est la même que celle des ions.

Sachant que le libre parcours moyen des électrons λ_{moyen} est donné par

$$\lambda_{moyen} = \frac{1}{\sum N_i \cdot \sigma_i} \tag{1.8}$$

où N_i représente la densité de l'espèce i en collision avec l'électron et σ_i la section efficace associée, on trouve alors un libre parcours moyen pour les électrons de l'ordre de 10 cm. Pour ce calcul, on prend la section efficace de collision la plus significative qui est celle de l'ionisation du gaz de l'ordre de 10^{-20} m^2 et la densité au centre du neutraliseur d'environ $8 \cdot 10^{19}$ m^{-3}. Nous pouvons donc négliger le terme de diffusion spatiale dans l'équation de Boltzmann des électrons. Pour assurer la quasi-neutralité du plasma dans l'enceinte, un terme additionnel de diffusion des électrons et des ions est ajouté et discuté dans la section *Terme de pertes*. De plus, hormis les effets de gaine aux parois du neutraliseur, et en négligeant le champ induit du faisceau d'ions, il n'y a pas de forces extérieures appliquées sur les électrons dans le plasma, en particulier le long de l'axe du faisceau. Le terme de convection peut donc aussi être négligé. L'équation de Boltzmann pour les électrons se réduit finalement à :

$$\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t}(\epsilon) = \left[\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t}\right]_{coll} \tag{1.9}$$

1.2.3 Terme de collisions

Le terme de collisions prend donc en compte les différents processus de collisions avec l'électron et est donné dans l'équation suivante puis explicité dans les sous-sections à venir.

$$\left[\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t}\right]_{coll} = Coll_E(\epsilon) + C_{ex}(\epsilon) + G_b(\epsilon) + G_{pl}(\epsilon) - L_{rec}(\epsilon) - L_w - L_{out}(\epsilon) \tag{1.10}$$

On discute en détail chaque terme dans ce qui suit.

1.2.3.1 Collisions élastiques

$Coll_E$ représente le terme de collision élastique électron-électron $Coll_{ee}$ et électron-neutre $Coll_{en}$. Les collisions élastiques électron-ion ainsi que électron-neutre ne sont pas prises en compte car l'efficacité de ce type de collisions apporte une correction de l'ordre du rapport de masse de l'électron sur la particule par rapport aux collisions de type $Coll_{ee}$. De plus, comme montré par la suite dans la section *Résultats*, le taux d'ionisation du gaz dans le neutraliseur est de quelque 10^{-4}. Ainsi, les collisions sont prises en compte dans la cinétique du plasma. On donne l'expression des collisions entre électrons par la formule suivante [22] :

$$\int Coll_{ee}(\epsilon)d\epsilon = \left[\frac{\partial n(\epsilon,t)}{\partial t}\right]_{ee} = \left[\frac{\partial J_{ee}(\epsilon)}{\partial \epsilon}\right]_{ee} \tag{1.11}$$

où J_{ee} est une densité de puissance.

$$\left[\frac{\partial J_{ee}(\epsilon)}{\partial \epsilon}\right]_{ee} = \frac{2}{3}\pi e^4\sqrt{\frac{2}{me}}ln\Lambda \times (P(\epsilon)\frac{n(\epsilon,t)}{2\epsilon} - \left[\frac{\partial n(\epsilon,t)}{\partial \epsilon}\right] - Q(\epsilon)n(\epsilon,t)) \tag{1.12}$$

$$\Lambda = \sqrt{\frac{k_b T_e}{4\pi e^2 N_{el}}} \cdot \frac{m_e w^2}{2e^2} \tag{1.13}$$

$$P(\epsilon) = \frac{2}{\sqrt{\epsilon}}\int_0^{\epsilon} n(\epsilon,t)dt + 2\epsilon\int_{\epsilon}^{\infty} x^{-1/2}n(x,t)dx \tag{1.14}$$

et

$$Q(\epsilon) = \frac{3}{\sqrt{\epsilon}}\int_0^{\epsilon} n(\epsilon,t)dt \tag{1.15}$$

1.2.3.2 Collisions inélastiques

C_{ex} représente les collisions inélastiques provenant de l'excitation des atomes et molécules dans le gaz par les électrons du plasma. Le terme C_{ex} s'écrit sous la forme suivante :

$$\int C_{ex}(\epsilon)d\epsilon = N_p(\sum_i v(\epsilon+\Delta\epsilon)\sigma_{ex}^i(\epsilon+\Delta\epsilon)n(\epsilon+\Delta\epsilon,t) - \sum_i v(\epsilon)\sigma_{ex}^i(\epsilon)n(\epsilon,t)) \tag{1.16}$$

Les excitations atomiques ou moléculaires sont prises en compte depuis le niveau fondamental. Les excitations rotationnelles et vibrationnelles du gaz moléculaire et atomique sont également utilisées. Le code prend en compte une partie des niveaux d'excitations de H et H_2 (5 pour H et 15 pour H_2) via des sections efficaces analytiques

[23] [20]. Dans toute l'étude, nous prenons les mêmes valeurs de sections efficaces pour H et H_2 que pour D et D_2. Les valeurs des sections efficaces rotationnelles et vibrationnelles sont prises comme termes correctifs de la section efficace d'ionisation du niveau fondamental. On constate que celles-ci modifient alors respectivement pour 1% et 0,01% la section efficace d'ionisation de la particule considérée. Ces niveaux excités jouent un rôle dans la détermination et l'élévation de la température du gaz mais ce problème n'est pas adressé ici car cette dernière est fixée en tant que paramètre du code.

1.2.3.3 Collisions ionisantes

Le terme G_b représente le gain en énergie du nouvel électron créé par l'ionisation des atomes et molécules présents dans le neutraliseur par collision avec les particules du faisceau (D^-, D^0, D^+ et e_s). e_s représente les électrons rapides créés par détachement électronique des particules du faisceau. De même, G_{pl} représente le gain en énergie des nouveaux électrons dû à l'ionisation des atomes et molécules présents dans le neutraliseur par collision avec les électrons du plasma. Ces atomes et molécules sont respectivement D et D_2. On donne ci-dessous les sections efficaces d'ionisation de D et D_2 par impact électronique.

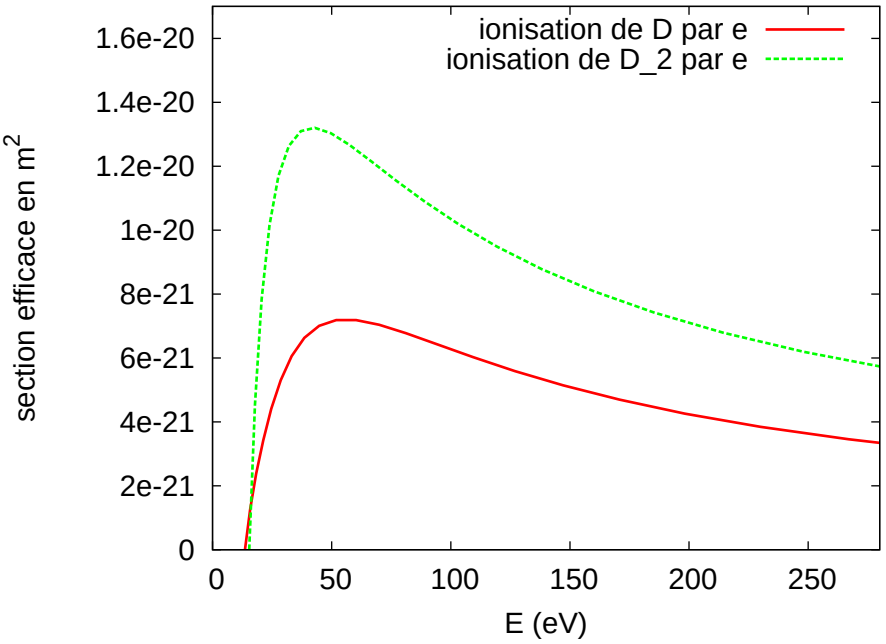


FIG. 1.2: Ionisation des atomes D [24] et des molécules D_2 [25] par impact électronique.

L'ensemble des réactions d'ionisation sont répertoriées dans la table 1.1.

Nous pouvons séparer les électrons en deux groupes : d'un côté, les électrons plasma venant principalement de l'ionisation de deutérium moléculaire avec une énergie maximale bien au-dessous de 100eV. De l'autre, les électrons du faisceau créés par détachement d'un voire deux électrons d'une particule du faisceau par collision avec le gaz ou les particules du plasma. Ces derniers électrons ont une énergie proche de 272eV, correspondant à un électron ayant la même vitesse que le faisceau de particule de deutérium à 1MeV, soit $\sim 10^7 m.s{-}1$. On rappelle que le rapport de masse entre le deutérium et l'électron est d'environ 3672. Ces électrons rapides ne sont pas pris en compte dans la forme de la fonction de distribution en énergie des électrons de sorte que l'équation de Boltzmann concerne uniquement les électrons du plasma secondaire.

Le terme source d'ionisation G_b est déterminé par la somme des taux de réactions des réactions suivantes :

$$P + B \rightarrow P^+ + e + B, \tag{1.17}$$

où

$$P = D \text{ ou } D_2 \text{ et } B = D^0, D^+, D^- \text{ ou } e_s \tag{1.18}$$

Chaque espèce du faisceau a une section efficace d'ionisation de l'ordre de 10^{-20} m^2 hormis l'électron rapide e_s.

Avec une densité linéaire au niveau du neutraliseur d'environ 10^{20} m^2, chacune des particules du faisceau fait approximativement une collision ionisante en traversant le neutraliseur. Une particule du faisceau à 1MeV perd seulement une petite quantité de son énergie initiale à l'intérieur du neutraliseur donc les sections efficaces de collisions avec le faisceau peuvent être gardées constantes dans tout le volume du neutraliseur. Les valeurs des sections efficaces à 1MeV valent alors, respectivement pour D^0 et D^+, $0{,}414 \cdot 10^{-20}$ m^2 et $0{,}71 \cdot 10^{-20}$ m^2 [26, 25]. Pour la section efficace d'ionisation de D_2 par D^-, nous la supposons égale à la somme de celle par un électron à 272eV et par D^0 à 1MeV. La section efficace d'ionisation de D_2 par D^- vaut alors $1{,}04 \cdot 10^{-20}$ m^2. Chaque espèce du faisceau apporte une contribution au terme source d'ionisation à travers la section efficace différentielle mise sous forme simplifiée suivante :

$$\sigma_{diff}(\epsilon_1, \epsilon_2) = \frac{\sigma_{iz}(\epsilon_1) B(\epsilon_1)}{(arctan(\frac{\epsilon_1 - E_{iz}}{2 * B(\epsilon_1)}))((\epsilon_2)^2 + (B(\epsilon_1))^2)} \tag{1.19}$$

où ϵ_1 est l'énergie de la particule incidente, ϵ_2 est l'énergie de l'électron créé, $B(\epsilon_1)$ est une constante dépendant de la nature de la particule cible et valant ici 20eV, E_{iz} est le seuil d'ionisation de la particule cible. De cette équation, nous obtenons une énergie moyenne

des électrons créés par les particules lourdes du faisceau d'environ 50 eV et de 30 eV pour ceux provenant de l'ionisation du deutérium moléculaire par les électrons rapides e_s.

Globalement, le terme d'ionisation dans le code s'écrit de la forme suivante :

$$\begin{aligned} ionisation(\epsilon) =& N_p \cdot [\int_{\epsilon+\epsilon_i}^{2\epsilon+\epsilon_i} v(\omega)\sigma_{diff}(\omega, \omega-\epsilon_i-\epsilon)n(\omega,t)d\omega \\ & - \int_{2\epsilon+\epsilon_i}^{272} v(\omega)\sigma_{diff}(\omega,\epsilon)n(\omega,t)d\omega - v(\epsilon)n(\epsilon,t)\int_0^{(\epsilon-\epsilon_i)/2}\sigma_{diff}(\epsilon,\alpha)d\alpha] \end{aligned} \tag{1.20}$$

On adapte alors la formule au cas des collisions avec le faisceau et suivant la particule cible en modifiant les valeurs de sections efficaces et le seuil d'ionisation.

1.2.3.4 Recombinaison électronique

Pour ce plasma de type D_2 à basse température, les recombinaisons radiatives ont des taux très bas [23]. Ainsi, le terme de recombinaison L_{rec} comprend le taux de recombinaison dissociative, notamment comme voie de formation de deutérium atomique dans le plasma, des électrons avec les ions du plasma et l'attachement des électrons avec les neutres dans le volume du plasma reformant des ions. Les taux de recombinaison en volume de recombinaison de D_2^+ et D_3^+ avec un électron d'énergie ϵ dont les réactions sont données dans le tableau 1.1 (réaction 10 et 13) sont donnés à partir des formules analytiques suivantes :

$$recomb_{D_2^+}(\epsilon) = [\frac{4,234\cdot 10^{-8} eV.m^3.s^{-1}}{\epsilon}]^{0,6465} \tag{1.21}$$

$$recomb_{D_3^+}(\epsilon) = [\frac{6.167\cdot 10^{-8} eV.m^3.s^{-1}}{\epsilon}]^{0,37} \tag{1.22}$$

On met ϵ en eV. $recomb_{D_2^+}$ et $recomb_{D_3^+}$ représentent des taux de recombinaison en $m^3.s^{-1}$.

1.2.3.5 Termes de pertes des électrons

Les pertes peuvent être classées en deux catégories, $^{(i)}$ la perte des électrons sur les surfaces du neutraliseur L_w ainsi que $^{(ii)}$ les électrons sortant de l'enceinte du neutraliseur L_{out}.

Les pertes aux parois sont uniquement possibles pour les électrons ayant suffisamment d'énergie pour passer la barrière du potentiel V_p de la gaine plasma. Le modèle sans dimensions ne prend pas en considération les angles puisque sans dimensions. Ainsi, tout électron avec une énergie supérieure à $e \times V_p$ touchera la surface d'une plaque du neutraliseur. Ce cas est discutable en géométrie 3D dans la mesure où seuls les électrons avec une vitesse en direction de la paroi, correspondant à une énergie supérieure à la barrière de potentiel de la gaine plasma, pourront traverser la gaine.

De plus, l'espace entre deux plaques de neutraliseur d'ITER est de 10 cm et le libre parcours moyen des électrons est aussi de l'ordre de 10 cm, donc les électrons rapides iront facilement en direction de la paroi tandis que les électrons de basses énergies, inférieures à $e \times V_p$, pourront subir des collisions élastiques ou bien sortir de la boîte de simulation.

En premier lieu, on peut donc écrire le terme de pertes des électrons aux parois par la formule suivante :

$$L_w(\epsilon) = \frac{1}{4} n(\epsilon, t) \frac{S_{pertes}}{V_{neut}} (1 - \frac{e \times V_p}{\epsilon}) v(\epsilon) \tag{1.23}$$

où S_{pertes} représente la somme des surfaces par lesquelles le gaz diffuse en dehors du neutraliseur et des plaques du neutraliseur, V_{neut} représente le volume du neutraliseur.

De plus, la diffusion des ions aux parois du neutraliseur ajoute un terme de pertes des électrons par recombinaison des ions avec les électrons aux parois (tableau 1.2). La forme de diffusion des ions aux parois est discutée dans la section *Termes de pertes des particules lourdes*. On ajoute donc au terme de pertes des électrons un terme de la forme qui suit :

$$\sum_{ions} n(\epsilon, t) n_{ions} \sigma_{recomb}^{ions} v(\epsilon) \tag{1.24}$$

On trouve alors un terme de pertes des électrons comme la somme des équations 1.23 et 1.24 de la forme

$$L_w(\epsilon) = \frac{1}{4} n(\epsilon, t) \frac{S_{pertes}}{V_{neut}} (1 - \frac{e \times V_p}{\epsilon}) v(\epsilon) + \sum_{ions} n(\epsilon, t) n_{ions} \sigma_{recomb}^{ions} v(\epsilon) \tag{1.25}$$

Le terme de pertes L_{out} correspond à la diffusion des électrons hors du neutraliseur. Les dimensions de la boîte de simulation sont prises en compte dans les taux de pertes

par des rapports de surface sur volume du neutraliseur. Du fait du grand libre parcours moyen des électrons dans l'enceinte du neutraliseur (équation 1.8), les électrons sont peu collisionnels en volume. L'expression choisie du terme de pertes des électrons (équation 1.26) ayant une énergie ϵ_e supérieure à 80 eV ne dépend pas de la température électronique T_e dans le sens d'une diffusion électronique dépendant de T_e mais directement de l'énergie ϵ_e. Cette valeur est choisie car le maximum de la section efficace d'ionisation du gaz par un électron décroît nettement au-delà de cette valeur de sorte que le libre parcours moyen des électrons devient pour ces énergies de l'ordre du mètre. En effet, la diffusion classique avec une formule dépendant de la température des électrons atteint des limites lorsque la pression est basse comme c'est ici le cas. On ne peut notamment pas parler de fonction de distribution en énergie des électrons maxwellienne pour correctement définir la température. De plus, un facteur multiplicatif α est ajouté pour corriger L_{out} et tenir compte du régime limite de diffusion, ce qui permet notamment d'assurer la quais-neutralité du plasma. Ce résultat est discuté dans la section *Résultats* où l'on regarde l'influence du terme de pertes sur les densités d'espèces du plasma secondaire. La forme du terme de pertes des électrons L_{out} par diffusion est donnée par

$$L_{out} = \alpha \cdot \sqrt{\frac{2\epsilon_e}{m_e}} \cdot \frac{Surf_{lateral}}{V_{neut}} \tag{1.26}$$

où m_e est l'énergie de l'électron, $Surf_{lateral}$ correspond à la surface par laquelle les particules peuvent sortir du neutraliseur et V_{neut} représente le volume total du neutraliseur, α est un paramètre arbitraire ajustée pour assurer la quasi neutralité du plasma.

Pour les paramètres plasma étudiés, les taux de collisions élastiques électron-électron et inélastique électron-molécule ont des amplitudes similaires. Cependant, leur influence concerne différents domaines d'énergie. Les collisions élastiques sont dominantes à basse énergie tandis que des collisions inélastiques et les pertes à la paroi concernent les électrons principalement d'énergie supérieure à 10 eV. On peut donc s'attendre à ce que la fonction de distribution en énergie des électrons soit maxwellienne jusqu'à un seuil de basse énergie.

1.2.4 Cinétique chimique du plasma secondaire

Dans le cas du neutraliseur d'ITER, l'équation de Boltzmann obtenue permet de calculer la fonction de distribution en énergie des électrons au cours du temps jusqu'à obtention de l'état d'équilibre. Celle-ci est couplée aux équations cinétiques des espèces principales du plasma pour déterminer de manière auto-cohérente leurs densités qui

convergent elles aussi vers l'état d'équilibre. Les réactions en volume et à la surface sont spécifiées. Le modèle prend donc en compte les collisions avec les électrons, les collisions entre particules lourdes, la diffusion et la recombinaison de ces espèces aux surfaces du neutraliseur, les pertes aux surfaces et par diffusion en dehors de la boîte de simulation.

1.2.4.1 Principe des équations cinétiques

Les équations cinétiques sont généralement de la forme suivante :

$$A + B \rightarrow C + D \tag{1.27}$$

$$E + F \rightarrow G + A \tag{1.28}$$

avec des taux de réaction k_{AB} et k_{EF} de sorte que l'on a dans cette exemple :

$$\frac{dn_A}{dt} = k_{EF}.n_E \times n_F - k_{AB}.n_A \times n_B \tag{1.29}$$

et

$$\frac{dn_A}{dt} = \frac{dn_B}{dt} = -\frac{dn_C}{dt} = -\frac{dn_D}{dt} \tag{1.30}$$

où n_Σ représente la densité de l'espèce Σ. Aussi, par exemple pour k_{AB}, le taux de réactions s'obtient à partir des fonctions de distribution en énergie des particules A et B, respectivement f_A, f_B et égal à la moyenne de la section efficace de la réaction σ_{AB} par la vitesse relative des particules A et B $v_{AB} = |\vec{v_{AB}}|$

$$k_{AB} = \langle \sigma_{AB} v_{AB} \rangle = \frac{\int \sigma_{AB} v_{AB} \cdot f_A(\vec{v_A}) f_B(\vec{v_B}) d\vec{v_A} d\vec{v_B}}{\int f_A(\vec{v_A}) f_B(\vec{v_B}) d\vec{v_A} d\vec{v_B}} \tag{1.31}$$

De plus, l'évolution temporelle de chaque espèce présente dans le plasma secondaire est régie par des processus de gains et pertes de sorte que la densité n_Σ de chaque espèce varie suivant le principe :

$$\frac{dn_\Sigma}{dt} = \left[\frac{dn_\Sigma}{dt}\right]_{gains} - \left[\frac{dn_\Sigma}{dt}\right]_{pertes} \tag{1.32}$$

1.2.4.2 Interaction en volume

Étant donné la densité de gaz dans le neutraliseur, les processus de collisions à trois corps peuvent être négligés, donc pratiquement toutes les collisions à l'intérieur du plasma sont des collisions binaires. Cependant, une collision à trois corps est ajoutée

1	[24]	$D + e \rightarrow D^+ + 2e$
2	[25]	$D_2 + e \rightarrow D_2^+ + 2e$
3	[25]	$D_2 + e \rightarrow D + D + e$
4	[26]	$D_2 + D^- \rightarrow D_2 + D^0 + e^-$
5	[26]	$D_2 + D^- \rightarrow D_2 + D^+ + 2e^-$
6	[26]	$D_2 + D^0 \rightarrow D_2 + D^+ + e^-$
7	[25]	$D_2 + D^+ \rightarrow D_2^+ + e^- + D^+$
8	[26]	$D_2 + D^0 \rightarrow D_2^+ + e^- + D^0$
9		$D_2 + D^- \rightarrow D_2^+ + e^- + D^-$
10	[25] [23]	$D_2^+ + e \rightarrow D + D$
11	[25]	$D_2^+ + e \rightarrow D^+ + D + e$
12	[25]	$D_2^+ + D_2 \rightarrow D_3^+ + D$
13	[23]	$D_3^+ + e \rightarrow D_2 + D$
14	[25]	$D_3^+ + e \rightarrow D^+ + 2D + e$
15	[27]	$D^+ + D_2 + D_2 \rightarrow D_3^+ + D_2$

TAB. 1.1: Principales réactions prises en compte pour décrire la cinétique de volume dans le neutraliseur.

comme seule voie de destruction de D^+ dans le plasma. La cinétique chimique proposée est résumée dans le tableau 1.1. Le code prend également en compte une partie des niveaux d'excitations de D et D_2 (5 pour D et 15 pour D_2) via des sections efficaces analytiques. Les détails sur ces processus peuvent être trouvés dans [20]. Ces termes apportent une correction au taux d'ionisation de D_2. De plus, en raison de la faible pression dans le neutraliseur, nous pouvons négliger les états électroniques excités des atomes et molécules car leur temps de transition radiatif est inférieur à celui des collisions. On suppose donc que les atomes et molécules excités à travers le terme de collision C_{ex} retournent instantanément vers le niveau fondamental par des cascades radiatives.

Notons que le code est flexible et qu'il peut être facilement enrichi de nouvelles réactions si elles sont exigées par l'expérience.

1.2.4.3 Interaction en surface

Du point de vue électrostatique, le potentiel des plaques du neutraliseur est constant et égal à zéro (mis à la masse), mais le potentiel plasma varie le long de l'axe du faisceau puisque sa valeur est étroitement liée à la densité des particules chargées qui

composent le plasma, elle-même dépendante de la densité du gaz neutre (D_2) injecté dans le neutraliseur. Les valeurs du potentiel plasma le long de l'axe du faisceau ont été extraites de nos calculs PIC-MCC à l'aide du code OBI-2. Ces derniers résultats sont reportés sur la figure 1.3.

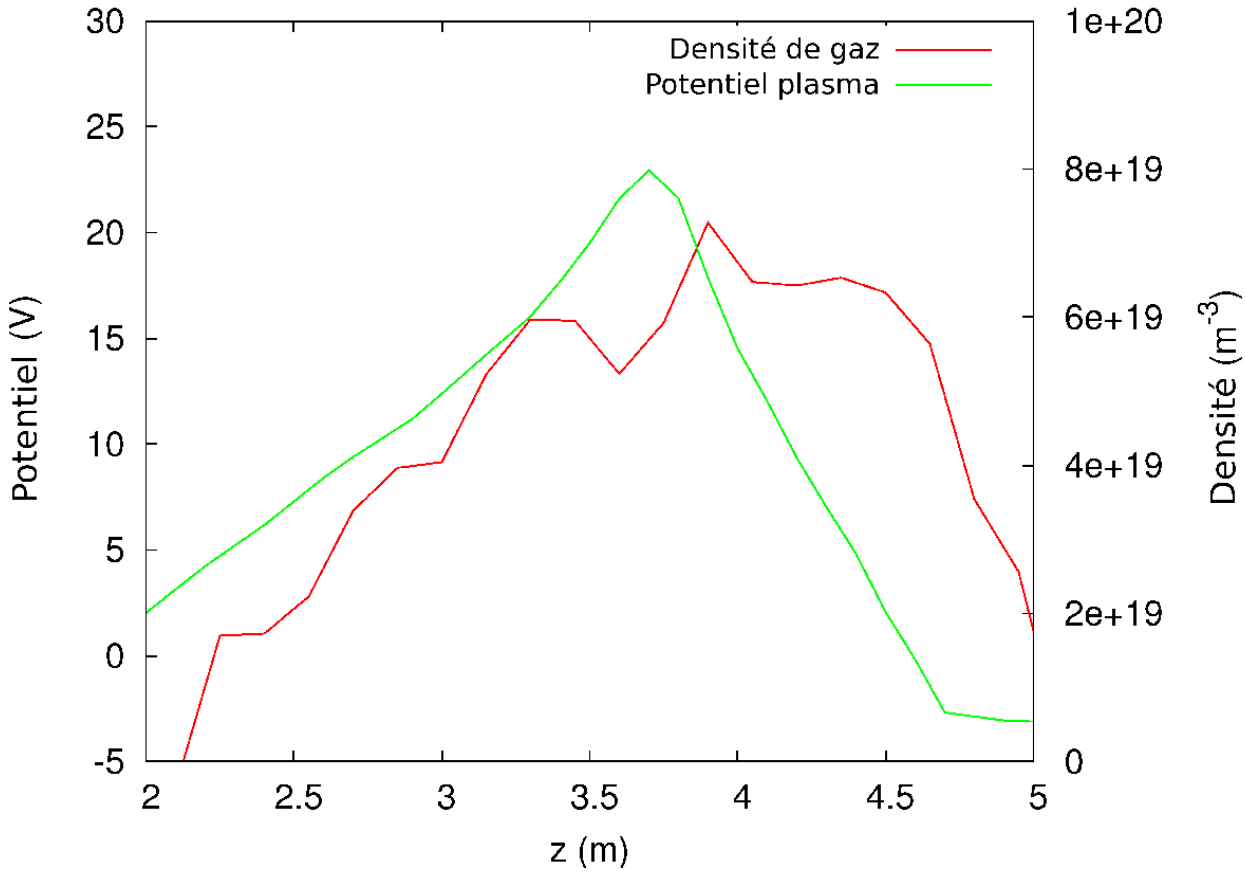


FIG. 1.3: Profil longitudinal du potentiel plasma (ligne verte) tiré du code numérique OBI-2[19]) associé au profil de gaz le long du neutraliseur (rouge), tiré de [11].

Les électrons de basse énergie, inférieure à $e \times V_p$, sont principalement réfléchis par la gaine de sorte qu'ils restent confinés à l'intérieur du plasma, tandis que les électrons avec une énergie plus haute que la limite $e \times V_p$ peuvent frapper la surface de cuivre sur laquelle ils peuvent être absorbés ou réfléchis, ou encore produire des électrons secondaires [28]. Ces électrons rentrent alors dans le plasma avec une énergie d'au moins $e \times V_p$. Les processus de collisions aux parois introduits dans les calculs sont rapportés dans le tableau 1.2.

Les interactions aux parois régénèrent le gaz moléculaire injecté, ici D_2, comme vu dans le tableau 1.2. Deux réactions donnent lieu à la formation de deutérium atomique

e + wall	$\rightarrow$	e
D_2^+ + wall	$\rightarrow$	D_2
2D + wall	$\rightarrow$	D_2
$2D_3^+$ + wall	$\rightarrow$	$3D_2$
D^+ + wall	$\rightarrow$	D
D_3^+ + wall	$\rightarrow$	3D

TAB. 1.2: Interaction des particules aux surfaces dans le MCR du neutraliseur [29].

mais leur efficacité est limitée du fait de la dépendance aux ions D^+ et D_3^+ dans le plasma. On note que les ions positifs heurteront les parois du neutraliseur avec une énergie aussi égale à $e \times V_p$. Dans nos simulations, nous supposons qu'il n'y a pas d'interactions directes entre les particules du faisceau et les plaques du neutraliseur (convergence parfaite du faisceau). Cette hypothèse peut être supportée par les résultats du code OBI-2 à l'état stationnaire où le faisceau devient convergent, comme nous allons le voir dans les chapitres suivants.

1.2.4.4 Termes de pertes des particules lourdes

De même que les électrons, les particules lourdes peuvent diffuser en dehors du neutraliseur ou bien aux parois. Pour prendre en compte ce phénomène, un taux de diffusion $Diff_{ions}$ dépendant de la température de l'espèce T_i et d'un rapport de surface sur volume du neutraliseur est donné et suivant la forme

$$Diff_ions = \frac{[X_i]}{tau_i} \tag{1.33}$$

où $[X_i]$ est la densité de l'espèce i et
tau_i est son temps caractéristique de diffusion. On distingue alors la diffusion aux parois de celle en dehors du neutraliseur par les rapports de surface caractéristique sur volume du neutraliseur.

Dans le cas spécifique de l'atome D, le terme de diffusion aux parois et celui hors du neutraliseur diffèrent également par la forme. Un facteur de correction γ_D est ajouté dans le terme de diffusion aux parois prenant en compte la possible recombinaison de D en D_2.

1.2.4.5 Forme des taux de réactions

Pour la cinétique en volume, les taux de réactions faisant intervenir les électrons sont en général obtenus à partir des sections efficaces de réactions correspondantes et sont

données suivant le même modèle que celui de l'équation 1.31. On a alors

$$k_{ei} = \langle \sigma_i v_e \rangle = \frac{\int \sigma_i v_e \cdot f_e(v_e) dv_e}{\int f_e(v_e) dv_e} \tag{1.34}$$

où k_{ei} est le taux de la réaction i avec l'électron, σ_i est la section efficace de l'espèce i avec l'électron et v_e est la vitesse de l'électron. Les valeurs expérimentales de ces sections sont trouvées dans la littérature.

Cependant, pour les réactions de recombinaisons avec les ions D_2^+ et D_3^+ avec un électron, des formules analytiques dépendant de l'énergie de l'électron sont utilisées. Ainsi, pour les recombinaisons électroniques de D_2^+ et D_3^+ avec un électron respectivement notées $recomb_{D_2^+}$ et $recomb_{D_3^+}$ dont les formes sont donnés par les équations 1.21 et 1.22 ci-dessus.

Les taux de réactions faisant intervenir les particules lourdes sont plus difficiles à obtenir car ils nécessitent la connaissance des distributions de vitesse de chaque espèce lourde. Ainsi, le taux de réaction $k_{D_2+D_2^+}$ du processus de collisions entre D_2 et D_2^+ est donné expérimentalement par la formule suivante :

$$k_{D_2+D_2^+} = 1,5 \cdot 10^{-9} cm^3.s^{-1} \tag{1.35}$$

De même, le processus de recombinaison à trois corps servant de canal de destruction en volume de D^+ a un taux de réaction $k_{D^++D_2+D_2}$ qui est donné par :

$$k_{D^++D_2+D_2} = 3,1 \cdot 10^{-29} cm^6.s^{-1} \tag{1.36}$$

1.2.4.6 Forme des réactions cinétiques

À partir du formalisme mis en place, des processus en volume et en surface pour les électrons et pour les particules lourdes neutres et chargées, nous pouvons écrire les équations cinétiques décrivant l'évolution temporelle de la densité des espèces du plasma. On obtient donc :

$$\begin{aligned}\frac{d[D]}{dt} =& 2 \times \int \sigma_1 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon \cdot [D_2] + (\int \sigma_2 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon + 2 \times \int recomb_{D_2^+} f(\epsilon) d\epsilon + R4 \cdot [D_2]) \cdot [D_2^+] \\ &+ (\int \sigma_3 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon + \int recomb_{D_3^+} f(\epsilon) d\epsilon) \cdot [D_3^+] - (\int \sigma_7 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon \\ &+ \int \frac{d\sigma_\alpha(\epsilon)}{d\epsilon} \cdot n_{e^-}(faisceau) v(272eV) d\epsilon + \int \frac{d\sigma_\beta(\epsilon)}{d\epsilon} \cdot N_{part}(faisceau) v(1MeV) d\epsilon \\ &+ \frac{\gamma_D}{\tau_D} + \frac{1}{\tau 2_{D^+}}) \cdot [D]\end{aligned} \tag{1.37}$$

$$\begin{aligned}\frac{d[D_2]}{dt} =& (\int \sigma_6 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon + \int \sigma_1 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon + R4 \cdot [D_2^+] + R5 \cdot [D_2][D^+] + \\ &\int \frac{d\sigma_\alpha(\epsilon)}{d\epsilon} \cdot n_{e^-}(faisceau) v(272eV) d\epsilon + \int \frac{d\sigma_\beta(\epsilon)}{d\epsilon} \cdot N_{part}(faisceau) v(1MeV) d\epsilon) \cdot [D_2] \\ &+ \int recomb_{D_3^+}(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \cdot [D_3^+] + \frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma_D}{\tau_D} \cdot [D] + \frac{1}{2} \cdot [D^+] \cdot \frac{1}{\tau_{D^+}} \\ &+ [D_2^+] \cdot \frac{1}{\tau_{D_2^+}} + \frac{3}{2} \cdot [D_3^+] \cdot \frac{1}{\tau_{D_3^+}} + \frac{1}{2}([D] + [D^+]) \cdot \frac{1}{\tau 2_{D^+}} + [D_2^+] \cdot \frac{1}{\tau 2_{D_2^+}} \\ &+ \frac{3}{2} \cdot [D_3^+] \cdot \frac{1}{\tau 2_{D_3^+}}\end{aligned} \tag{1.38}$$

$$\begin{aligned}\frac{d[D^+]}{dt} =& (\int \sigma_7 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon + int \frac{d\sigma_\alpha(\epsilon)}{d\epsilon} \cdot n_{e^-}(faisceau) v(272eV) d\epsilon + \\ &\int \frac{d\sigma_\beta(\epsilon)}{d\epsilon} \cdot N_{part}(faisceau) v(1MeV) d\epsilon + \frac{\gamma_D}{\tau_D} + \frac{1}{\tau 2_{D^+}}) \cdot [D] + \\ &\int \sigma_2 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon \cdot [D_2^+] + \int \sigma_3 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon \cdot [D_3^+] - \\ &(\frac{1}{\tau_{D^+}} + \frac{1}{\tau 2_{D^+}} + R5[D_2][D_2]) \cdot [D^+]\end{aligned} \tag{1.39}$$

$$\begin{aligned}\frac{d[D_2^+]}{dt} =&(\int \sigma_6 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon + int\frac{d\sigma_\alpha(\epsilon)}{d\epsilon} \cdot n_{e^-}(faisceau) v(272eV) d\epsilon + \\ &\int \frac{d\sigma_\beta(\epsilon)}{d\epsilon} \cdot N_{part}(faisceau) v(1MeV) d\epsilon) \cdot [D_2] - \\ &(\int \sigma_2 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon + \int recomb_{D_2^+} f(\epsilon) d\epsilon + R4 \cdot [D_2] + \\ &\frac{1}{\tau_{D_2^+}} + \frac{1}{\tau 2_{D_2^+}}) \cdot [D_2^+]\end{aligned} \tag{1.40}$$

$$\begin{aligned}\frac{d[D_3^+]}{dt} =&R4[D_2][D_2^+] + R5[D_2][D_2][D^+] - \\ &+ (\int \sigma_3 v(e^-) f(\epsilon) d\epsilon + \int recomb_{D_3^+} f(\epsilon) d\epsilon + \frac{1}{\tau_{D_3^+}} - \frac{1}{\tau 2_{D_3^+}}) \cdot [D_3^+]\end{aligned} \tag{1.41}$$

où $\tau 2_i$ est le temps de diffusion de l'espèce i sur les plans latéraux du neutraliseur (espace par lequel passe le faisceau), en rappelant que τ_i est le temps de diffusion de l'espèce i à la surface du neutraliseur, $\frac{d\sigma_\alpha(\epsilon)}{d\epsilon}$ est la section efficace différentielle en énergie de la collision d'une particule avec les électrons rapides à 272eV et $\frac{d\sigma_\beta(\epsilon)}{d\epsilon}$ est la section efficace différentielle en énergie de la collision d'une particule avec le faisceau à 1MeV.

Ce système d'équations est fortement non-linéaire. La solution supposée unique, et vérifiée après calcul, nous donne les densités des différentes espèces dans le plasma secondaire ainsi que la fonction en énergie des électrons par résolution de l'équation de Boltzmann à chaque pas de temps.

σ_1	section efficace de dissociation de D_2
σ_2	section efficace de dissociation de D_2^+
σ_3	section efficace de dissociation de D_3^+
R4	taux de réaction de la réaction $D_2^+ + D_2$
R5	taux de réaction de la réaction à trois corps $D^+ + D_2 + D_2$
σ_6	section efficace d'ionisation de D_2
σ_7	section efficace d'ionisation de D

TAB. 1.3: Symboles utilisées dans le jeu d'équation maîtresses

1.3 Approche numérique

Pour l'initialisation du calcul, on suppose que l'état stationnaire final est unique et stable. On se place alors dans les conditions d'un plasma très faiblement ionisé avec un taux d'ionisation inférieur à 10^{-5} et une densité électronique assurant la quasi neutralité du plasma, et dont la forme de la fonction de distribution en énergie des électrons est une maxwellienne centrée sur une énergie de 1eV. Il a été vérifié que l'état final obtenu est indépendant de ces valeurs initiales. Les paramètres d'entrée d'une simulation sont : la densité de courant du faisceau (280A m^{-2}), le potentiel plasma déduit de calcul OBI-2, la densité de gaz injectée, la température du gaz neutre, la température des ions et le coefficient absorbant du deutérium aux parois du neutraliseur.

Les calculs ont été effectués pour des tranches différentes de plasma, chacune correspondant à une valeur z associée aux valeurs de potentiel plasma et de densité de gaz injectée dans le neutraliseur comme montré sur la figure 1.3. La température du gaz neutre est affectée par la densité des espèces ioniques via les excitations ro-vibrationnelles des espèces. Ces espèces contribuent aussi au processus d'ionisation, mais en raison de la faible pression du gaz, l'erreur engendrée en les négligeant est de l'ordre du pourcent. La température des ions est supposée homogène avec une valeur entre 0,2 et 2eV suivant la tranche de plasma choisie. Ce choix de température permet d'assurer la quasi-neutralité du plasma. La modification de ce paramètre change la proportion des espèces d'ions positifs présents dans le plasma du fait de la modification du taux de diffusion des espèces. Cet effet représente là aussi quelques pourcents.

Les équations d'équilibre des espèces lourdes sont couplées à l'équation de Boltzmann pour les électrons. Chaque espèce est créée ou convertie en une autre espèce principalement par l'impact électronique. Elle peut aussi diffuser jusqu'aux plaques du neutraliseur et dans la direction axiale, les dimensions du neutraliseur étant prises en compte par des rapports de surface sur volume. On considère deux types de diffusion. D'abord, le flux d'ions en direction des parois est donné par le produit de la densité de l'espèce et de la vitesse de Bohm. Deuxièmement, la diffusion thermique agit sur toutes les espèces dans la direction axiale (parallèle aux plaques). Les équations couplées de Boltzmann pour les électrons et d'équilibre pour les espèces particulaires sont intégrées dans le temps jusqu'à obtention de l'état stationnaire de tout l'ensemble. Nous avons vérifié que pour l'état stationnaire obtenu, la condition de quasi neutralité du plasma est satisfaite.

1.4 Résultats et Discussions

Il est intéressant de vérifier la sensibilité des paramètres sur les résultats finaux de la simulation. À partir des résultats du code OBI-2, il sort que le potentiel plasma et la densité du gaz cible sont fortement corrélés. Pour déterminer l'influence de chacun des deux paramètres (la densité de gaz et le potentiel plasma), une étude paramétrique a été faite, changeant ces deux paramètres indépendamment.

Sur la figure 1.4 est rapportée l'influence de la pression-densité du gaz, qui est semblable à celle de la densité de gaz si la température est assumée constante, sur la fonction de distribution d'énergie électronique pour une valeur fixe de $V_p = 18$V. On peut observer sur cette figure que la fonction de distribution en énergie des électrons (fdee) ne suit pas un profil maxwellien en raison de l'effet négligeable des collisions élastiques entre électrons. En effet, les collisions coulombiennes élastiques lissent la fonction de distribution seulement dans la partie d'énergie basse, tandis qu'une discontinuité est remarquée aux énergies autour de $e \times V_p$. En fait, avec une énergie au-dessus du potentiel plasma, les électrons énergétiques font très peu de collisions à l'intérieur du plasma, de sorte qu'ils peuvent s'échapper rapidement du piège électrostatique créé par le potentiel plasma et atteindre les parois du neutraliseur. On note que seulement peu d'entre eux (des électrons secondaires) reviennent dans le plasma.

Pour les valeurs de densités de gaz considérées, l'énergie moyenne des électrons du plasma est quasi indépendante de la pression dans le neutraliseur. La température équivalente, dans l'hypothèse d'une distribution maxwellienne est $\sim$ 5,5eV. En effet, la fonction de distribution en énergie des électrons est dominée par les termes de pertes et diffusions des électrons, ce qui rend les effets de pression moins significatif. Les ions positifs majoritaires sont D_2^+, provenant surtout de l'ionisation du gaz D_2 avec une densité valant $1,2 \cdot 10^{15}$ m^{-3}, soit un taux d'ionisation du gaz d'environ 10^{-4}. Le second ion positif majoritaire est D_3^+ avec une densité de $3,1 \cdot 10^{14}$ m^{-3} et qui représente environ 25% de la densité d'ions D_2^+. La densité atomique de D^+ est négligeable, représentant $2,7 \cdot 10^{10}$ m^{-3}, de l'ordre de 0,01% de la densité totale d'ions positifs.

Sur la figure 1.5, nous pouvons voir la fonction de distribution en énergie des électrons (fdee) pour différentes valeurs du potentiel plasma et une pression de gaz D_2 de 2,8mTorr. Nous observons sur cette figure que seul le domaine d'énergie autour de $e \times V_p$ est affecté par la valeur du potentiel plasma. La forme de la fdee est dominée par la diffusion des électrons en dehors du neutraliseur, indépendamment de la valeur du potentiel plasma.

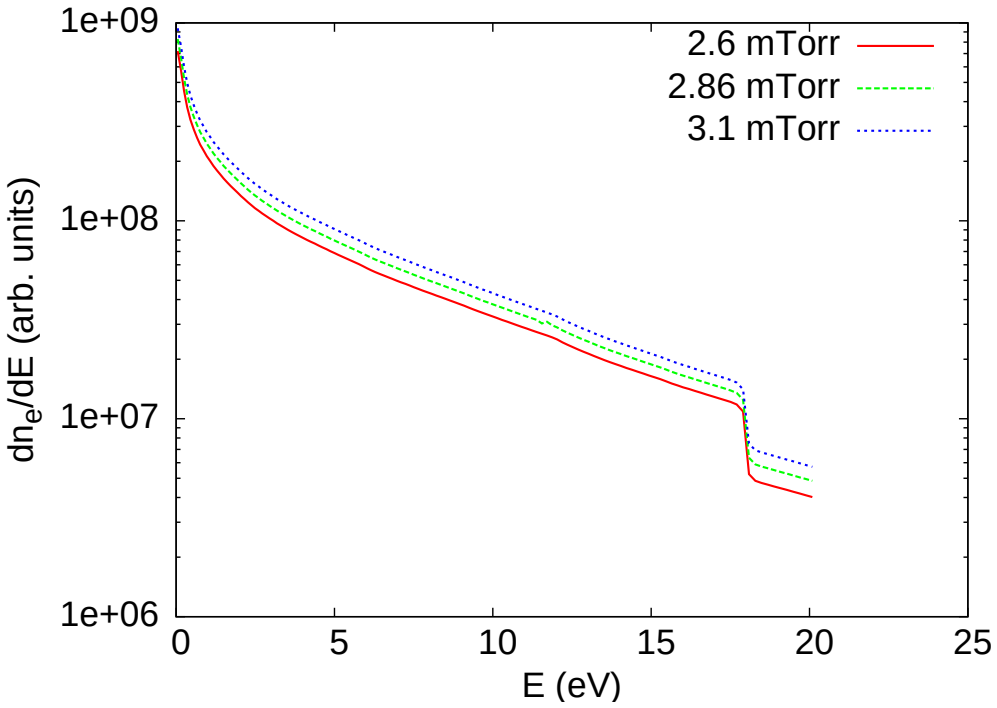


FIG. 1.4: Fonction de distribution en énergie des électrons pour trois valeurs de pression dans le neutraliseur, V_p est fixé à 18V.

À partir des figures 1.4 et 1.5, on peut en déduire que sur cette tranche de plasma du neutraliseur, la variation de pression ou de potentiel plasma affecte peu le comportement de fonction de distribution, plus particulièrement pour des énergies en-deçà de $e \times V_p$.

La variation des paramètres plasma le long de l'axe z a été obtenue en déterminant, avec le code cinétique, l'état stationnaire du plasma pour les valeurs de densité et potentiel plasma données par la figure 1.3. Les résultats obtenus pour la densité électronique sont rapportés sur la figure 1.6 alors que ceux obtenus sur les densités d'espèces lourdes sont présentés sur la figure 1.7. On note que la variation de la composition du faisceau (D^+, D^0, D^-) le long de l'axe du neutraliseur est prise en compte dans les calculs.

De la figure 1.6 nous observons que, comme attendu, la densité électronique suit de près l'évolution de la densité de gaz. À l'entrée et au plan de sortie du neutraliseur, tant la densité que le potentiel plasma ont de faibles valeurs ; dans ce cas, la fonction de distribution en énergie des électrons est directement reliée au terme source de l'équation 1.10. Tout près du centre du neutraliseur, aussitôt que la valeur du potentiel plasma est au-dessus de 10eV, la fonction de distribution en énergie des électrons est sensiblement invariante exceptée pour les énergies supérieures à $e \times V_p$. La densité d'électrons se joue alors sur la variation du taux de diffusion des électrons en fonction de V_p. On a vu sur

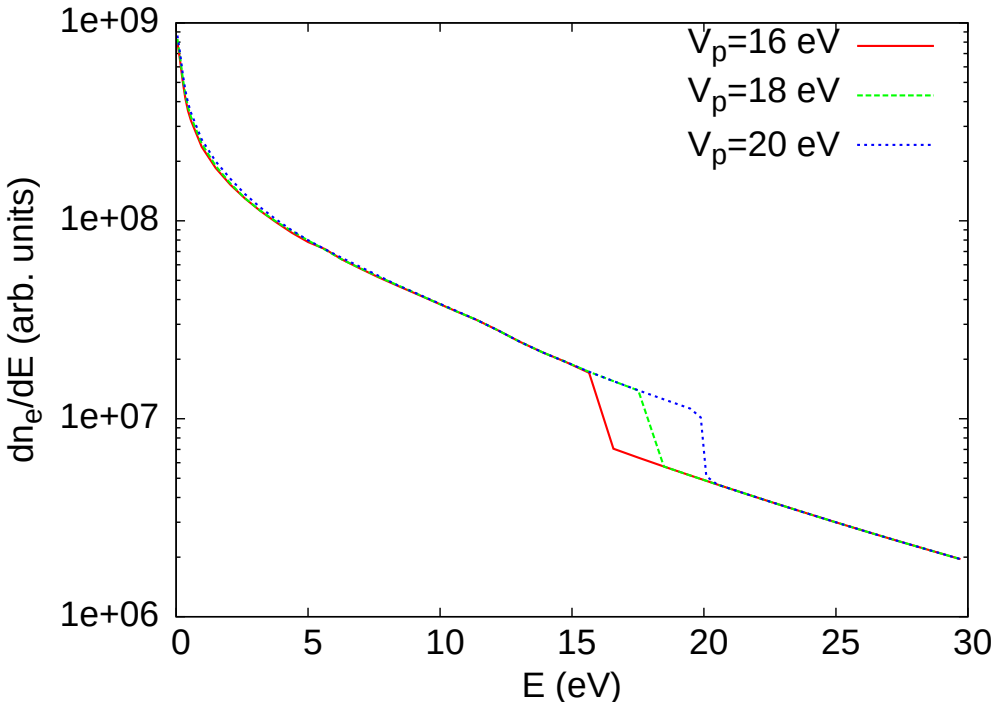


FIG. 1.5: Fonction de distribution en énergie des électrons pour trois valeurs de potentiel plasma à une pression de 2,8mTorr (0,4Pa).

la figure 1.5 l'influence du potentiel plasma sur la fonction de distribution qui coupe la densité d'électrons au-delà de $e \times V_p$. Ainsi, la baisse de densité d'électrons observée sur la figure 1.6 pour $z > 4,5m$ correspond à la forte baisse du potentiel plasma comme vu sur la figure 1.3.

Sur la figure 1.7, on voit principalement à partir de la densité de D_2^+ que le taux d'ionisation du gaz est de l'ordre de 10^{-4}, de sorte que le profil de densité D_2 peut être considéré comme fixe. Cela montre aussi que l'interaction faisceau-gaz est faible. Aussi, on voit que le profil de densité des ions D_2^+ suit celui de D_2. Ceci montre que la principale source de formation de D_2^+ provient de l'ionisation par les particules du faisceau. En proportion, les densités d'ions sont du même ordre de grandeur que celles trouvées par Méndes [30] dans son modèle de décharge à basse pression et où la densité d'ions D_3^+ représente au plus 20% de la densité d'ions totale lorsque la pression est inférieure à 0,1Pa (10^{-3}mbar). La température électronique pour une pression de 0,1Pa est cependant inférieure en raison du terme de pertes-diffusion des électrons dans notre cas *i.e.* 2 à 4eV contre ∼10eV dans les simulations de Méndes.

Les trois autres espèces ioniques ont des profils de densité qui diffèrent plus significativement de celui de D_2 indiquant une plus grande sensibilité au potentiel plasma sur les

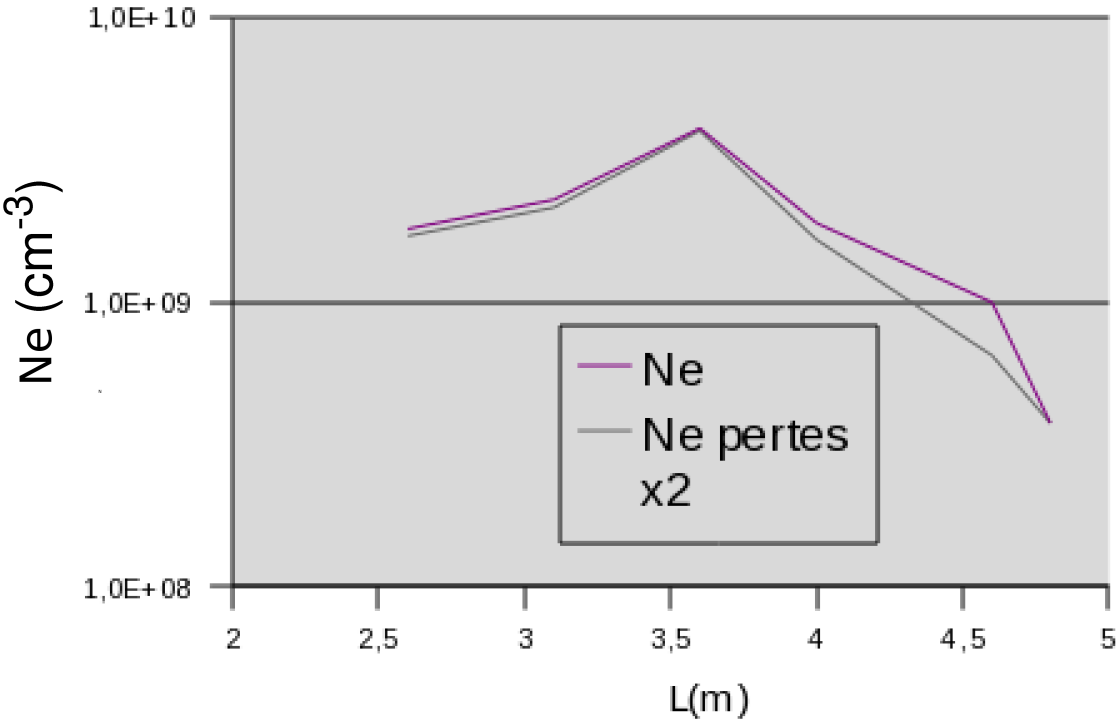


FIG. 1.6: Densité électronique le long de l'axe z en utilisant les valeurs reportées sur la figure 1.3 des densités de gaz et potentiel plasma. Les densités sont obtenues pour deux termes de pertes différents.

espèces ioniques secondaires. On voit que le terme source des ces particules est presque proportionnel au carré de la densité plasma, comme c'est le cas pour la majorité des réactions en volume. Les figures 1.6 et 1.7 confirment que la densité électronique peut être prise comme la somme de la densité des ions D_2^+ et D_3^+ assurant la quasi-neutralité du plasma. Rappelons que la densité des ions D^+ est de l'ordre de 1% de la densité totale des ions, par conséquent son effet pour le bilan total est de même niveau que la barre d'erreurs..

Dans notre calcul de la cinétique du plasma, la diffusion jusqu'aux frontières est traitée d'une façon simplifiée. Pour analyser l'influence de cette diffusion, nous avons lancé un deuxième calcul dans les pertes aux parois ont été multipliées par un facteur de 2. Les résultats pour les densités D_2^+ et pour D_3^+ sont rapportés sur la figure 1.8. Nous pouvons voir sur cette figure que D_3^+ est bien plus affecté par les conditions de bord que D_2^+. Ceci est conforme à la dépendance de la densité des deux ions moléculaires au potentiel plasma.

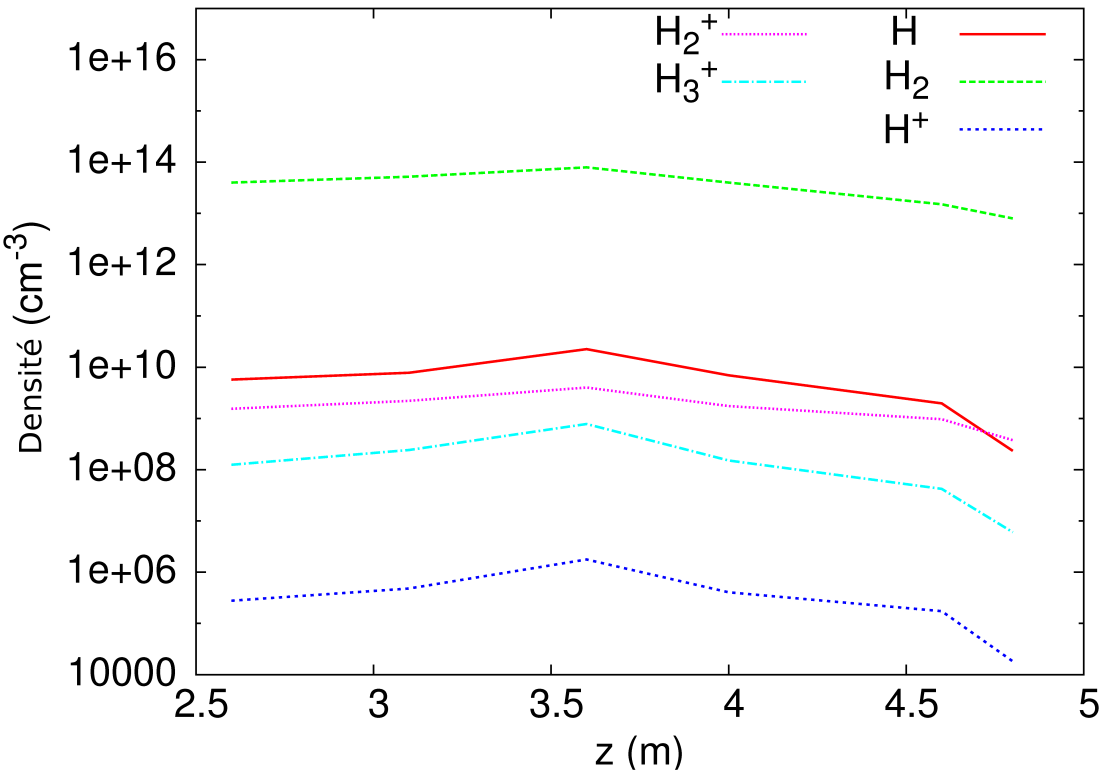


FIG. 1.7: Densité des différentes particules lourdes le long de l'axe z en utilisant les valeurs reportées sur la figure 1.3 des densités de gaz et potentiel plasma.

1.5 Conclusions

Des simulations du transport de faisceau de particules ont été effectuées utilisant un code numérique de type Particule-In-Cell (PIC) associé à un traitement Monte Carlo des collisions(MCC) élastiques et inélastiques. Les résultats de ces calculs en termes de potentiel plasma électrostatique ont été utilisés pour réaliser une analyse détaillée de la cinétique du plasma secondaire via un code Boltzmann-cinétique sans dimension. De ces calculs, il est possible d'évaluer quantitativement le rôle relatif joué par les processus cinétiques divers ainsi que de déterminer les principales espèces dans le plasma, permettant alors d'identifier un jeu minimal de processus cinétiques à être inclus dans la simulation PIC-MCC. Nos résultats numériques montrent qu'un plasma à basse température est créé à l'intérieur du neutraliseur avec un degré d'ionisation d'environ 10^{-4} et une énergie moyenne des électrons d'environ 4eV. Ce plasma est assez dense pour écranter efficacement la charge d'espace du faisceau, permettant sa focalisation et en accord avec les résultats trouvés par simulation PIC-MCC, donnés au chapitre suivant.

Le plasma d'ions positifs est majoritairement moléculaire ($D_2^+ + D_3^+ > 99\%$) et peut sortir du neutraliseur en direction des grilles d'accélération après quelques micro

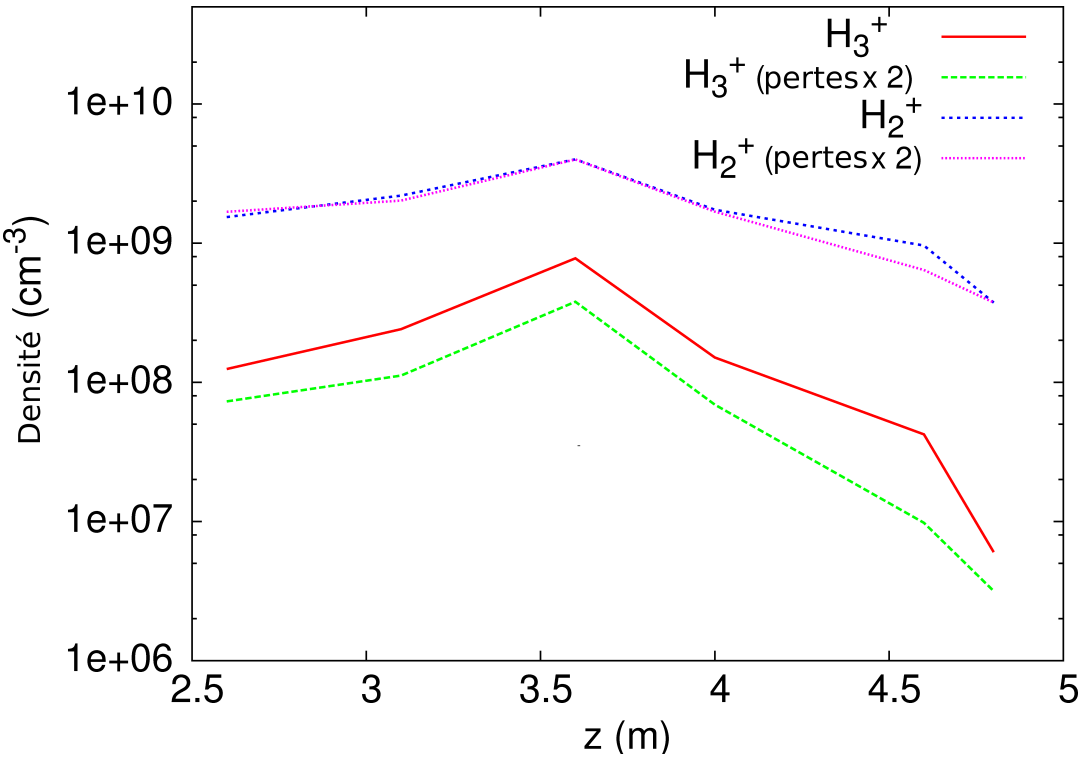


FIG. 1.8: Densité de D_2^+ et D_3^+ le long de l'axe z en utilisant les valeurs reportées sur la figure 1.3 des densités de gaz et potentiel plasma. Dans les deux cas, le second résultat considère le cas d'une perte aux parois deux fois plus importante.

secondes. Nos résultats ont montré que la densité de l'ion D_3^+ dépend fortement des conditions de bords mais il n'est pas l'ion positif prépondérant. En conséquence, ce modèle doit être affiné en passant à une géométrie dimensionnelle plus réaliste. Par la suite, il s'agirait de prendre en compte les effets d'élévation de température des particules du gaz dus aux collisions inélastiques, à la recombinaison dissociative des particules, aux processus d'excitations dont l'influence joue notamment sur les termes de pertes ioniques, de pertes d'atomes d'hydrogènes aux parois.

Chapitre 2

Techniques numériques et résultats du code OBI-2

2.1 Introduction

On rappelle que l'injecteur de neutres rapides est composé, avant l'entrée du faisceau dans le neutraliseur, d'une source d'ions négatifs devant fournir 40A d'ions négatifs D^-, d'une série de grilles d'accélération pour amener les ions négatifs à 1MeV, d'un système de pompage permettant d'abaisser la pression jusqu'à $\sim$0,05mTorr. Les ions négatifs sont neutralisés par collision avec le gaz moléculaire D_2 entre les plaques du neutraliseur. Ensuite, un déflecteur de particules chargées suit le neutraliseur afin que seuls les neutres rapides D^0 aillent en direction du plasma de fusion. Deux types d'accélérateurs pour les ions négatifs ont été proposés pour ITER, SINGAP et MAMuG. MAMuG est la configuration retenue. Cependant lors de ma thèse, le choix n'avait pas encore été fait. Ainsi, le faisceau tel qu'il a été modélisé, est plus adapté à la configuration SINGAP, bien que transposable au second cas. SINGAP se distingue par trois grilles d'accélération au lieu de cinq pour MAMuG, transportant un unique faisceau homogène. Il a été estimé que ce système crée une fuite de potentiel au niveau de la dernière grille de $\sim$11kV. Nous verrons l'impact de cette fuite de potentiel sur le plasma secondaire qui est créé dans le neutraliseur dans la section *Courant de rétrodiffusion des ions positifs* dans ce chapitre.

Le neutraliseur est un élément clé (figure 1.1) de l'injecteur de neutres puisqu'il détermine la fraction d'ions négatifs D^- convertie en neutres rapides et conditionne le transport du faisceau le long de l'injecteur jusqu'à la chambre principale du réacteur d'ITER.

Dans le domaine de la simulation numérique de l'injecteur de neutres, les études récentes ont été menées sur chaque sous-ensemble de l'injecteur. Elles ont porté sur

la source d'ions négatifs [31] (simulations fluides) et son extraction [6] (méthode PIC-MCC), l'accélérateur de particules [15], le déflecteur de particules chargées résiduelles [13] (PIC-MCC). S'agissant du neutraliseur, la cinétique du plasma secondaire et les effets d'élévation de température du gaz injecté dans le neutraliseur ont été étudiés par des codes cinétiques sans dimension (0D) [14] (chapitre précédent) ou à une dimension (1D) [9].

Nous avons donc développé le code OBI-2 en utilisant l'approche PIC-MCC à deux dimensions (r,z). Ceci nous permet de rendre compte de la formation puis de la diffusion du plasma secondaire dans le neutraliseur [19] et d'étudier les caractéristiques du faisceau de particules énergétiques le long de la ligne d'injection.

Les modules Monte-Carlo et Particle-In-Cell du code OBI-2 sont détaillés dans les sections suivantes. Les principaux processus collisionnels ont été identifiés dans le chapitre précédent à l'aide du modèle collisionnel radiatif. Ceci a permis de les implémenter dans ce code tout en gardant la justesse des résultats. Les sections efficaces, principalement trouvées dans la littérature, sont données dans cette partie. Le choix du jeu de sections efficaces utilisé est explicité.

Une fois le code opérationnel, la simulation numérique permet d'étudier différentes configurations du neutraliseur. Ainsi, après avoir discuté des aspects théoriques du code, je présente les résultats obtenus pour le neutraliseur de 3m d'ITER puis pour le neutraliseur de 12m du tokamak japonais JT60-SA. Dans cette étude, on peut voir l'évolution du faisceau d'ions le long de l'injecteur, la formation du plasma secondaire créé entre les plaques du neutraliseur, la fonction de distribution en énergie des électrons au centre du neutraliseur, le potentiel plasma V_p, la taille de la gaine plasma, le courant de fuite des ions en dehors du neutraliseur au cours du temps. Ces données permettent de caractériser et de discuter les propriétés du faisceau d'ions et du plasma secondaire.

2.1.1 Module de collision de type Monte-Carlo

2.1.1.1 Principe de la méthode de Monte-Carlo

La méthode Monte-Carlo est une technique largement utilisée en simulation numérique qui est basée sur le tirage de nombres aléatoires dans le but de trouver une solution statistique à un problème posé. L'erreur statistique varie en $N_b^{-1/2}$ où N_b est le nombre de particules test. Dans notre cas, les collisions avec le gaz neutre injecté dans le neutraliseur sont traitées de cette manière. Les collisions sont supposées binaires

et la particule cible est considérée au repos car leur énergie (500K) est très nettement inférieure à celle des particules du faisceau (1MeV) ou des électrons détachés des ions négatifs (272eV). Ainsi, il nous faut connaître la fréquence de collisionμ qui dépend de la section efficace de la collision σ, la vitesse relative entre les deux particules v et la densité de gaz cible N_g. Le gaz étant considéré au repos, la vitesse relative correspond à la vitesse de la particule incidente. On note que la fréquence de collision dépend de l'énergie de la particule incidente (projectile) par σ et v.

$$\mu = N_g \sigma v \tag{2.1}$$

Le pas de temps Δt du code OBI-2 doit alors être choisi inférieur à l'inverse de la plus grande fréquence de collision des processus collisionnels implémentés pour ne pas 'oublier' des événements. On verra que d'autres critères doivent être également remplis pour le choix du pas de temps. On calcule ensuite la probabilité P de vol libre (la particule ne subit pas de collision) par la formule suivante.

$$P = exp(-\mu \Delta t) \tag{2.2}$$

On tire alors de manière uniforme sur l'intervalle [0,1] un nombre aléatoire rdm de sorte que la collision ait lieu seulement si rdm est supérieur à la probabilité P.

$$rdm > P \tag{2.3}$$

2.1.1.2 Module de collision

Toutes les réactions données dans le chapitre précédent (cf tableau 1.1) ne sont pas reportées dans cette partie. L'étude menée a permis d'identifier les espèces et les réactions prépondérantes qui sont alors implémentées dans le code OBI-2. Nous avons montré que le gaz D_2 en interaction avec le faisceau d'ions est suffisant pour rendre compte de la formation du plasma secondaire et que les espèces ioniques D^+ et D_3^+ peuvent être négligées en première approximation. Il reste alors les processus collisionnels entre les particules lourdes du faisceau et le gaz D_2 ainsi que l'ionisation du gaz par les électrons rapides et les électrons secondaires du plasma. Les réactions retenues sont résumées dans le tableau 2.1.

Notons qu'en comparaison avec le modèle cinétique proposé par E.Surrey [9], nous négligeons les réactions d'échange de charge entre le faisceau et le gaz ainsi que l'échange

Num. de réaction	REF	Réaction
1	[25]	$D_2 + e^- \rightarrow D_2^+ + 2e^-$
2	[26]	$D_2 + D^- \rightarrow D_2 + D^0 + e^-$
3	[26]	$D_2 + D^- \rightarrow D_2 + D^+ + 2e^-$
4	[26]	$D_2 + D^0 \rightarrow D_2 + D^+ + e^-$
5	[25]	$D_2 + D^+ \rightarrow D_2^+ + e^- + D^+$
6	[26]	$D_2 + D^0 \rightarrow D_2^+ + e^- + D^0$
7		$D_2 + D^- \rightarrow D_2^+ + e^- + D^-$

TAB. 2.1: Réactions dans le code OBI-2.

de charge dissociatif du gaz. Dans son modèle, le faisceau d'ions positifs est à 100keV comme pour les besoins du tokamak JET. Ces réactions ont des sections efficaces à 1MeV (500keV/uma équivalant), au moins trois ordres de grandeurs inférieurs aux autres principales réactions à 1MeV et deux vis-à-vis du double stripping (réaction 3). Ce dernier processus est ajouté dans le jeu de réaction retenu dans OBI-2 pour rendre compte de la possibilité d'un ion négatif D^- de former directement D^+ et simultanément une paire d'électrons rapides. Cette réaction apporte alors une correction de l'ordre du pourcent sur le taux de neutralisation du faisceau en sortie du neutraliseur. Nous n'avons pas trouvé de valeur de section efficace pour la réaction inverse, la double capture électronique, consistant au passage de D^+ directement en D^-, mais la probabilité d'une telle réaction reste somme toute très inférieure à celle du double détachement électronique et peut donc être négligée.

Les réactions 5, 6 et 7 correspondent aux termes d'ionisation du gaz par le faisceau qui participe à la formation et au maintien du plasma secondaire. La réaction 1 concerne les électrons rapides créés après épluchage électronique (stripping). Elle concerne aussi les électrons secondaires créés par l'ionisation du gaz qui participe à l'entretien du plasma.

La réaction de stripping de D^- (réaction 2) est la plus probable en terme de section efficace à 1MeV (figure 2.1). La neutralisation du faisceau d'ions négatifs est principalement due à cette réaction en créant des neutres rapides. La valeur de la section efficace de collision à 1MeV est de $1,133 \cdot 10^{-20} m^2$. L'utilisation des ions négatifs au lieu d'ions positifs est justement due à la plus grande section efficace de collision de cette réaction pour cette énergie.

Le stripping de D^0 (réaction 4) correspond ensuite à la conversion de D^0 en D^+ (figure 2.2), autrement dit l'ionisation du neutre D^0. La valeur de la section efficace à 1MeV est de $0,3810^{-20} m^2$. Hormis le cas du double stripping (réaction 3), la formation de D^+ nécessite donc deux collisions en épluchant successivement un électron rapide à

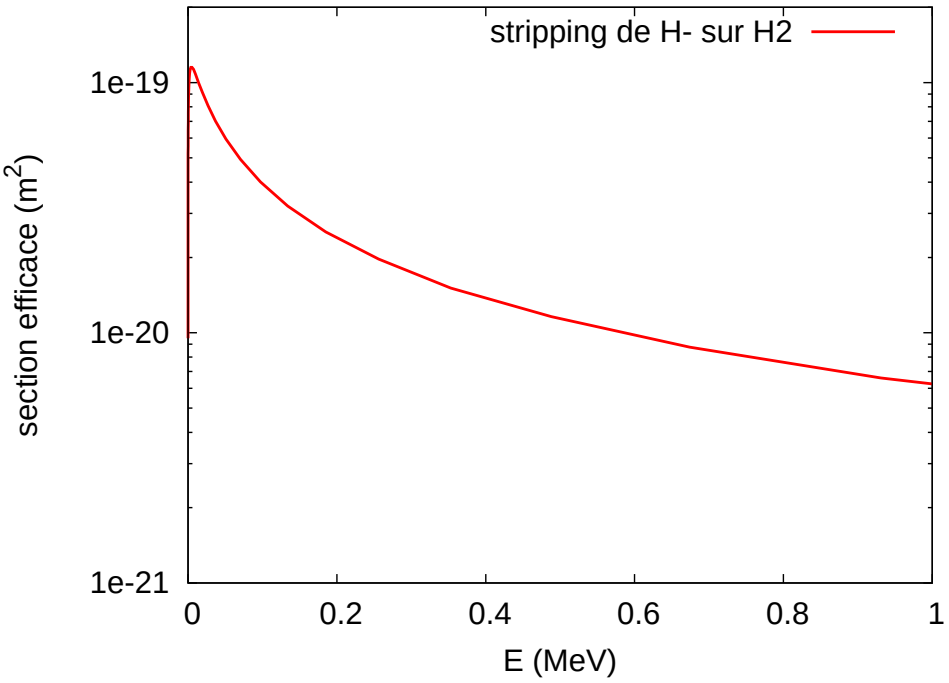


FIG. 2.1: Section efficace de la réaction de détachement électronique d'un ion négatif H^- sur H_2.

D^- puis un autre à D^0.

Ce principe constitue la limite de neutralisation du faisceau en interaction avec un gaz cible dont le taux dépend de plusieurs processus et *in fine* des valeurs des sections efficaces de collisions faisceau - particule cible. On peut estimer théoriquement le taux de neutralisation du faisceau à partir des sections efficaces de type 'collision avec le faisceau'. Le taux est alors fonction du paramètre p_i produit de la longueur du neutraliseur par densité de particule cible comme suit [12].

$$\frac{\partial F^+}{\partial p_i} = -(\sigma_{+0} + \sigma_{+-})F^+ + \sigma_{0+}F^0 + \sigma_{-+}F^- \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial F^0}{\partial p_i} = \sigma_{+0}F^+ - (\sigma_{0+} + \sigma_{0-})F^0 + \sigma_{-0}F^- \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial F^-}{\partial p_i} = \sigma_{+-}F^+ + \sigma_{0-}F^0 - (\sigma_{-+} + \sigma_{-0})F^- \tag{2.6}$$

$$F^+ + F^0 + F^- = 1 \tag{2.7}$$

où F^i représente le taux de l'espèce i, σ_{AB} est la section efficace (ici détachement électronique ou capture électronique) de A en B dont les valeurs sont en partie données

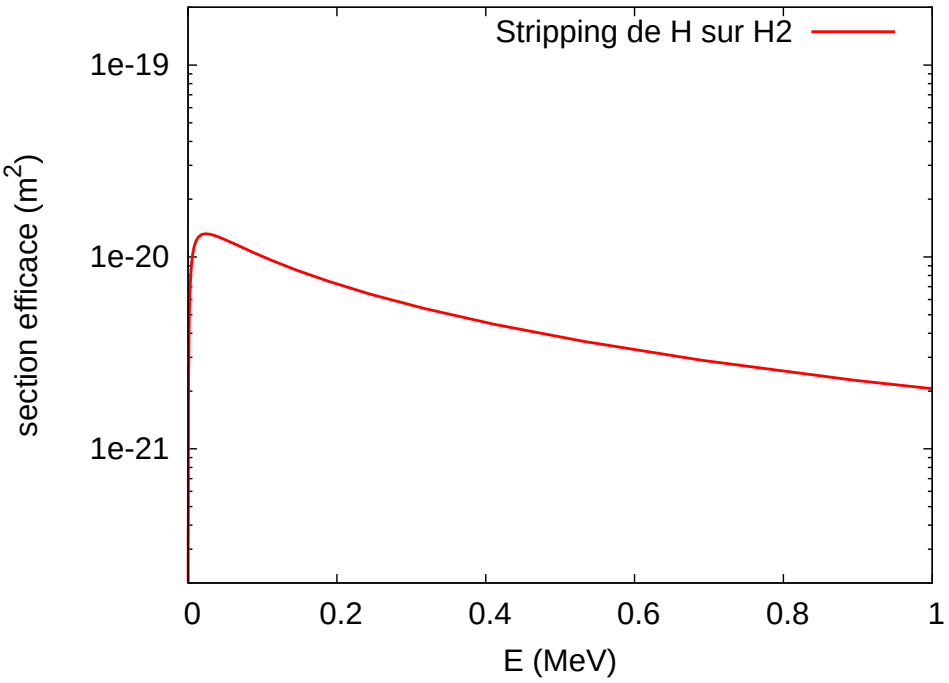


FIG. 2.2: Section efficace de la réaction de détachement électronique d'un atome neutre H^0 sur H_2.

[12].

La figure 2.3 montre le taux de neutralisation en fonction du produit p_i pour deux particules cibles de nature différente. Comme ce taux dépend directement du produit p_i, cela montre de manière générale que pour une même espèce de cible, on peut modifier la longueur du neutraliseur en jouant sur la densité de particule cible injectée. On voit également que le maximum de neutralisation du projectile D^- varie comme attendu en fonction de la cible. Dans le cas présent, il est d'environ 56% pour D_2 et 62% pour Li. On montre que le produit p_i est quatre fois moindre ce qui permet théoriquement d'obtenir le maximum de neutralisation pour une densité de particule cible ou une longueur de neutraliseur - au choix - quatre fois inférieure. Dans cette optique, le tokamak japonais JT60-SA, dont le gaz cible est D_2, possède un neutraliseur de 12m à comparer avec celui d'ITER de 3m. Nous allons discuter ces effets dans la section *Résultats du code*.

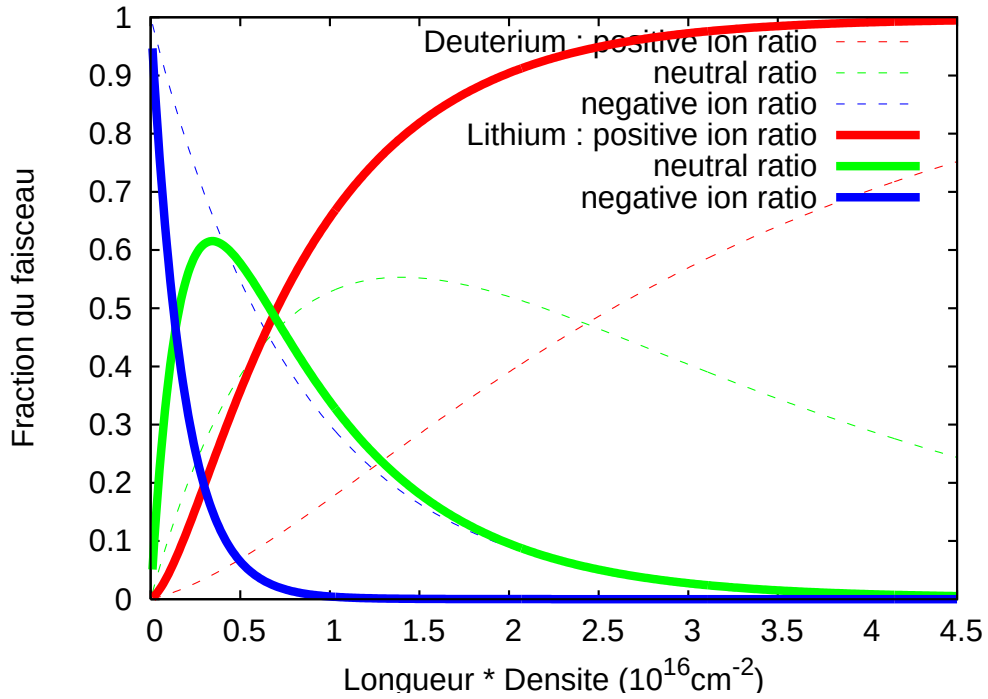


FIG. 2.3: Taux de neutralisation du faisceau en fonction du produit longueur du neutraliseur par densité de particule cible. En traits fins, la cible est D_2, en traits gras, la cible est Li.

2.1.2 Méthode Particle-In-Cell

2.1.2.1 Principe des méthodes Particle-In-Cell

Pour modéliser l'interaction entre le faisceau d'ions et le gaz cible qui s'ionise et crée notamment les électrons et ions du plasma secondaire, nous utilisons une méthode particulaire dite PIC (Particle-In-Cell). Elle est utilisée pour approcher une solution à l'aide des méthodes statistiques pour des phénomènes régis par une équation différentielle, comme l'équation de Boltzmann. Le problème ici est de déterminer le champ électrique et le mouvement des particules que l'on trouve en résolvant le système Poisson-Vlasov puisque nous nous plaçons dans l'approximation électrostatique.

Dans le code OBI-2, après initialisation, le module PIC se décompose en quatre sous modules (cf figure 2.4) :

- Projection des charges et densité de courant sur le maillage
- Calcul du champ électrique sur les noeuds du maillage
- Interpolation du champ électrique sur les positions des particules
- Intégration des équations du mouvement

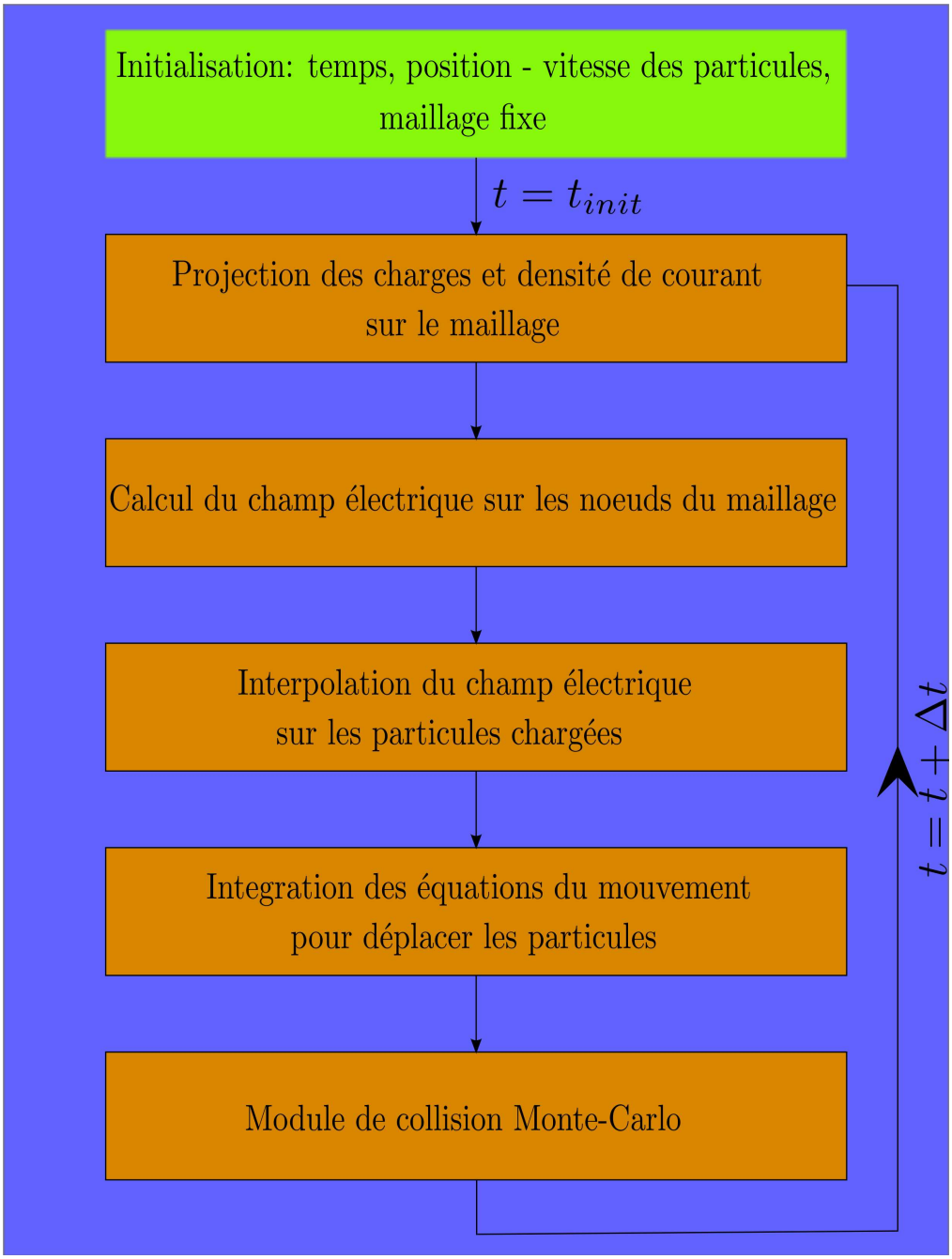


FIG. 2.4: Schéma du code PIC-MCC.

On détaille ci-dessous les étapes du code. L'équation de Vlasov est traitée pour chaque espèce chargée. Les particules neutres sont supposées figées, sauf pour les neutres du faisceau, suivant un profil donné. Cependant, les collisions avec les neutres sont traitées à l'aide du module de collision Monte-Carlo, car ces particules ne sont pas soumises au champ électrique.

L'équation de Vlasov permet via la fonction de distribution **f** d'obtenir les grandeurs physiques telles que la densité de charges et de courants de l'espèce considérée. Le problème physique est abordé de manière discrète, induit par la méthode particulaire. On décompose alors la fonction **f** sur un nombre fini N de macroparticules, dont les positions x_i et vitesses v_i sont données, de sorte que la fonction de distribution approchée f_N sur une dimension (1D) vaut

$$f_N(x,v,t) = \sum_{i=1}^{N} pds_i \delta(x - x_i)\delta(v - v_i) \tag{2.8}$$

où pds_i est le poids de la particule i qui peut être variable. On utilise des macroparticules qui représentent un ensemble de particules physiques (typiquement 10^6 par macroparticule), important suivant la valeur de pds_i, pour réduire le temps de calcul du code et rendre la simulation possible. Dans celles réalisées avec OBI-2, le poids de chaque particule de chaque espèce est identique et constant, valant $30 \cdot 10^6$. Ainsi, les quantités densités de charges et densités de courant données dans l'espace continu par

$$\rho(x,t) = q \int_0^\infty f(x,v,t)dv \tag{2.9}$$

$$J(x,t) = q \int_0^\infty f(x,v,t)vdv \tag{2.10}$$

sont ramenées dans un système à

$$\rho_N(x,t) = q \sum_{i=1}^{N} pds_i \delta(x - x_i) \tag{2.11}$$

$$J_N(x,t) = q \sum_{i=1}^{N} pds_i v_i \delta(x - x_i) \tag{2.12}$$

On résout alors l'équation de Poisson sur le maillage de la boîte de simulation pour obtenir la valeur du potentiel sur le maillage. Pour cela, on projette les quantités $\rho_N(x,t)$ et $J_N(x,t)$ sur les noeuds du maillage à l'aide d'un facteur de forme.

Ici, on a :

$$S(i,j) = (1 - \Delta x) \cdot (1 - \Delta y) \tag{2.13}$$

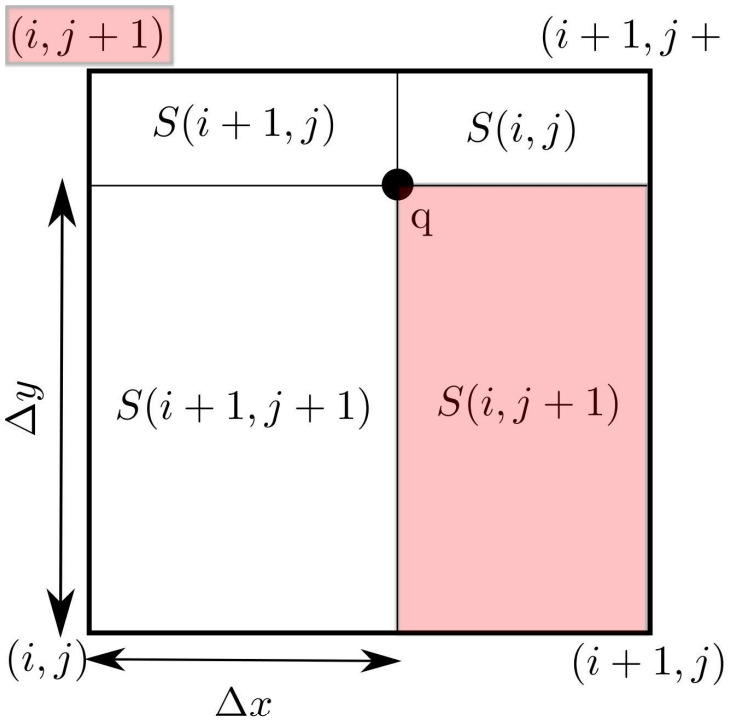


FIG. 2.5: Projection des charges dans une maille 2D.

$$S(i, j+1) = (1 - \Delta x) \cdot \Delta y \tag{2.14}$$

$$S(i+1, j) = \Delta x \cdot (1 - \Delta y) \tag{2.15}$$

$$S(i+1, j+1) = \Delta x \cdot \Delta y \tag{2.16}$$

Différentes projections sont possibles et peuvent être interprétées comme une répartition spatiale de la macroparticule (aire $S(q_i)$). Sur la figure 2.5, on voit le type de facteur de forme utilisé dans le code OBI-2.

De là, on calcule le potentiel Φ comme solution numérique de l'équation de Poisson. Pour ce faire, on utilise la méthode du gradient bi-conjugué stabilisé. Il s'agit d'une méthode itérative basée sur le calcul du résidu de l'équation de Poisson linéarisée dans notre cas [32] [33]. Après convergence du résidu, on détermine le potentiel. On calcule alors le champ électrique $E(x_i, T)$ sur les noeuds x_i du maillage par linéarisation au premier ordre de l'équation $E = -\nabla\Phi$ puis la force $F = q \times E$. On interpole linéairement la force sur les particules pour les déplacer ce qui donne une nouvelle distribution de particules au pas de temps suivant. On réitère ainsi dans le temps jusqu'à obtenir la convergence des paramètres plasma.

2.1.2.2 Conditions aux limites

Dans ces simulations, deux types de conditions aux limites ont été utilisés. Lorsqu'une particule sort du domaine de simulation, elle peut être soit réfléchie soit effacée. Dans ce dernier cas, il peut s'agir d'absorption aux parois ou d'une particule contribuant aux courants de fuite calculés. Le long de l'axe de symétrie (r=0), les particules sont réfléchies ($v_{z2} = v_{z1}$ et$v_{r2} = -v_{r1}$) ce qui correspond à la condition de symétrie cylindrique où une particule du domaine fictif (r≤0) entre au même moment dans la boîte de simulation. Aux plans d'entrée (z=0) et de sortie (z=6m), les particules sont simplement effacées. Au niveau du plan (r=8cm), limite radiale de la boîte, les deux types de conditions aux limites sont possibles. Pour cela, rappelons que le neutraliseur d'ITER est composé de cinq plaques parallèles espacées de 10 cm. Dans le cas d'une condition limite impliquant une réflexion des particules incidentes, on se place du point de vue où d'autres plaques sont voisines et que le comportement du plasma du domaine voisin est identique à celui simulé. Dans ce cas, cela correspond à l'entrée d'une particule du domaine 'voisin'. Dans le cas où l'on supprime la particule incidente, on se situe sur une des plaques externes du neutraliseur. Toutefois, OBI-2 ne peut rendre compte de ce phénomène que d'une manière limitée car le code suppose une symétrie de révolution pour un diamètre égal à la distance entre les plaques du neutraliseur d'ITER.

Sur les plaques du neutraliseur, selon les espèces, différentes conditions de bord sont utilisées. Les particules du faisceau subissent une réflexion totale à la paroi, sans perte d'énergie. On suppose que les ions positifs sont tous absorbés à la paroi tandis que les électrons sont partiellement réfléchis et peuvent retourner dans le plasma avec une énergie différente de leur énergie incidente. On applique le facteur d'émission secondaire d'électrons $\gamma(\theta)$ suivant [34].

$$\gamma(\theta) = \gamma_m(\theta = 0) \cdot (1 + \frac{k_s \theta^2}{2\pi}) \cdot (\beta exp(1 - \beta))^{kk} \tag{2.17}$$

$$\begin{aligned} \beta =& \frac{E_i - E_0}{E_m - E_0} \\ si\ \beta < 1\ kk =& 0,62 \\ sinon\ kk =& 0,25 \end{aligned} \tag{2.18}$$

$$\theta = \arccos(\frac{v_x^2 + v_y^2}{\|\vec{v}\|}) \tag{2.19}$$

$$E_m(\theta) = E_m(\theta = 0) \cdot (1 + \frac{k_s \theta^2}{2\pi}) \tag{2.20}$$

où $E_m(\theta)$ est l'énergie pour laquelle l'émission secondaire atteint son maximum sous un angle d'incidence θ, $\gamma_m(\theta)$ est le coefficient d'émission secondaire d'électron maximal sous un angle d'incidence θ, k_s est un facteur spécifique à la surface du matériau ici le cuivre, E_i est l'énergie de l'électron incident, E_0 est le seuil d'absorption d'un électron à la surface du cuivre.

2.1.2.3 Critère de stabilité et convergence

Les code PIC demandent un choix judicieux de la taille des mailles, que l'on note Δx sur une dimension, ainsi que du pas de temps Δt de la simulation. Ces paramètres jouent sur la stabilité ainsi que sur la vitesse de convergence du code numérique. Plus les valeurs sont petites et plus le temps de calcul réel augmente. De plus, une statistique précise sur un maillage plus fin demande plus de particules, ce qui augmente aussi ce temps. Ceci étant, des conditions sur ces deux grandeurs doivent être remplies pour obtenir un code stable.

$$\Delta x < 3,4\lambda_d \tag{2.21}$$

$$\Delta t \leq 0,2\omega_{pe}^{-1} \tag{2.22}$$

où λ_d est la longueur de Debye et ω_{pe} est la pulsation plasma électronique.

La boîte de simulation fait 8 cm de large, 6 m de long, avec 75 points de grilles radialement et 80 le long de l'axe du neutraliseur alors que le pas de temps numérique vaut $2,5 \cdot 10^{-11}s$. Pour une densité d'électron de $6 \cdot 10^{16}m^{-3}$ et une température électronique de 10eV, la longueur de Debye est d'environ $280\mu m$ et la fréquence plasma électronique est d'environ $1,4 \cdot 10^{10}rad.s^{-1}$. Δx inférieur à λ_d permet de prendre en compte les oscillations du plasma.

Ainsi, ce schéma numérique est potentiellement instable pour un algorithme explicite, ce que l'on observe également lors des simulations pour des temps de simulation longs ou pour des cas où la densité plasma devient très importante. Cependant, le code converge vers un état quasi stationnaire dans la plupart des cas étudiés. Si la simulation se poursuit au-delà, on constate l'apparition des instabilités numériques conduisant notamment à du chauffage numérique. Cette convergence a été vérifiée en modifiant les Δx et Δt pour des valeurs plus fines, ce qui n'a pas changée significativement la fonction de distribution en énergie des électrons, par exemple.

2.1.3 Profil de densité de gaz

Pour le cas du deutérium, le profil de densité de gaz injecté entre les plaques du neutraliseur a été calculé par un code Monte-Carlo 3D [11] dans le cas de l'hydrogène. Dans cette modélisation, la température du gaz a été imposée à 500 K et les surfaces des cryopompes à 85K. Ce profil de gaz, présenté dans la figure 2.6, est utilisé comme donnée d'entrée du code OBI-2 sans être modifié par la suite, de sorte que l'on suppose une température du gaz inchangée par l'interaction avec le faisceau. En référence au modèle de chauffage du gaz de Paméla, utiliser un gaz moléculaire est une voie d'augmentation de cette température par excitation et dissociation moléculaire. De plus, après la formation du plasma entre les plaques du neutraliseur, les ions du plasma à la gaine peuvent y perdre leur charge et retourner dans le volume du neutraliseur avec une partie de l'énergie acquise au niveau de l'accélération dans la gaine plasma. L'élévation de la température, de la pression dans l'enceinte, se traduit alors par une baisse de l'efficacité de neutralisation [17]. Il a été estimé [8] [19] que la température du gaz dans le neutraliseur était de l'ordre de 500K tandis que le code Monte-Carlo de Dremel estime que celle-ci est de 292K [11]. Notons que les résultats du modèle collisionnel radiatif présenté au chapitre précédent montrent clairement que le niveau de dissociation du deutérium moléculaire reste faible ($\sim$1%) dans le neutraliseur d'ITER alors qu'il est plus important dans d'autres configurations [9].

2.2 Résultats du code

On présente ici les résultats obtenus à l'aide du code OBI-2 pour deux systèmes différents d'injection des neutres rapides. Il s'agit de l'injecteur de neutres rapides d'ITER qui sera construit à Cadarache (France) et celui du tokamak JT-60SA à Naka (Japon). Dans le premier cas, la longueur du neutraliseur est de 3m, dans le second, elle est de 12m. Les effets induits par le changement de longueur du neutraliseur sont étudiés. Les précédentes simulations ont montré la formation d'un plasma secondaire dans le neutraliseur d'ITER ainsi que la focalisation du faisceau le long de l'injecteur due à l'écrantage de la charge d'espace du faisceau par le dit plasma secondaire.

2.2.1 Neutraliseur du tokamak d'ITER

De manière générale, le neutraliseur est la zone la plus étendue de l'injecteur de neutres rapides où les particules négativement chargées sont converties en neutres rapides en libérant leur charge par collision avec une particule cible. Dans le cas du

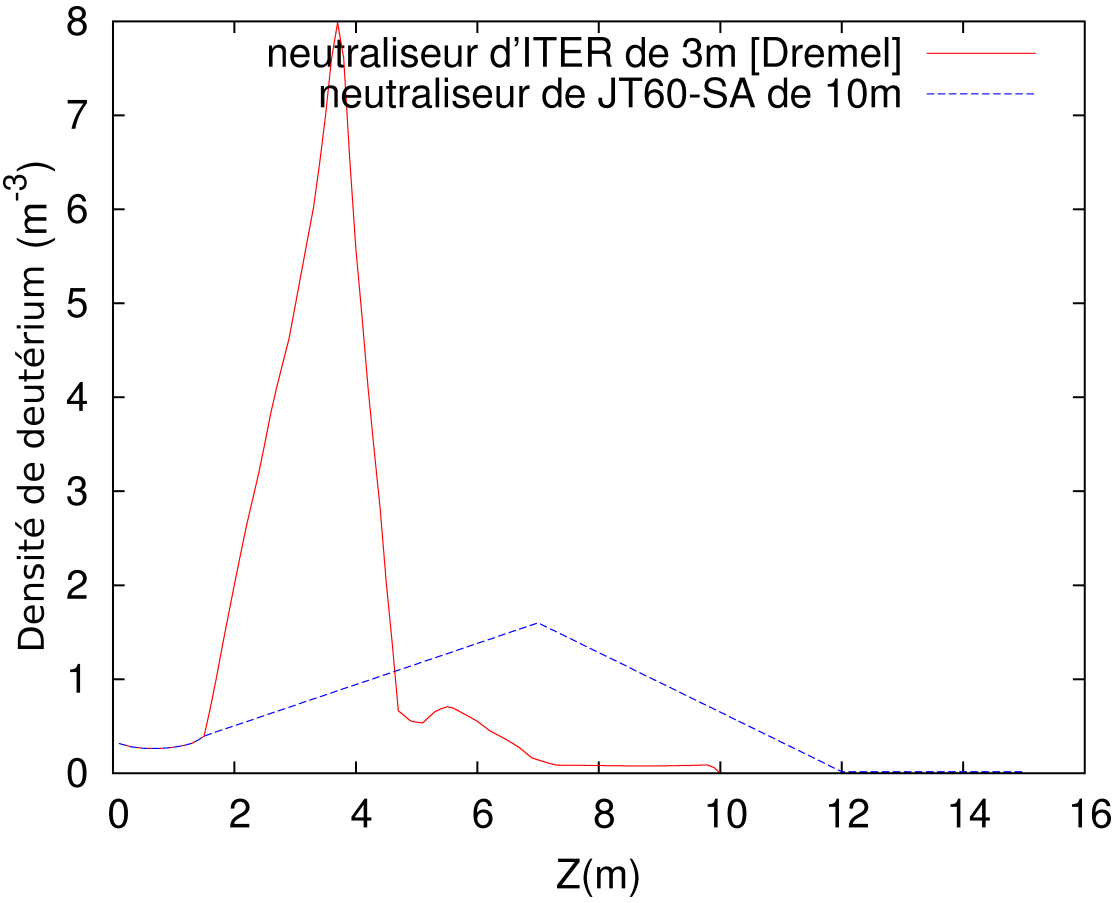


FIG. 2.6: Profil de densité de gaz le long de la ligne de l'injecteur de neutres calculé par Dremel.

neutraliseur d'ITER, la particule cible est un gaz de deutérium moléculaire qui conduit à la conversion du faisceau d'ions négatifs en neutres, en sortie du neutraliseur, à hauteur de 55% (cf paragraphe *Module de collision*). On rappelle la géométrie du neutraliseur d'ITER : cinq plaques de cuivre de 3m de long, 1,7m de haut, toutes espacées de 10,5cm en entrée et 9,5cm en sortie du neutraliseur [18]. Toutefois, le code OBI-2modélise une géométrie (**r,z**) avec un cylindre de 10cm de diamètre, la même distance qu'entre deux plaques. De fait, en supposant que les ions négatifs rentrent dans la boîte de simulation sous la forme d'un faisceau homogène de 4 cm de rayon, nous modélisons l'équivalent de 10 faisceaux dans la configuration MAMuG (Multi Aperture Multi Grid) comme le montre la figure 2.7. Dans ces simulations, le courant porté par le faisceau est donc de $\sim$31mA et $\sim 20 A/m^2$ dans la configuration SINGAP.

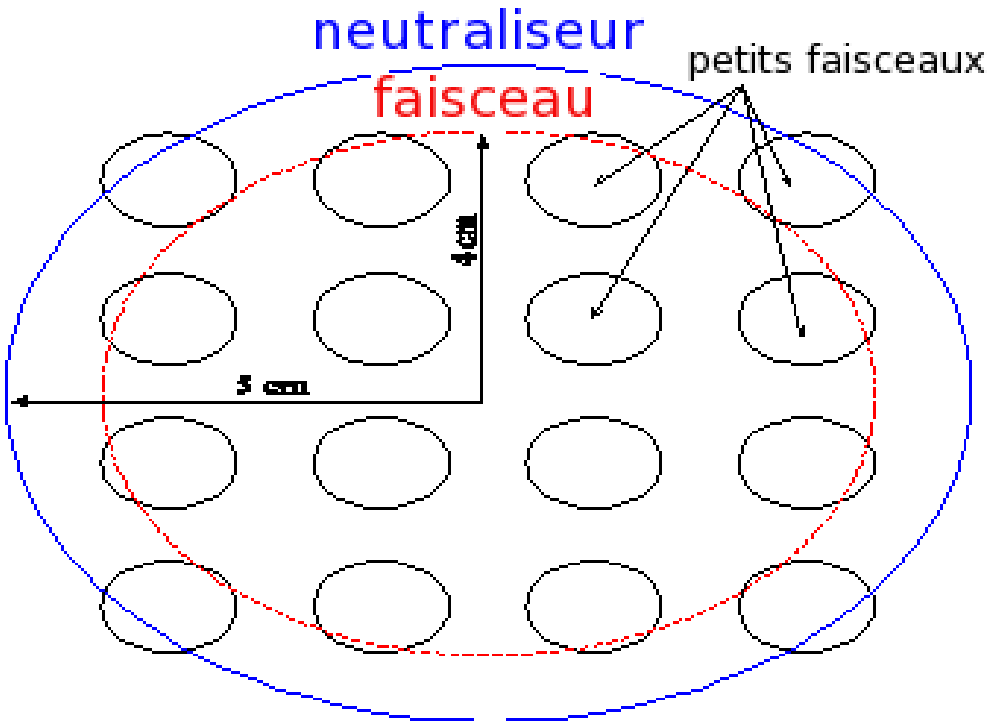


FIG. 2.7: Coupe transversale de l'ensemble de faisceaux entrant modélisés en entrée de la boîte de simulation. En pointillé est représenté le faisceau introduit dans le code pour la géométrie cylindrique.

2.2.1.1 Particules du faisceau

La figure 2.8 présente un résultat typique décrivant la propagation du faisceau. En abscisses, on reporte la distance dans la direction de l'axe du faisceau. Les particules du faisceau vont de la gauche vers la droite. On suit alors les particules sur environ 6m, de l'accélérateur d'ions négatifs (z=0) jusqu'à la fin du neutraliseur (z=5m). L'espace restant permet de voir la diffusion du plasma en aval du neutraliseur. On rappelle que le déflecteur de particules chargées n'est pas modélisé dans ces simulations. En ordonnées, on représente la direction radiale sur laquelle on peut suivre la diffusion radiale du plasma en dehors du neutraliseur ainsi que la formation de la gaine plasma à la surface du neutraliseur. Le code couleur représente la densité d'espèce présente, ici en échelle logarithmique.

La figure 2.8 montre le faisceau de particules énergétiques sans distinction de charges, soit D^-, D^0 et D^+. Durant les premières micro secondes de la simulation, le faisceau tend à diverger par répulsion coulombienne des espèces de même charge dans le plasma secondaire encore de faible densité. Par la suite, la densité plasma augmente. Elle est alors supérieure (cf figures 2.14 et 2.13 plus loin) d'au moins un ordre de grandeur à celle du faisceau ce qui a pour effet d'écranter sa charge d'espace. Typiquement, la densité du faisceau varie entre 10^{14} et $10^{15} m^{-3}$ le long de la boîte de simulation. À l'état

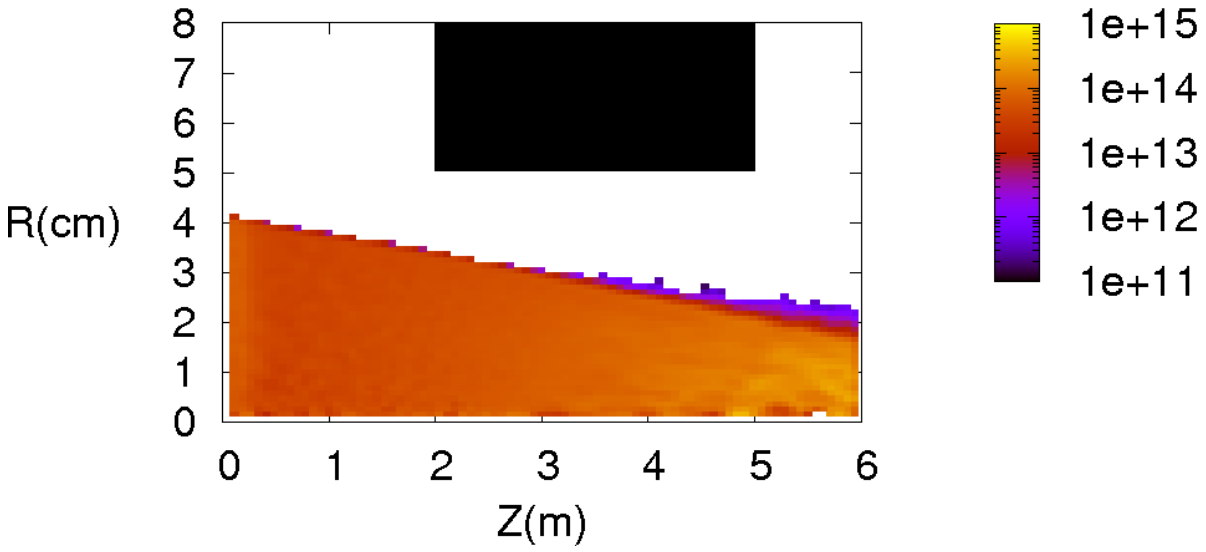


FIG. 2.8: Distribution 2D(r,z) de la densité de faisceau propagé le long du neutraliseur après 10μs.

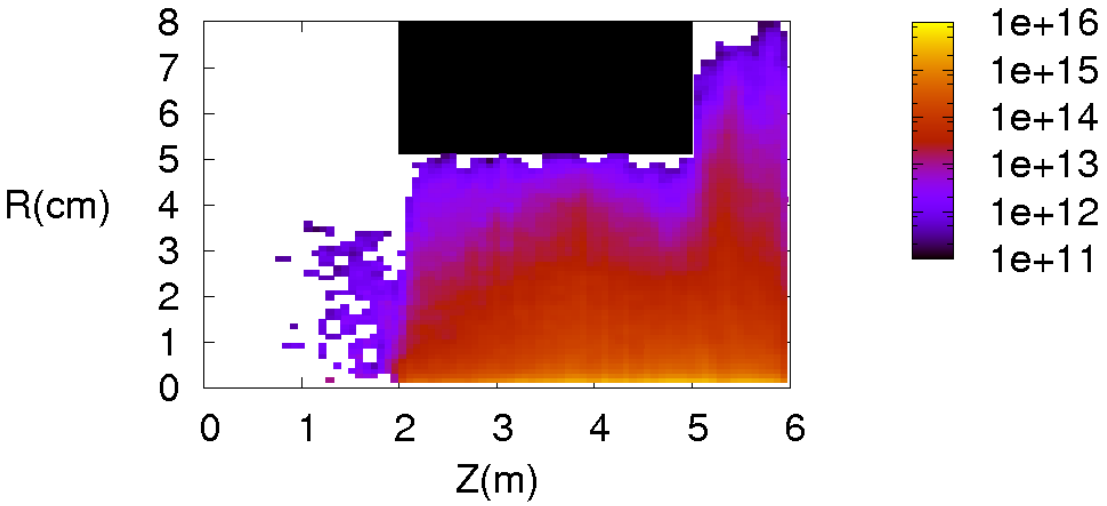


FIG. 2.9: Distribution 2D(r,z) de la densité d'électrons rapides (m^{-3}).

stationnaire, on voit que le faisceau, composé alors majoritairement de neutres D^0 est correctement focalisé.

Les premiers électrons rapides sont créés en amont du neutraliseur. Le gaz résiduel provenant de la source d'ions négatifs ainsi que de l'injection dans le neutraliseur forme un profil de densité le long de la ligne (figure 2.6). Ces électrons rapides, produits dans la zone d'accélération, ne sont pas étudiés dans ce modèle. De fait, les premiers électrons rapides sont uniquement créés par la collision des particules énergétiques du faisceau (D^-, D^0 et D^+) avec le gaz résiduel dans l'espace libre entre l'accélérateur et le neutraliseur.

Sur la figure 2.9, on peut voir la distribution 2D des électrons rapides. Ces électrons rapides proviennent du détachement d'un électron de D^- ou D^0 à 1MeV. Il est également possible que deux électrons soient détachés de D^-. En supposant que la distribution angulaire des électrons rapides est très étroite (mrad), ce qui est cohérent avec l'énergie très élevée des particules projectiles (1MeV), on considère leur trajectoire après collision monodirectionnelle. Ainsi, ces électrons vont dans le même sens que les particules lourdes, leurs vitesses sont alors identiques. L'énergie des électrons rapides vaut alors environ 272eV. L'ensemble de ces particules collisionnent avec le gaz de deutérium moléculaire. Comme il a été précédemment montré [19], il se forme alors un plasma au niveau du neutraliseur qui modifie les propriétés du faisceau d'ions (figure 2.8).

Nous avons vu que le taux de neutralisation de D^- (cf figure 2.3) donne 56% de D^0, 19% de D^- et 25% de D^+ en sortie du neutraliseur. Les ions négatifs qui restent en sortie de neutraliseur n'ont pas collisionné avec le gaz, les neutres ont donné un électron rapide et les ions D^+ en ont généré deux. Typiquement, la densité d'électrons rapides le long du neutraliseur est au moins égale à celle du faisceau. De plus, du fait de la faible distance à la surface du neutraliseur (rayon du cylindre de 5 cm) et du grand libre parcours moyen de ces électrons, de l'ordre du mètre, les collisions avec la paroi sont nombreuses, ce qui augmente le temps de résidence des électrons rapides dans le volume du neutraliseur. Notons qu'à ces énergies (272eV), les électrons interagissant avec une surface métallique (Cu pour les plaques du neutraliseur d'ITER) vont perdre une partie de leur énergie et se transformer en électrons lents, par émission électronique secondaire induit par bombardement électronique [28]. Les particules du faisceau, quant à elles, continuent à l'état stationnaire leur trajectoire le long de la ligne de l'injecteur. Ici, au centre du neutraliseur, la densité d'électrons rapides vaut environ $4 \cdot 10^{15} m^{-3}$, globalement un ordre de grandeur au-dessus de celle du faisceau.

Nous avons comparé l'efficacité d'ionisation des particules du faisceau à celle des électrons rapides. Ce sont ces collisions qui forment le plasma secondaire dans les premières micro secondes de la simulation. On voit que la part d'ionisation due aux électrons rapides est supérieure à celle du faisceau. Ceci est dû à la valeur de la section efficace du même ordre et à la densité d'électrons rapides un ordre de grandeur supérieur à celle des particules du faisceau.

2.2.1.2 Plasma secondaire

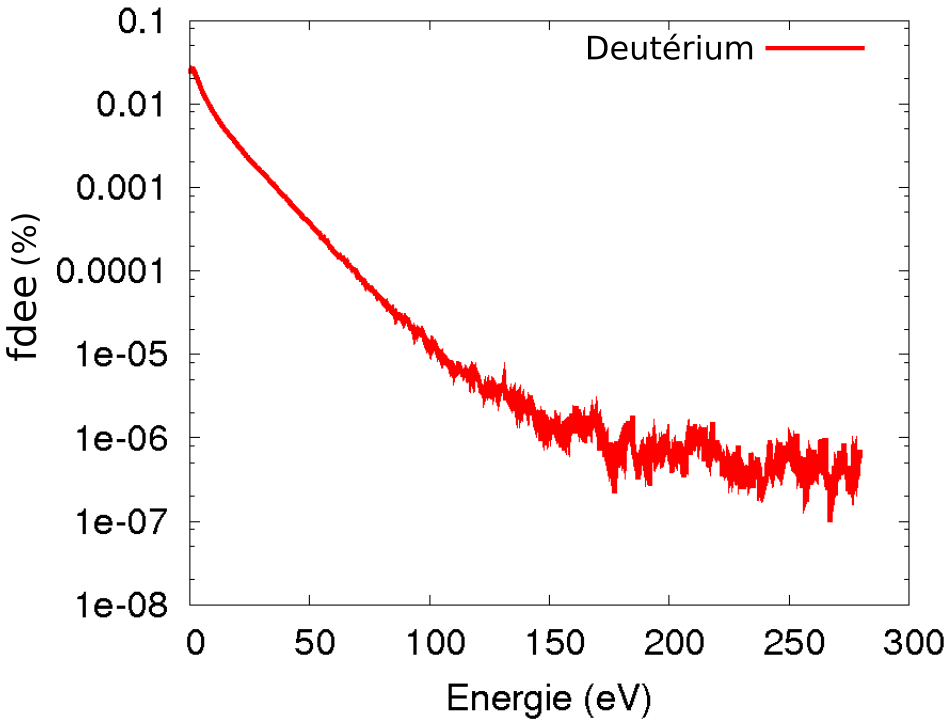


FIG. 2.10: Fonction de distribution en énergie des électrons du plasma secondaire normalisée, au centre du neutraliseur rempli de gaz D_2 à l'état stationnaire.

La figure 2.10 montre la fonction de distribution en énergie des électrons (fdee) au centre du neutraliseur lorsque le plasma a atteint l'état stationnaire, après quelques dix micro secondes. On peut calculer l'énergie moyenne des électrons qui est d'environ 10eV, inférieure au seuil d'ionisation de D_2. On voit que cette fonction de distribution peut être approximée par la somme de deux distributions maxwelliennes [35] : une froide au regard de l'énergie d'ionisation du gaz D_2, à 15,4eV, et une seconde pour la queue de distribution. L'énergie moyenne élevée à 10eV s'explique par la faible pression dans le neutraliseur, de l'ordre de 0,1Pa qui réduit les processus collisionnels et par la forme de la section efficace d'ionisation du deutérium.

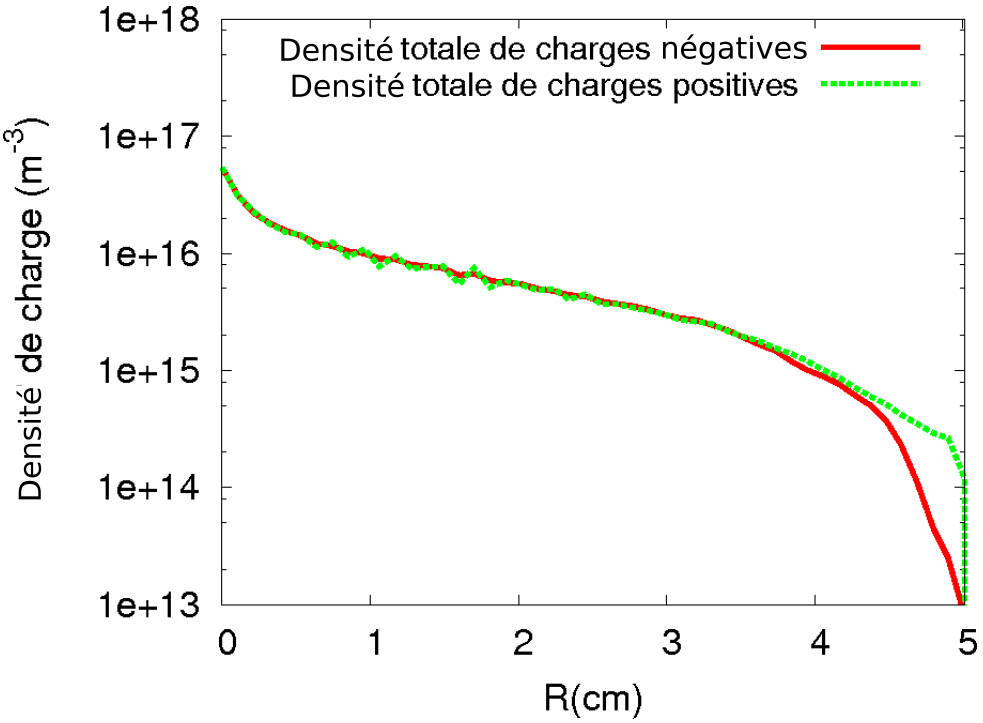


FIG. 2.11: Profil radial de densité totale de charges positives et négatives au centre du neutraliseur par le code OBI-2.

On présente ici la gaine créée par le plasma secondaire au niveau de la paroi du neutraliseur. La figure 2.11 représente la gaine au centre du neutraliseur, à z=3,8m, après 10μs. On regarde les profils radiaux de densité totale de charges négatives et positives, incluant les particules chargées du faisceau. À z=3,8m, la largeur du faisceau est alors de 2,5cm. On voit que le plasma s'étend radialement sur environ 4,2cm. La gaine plasma mesure donc environ 8mm. Le pic de densité à r=0 résulte probablement d'un artefact numérique causé par la faible statistique de particules (électrons et ions) autour de la maille r=0. Pour illustrer cet effet, on montre sur la figure 2.12 la densité de charges positives et négatives à différentes positions le long de l'axe z du faisceau. On voit que la pente de la densité plasma autour de r=0 augmente avec la focalisation du faisceau.

On compare la taille de la gaine obtenue au modèle de gaine de Child-Langmuir. On rappelle que, dans ce modèle, la formule de la longueur de la gaine λ_{CL} est donnée par

$$.\lambda_{CL} = \frac{\sqrt{2}}{3}\lambda_d \cdot (\frac{2eV_0}{k_B T_e})^{3/4} \tag{2.23}$$

où λ_d est la longueur de Debye électronique, V_0 est la valeur absolue de la différence de potentiel appliquée au système, ici égale au potentiel plasma V_p et T_e est la température électronique. On ramène cette formule dans le cas d'un plasma de densité d'électrons de $6.10^{16}m^{-3}$ à $\lambda_C L = 2,497 \cdot (\frac{V_0}{T_e})^{3/4}\ 10^{-3}m$. Pour une température électronique de 10eV,

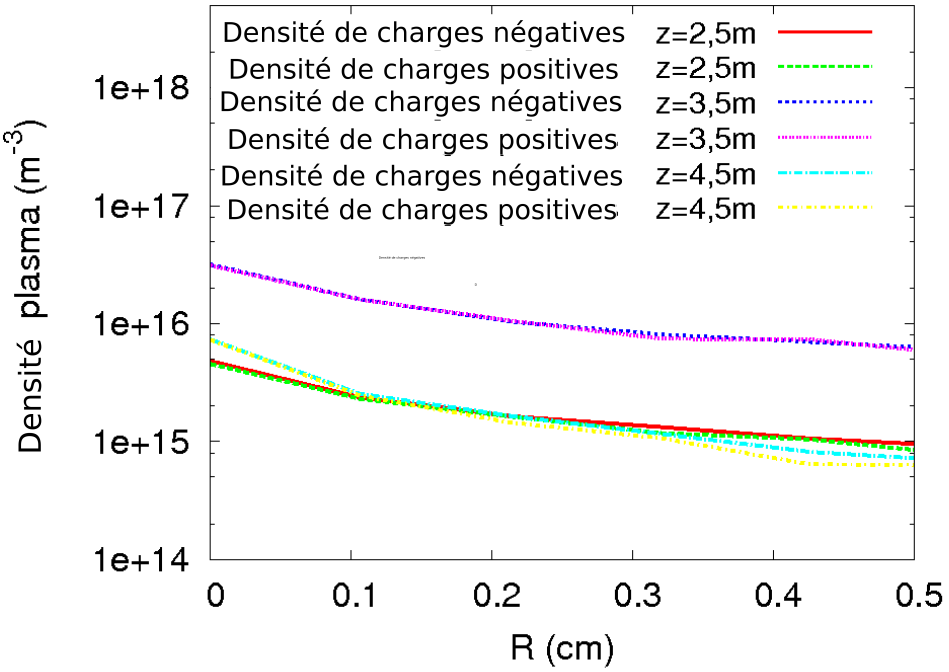


FIG. 2.12: Profil radial de densité de charges positives et négatives à différentes positions le long de l'axe z du faisceau.

et un potentiel de 40V, on obtient une taille de gaine de 7,1mm, proche de la valeur de 8mm trouvée ici.

Les figures 2.14 et 2.13 montrent les distributions 2D(r,z) des densités d'électrons et d'ions qui forment le plasma secondaire. Le processus principal menant à la formation de ce plasma est l'ionisation du gaz cible D_2. De fait, les profils de densités de ces espèces suivent globalement celui de D_2 (figure 2.6) sauf au niveau de la gaine. La densité d'ions est d'environ $6,5 \cdot 10^{16}$ m^{-3} au centre du neutraliseur, correspondant à un degré d'ionisation de l'ordre de 10^{-3}. Les électrons sont cependant repoussés de la zone en amont du neutraliseur par la fuite de potentiel de la dernière grille de l'accélérateur tandis que les ions positifs y sont attirés, ce qui forme un courant d'ions positifs (backstreaming) à contre-sens du faisceau d'ions négatifs. Le plasma diffuse également de manière radiale (R>5cm, z<2m et z>5m) dans l'espace libre avant et après le neutraliseur. En supposant que le comportement du plasma est identique entre chaque plaque du neutraliseur, la géométrie du neutraliseur fait que les flux de particules dans la direction perpendiculaire aux plaques (ici la direction radiale) s'annulent par la succession de plaques parallèles, sauf sur les plaques externes. De fait, les courants radiaux que l'on peut calculer dans cette simulation ont un sens uniquement pour les plaques externes du neutraliseur et servent, ici, également à vérifier la stabilité numérique du code.

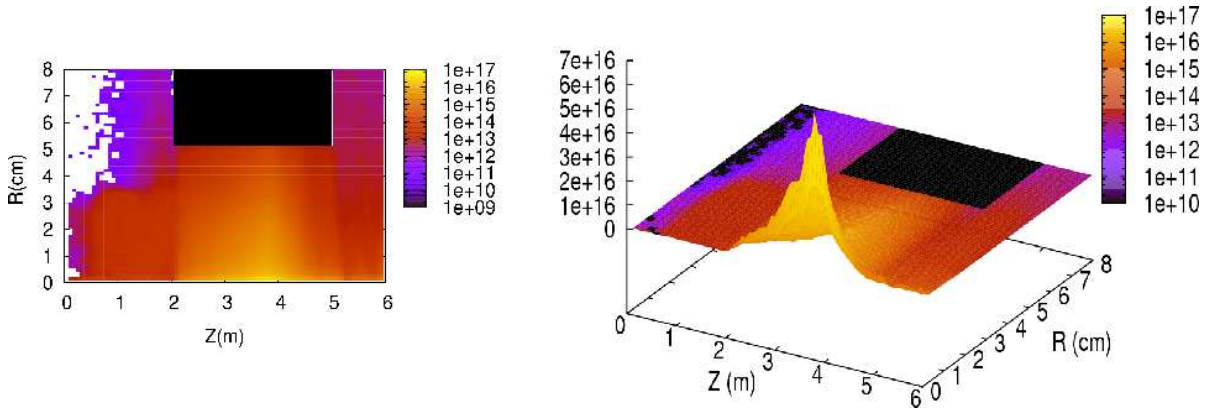


FIG. 2.13: Distribution 2D(r,z) de densité d'ions positifs (m^{-3}) dans le neutraliseur d'ITER.

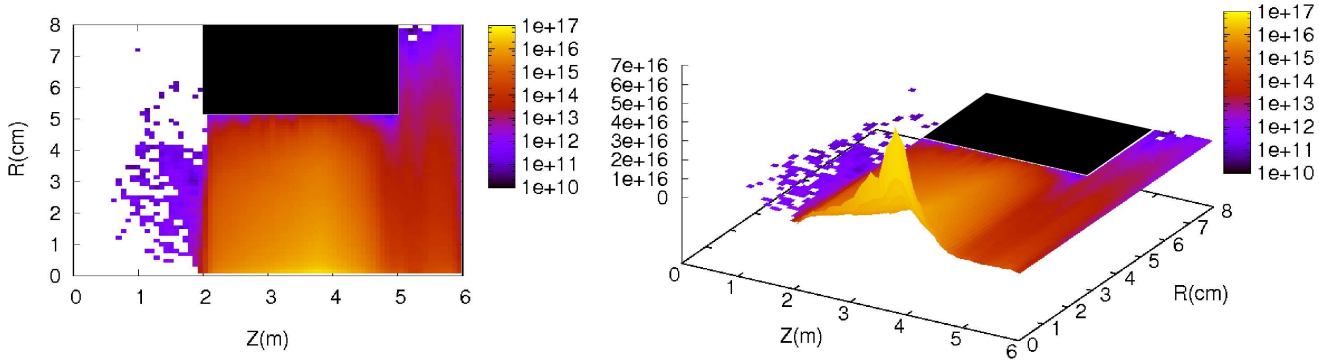


FIG. 2.14: Distribution 2D(r,z) de densité des électrons (m^{-3}) dans le neutraliseur d'ITER.

Les densités plasma trouvées sont typiquement un ordre de grandeur supérieur à celles obtenues par le modèle collisionnel radiatif (MCR) développé dans le chapitre précédent. De plus, dans ce dernier cas, la température varie entre 2 et 4eV tandis que dans le code OBI-2, la température est de l'ordre de 10eV. Ceci est très certainement dû à une surestimation du terme de pertes des électrons dans le modèle MCR qui d'une part diminue la densité effective d'électrons, *a fortiori* celle d'ions, et d'autre part diminue aussi la température électronique en favorisant la perte d'électrons énergétiques.

Nous avons comparé l'efficacité d'ionisation des électrons du plasma secondaire à celle des particules du faisceau. Nous avons vu que la part de l'ionisation par les électrons du plasma secondaire est du même ordre de grandeur que celle des particules du faisceau. La faible pression dans le volume de la simulation rend les collisions avec le faisceau moins importante en regard du temps de présence des électrons rapides et du plasma secondaire favorisé par la géométrie du neutraliseur avec un rayon de 5cm. En effet,

la section efficace d'ionisation de D_2 par les électrons induit des électrons secondaires énergétiques qui vont collisionner le mur pour perdre une partie de leur énergie et revenir dans le plasma. Des électrons de 50eV, où la section efficace d'ionisation du gaz est la plus importante, environ $1,3 \cdot 10^{-20}\ m^2$, ont un libre parcours moyen de l'ordre du mètre dans le volume du neutraliseur (densité de gaz de l'ordre de $10^{19}\ m^{-3}$) et restent dans cette zone.

2.2.1.3 Courant de rétrodiffusion des ions positifs

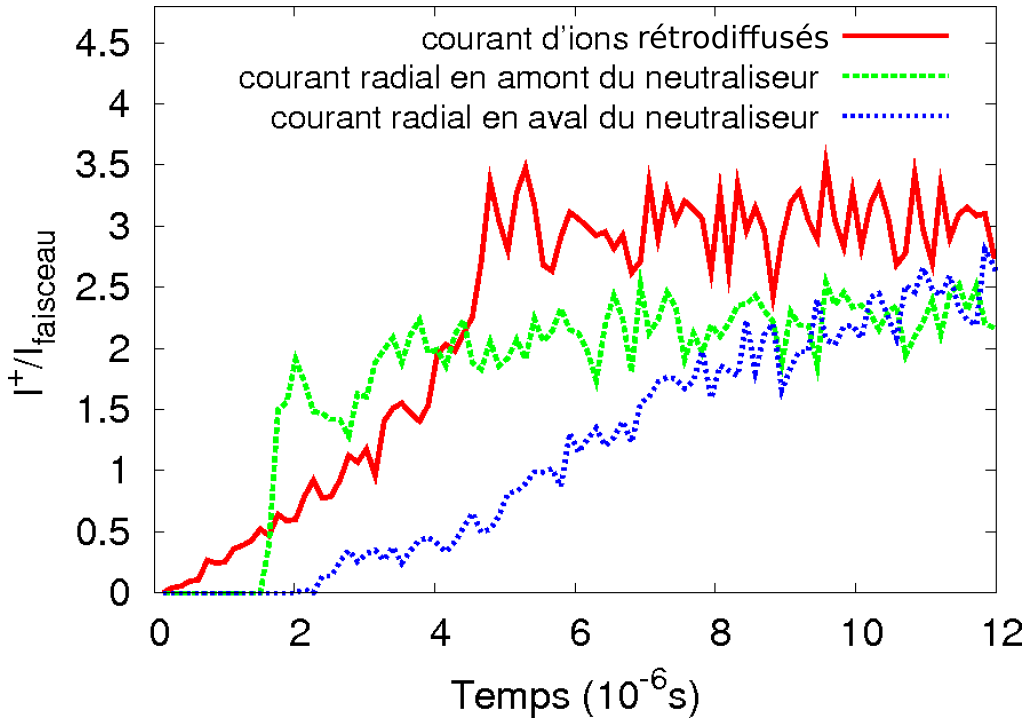


FIG. 2.15: Évolution au cours du temps des courants d'ions positifs. $I_{faisceau}$ représente le courant d'ions négatifs en entrée de la boîte de simulation. I^+ est un des courants d'ions positifs calculé.

La figure 2.15 montre l'évolution au cours du temps des courants d'ions positifs en direction de l'accélérateur et sortant radialement de la boîte de simulation. On voit que l'état stationnaire de ces courants est atteint après quelques micro secondes nécessaires à l'établissement du plasma secondaire stable ainsi qu'à sa diffusion dans tout le domaine simulé. On voit que la part de courant rétrodiffusé vers l'accélérateur représente environ 3% du courant d'ions négatifs incident. Ce courant est dû à la fuite de potentiel de 11kV au niveau de la dernière grille de l'accélérateur de type SINGAP. On prend alors le zéro de potentiel à l'entrée du neutraliseur. On ajoute à cela la charge d'espace du faisceau en amont du neutraliseur qui attire les ions. Le champ électrique créé dans l'espace

vide avant le neutraliseur attire les ions positifs et repousse les électrons. L'intensité du courant dépend également de la nature des ions attirés (masse, charge) et de la densité d'ions positifs dans l'espace vide. Le courant radial dépend, en plus, de la taille de la boîte de simulation, *i.e.*, deux mètres en amont du neutraliseur et un mètre en aval permettant aux ions de sortir du domaine. On voit que les courants radiaux représentent tous deux 2,4% du courant d'ions négatifs.

La configuration MAMuG de l'accélérateur permet de réduire le courant de rétrodiffusion en réduisant la valeur du potentiel de fuite à quelques dizaines de volt, ainsi que l'étendue spatiale du champ de fuite. De ce point de vue, le courant de backstreaming des ions positifs serait réduit par rapport à la configuration SINGAP. Il semble que cela n'aurait pas d'impact sur les courants radiaux de diffusion pour les mêmes densités d'ions créés dans l'espace grilles - neutraliseur. Il reste à voir si le changement de configuration à un impact direct sur la densité de plasma créée dans cette zone.

2.2.2 Neutraliseur du tokamak JT60-SA

Le JT-60 (JAERI - Japan Atomic Energy Research Institute - Tokamak 60) est le tokamak japonais installé à Naka depuis 1985. Il dispose d'un volume de 90 m^3. Il est le premier à avoir obtenu un chauffage des ions du plasma allant jusqu'à 520 millions de degrés et à avoir obtenu un rendement en énergie supérieur à 1 en 1996. Suite à des accords entre les membres du projet ITER, le JT-60 devait être modernisé et amélioré. Il deviendra ainsi le JT-60SA (JT-60 Super Advanced). Le système d'injection de neutres du JT-60SA est composé de treize injecteurs. Douze d'entre eux sont des injecteurs à source d'ions positifs tandis que le dernier est à source d'ions négatifs. L'application du code OBI-2 concerne uniquement ce dernier injecteur.

Une ligne d'injection mesure environ 24m et le neutraliseur, à lui seul, mesure ici 10m. L'avantage d'un tel système est qu'il permet de réduire la densité de gaz injecté dans le volume du neutraliseur en raison de sa plus grande longueur. Typiquement, la densité de deutérium injecté dans le neutraliseur est trois fois plus faible que dans le neutraliseur d'ITER. Dans ce cas, notre simulation s'étend de l'accélérateur à la fin du neutraliseur, sur 12,5m. De plus, sa forme cylindrique est propice à la simulation en 2D axi-symétrique. Radialement, ce neutraliseur est large de 30cm et notre simulation suit les particules radialement sur 35cm. Les grilles d'accélération sont, quant à elles, de type MAMuG et portent les ions négatifs à 500keV, contre 1MeV dans le cas d'ITER. Ceci implique une bien plus faible valeur de la fuite de potentiel de la dernière grille d'accélération.

2.2.2.1 Particules du faisceau

Il convient de vérifier, par la simulation, que les caractéristiques en termes de convergence et neutralisation sont conservées. Nous avons vu que la densité de plasma créé est un paramètre clé, notamment dans l'espace vide entre l'accélérateur et le neutraliseur, et permet de conserver la convergence du faisceau par la suite le long du neutraliseur. La divergence du faisceau est due à la charge d'espace du faisceau. Plus la densité du faisceau augmente et plus la divergence augmente aussi. Dans le cas présent, nous avons testé plusieurs valeurs de courant, à rayon constant. Nous avons vu qu'il a fallu plus de temps pour obtenir la convergence du faisceau à mesure que la densité de courant augmente. En gardant les caractéristiques d'ITER, cela correspond à injecter un courant d'ions négatifs de 10A. Nous avons d'abord testé la possibilité d'un courant de 4A qui correspond aux possibilités réalisées expérimentalement.

Le produit densité par longueur p_i nous permet d'estimer que pour un neutraliseur trois fois plus long, la densité nécessaire pour obtenir le maximum de neutralisation est globalement trois fois moindre. N'ayant pas le profil expérimental densité de gaz le long de la ligne du faisceau dans le cas de l'injecteur du JT60-SA, nous avons proposé un profil ajusté à partir de celui d'ITER. Nous avons donc d'abord divisé par 3 la valeur du profil de densité d'ITER puis ajusté la valeur du maximum du profil de gaz (environ au centre du neutraliseur) afin d'obtenir le même maximum de neutralisation que dans le cas du neutraliseur d'ITER. Ce point est atteint lorsque les aires sous les deux courbes de densité sont égales. Ce profil injecté dans le code OBI-2 ne nous a pas permis d'obtenir la convergence du faisceau au bout de quatre semaines de simulation mais nous avons pu constater que le faisceau tendait lentement à converger. Un problème informatique nous a empêché de poursuivre plus longtemps la simulation.

Les figures 2.16 et 2.17 montrent l'évolution dans le temps du faisceau (D^-, D^0 et D^+). Nous avons fait une autre simulation dans le but d'accélérer la convergence du faisceau en modifiant le profil de densité de D_2 injecté. Nous avons choisi le même profil que précédemment sauf dans la partie en amont du neutraliseur où nous avons imposé un profil de gaz équivalent à celui du cas ITER, comme montré sur la figure 2.6. Ceci nous a permis de mettre en évidence la faisabilité du système pour un profil donné et de montrer l'importance du plasma en amont du neutraliseur. En effet, la figure 2.18 montre que le faisceau est convergent au bout $\sim 8\mu$s.

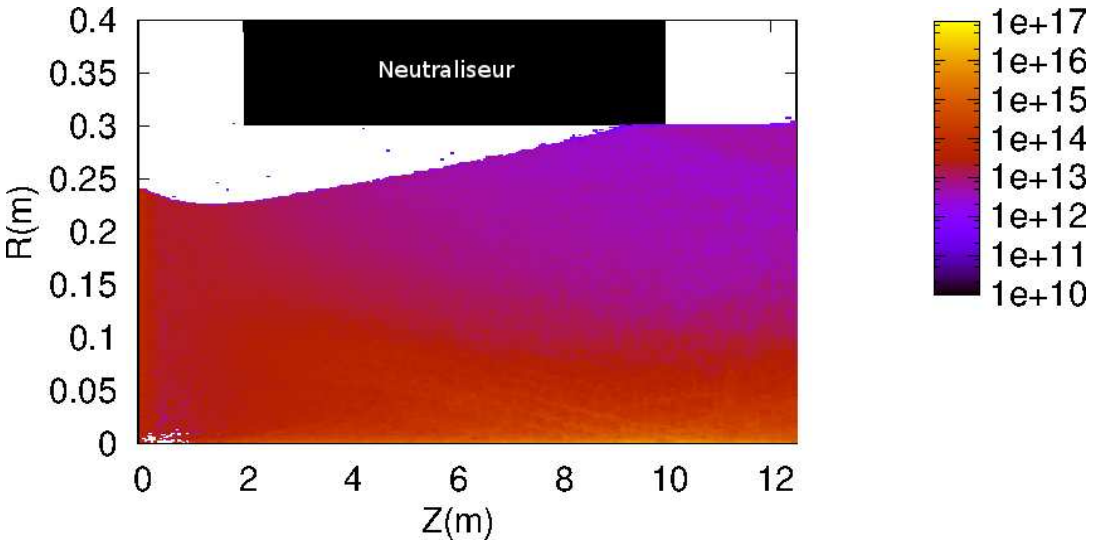


FIG. 2.16: Propagation du faisceau (D^-, D^0 et D^+) après 10μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est inférieure à celle dans le cas ITER.

2.2.2.2 Plasma secondaire

Nous avons vu qu'il est possible d'obtenir la convergence du faisceau d'ions pour un profil donné. La densité de gaz en amont du neutraliseur a permis d'atteindre rapidement cet état.

Les figures 2.19 et 2.20 montrent l'évolution de la densité d'ions positifs dans le cas où l'on n'atteint pas une convergence suffisante du faisceau. On compare ce résultat au dernier cas, figure 2.21, pour lequel la convergence est atteinte au bout de 8μs. On constate que, progressivement, la densité d'ion positif est légèrement supérieure en amont du neutraliseur. Elle est surtout différente au centre du neutraliseur. La fuite de potentiel, qui attire les ions vers l'accélérateur, repousse les électrons vers le neutraliseur. Il semble que ce gain en énergie des électrons permette d'ioniser davantage le plasma secondaire entre les plaques. Ensuite, la diffusion du plasma en dehors du neutraliseur augmente la densité d'ionique notamment en amont du neutraliseur. Ceci améliore l'écrantage de la charge d'espace du faisceau.

2.2.2.3 Courant de rétrodiffusion des ions positifs

En modifiant le profil de gaz et du coup le profil de densité d'ions positifs créés, on s'attend à un changement au niveau du courant de backstreaming. Pour cela, on regarde cet effet sur les cas précédemment étudiés. Sur la figure 2.22, on compare le courant de backstreaming dans les deux cas du neutraliseur JT60-SA. On rappelle que

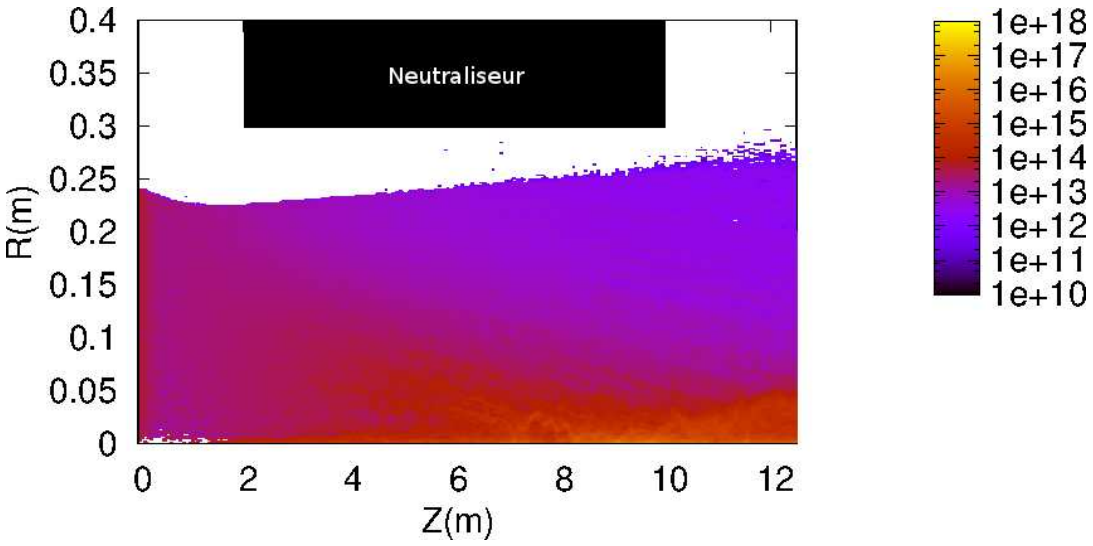


FIG. 2.17: Propagation du faisceau (D^-, D^0 et D^+) après 14μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est inférieure à celle dans le cas ITER.

la différence entre les deux simulations est le changement de profil de gaz en amont du neutraliseur, qui a servi à accélerer la convergence du faisceau. Dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est inférieure à celle dans le cas ITER, le courant d'ions positifs est d'environ 3,4% (vu plus précisément sur la figure 2.23). On voit donc qu'en augmentant d'un facteur trois la densité de gaz entre l'accélérateur et le neutraliseur, on passe de 3,2 à 4,1% de courant de backstreaming. Ceci est à relier avec le faible changement apparu sur le profil d'ions positifs dans ces deux mêmes cas (figures 2.20 et 2.21).

Sur la figure 2.23, on compare les courants obtenus dans le cas du neutraliseur d'ITER et celui de JT60-SA avec une densité de gaz en amont du neutraliseur plus faible. On voit que dans ce dernier cas, le courant est légèrement plus grand, 3,4% contre 3% dans le cas d'ITER. Bien que la densité de gaz soit trois fois plus faible dans cette zone, le courant porté par le faisceau dans ce cas de neutraliseur de JT60-SA est bien plus élevé, 4A contre 0,3A. Il semble donc que la charge portée à elle seule par le faisceau de 4A attire plus d'ions positifs malgré une fuite de potentiel venant de la dernière grille d'accélération réduite. De plus, l'énergie du faisceau d'ions à 500keV du JT60-SA implique des plus grandes sections efficaces d'ionisation et donc un plus grand taux d'ionisation à densité de gaz constante. Nous avons confirmé ce résultat en les régimes à 0,4 et 4A pour le même profil de gaz injecté et trouvé que le courant de rétrodiffusion est réduit d'un facteur 2.

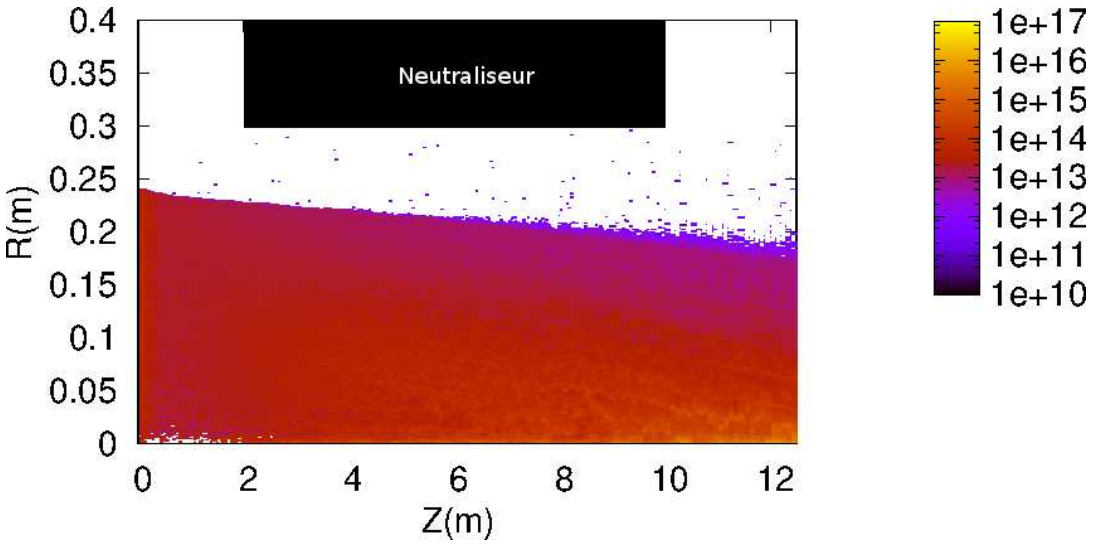


FIG. 2.18: Propagation du faisceau (D^-, D^0 et D^+) après 8μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est égale à celle dans le cas ITER comme sur la figure 2.6.

2.3 Conclusions

Nous avons étudié les résultats obtenus à l'aide du code OBI-2 dans deux configurations d'injecteurs de neutres différentes. Il a été montré dans les deux cas que le plasma secondaire créé dans le neutraliseur permet d'écranter correctement la charge d'espace du faisceau pour assurer sa convergence. En particulier, le cas du neutraliseur du JT60-SA a permis de mettre en évidence l'importance du plasma secondaire dans l'espace vide après l'accélérateur sur la vitesse de convergence du faisceau.

Dans le chapitre précédent, nous avons trouvé des densités plasma de l'ordre de 10^{14} m^{-3} à 10^{15} m^{-3} par le modèle MCR tandis que les densités obtenues par le code OBI-2 sont un ordre de grandeur au-dessus. La température électronique trouvée était comprise entre 2,5 et 4eV tandis qu'elle est de l'ordre de 10eV par le code OBI-2. Ceci est expliqué par la forme du terme de perte des électrons dans le modèle MCR qui privilégie la perte d'électrons énergétiques compte-tenu de la basse pression dans le neutraliseur impliquant un régime quasi-balistique de ces électrons.

Il a été montré que le courant de rétrodiffusion des ions positifs dépend notamment de la densité d'ions dans l'espace vide après l'accélérateur. La cause la plus directe est le profil de densité de gaz cible dans cette même zone. Outre la fuite de potentiel de la dernière grille d'accélération dans la configuration SINGAP, la valeur du courant porté par le faisceau attire également les ions positifs vers l'accélérateur. En effet, dans la

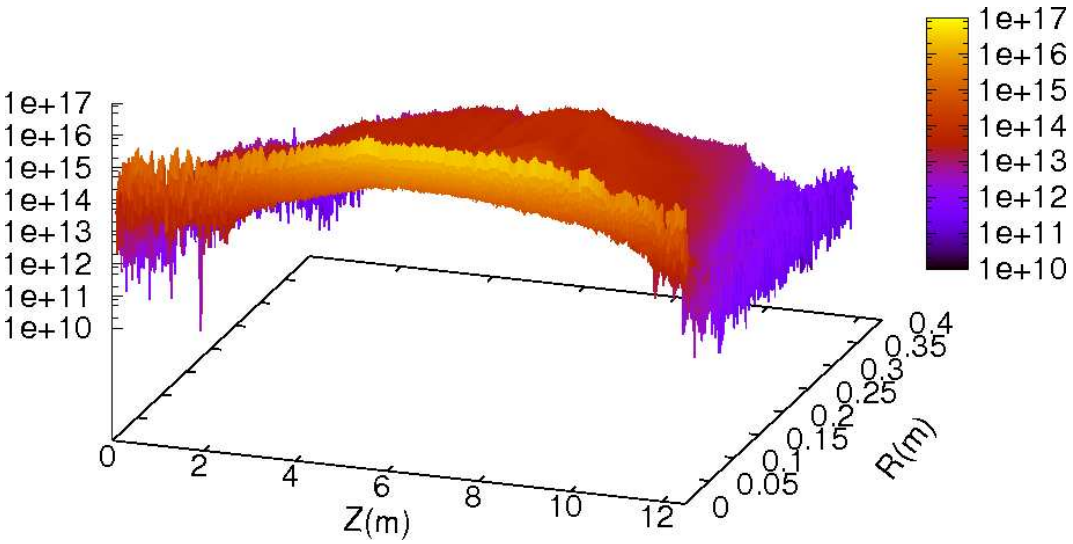


FIG. 2.19: Distribution 2D(r,z) de la densité d'ions positifs D_2^+ après 10μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est inférieure à celle dans le cas ITER.

configuration MAMuG du neutraliseur du JT60-SA, la fuite de potentiel est quasi-nulle et nous montrons que le courant de 4A du faisceau d'ions négatifs implique un courant de rétrodiffusion de 3,4%.

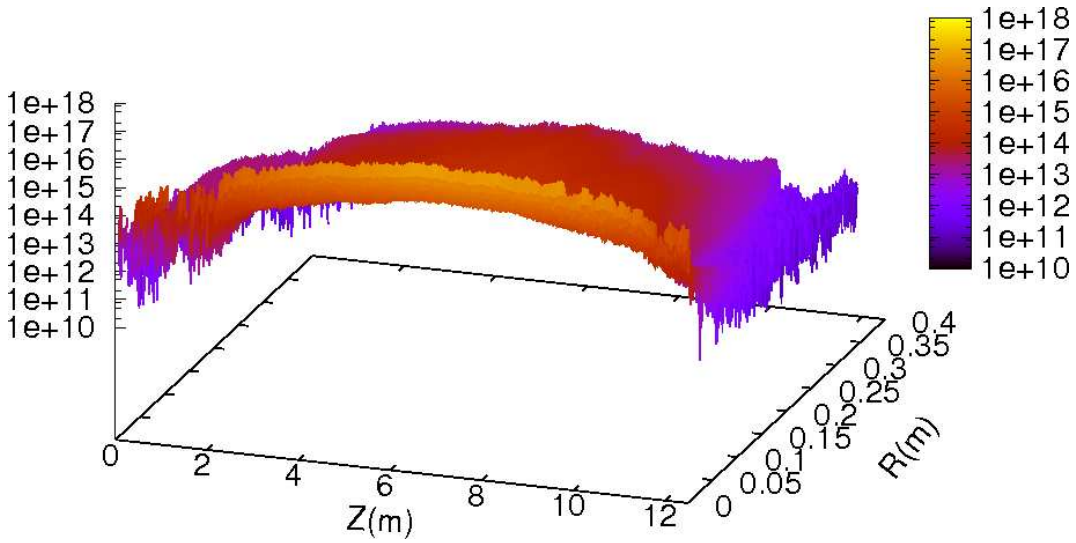


FIG. 2.20: Distribution 2D(r,z) de la densité d'ions positifs D_2^+ après 14μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est inférieure à celle dans le cas ITER.

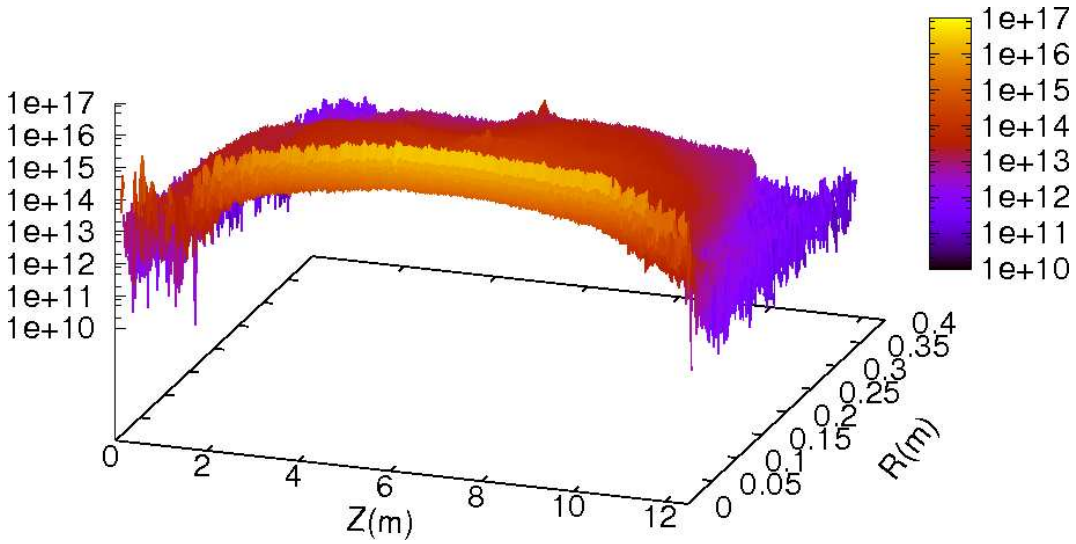


FIG. 2.21: Distribution 2D(r,z) de la densité d'ions positifs D_2^+ après 8μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est égale à celle dans le cas ITER comme sur la figure 2.6.

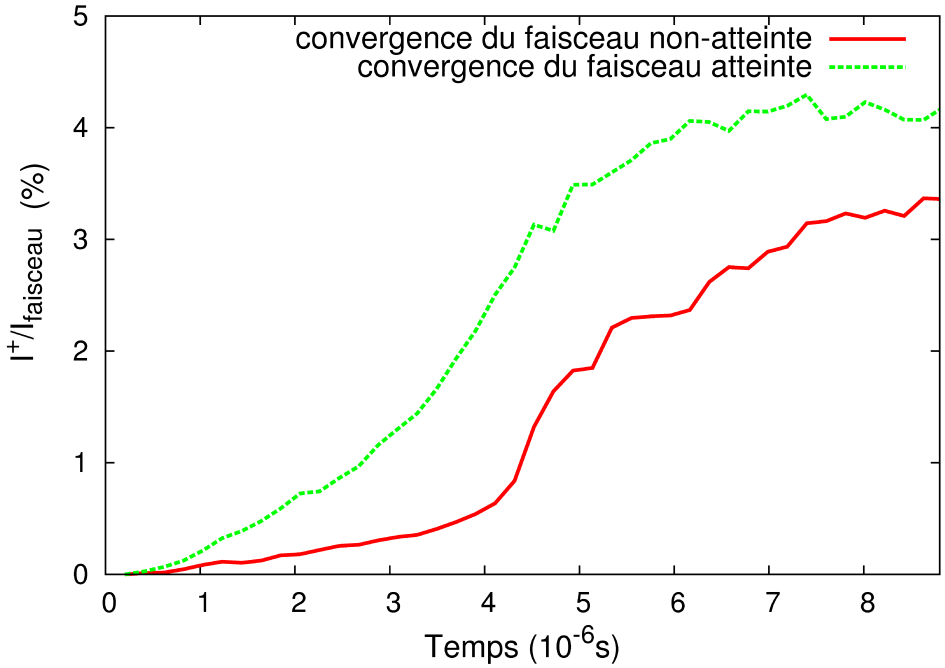


FIG. 2.22: Propagation du faisceau (D^-, D^0 et D^+) après 8μs dans le cas où la densité de gaz en amont du neutraliseur est égale à celle dans le cas ITER comme sur la figure 2.6.

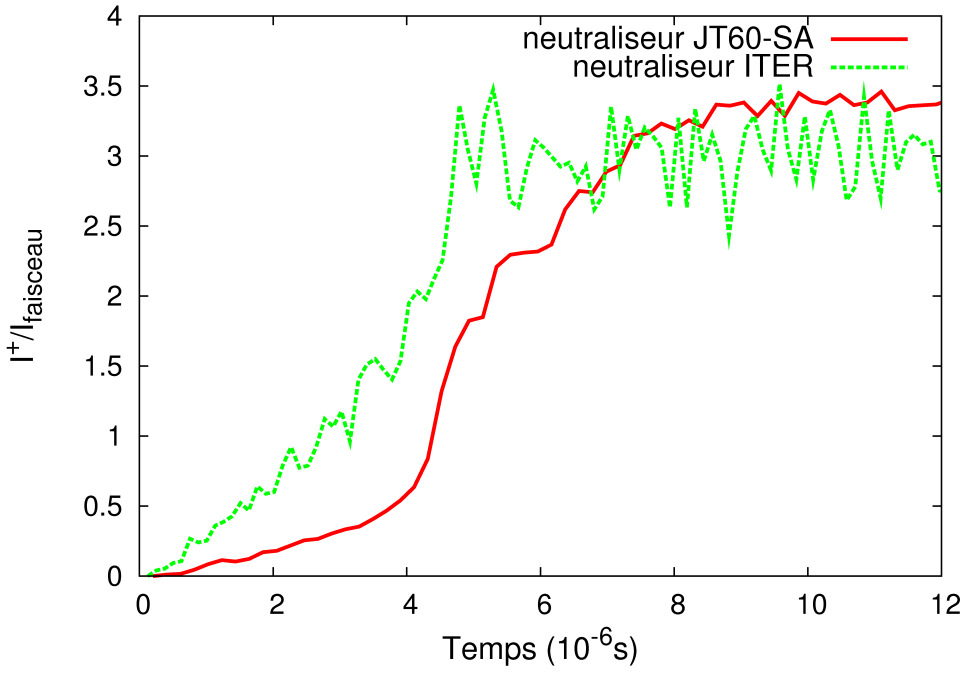


FIG. 2.23: Comparaison du courant de rétrodiffusion des ions positifs suivant deux profils de densité en amont du neutraliseur d'ITER.

Chapitre 3

Résultats du code OBI-2L sur le neutraliseur au lithium

3.1 Introduction

Le taux de neutralisation du faisceau d'ions négatifs dépend de la nature de la particule cible. Rappelons que dans le cas du gaz D_2 injecté, le faisceau à 1MeV est composé en sortie du neutraliseur d'environ 55% de D^0, 25% de D^- et 20% de D^+. Les résultats de OBI-2 ont notamment montré que le plasma secondaire diffuse en amont et en aval du neutraliseur, en particulier dans l'espace grilles accélérateur-neutraliseur, ce qui participe à l'écrantage de la charge d'espace du faisceau mais également au courant de rétrodiffusion des ions positifs du plasma secondaire.

D_2 est utilisé pour la formation des ions négatifs dans la source d'ions. Dans la configuration actuelle de l'injecteur de neutres, D_2 est aussi injecté au centre du neutraliseur, ce qui augmente la pression de gaz dans l'enceinte. Cette dernière est recouverte de panneaux cryogéniques, ce qui maintient la pression entre 10^{-3} et environ 0,6 Pa au point d'injection du gaz pendant une heure avant de régénérer les têtes froides des parois [11]. Cependant, la quantité de gaz diffusant en dehors de la source d'ions négatifs et du neutraliseur est suffisante pour contribuer significativement à une pré-neutralisation du faisceau dans l'accélérateur avant le gain total d'énergie à 1MeV, réduisant ainsi la puissance portée par le faisceau [15]. Une solution alternative pour réduire la pression dans l'enceinte de l'injecteur a été proposée [16] en remplaçant le deutérium injecté entre les plaques du neutraliseur par un jet de lithium supersonique, transversalement au faisceau.

En utilisant un jet de lithium supersonique, la pression du gaz serait réduite au deutérium provenant de la source d'ions négatifs. Ainsi, les panneaux cryogéniques

pourraient fonctionner plus longtemps avant d'être régénérés [16]. Le lithium est un métal se collant facilement aux grandes parois du neutraliseur. De plus, l'emploi du lithium réduit également la diffusion du plasma secondaire formé en raison de sa masse atomique Z plus importante.

On donne dans le tableau 3.1 quelques propriétés physiques du lithium.

numéro atomique	3
masse atomique	6,941 uma (92,5% de ^7Li et 7,25% de ^6Li)
structure cristalline	cubique face centrée
résistivité électrique à 293K	9,29$\mu\Omega$cm
travail d'extraction photo-électrique	2,4eV
potentiel d'ionisation	5.39eV pour Li, 75,6eV pour Li^+, 122.5eV pour Li^{2+}
point de fusion à 1atm	453,6K
point d'ébullition à 1atm	1615K

TAB. 3.1: Caractéristiques physiques du lithium

On voit que le point de fusion du lithium est de 453,6K et son point d'ébullition de 1615K à la pression atmosphérique. Les points de fusion et ébullition vont diminuer à plus faible pression, ici de l'ordre 0,1Pa. De fait, étant donné que la température des plaques du neutraliseur d'ITER risque d'être supérieure à cette température d'ébullition, le lithium injecté passerait en phase gazeuse à la surface des plaques pour être réinjecté dans le volume du neutraliseur.

Dans le cas du deutérium, dépendant de la densité de gaz injectée dans le volume du neutraliseur, la longueur des plaques est calculée pour maximiser le taux de neutralisation à leur sortie. Dans cette configuration, les plaques mesurent 3m de long. Il convient de comparer les propriétés du lithium en terme de taux de neutralisation et de produit densité par longueur de neutraliseur p_i associé. On rappelle que cette dernière propriété permet de réduire préférentiellement la longueur du neutraliseur ou la densité de lithium injecté par rapport au deutérium dans le cas où, au maximum de neutralisation, le produit p_i du lithium est inférieur à celui du deutérium.

Comme précédemment mentionné, le code OBI-2 a été récemment développé pour le neutraliseur basé sur l'injection de deutérium. Ce code de type Particle-In-Cell et approche Monte-Carlo des collisions (PIC-MCC) [19] est adapté pour simuler les caractéristiques physiques du plasma secondaire formé par l'injection de lithium à la place du deutérium et suivre les particules du faisceau de l'accélérateur à la fin du neutraliseur. Deutérium et lithium ont été comparés à travers la modification de la

longueur du neutraliseur et de la distance grilles d'accélération - neutraliseur. Les propriétés de fonction de distribution en énergie des électrons, de densité plasma, de taille de gaine sont comparées et discutées dans les différentes configurations étudiées. En se basant sur les résultats du code OBI-2 pour le lithium (OBI-2L), un scénario avancé de configuration du neutraliseur est proposé et les premières estimations du neutraliseur au lithium pour ITER sont données.

Dans la section prochaine, nous discutons des caractéristiques du modèle incluant l'approche numérique du code OBI-2L et l'approche cinétique des réactions utilisées. Puis les résultats sont présentés pour différentes configurations de neutraliseur et discutés dans la section suivante. Enfin, une conclusion est apportée.

3.2 Caractéristiques du modèle

3.2.1 Point de vue numérique

Le profil de densité injecté dans le code a été calculé pour le deutérium [11]. Il est alors assumé stationnaire. En effet, le taux d'ionisation est de l'ordre de 10^{-3}, ce qui influence peu la densité calculée théoriquement. Ceci étant, le remplacement du deutérium par du lithium implique la prise en compte d'une nouvelle cinétique discutée dans la section "Processus élémentaires" [36]. Cependant, en première approximation, les profils de densité du deutérium et du lithium sont assumés identiques.

La température du deutérium ou du lithium est considérée constante. De plus, en référence au modèle de chauffage de gaz de Paméla [17], les effets d'élévation de température du gaz sont réduits avec le lithium (particule atomique). Ceci élimine les possibles réactions de dissociation moléculaire comme canal de chauffage [9].

La distance entre la dernière grille d'accélération et l'entrée du neutraliseur est initialement de 1,5m. Les collisions du faisceau avec la cible peuvent aussi se produire dans l'accélérateur et dans l'espace avant le neutraliseur. Cependant, dans ce modèle, le faisceau est considéré comme non-collisionnel avant la dernière grille d'accélération.

Comme montré sur la figure 2.3, en utilisant le lithium comme cible, la longueur du neutraliseur peut être réduite. Puis, pour réduire la densité de particules, neutres et ions, en direction de l'accélérateur, il est alors possible d'agrandir l'espace entre les grilles d'accélération et le neutraliseur au centre duquel le lithium est injecté. Dans ce

cas, le vide créé est rempli par un profil arbitraire de densité de lithium.

3.2.2 Processus élémentaires

L'énergie des particules du faisceau (D^-, D^0, D^+) vaut 1MeV. Les réactions prenant en compte le lithium sont listées dans le tableau 3.2 suivant. La colonne 'ref' indique le lien vers les sources bibliographiques,

	ref	reaction	σ $(10^{-20}m^2)$	ν $(10^{14}s^{-1})$
1	[37] *	$Li + e^- \rightarrow e^- + Li^+ + e^-$		14,02
2	[24]	$Li^+ + e^- \rightarrow e^- + Li^{2+} + e^-$		3,24e-2
3	[24]	$Li^{2+} + e^- \rightarrow e^- + Li^{3+} + e^-$		$<$ 1,70e-6
4	[12] *	$Li + D^- \rightarrow Li + D^0 + e^-$	5,28	4,04
5	[12] *	$Li + D^- \rightarrow Li + D^+ + 2e^-$	2,1e-1	1,61e-1
6	[12] *	$Li + D^0 \rightarrow Li + D^+ + e^-$	1,29	9,91e-1
7	[12] *	$Li + D^0 \rightarrow Li^+ + D^-$	6,99e-3	5,35e-3
8	[38]	$Li + D^+ \rightarrow Li^{2+} + D^0 + e^-$	7,86e-5	6,01e-5
9	[38] *	$Li + D^+ \rightarrow Li^+ + D^0$	2,16e-3	1,65e-3
10	[38] *	$Li + D^+ \rightarrow Li^+ + e^- + D^+$	8,02e-1	6,14e-1
11	*	$Li + D^0 \rightarrow Li^+ + e^- + D^0$	4,86e-1	3,72e-1
12	*	$Li + D^- \rightarrow Li^+ + e^- + D^-$	1,09	5,09e-1
13	[38]	$Li + D^+ \rightarrow Li^{2+} + 2e^- + D^+$	2,38e-3	1,82e-3
14	[39]	$Li^+ + D^+ \rightarrow Li^{2+} + D^0$	1,2e-3	1,01e-6
15	[40]	$Li^+ + D^0 \rightarrow Li^+ + D^+ + e^-$	6,4e-1	5,39e-4
16	[40]	$Li^{2+} + D^0 \rightarrow Li^{2+} + D^+ + e^-$	1,5	$<$ 1,39e-6
17	[40]	$Li^{3+} + D^0 \rightarrow Li^{3+} + D^+ + e^-$	2,53	$<$ 2,58e-9

TAB. 3.2: Processus élémentaires faisceau-plasma dans le neutraliseur á base de lithium - *réactions incluses dans le code PIC-MCC.

Le seuil d'ionisation du lithium est seulement de 5,39 eV (réaction 1) par impact électronique. En comparaison, les seuils pour Li^+ (réaction 2) et Li^{2+} (réaction 3) valent respectivement 75,6 et 122,35 eV. Le seuil d'ionisation simple du deutérium est donc environ trois fois plus important que celui du lithium de sorte que l'attachement électronique de Li est plus faible que celui du deutérium et le taux d'ionisation du plasma de lithium est censé être plus important. Ceci étant, comme pour le deutérium, le taux d'ionisation ne dépasse pas 1%, de sorte que le profil de densité du lithium est

aussi considéré stationnaire au cours de la simulation.

Compte tenu de la valeur du seuil d'ionisation de Li^+, on suppose que Li^+ est le seul ion à prendre en compte dans cette simulation comme produit de réaction et non comme cible. En effet, le taux d'ionisation ne dépasse pas le pourcent, ce qui rend faibles les réactions impliquant Li^+ comme réactant (réactions 14, 15, 16, 17). Ces réactions ont des sections efficaces environ deux ordres de grandeurs inférieurs à celle du lithium. De même pour la réaction 13, elle est environ deux ordres de grandeurs moins importante que la réaction 10 de sorte que Li^{2+} n'est pas pris en compte. Les sections efficaces des réactions 11 et 12 sont calculées à partir de la section efficace de D^+ dans la réaction 10. Un facteur correctif valant (0,43/0,71) donne un fit de la section efficace de la réaction 11 tandis que celle de la réaction 12 est supposée égale à la somme des sections efficaces de D^0 et e^- pour la même réaction. Ces réactions participent directement à la formation du plasma secondaire.

Les réactions 4 et 6 correspondent aux réactions dites de stripping électronique qui aboutissent en grande partie à l'obtention du taux de neutralisation du faisceau de particules. La réaction 4 produit les particules neutres rapides D^0 qui peuvent ensuite être détruites dans une seconde collision avec les particules de lithium pour former D^+. Notons que D^+ peut aussi être directement obtenue par double stripping de D^- (réaction 5). Ces réactions participent aussi à la formation du plasma secondaire en créant des électrons énergétiques qui peuvent ioniser les particules cibles.

Dans le calcul du taux de neutralisation, le processus de capture électronique (charge exchange réaction) par les particules du faisceau est aussi pris en compte (réaction 7 et 9). Sans ces réactions, le taux de neutralisation de D^- en D^0 augmente de 1% puisque la réaction 7 est plus importante que la 9. Dans le cas du neutraliseur avec deutérium, les processus similaires aux réactions 7 et 9 ne sont pas pris en compte car elles sont un ordre de grandeur inférieur à celles du lithium.

3.3 Résultats

Cette section présente les résultats obtenus à partir du code OBI-2L dans la configuration SINGAP de l'accélérateur avec la cinétique de réactions pour le lithium décrite dans la section précédente. Les caractéristiques du faisceau de particules et du plasma secondaire sont étudiées dans différentes configurations du neutraliseur via les paramètres suivants : longueur du neutraliseur - densité de lithium injecté, distance

entre les grilles d'accélération et le neutraliseur [36]. Dans un premier cas, nous allons faire une comparaison entre le neutraliseur de 3m basé sur l'injection de deutérium prévu pour ITER et le neutraliseur rempli de vapeur de lithium également sur 3m. Puis, différentes configurations possibles du neutraliseur rempli de lithium sont testées et discutées. Rappelons que l'utilisation du lithium permet de réduire la longueur du neutraliseur ou de diminuer la densité de particules cible injectées.

Concernant le plasma secondaire, il diffuse de part et d'autre du neutraliseur créant des courants d'ions susceptibles d'avoir un impact sur les propriétés de l'injecteur de neutres. On voit que les ions positifs sont attirés en direction de l'accélérateur. Dans la configuration SINGAP, il existe une fuite de potentiel au niveau de la dernière grille d'accélération d'environ 11 kV. Cette fuite participe principalement au courant de rétrodiffusion de ces ions positifs. Dans le cas de la configuration MAMuG, la fuite de potentiel est significativement inférieure, de l'ordre de 30V. Le code permet également de suivre les particules radialement avant et après le neutraliseur. Des instabilités du code peuvent apparaître après 10μs de simulation de sorte que seuls les courants de backstreaming et de diffusion radiale avant le neutraliseur sont pertinents. La distance accélérateur-neutraliseur est modifiée pour tester l'évolution de ces différents courants.

3.3.1 Comparaison entre les neutraliseurs au deutérium et au lithium

Dans cette section, la longueur du neutraliseur est de 3m. Les effets de changement de nature de la cible sont étudiés. Les précédentes simulations [19] du neutraliseur basées sur l'injection du deutérium ont montré la formation et l'expansion du plasma secondaire entre les plaques du neutraliseur ainsi que la focalisation du faisceau à l'état stationnaire le long de la ligne d'injection (chapitre III).

Le lithium devrait être injecté sous forme de jet supersonique de vapeur métallique dont la trajectoire sera modifiée par le faisceau de sorte que les profils de densité du deutérium et du lithium sont différents. Cependant, en première approximation, nous gardons le même profil de densité calculé par la technique Monte-Carlo [11], ce qui permet de voir les effets apportés par les changements en masse et des sections efficaces de collision. Le lithium est alors considéré comme un gaz.

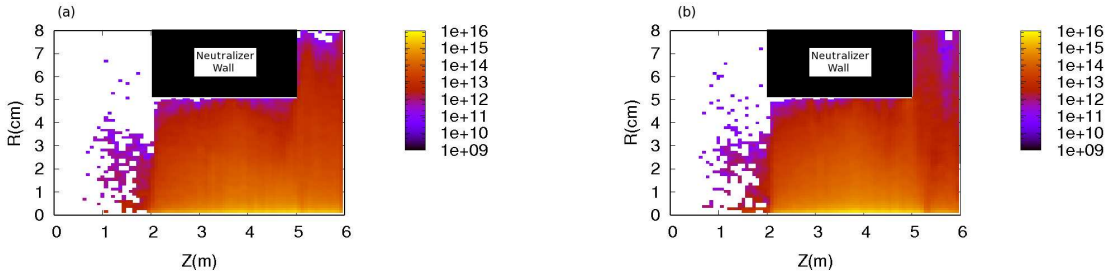


FIG. 3.1: Distribution 2D(r,z) de la densité d'électrons rapides dans le cas du neutraliseur rempli de (a) deutérium - (b) lithium, en échelle logarithmique.

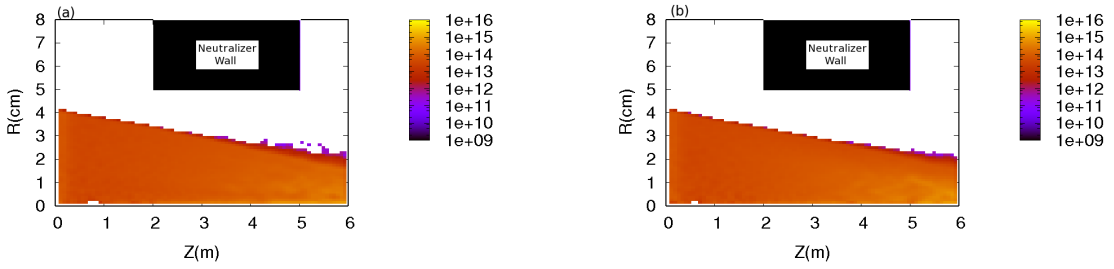


FIG. 3.2: Propagation du faisceau de particules énergétiques dans le cas du neutraliseur rempli de (a) deutérium - (b) lithium, en échelle logarithmique.

3.3.1.1 Particules du faisceau

Sur la figure 3.1, on peut voir la distribution en 2D(r,z) des électrons provenant du détachement électronique d'un électron du faisceau. Ce détachement des particules (D^0, D^+) du faisceau conduit à la formation d'électrons énergétiques de même vitesse que les macroparticules à 1MeV, soit une énergie de 272eV. Macroparticules (D^-, D^0, D^+) et électrons rapides collisionnent avec la cible de deutérium ou de lithium, ce qui conduit à la formation du plasma secondaire comme il a déjà été montré dans le cas du deutérium. L'ionisation par les électrons est d'autant plus déterminante dans la formation du plasma secondaire dans le cas du deutérium que le seuil d'ionisation est plus élevé à 15,4 eV.

Les premiers électrons rapides sont créés avant le neutraliseur par collision avec le lithium injecté qui revient en amont. Dans l'accélérateur, la diffusion du deutérium en provenance de la source d'ions négatifs et du neutraliseur participe à la neutralisation du faisceau d'ions avant le gain total d'énergie à 1MeV [15]. Ceci augmente leur divergence angulaire ainsi que la probabilité de collision sur les grilles de l'accélérateur. Le profil de gaz de deutérium utilisé débute en sortie des grilles d'accélération sans prendre en compte les effets de pré-neutralisation du faisceau dans l'accélérateur. De plus, le faisceau est considéré comme homogène, mono cinétique et sans collisions entre ses particules.

Sur la figure 3.2, on voit la propagation du faisceau composé de D^-, D^0 et D^+ le long de l'injecteur de neutres à l'état stationnaire dans les deux configurations de neutraliseur au deutérium et au lithium. Dans les premières micro secondes, le faisceau tend à diverger par répulsion coulombienne des particules de même charge. À l'état stationnaire, le plasma créé dans le neutraliseur a une densité au moins un ordre de grandeur supérieur à celle du faisceau à 1MeV. Ainsi, la charge d'espace du faisceau est suffisamment écrantée pour annuler la divergence du faisceau. On voit que dans le cas du lithium, la focalisation est conservée en dépit de la densité de lithium neutre quatre fois plus faible. La densité plasma d'ions lithium formée est donc suffisante.

3.3.1.2 Plasma secondaire

La figure 3.3 montre la fonction de distribution en énergie des électrons obtenue au milieu du neutraliseur pour le deutérium et le lithium, à l'état stationnaire après environ 12μs. L'énergie moyenne est respectivement pour le deutérium et le lithium de 8 et 10 eV, les distributions dans les deux cas n'étant pas maxwelliennes. Cette forme est due à la pression dans le neutraliseur de l'ordre de 0,1Pa qui entraîne aussi des libres parcours moyens pour les électrons de l'ordre du mètre, ce qui rend les collisions aux parois du neutraliseur très probables. Notons que les électrons sont majoritairement réfléchis

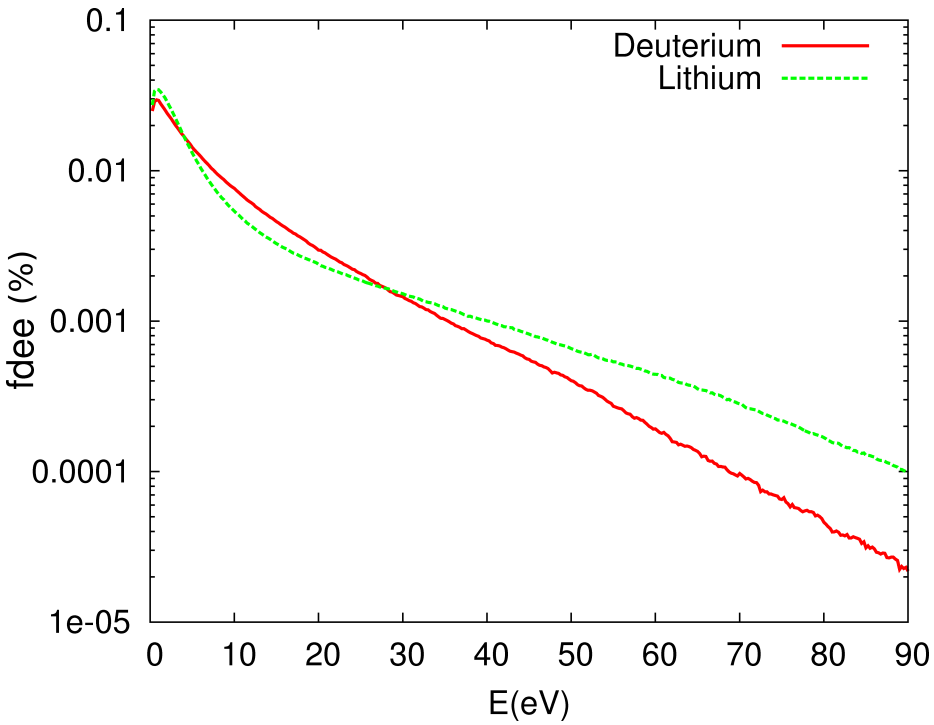


FIG. 3.3: Fonction de distribution en énergie des électrons au centre du neutraliseur de 3m de long dans le cas du deutérium et lithium

aux parois tandis que les ions positifs du plasma sont eux perdus [28] comme dans les simulations concernant l'injection de deutérium. Du reste, dans le cas du deutérium, les ions peuvent retourner dans le plasma sous forme de neutres avec un gain en énergie dû à la gaine plasma participant au chauffage du gaz [9]. Par contre pour le lithium, ces particules métalliques auront plus tendance à rester collées aux parois du neutraliseur [16].

Dans les deux configurations de neutraliseur étudiées, il est possible de diviser la fonction de distribution en énergie des électrons en deux maxwelliennes [35] : l'une de basse énergie provenant des électrons secondaires du plasma obtenus par ionisation de la cible, la seconde pour les hautes énergies dont les électrons viennent du détachement électronique des charges du faisceau à 1MeV, soit environ 272 eV pour les électrons.

La figure 3.4 représente le profil radial à z = 3,8 m à l'état stationnaire de l'ensemble des charges positives et négatives, particules du faisceau incluses. La focalisation du faisceau à 11m suggère que son rayon à z = 3,8 m est d'environ 2,5 cm. Dans le cas du lithium, on voit que le plasma s'étend radialement jusqu'à 4,3 cm et 4,5 cm pour le deutérium. La taille de la gaine vaut donc respectivement 8 mm et 6 mm, sachant que la paroi est à 5,1 cm pour des raisons numériques. Les tailles de gaine sont relativement proches. Différents effets sont à lier dont la nature des particules (deutérium - lithium),

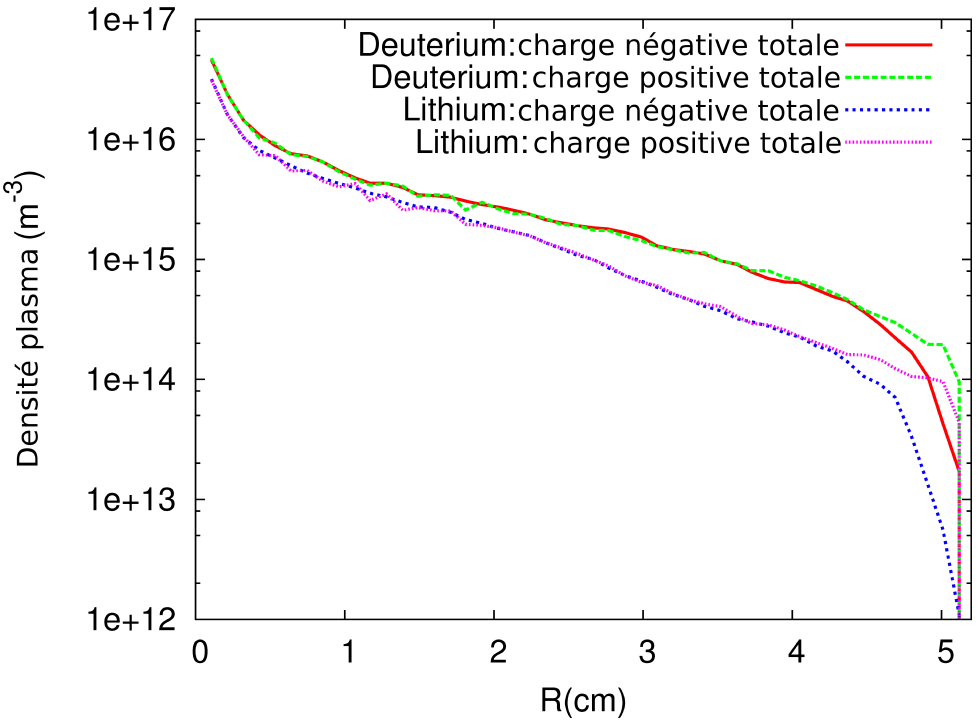


FIG. 3.4: Profil radial de l'ensemble des charges positives, des charges négatives, au centre du neutraliseur après 10μs.

la température des ions, leur vitesse moyenne, la valeur du potentiel plasma.

Les figures 3.5 et 3.6 représentent une vue en 2D(r,z) des distributions de densité d'électrons et d'ions positifs du plasma secondaire le long de l'injecteur et radialement. Dans la mesure où la pression maximale de particule pour le deutérium est d'environ 0,6 Pa au centre du neutraliseur, les processus collisionnels sont limités et les profils de densités ioniques suivent en grande partie le profil du gaz cible.

Les densités d'électrons et d'ions sont similaires sauf près des parois du neutraliseur ainsi qu'en amont du neutraliseur. On voit que la densité d'ions positifs vaut $6.5 \cdot 10^{16}$ m^{-3} au centre du neutraliseur au deutérium et $5.3 \cdot 10^{16}$ m^{-3} dans le cas du lithium, alors que la pression du Li es trois fois plus faible. Le taux d'ionisation plus élevé du plasma de lithium est associé à son plus faible seuil d'ionisation (5,39 eV) que celui du deutérium (15,4 eV).

On voit que le plasma diffuse en dehors du neutraliseur en amont et en aval. On calcule alors des courants de fuites des ions positifs. Un effet de rétrodiffusion des ions positifs en direction de l'accélérateur et de la source d'ions négatifs est observé (backstreaming). On voit aussi les particules diffuser radialement en dehors du neutraliseur et de la boîte de simulation. On peut donc calculer des courants de diffusion radiale des ions avant et

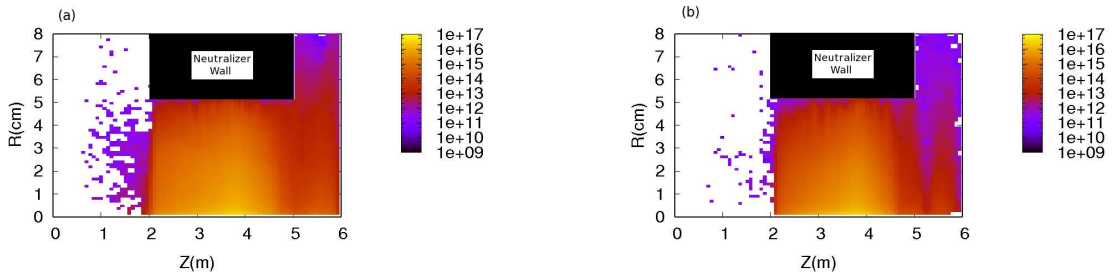


FIG. 3.5: Distribution 2D(r,z) de la densité d'électrons du plasma secondaire dans le cas du neutraliseur rempli de (a) deutérium - (b) lithium, en échelle logarithmique.

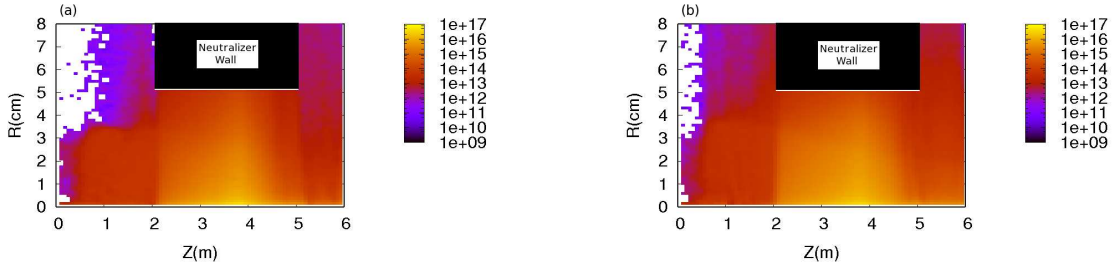


FIG. 3.6: Distribution 2D(r,z) de la densité d'ions positifs du plasma secondaire dans le cas du neutraliseur rempli de (a) deutérium - (b) lithium, en échelle logarithmique.

après neutraliseur. Nous voyons dans le prochain paragraphe plus particulièrement l'effet de courant de backstreaming des ions positifs en direction de l'accélérateur.

3.3.1.3 Courant de rétrodiffusion des ions positifs

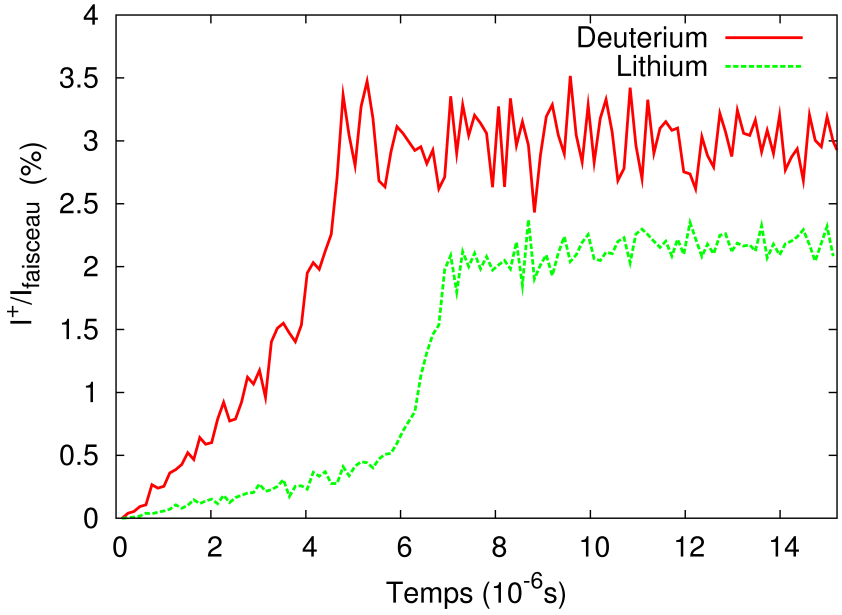


FIG. 3.7: Courant de rétrodiffusion des ions positifs dans les cas du neutraliseur de 3m de long au deutérium et au lithium.

Les figures 3.7 et 3.8 montrent l'évolution au cours du temps du courant de backstreaming et des courants de diffusion radiale pour les deux configurations du neutraliseur au deutérium et au lithium. Le neutraliseur est mis à la masse et une fuite de potentiel de 11 kV, en configuration SINGAP, sur la dernière grille d'accélération, est prise en compte, ce qui attire les ions positifs vers les grilles d'accélération. La charge d'espace du faisceau attire également les ions positifs en direction de l'accélérateur et de la source d'ions négatifs mais dans une moindre mesure. Le courant de backstreaming est calculé au niveau de la dernière grille d'accélération. Les ions positifs attirés dans cette direction sont principalement localisés dans l'espace accélérateur-neutraliseur.

Comme dit précédemment, les profils de densité du deutérium et du lithium injecté sont similaires. Seule la valeur de la densité varie. Cependant, les densités de plasma créées dans les deux configurations, ce qui est dû au plus fort taux d'ionisation du lithium. On peut voir que le courant de backstreaming représente environ 2,3% du

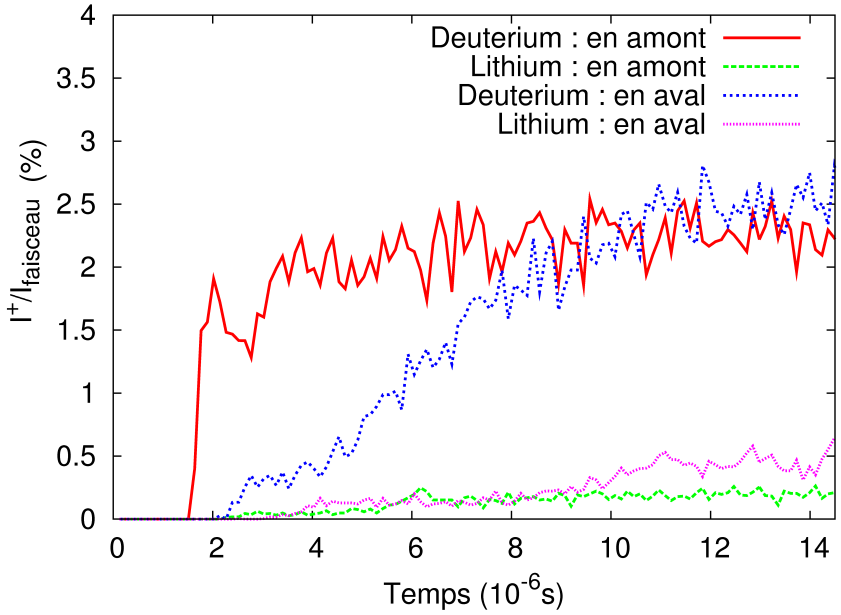


FIG. 3.8: Courant de diffusion radial des ions positifs avant et après le neutraliseur pour les deux cibles deutérium et lithium.

courant de faisceau injecté en sortie des grilles d'accélération dans le cas du lithium et 3% dans le cas du deutérium. Cette différence peut s'expliquer par le rapport de la racine carrée de leur masse. En effet, les ions positifs dans les deux configurations sont attirés par la même fuite de potentiel, entraînant un même gain en énergie et des vitesses variant avec la racine carrée de la masse. L'évolution du courant au cours du temps semble indiquer une plus forte densité d'ions positifs proches des grilles d'accélération dans les premiers instants de la simulation dans le cas du deutérium ce qui est lié à la plus forte densité injectée. La valeur du courant de backstreaming dépend donc de la nature de la cible, de la densité d'ions positifs dans l'espace accélérateur-neutraliseur ainsi que de la valeur de la fuite de potentiel.

Quant à la diffusion radiale avant le neutraliseur, elle est réduite tout comme la fuite de potentiel. Après le neutraliseur, on voit que le courant radial est plus important dans le cas du deutérium que du lithium, ce que l'on peut attribuer à la plus grande densité plasma et la plus faible masse du deutérium.

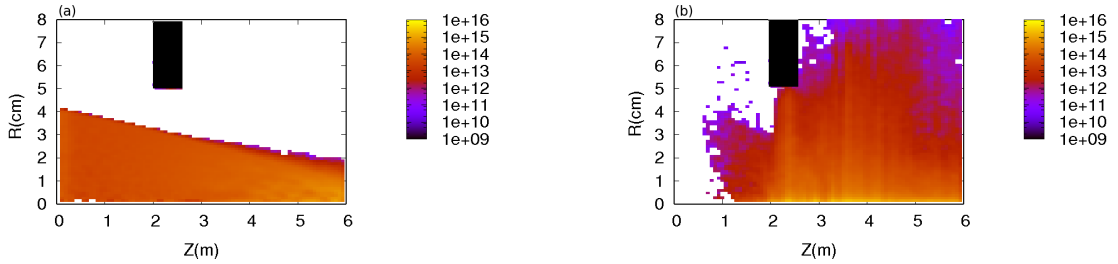


FIG. 3.9: Distribution 2D(r,z) (a) de la propagation du faisceau (b) de la densité d'électrons rapides le long du neutraliseur de 55cm, en échelle logarithmique .

3.3.2 Étude paramétrique suivant les caractéristiques du neutraliseur

Cette section porte sur l'étude du neutraliseur de taille réduite à 55cm, où l'on garde la même valeur du maximum de densité de lithium injecté dans le neutraliseur que dans le cas du deutérium. Les réponses du plasma et du faisceau sont alors discutées. Les caractéristiques du plasma secondaire et du faisceau sont également données lorsque le neutraliseur de 55cm est éloigné des grilles d'accélération.

3.3.2.1 Neutraliseur de taille réduite

Comme montré sur la figure 2.3, le maximum de neutralisation dépend du produit longueur du neutraliseur et densité de gaz cible. Ainsi, il est aussi possible de réduire la taille du neutraliseur de lithium tout en conservant la valeur maximale théorique de neutralisation. Nous trouvons par la simulation qu'en injectant la même valeur de densité de lithium au centre du neutraliseur que dans le cas du deutérium, la longueur du neutraliseur doit faire 55cm pour obtenir 62% de neutres en sortie de neutraliseur, 16% de D^- et 22% de D^+.

Le profil de densité alors utilisé est le même que celui du deutérium en dehors du neutraliseur. À l'intérieur du neutraliseur, le profil de densité de lithium injecté est donné de manière arbitraire où l'on joint linéairement les valeurs de densité en entrée et sortie de neutraliseur à la valeur du pic de densité injectée au centre.

Sur la figure 3.9, on voit le faisceau de particules à 1MeV ainsi que les électrons rapides formés par détachement électronique le long de l'injecteur de neutres. Le résultat

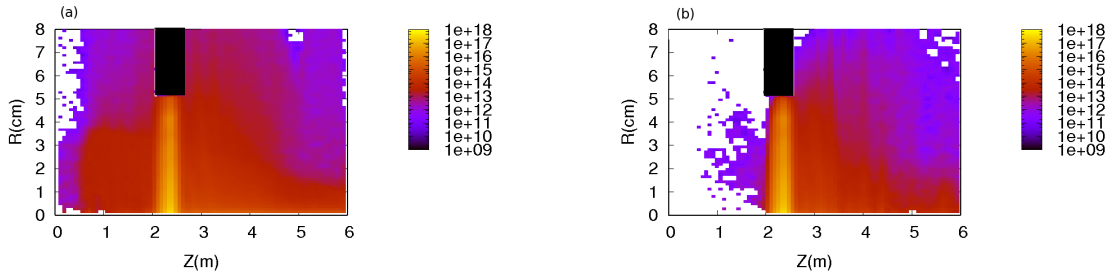


FIG. 3.10: Distribution 2D(r,z) de la densité (a) d'ions positifs, (b) d'électrons, du plasma secondaire le long du neutraliseur de 55cm, en échelle logarithmique.

montre que dans cette configuration de neutraliseur de 55cm, à l'état stationnaire, le faisceau de particules est convergent. La densité d'ions est donc suffisante pour écranter la charge d'espace tout le long de la ligne d'injection.
En revanche, les électrons énergétiques détachés des particules du faisceau présentent une dispersion angulaire bien plus importante, induite essentiellement par les collisions de ces électrons avec le lithium. Cela crée un électron secondaire en cas d'ionisation et modifie la trajectoire de l'électron rapide.

La figure 3.10 montre les densités d'électrons et d'ions positifs de lithium du plasma secondaire. Les densités d'électrons et d'ions sont similaires sauf près des parois du neutraliseur ainsi qu'en amont du neutraliseur. On voit que la densité d'ions vaut environ $8 \cdot 10^{17}\ m^{-3}$, soit un taux d'ionisation d'environ 1%. Le plasma diffuse en dehors du neutraliseur de chaque côté du neutraliseur. Dans la mesure où la densité de lithium injectée ainsi que la densité d'ions est plus importante, on s'attend à des courants plus élevés.

La figure 3.11 montre l'évolution au cours du temps des différents courants d'ions positifs, backstreaming et courants de diffusion radiale. On voit que, comme dans le cas du neutraliseur au lithium de 3m, le courant de backstreaming représente 2,3% du courant de faisceau injecté en sortie d'accélérateur. La distance accélérateur-neutraliseur est la même dans ces deux cas créant ainsi le même champ électrique moyen dû à la fuite de potentiel de 11kV sur la dernière grille d'ac célération. Ceci accélère les ions positifs vers l'accélérateur avec la même intensité. La diffusion radiale avant le neutraliseur est d'environ 2,3%. Elle est supérieure à la diffusion radiale dans le cas du neutraliseur au lithium de 3m en raison de la plus forte densité d'ions positifs créée ici.

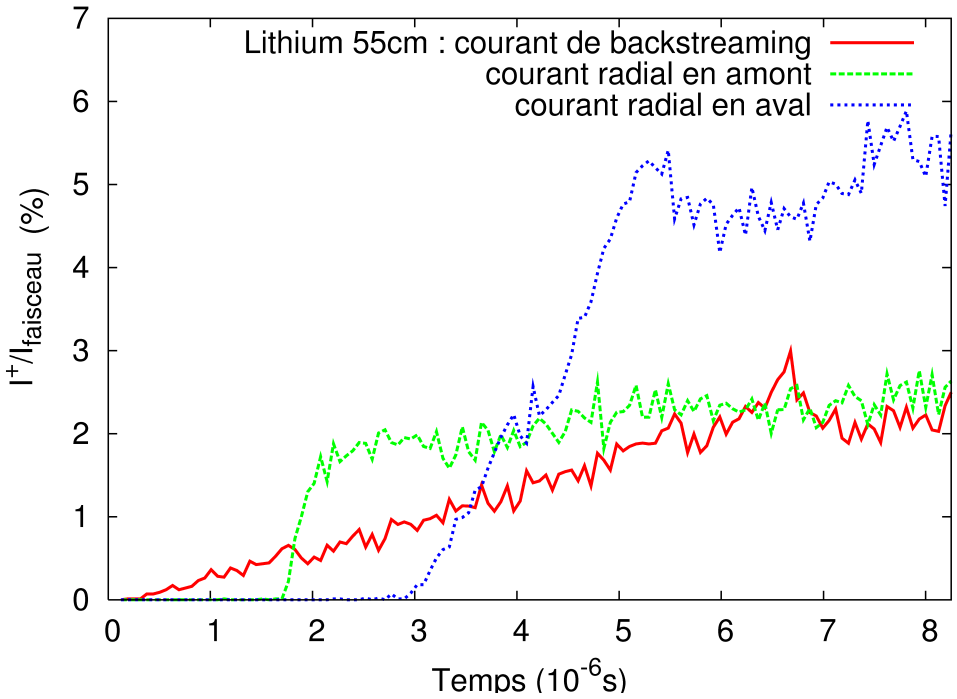


FIG. 3.11: Courant de rétrodiffusion et radial dans le cas du neutraliseur de 55cm.

3.3.2.2 Distance accélérateur-neutraliseur

La ligne d'injection prévue pour ITER doit mesurer 11m sachant que le neutraliseur au deutérium fait 3m. Puisque l'on peut réduire la longueur du neutraliseur en injectant du lithium à la place du deutérium, cela ouvre plus d'espace sur la ligne de l'injecteur. On peut alors augmenter l'espace entre les grilles d'accélération et le neutraliseur pour réduire la densité totale de particules cibles dans le nouvel espace créé ainsi que la rétrodiffusion des ions positifs vers l'accélérateur. Il est à noter que ces mêmes ions positifs participent à l'écrantage de la charge d'espace du faisceau d'ions négatifs.

Deux cas sont présentés et comparés où le neutraliseur est décalé de 1m par rapport à sa position d'origine, puis dans un second cas de 2m. On donne un profil de densité de lithium arbitraire similaire aux cas précédents dans l'espace nouvellement créé. Nous comparons alors directement les effets sur le courant de backstreaming ainsi que sur la focalisation du faisceau.

En figure 3.12, on peut voir le degré de convergence du faisceau dans les deux configurations de neutraliseur décalé de 1 et 2m, respectivement au bout de 12 et 15 μs. On voit que le faisceau d'ions est correctement focalisé dans le premier cas mais pas de même manière dans le second. Avec ce paramètre de focalisation, l'espace

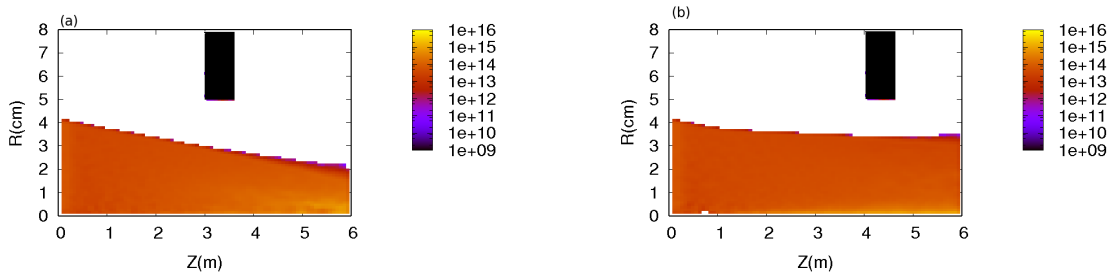


FIG. 3.12: Comparaison de la propagation du faisceau le long de la ligne lorsque le neutraliseur est décalé (a) de 1m, (b) de 2m par rapport à sa position de base.

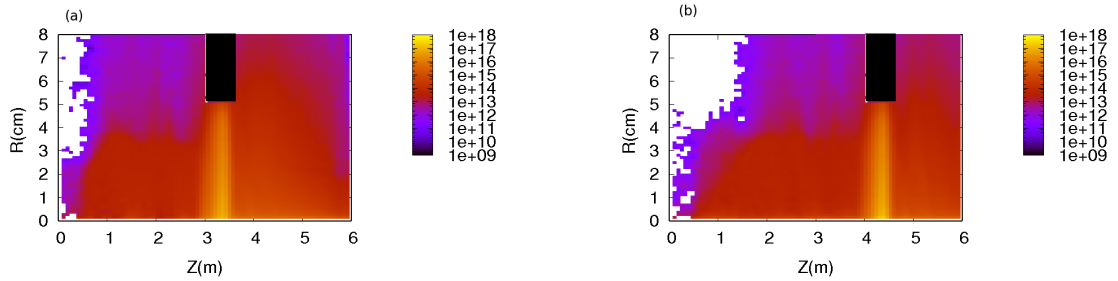


FIG. 3.13: Distribution 2D(r,z) de la densité de Li^+ lorsque le neutraliseur est décalé (a) de 1m, (b) de 2m par rapport à sa position de base.

accélérateur-neutraliseur est alors trop grand lorsque le neutraliseur est écarté de 2m par rapport à sa position d'origine. La densité d'ions positifs dans cet espace n'est pas suffisante pour écranter la charge d'espace du faisceau tout au long de la ligne d'injection. Dans des délais de temps de simulation inférieur à 1 mois, nous n'avons pas pu vérifier avec des paramètres de maillage identiques que le faisceau converge correctement.

La figure 3.13 montre les profils de densité d'ions positifs du plasma secondaire le long de l'injecteur dans les deux configurations étudiées. On voit que les densités obtenues sont similaires dans les deux cas. En effet, les deux géométries ainsi que les profils de densité de lithium à l'intérieur du neutraliseur sont identiques, seul le profil de densité varie en amont du neutraliseur. Cependant, dans cet espace la densité de lithium est au moins un ordre de grandeur inférieure à celle au centre du neutraliseur. Les ions créés dans cet espace n'affectent donc pas significativement la densité totale d'ions positifs. Dans la mesure où l'espace accélérateur-neutraliseur augmente, on s'attend à une plus

faible valeur du courant de backstreaming.

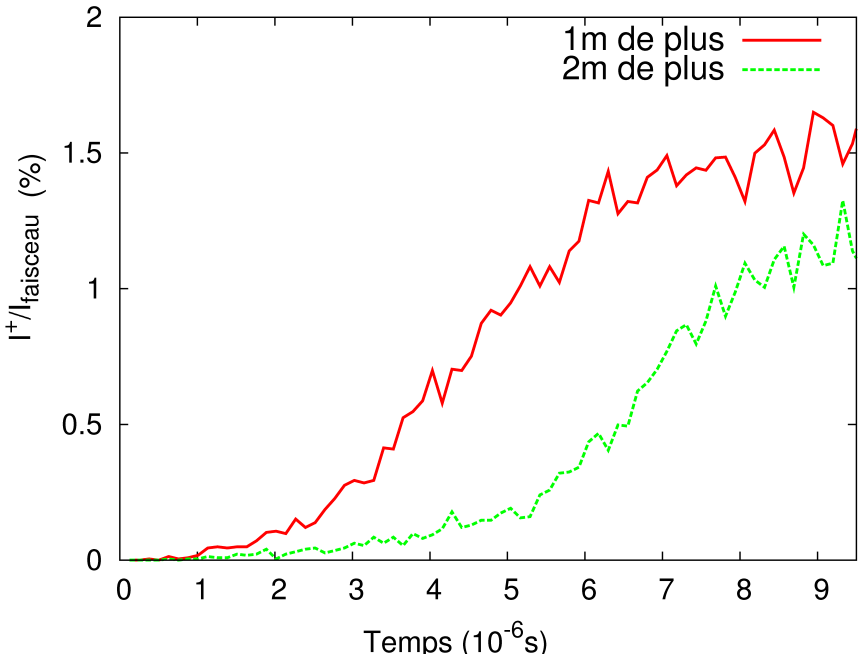


FIG. 3.14: Comparaison du courant de rétrodiffusion lorsque le neutraliseur est décalé (a) de 1m, (b) de 2m.

La figure 3.14 montre l'évolution au cours du temps du courant de backstreaming dans les deux configurations décalées de neutraliseur au lithium. On voit que le décalage du neutraliseur entraîne une baisse significative du courant de backstreaming dans les deux cas. Il représente respectivement 1,5% et 1% du courant de faisceau injecté en sortie d'accélérateur pour les neutraliseurs décalés de 1m et 2m. Cette réduction du courant est principalement liée à la baisse du champ électrique moyen.Les résultats montrent que l'augmentation linéaire de la distance accélérateur-neutraliseur est proportionnelle à la réduction de l'intensité du courant de backstreaming.

La figure 3.15 montre l'évolution des courants de diffusion radiale dans les deux configurations étudiées. Bien que le décalage du neutraliseur ouvre plus d'espace pour la diffusion radiale en amont du neutraliseur, les courants de diffusion radiale en amont ont des valeurs similaires dans les deux cas. Il est possible que seuls les ions proches de l'accélérateur participent au courant de backstreaming tandis que les ions proches du neutraliseur en amont finissent par diffuser radialement.

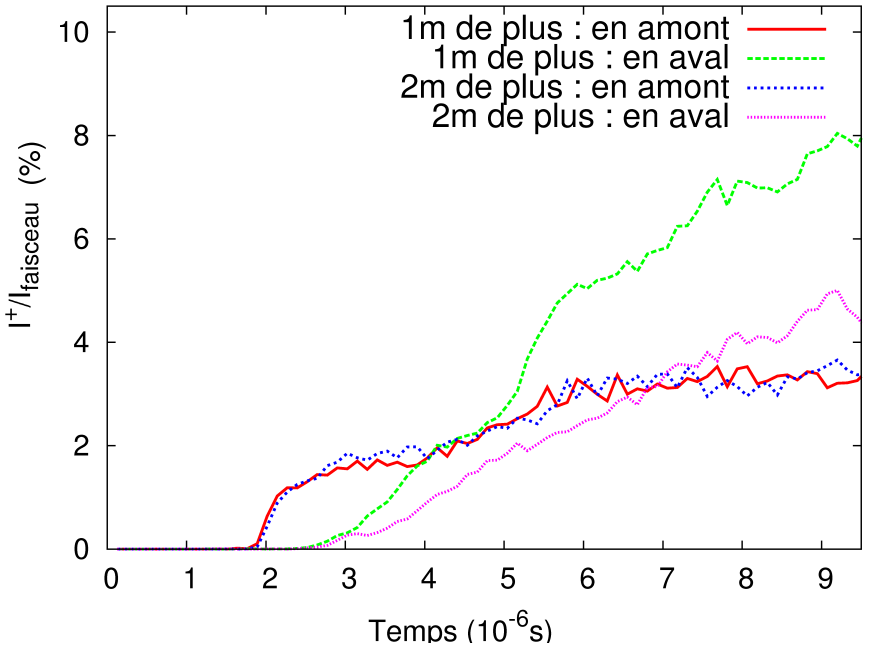


FIG. 3.15: Comparison du courant de diffusion radial lorsque le neutraliseur est décalé (a) de 1m, (b) de 2m.

3.3.2.3 Cas intermédiaire de longueur du neutraliseur : L_{neut} = 1,5m

Sur la figure 3.16, on peut voir que le faisceau de particules est toujours convergent lorsque la longueur du neutraliseur est fixée à 1,5m. Dans la mesure où la distance entre l'accélérateur et l'entrée du neutraliseur est suffisante pour obtenir la focalisation du faisceau, pur les valeurs étudiées, la longueur du neutraliseur, associée à sa densité, n'a pas d'effets significatifs sur l'efficacité de la focalisation.

La figure 3.17 montre la densité plasma d'ions positifs le long de l'injecteur. On voit que la densité monte à environ $1 \cdot 10^{17}\ m^{-3}$ au centre du neutraliseur, soit un taux d'ionisation valant $\sim$0.3%. On voit également la diffusion en dehors du neutraliseur. La longueur du neutraliseur est choisie pour être un intermédiaire entre longueur et densité de lithium injecté. On attend alors moins de courant de backstreaming et de diffusion radiale d'ions que dans le cas du neutraliseur de 55cm.

La figure 3.18 montre en fonction du temps le courant de backstreaming, les courants de diffusion radiale des ions positifs dans le cas du neutraliseur de 1,5m. On voit que le courant de backstreaming représente environ 2,3% du courant d'ions du faisceau en sortie de grilles d'accélération. Cette valeur est la même dans tous les cas étudiés où la distance grille d'accélération - neutraliseur est gardée constante. La diffusion radiale

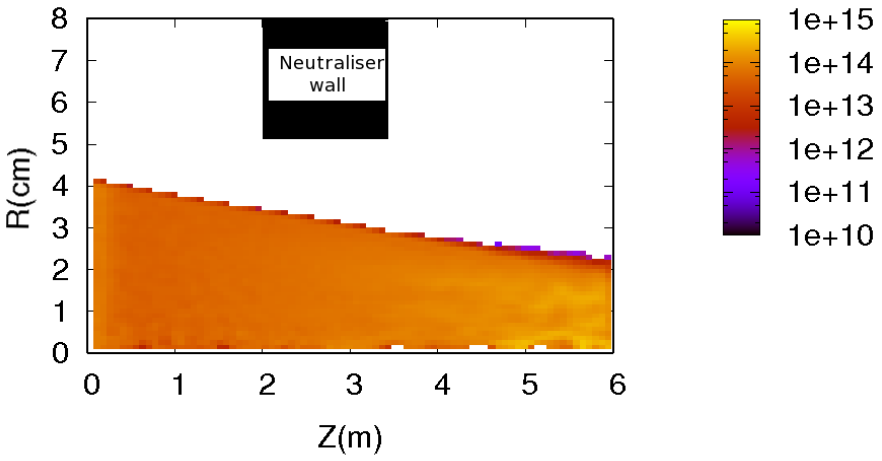


FIG. 3.16: Propagation du faisceau de (D^-,D^0,D^+) dans le neutraliseur au lithium de 1,5m.

avant le neutraliseur représente quant à elle environ 0,6% du courant injecté par le faisceau ce qui est quatre fois plus faible que dans le cas du neutraliseur de 55cm. Ceci peut être expliqué à la fois par la plus faible densité de lithium injecté et au plus faible taux d'ionisation du plasma dans cette configuration.

3.4 Discussion

Utiliser du lithium à la place du deutérium entre les plaques du neutraliseur permet de modifier de nouveaux paramètres tout en améliorant le taux de neutralisation du faisceau. De nouvelles configurations du neutraliseur sont possibles notamment en réduisant la longueur des plaques de cuivre ou bien en injectant une quantité moins importante de lithium que de deutérium. Ainsi, dans le cas où les plaques du neutraliseur font trois mètres, une densité de lithium quatre fois moins grande que celle de deutérium serait suffisante pour assurer la neutralisation optimale. Ceci réduit considérablement la diffusion du plasma en direction du déflecteur de particules chargées.

Il est également possible de réduire la longueur du neutraliseur de trois mètres à 55cm en injectant la même densité de lithium que de deutérium. On peut alors

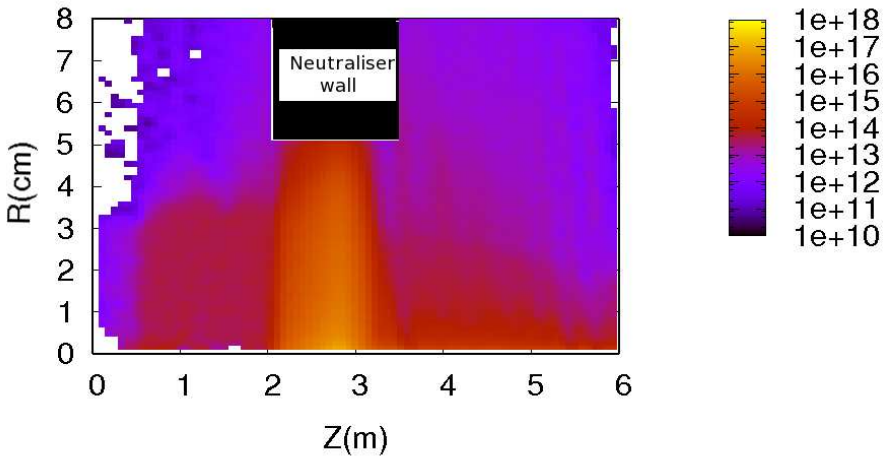


FIG. 3.17: Distribution 2D(r,z) de la densité de Li^+ lorsque le neutraliseur mesure 1,5m, échelle logarithmique.

paramétrer la distance entre l'accélérateur et l'entrée du neutraliseur en écartant ce dernier. En translatant le neutraliseur de taille réduite, nous avons vu que le temps de calcul augmentait.

En effet, l'espace accélérateur-neutraliseur est dans tous les cas rempli de vapeur de Li assimilé au gaz cible. La densité du gaz diminue lorsque la distance accélérateur-neutraliseur augmente. Cela nécessite plus de temps pour que les particules chargées diffusant du plasma secondaire pour écranter la charge d'espace du faisceau.

Sur les figures 3.19 et 3.20, nous pouvons voir l'évolution du courant de backstreaming des ions positifs du plasma en fonction du temps dans différentes configurations du neutraliseur. La figure 3.19 représente le courant de backstreaming en fonction du temps lorsque la distance grille d'accélération - neutraliseur est gardée constante à 1,5m. Les effets de changement de nature de la cible, la longueur du neutraliseur sont alors étudiés.

On peut voir sur la figure 3.19 que le courant de backstreaming est identique, à l'état stationnaire, à celui obtenu avec du Li pour une longueur de 3m.Ce courant alors représente environ 2,3% du courant injecté en sortie des grilles d'accélération lorsque la distance grilles d'accélération - neutraliseur est de 1,5m comme prévu dans l'injecteur de

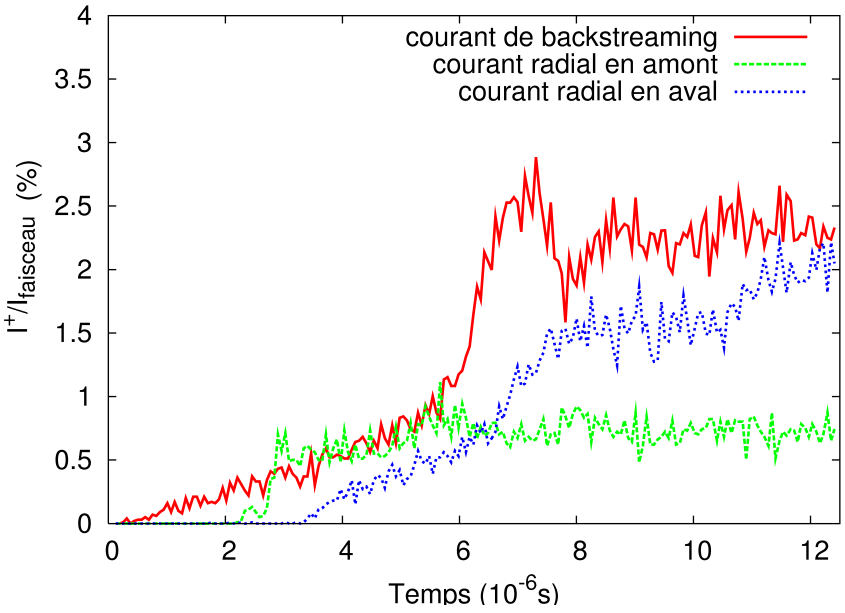


FIG. 3.18: Courant de rétrodiffusion et radial dans le cas du neutraliseur de 1,5m.

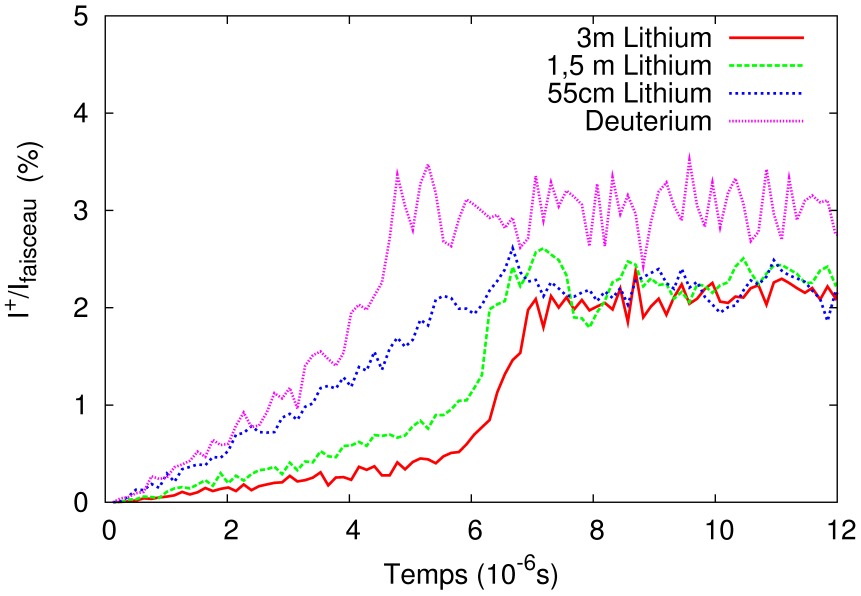


FIG. 3.19: Comparaison du courant de rétrodiffusion dans différentes configurations du neutraliseur conservant la même distance grilles d'accélération - neutraliseur de 1,5m.

neutres d'ITER.

Dans le cas du deutérium, le courant de backstreaming représente environ 3% du même courant injecté. En changeant la nature de la cible, on modifie la rétrodiffusion

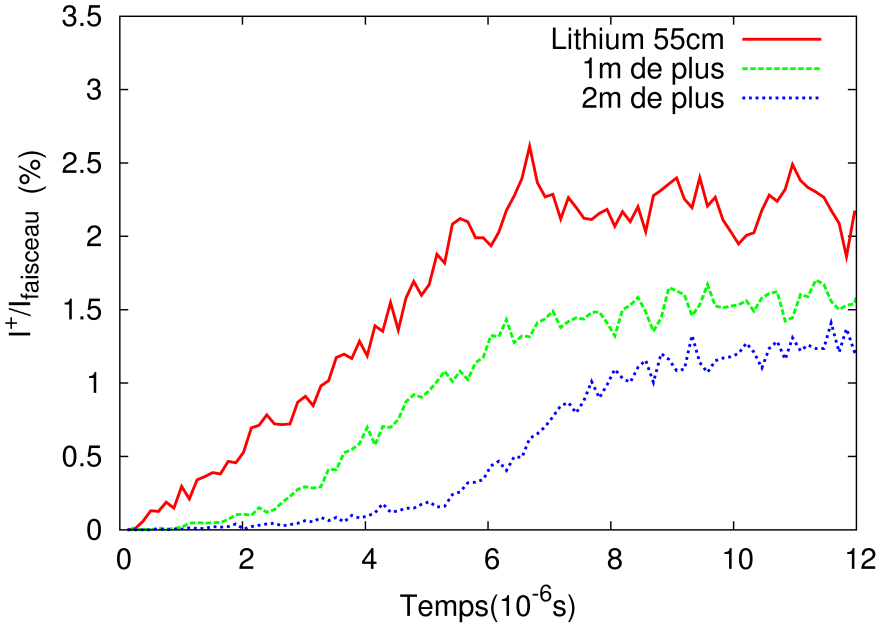


FIG. 3.20: Comparaison du courant de rétrodiffusion dans différentes configurations du neutraliseur lorsque l'on modifie la distance grilles d'accélération - neutraliseur.

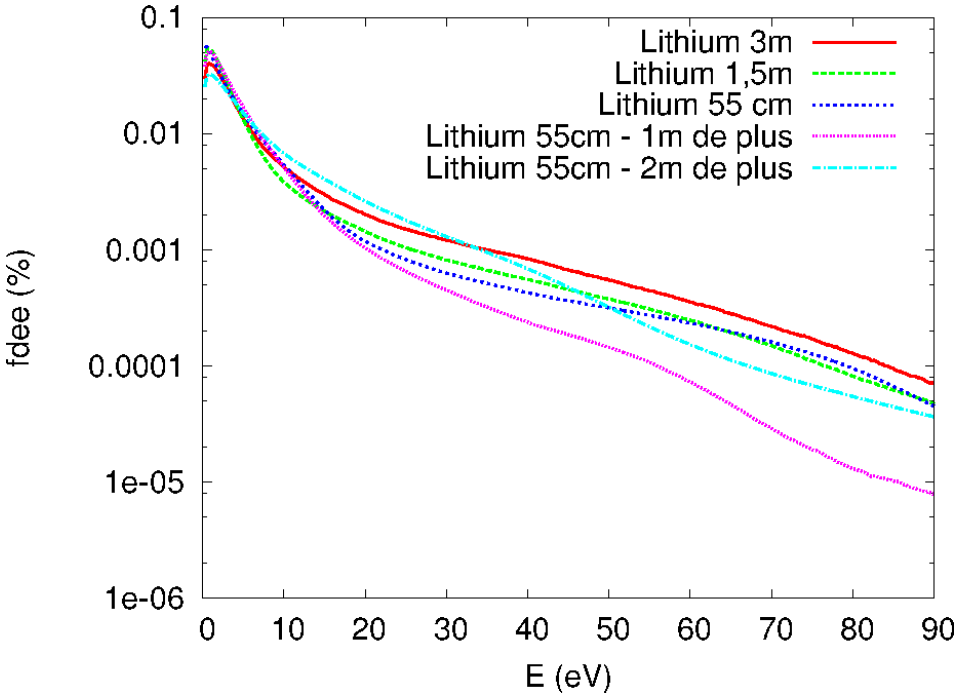


FIG. 3.21: Comparaison des fonctions de distribution en énergie des électrons au centre du neutraliseur dans différentes configurations du neutraliseur basé sur l'injection de lithium.

des ions positifs.

D'un autre côté, la diffusion radiale est grandement modifiée. Le neutraliseur de taille réduite, à 55cm, augmente clairement la diffusion radiale des particules puisque la densité de lithium est plus importante. Cependant, le neutraliseur est concrètement composé de plusieurs plaques parallèles de sorte que le flux de plasma sortant d'entre deux plaques est annulé, sauf sur la dernière plaque de neutraliseur.

On peut voir sur la figure 3.20 que le courant de backstreaming varie lorsque l'on augmente l'espace accélérateur-neutraliseur. Il se crée un champ électrique moyen dans cet espace dû à la fuite de potentiel sur la dernière grille d'accélération et évaluée à 11 kV dans la configuration SINGAP. L'approximation de plaques infinies convient bien pour voir que le champ électrique diminue linéairement avec une augmentation de la distance. La décroissance de la valeur du courant concorde avec la variation de la distance. Ainsi, l'intensité du courant de backstreaming est principalement reliée à la fuite de potentiel et donc au champ électrique dans cet espace.

Nous avons montré que la focalisation du faisceau est conservée avec le neutraliseur de taille réduite à 55cm. Elle l'est aussi lorsque l'on translate ce neutraliseur d'un mètre, mais pas deux. En effet, la diffusion du plasma en dehors du neutraliseur doit être suffisante pour écranter la charge d'espace du faisceau dans l'espace accélérateur-neutraliseur. Le courant de backstreaming, ainsi que la focalisation du faisceau sont liés par la valeur de la densité d'ions positifs dans cet espace.

Pour obtenir des densités plasma réalistes dans le neutraliseur et aussi en dehors, il nous faudrait un autre profil de densité du lithium injecté. En effet, le backstreaming des ions positifs dépend de la densité de plasma et donc de la densité de particules cibles injectée. Il en va de même pour l'écrantage du faisceau de particules. Afin d'y pallier, un code Monte-Carlo 3D a donc été développé au LGPGP simulant la collision élastique du faisceau de particules avec un jet de lithium transversal. Il nous permet d'avoir un premier résultat du profil de lithium injecté dans le neutraliseur de trois mètres pour différents points d'injection du lithium.

Sur la figure 3.21, on peut voir la fonction de distribution en énergie des électrons calculée à l'état stationnaire au centre du neutraliseur pour différentes configurations du neutraliseur basé sur l'injection du lithium. Les fonctions de distribution ne sont pas maxwelliennes notamment en raison de la pression très basse dans le neutraliseur, de l'ordre de 0,5 Pa. La forme des fonctions de distributions en énergie des électrons est

similaire à celle trouvée dans les plasmas de décharges basse pression où elle forme une distribution bi-maxwellienne [35]. Elle se décompose en deux populations. Une première correspond aux électrons secondaires du plasma, la seconde aux électrons énergétiques qui perdent leur énergie par ionisation des particules cible.

Dans la mesure où les caractéristiques du plasma sont identiques lorsque l'on translate le neutraliseur, on attend des fonctions de distribution similaires. De plus, lorsque la densité de lithium injectée diminue en augmentant la longueur des plaques du neutraliseur, l'énergie moyenne des électrons augmente, concordant avec une redistribution de l'énergie des électrons par les collisions, moins importante à mesure que la pression de gaz diminue.

3.5 Conclusions

De nouvelles configurations pour l'injection de neutres rapides ont été étudiées. En utilisant du lithium au lieu du deutérium comme cible des ions négatifs, nous avons démontré que l'efficacité de neutralisation du faisceau passe de 56% pour le deutérium à 62% pour le lithium sans altérer la focalisation du faisceau. De plus, il est possible de réduire la longueur du neutraliseur en gardant la même efficacité de neutralisation.

Dans les cas présentés, les résultats montrent que la rétrodiffusion (backstreaming) des ions positifs est modifiée lorsque la cible l'est aussi et varie avec la racine du rapport de masse. Le backstreaming représente environ 3% du courant d'ions négatifs injecté en sortie des grilles d'accélération dans le cas du deutérium et 2,3% dans le cas du lithium car plus lourd. Il a également été montré que le backstreaming varie avec la distance entre les grilles d'accélération et l'entrée du neutraliseur. Plus cette distance augmente et plus l'effet de backstreaming diminue. Lorsque cette distance passe de 1,5m à 2,5m, le backstreaming diminue d'environ 30%. Lorsque l'on passe de 1,5m à 3,5m, il diminue encore plus mais la focalisation du faisceau n'est plus assurée de la même manière car la densité de plasma avant le neutraliseur n'est pas suffisante pour efficacement écranter la charge d'espace du faisceau d'ions. La décroissance du backstreaming suit celle du champ électrique moyen dû à la fuite de potentiel à travers la dernière grille d'accélération.

Nous avons mené une étude sur le profil de densité du lithium injecté en utilisant un code Monte-Carlo 3D MC-OLIJET (Monte-Carlo Orsay Lithium JET) où le profil est donné en étudiant la déflection du lithium par le faisceau de deutérium.

Chapitre 4

Étude de la diffusion du lithium dans le volume du neutraliseur par le code MC-OLIJET

4.1 Introduction

On considère un faisceau de deutérium (D^-, D^0, D^+) à 1MeV convergeant à 24m et un jet supersonique de particules de lithium entrant en collision perpendiculairement à ce faisceau. Le faisceau d'ions négatifs est supposé homogène. Il a une hauteur de 1,5m et une largeur de 8cm au début de la simulation ($z=0$) qui correspond à la position de la dernière grille de l'accélérateur. Le lithium est injecté sous la forme d'un jet rectangulaire de 55cm×8cm, 3m après la zone d'accélération. La densité de lithium injectée est la même que pour le code OBI-2L assurant le maximum de neutralisation du faisceau de deutérium au plan de sortie du neutraliseur et la valeur est d'environ $6,5 \cdot 10^{19} m^{-3}$ (cf figure 2.3 du taux de neutralisation du lithium) et donnant un flux de lithium de l'ordre $10^{19} cm^{-2} s^{-1}$. De plus, le code OBI-2 Lithium nous donne le profil de densité du faisceau de D^0 énergétiques le long de l'injecteur de neutres. Nous supposons alors que le profil de densité de deutérium varie linéairement entre $10^{14} m^{-3}$ en sortie de grilles d'accélération et $10^{15} m^{-3}$ au bout de 6m, distance à laquelle se termine la boîte de simulation. La figure 4.1 donne un aperçu de la focalisation du faisceau utilisé dans la modélisation.

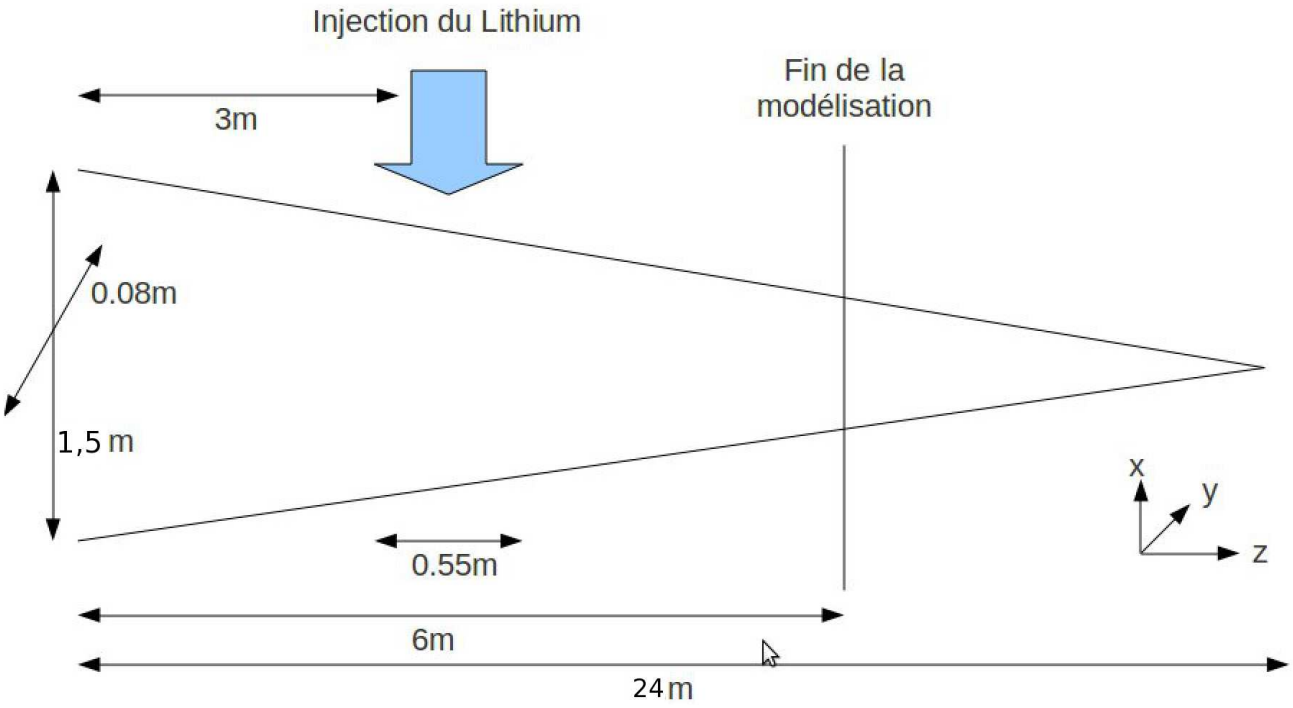


FIG. 4.1: Schéma de l'injection du lithium dans le code MC-OLIJET.

4.2 Spécificités numériques du code MC-OLIJET

4.2.1 Méthode Monte-Carlo : tirage de la probabilité de collisions

Contrairement au programme OBI-2, ce code n'est pas auto-cohérent. Il calcule le temps de vol des particules de lithium entre deux collisions suivant la formule 4.1

$$\Delta t = -\frac{ln(1-P)}{N_D \sigma v} \tag{4.1}$$

où Δt est le temps de vol de la particule de lithium, N_D est la densité du faisceau de deutérium, σ est la section efficace de transfert de quantité de mouvement entre une particule de lithium et le faisceau de deutérium à 1MeV. P est un nombre aléatoire tiré entre 0 et 1. Si après ce temps, la particule n'a pas fini de traverser le faisceau on considère qu'il y a collision. Plus précisément, dans ce code, on inverse la formule 4.1 pour calculer la probabilité de collisions $N_D \sigma v \Delta t$ puis on tire un nombre aléatoire entre 0 et $N_D \sigma v \Delta t$. Ici, toutes les particules de lithium injectées collisionnent ce qui permet un gain de temps pour le calcul de la diffusion du lithium. L'ensemble des collisions des particules avec le lithium sont moyennées de telle façon que l'on peut considérer une collision fictive dont la probabilité est la somme pondérée des probabilités de l'ensemble des collisions avec le lithium. Le facteur de pondération dépend de la section efficace.

Cette probabilité permet d'obtenir le nombre de particules qui collisionnent et celui qui ne collisionnent pas suivant la formule : $NombreTotalDeParticules = \frac{NombreDeCollisions}{N_D \sigma v \Delta t}$.

Les sections efficaces de collision élastiques entre le lithium et les particules de deutérium négatif, neutre et positif ont été extrapôlées à partir de données expérimentales [41] sur l'hydrogène. L'approximation est faite que les collisions hydrogène - dihydrogène et lithium - deutérium sont identiques. De plus, on réalise une extrapolation polynômiale des sections efficaces élastiques obtenues pour une collision lithium - deutérium équivalente à 1MeV car nos valeurs obtenues dans la littérature n'allaient pas nécessairement jusqu'à 1MeV. Ainsi, on obtient les valeurs de sections efficaces suivantes à 1MeV :

$$\sigma_{D^- - Li} = 8 \cdot 10^{-28} m^2 \tag{4.2}$$

$$\sigma_{D^0 - Li} = 2 \cdot 10^{-27} m^2 \tag{4.3}$$

$$\sigma_{D^+ - Li} = 5,5 \cdot 10^{-28} m^2 \tag{4.4}$$

On ne différencie pas dans le code le type de particules énergétique du faisceau - négatif, neutre ou positif. On réduit alors encore le temps de calcul du code en moyennant les sections efficaces élastiques de la manière suivante (équation 4.5 par une section efficace de collisions élastiques totale σ_{totale}.

$$\sigma_{totale} = \alpha_{D^- - Li} * \sigma_{D^- - Li} + \alpha_{D^0 - Li} * \sigma_{D^0 - Li} + \alpha_{D^+ - Li} * \sigma_{D^+ - Li} \tag{4.5}$$

$$\sigma_{totale} = 0,15 * \sigma_{D^- - Li} + 0,63 * \sigma_{D^0 - Li} + 0,22 * \sigma_{D^+ - Li} \tag{4.6}$$

$$\sigma_{totale} = 1,5 \cdot 10^{-27} m^2 \tag{4.7}$$

$\alpha_{D^- - Li}$, $\alpha_{D^0 - Li}$, $\alpha_{D^+ - Li}$ sont les taux de conversion des particules du faisceau de deutérium obtenues en sortie de neutraliseur suivant la courbe du taux de neutralisation du lithium le long de l'injecteur de neutres (cf courbe de neutralisation lithium).

Notons que le code est parallélisé à l'aide du protocole MPI. Le MPI (Message Passing Interface) est une interface numérique conçue en 1994 dans le but de connecter plusieurs processeurs de manière parallèle pour gagner en temps de calcul.

4.2.2 Traitement des collisions

Lors d'une collision élastique entre lithium et deutérium, le vecteur vitesse de la particule de lithium injectée est modifiée. Avant collision, le vecteur vitesse de la particule de lithium est dirigé vers le bas à une vitesse initiale $\vec{v_{iLi}} = 1000 m.s^{-1}$. On calcule alors le vecteur vitesse de la particule de lithium après collision par les équations de conservations de la quantité de mouvement.

$$m_{beam}\vec{v_{ibeam}} + m_{Li}\vec{v_{iLi}} = m_{beam}\vec{v_{f\,beam}} + m_{Li}\vec{v_{f\,Li}} \tag{4.8}$$

Toutefois, cette formule ne suffit pas car il nous faut également déterminer la vitesse des particules du faisceau après collision. Ainsi, on considère que la divergence du faisceau après collision est au maximum de 3mrad [42]. Pour exprimer le vecteur vitesse du faisceau après collision, on tire alors deux nombres aléatoires χ et θ respectivement compris entre 0 et 3mrad, entre 0 et 2π.

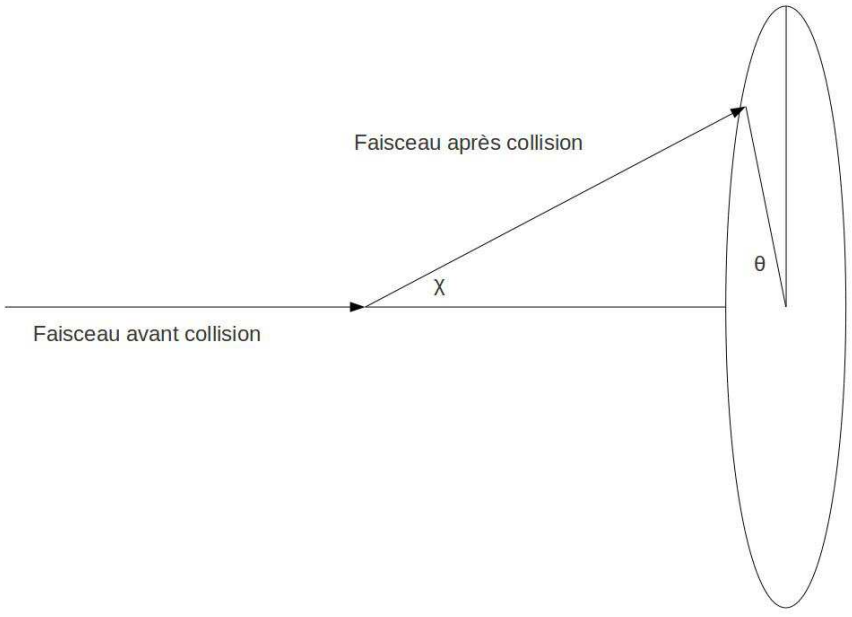


FIG. 4.2: Orientation du vecteur vitesse des particules du faisceau après collision.

L'énergie perdue par le faisceau lors de la collision élastique est donnée par la formule qui suit [42] :

$$\Delta E = E_i sin^2(\chi) \tag{4.9}$$

L'énergie perdue par le faisceau est donc tout au plus de 10eV, négligeable devant 1MeV et le changement sur la section efficace est insignifiant. Ce calcul permet de connaître l'énergie et les coordonnées du vecteur vitesse de la particule de lithium après collision. Notons que le calcul de l'énergie perdue par le faisceau lors de ces collisions élastiques n'intervient que dans le calcul du vecteur vitesse de la particule de lithium et ne modifie pas l'énergie des particules du faisceau après collisions de sorte que les collisions avec ces particules restent à 1MeV et donc à sections efficaces élastiques constantes.

4.2.3 Maillage de la grille

La boîte de simulation est représentée par deux maillages à éléments finis en trois dimensions. Le premier sert à comptabiliser le temps de présence des particules de lithium ayant collisionnées sur chaque maille au cours du temps. On peut ainsi voir l'évolution d'un jet de lithium au cours du temps. Ceci nous donne une 'photographie' à un instant t du jet. Le but premier de ce maillage reste de calculer le profil de densité de lithium lorsque l'injection de lithium est continue. Dans ce but, lorsque la simulation est terminée, on somme l'ensemble des cartes de temps de présence des particules de lithium obtenues aux différents instants t pour obtenir le profil de densité du lithium pour un jet en continu. Le nombre de particules de lithium injecté en début de simulation sert de normalisation à la densité $6,5 \times 10^{19} m^{-3}$ de lithium N_{Li} nécessaire pour assurer le maximum de neutralisation en sortie de neutraliseur de la manière suivante :

$$Norm_{fact} = \frac{N_{Li}}{Nbpart_{maille}/Vol_{maille}} \tag{4.10}$$

où $Norm_{fact}$ est le facteur de normalisation appliqué aux particules pour obtenir la densité de lithium correspondante et $Nbpart_{maille}$ est le nombre de particules dans une maille de volume Vol_{maille}.

Le second maillage nous renseigne sur les particules de lithium qui impactent les parois du neutraliseur. On considère que ces particules collent aux surfaces du neutraliseur sans revenir dans le volume de l'enceinte. On obtient ainsi la densité de lithium aux surfaces du neutraliseur.

4.3 Résultats du code MC-OLIJET

4.3.1 Résultat de référence

Dans cette partie, on donne les résultats obtenus par le code Monte-Carlo 3D-MPI pour les paramètres donnés dans la sous-section *Spécificités numériques du code*. Ces paramètres sont récapitulés ici :

- injection du lithium à 3m après la grille d'accélération sur une bande de 55cm
- section efficace totale σ_{totale} de collision élastique : $1,5 * 10^{-27} m^2$
- vitesse d'injection du jet de lithium supersonique : $1000 m.s^{-1}$

Pour cette simulation, on a injecté 20 milliards de particules de lithium avec une probabilité moyenne de collision élastique de $\sim 2,53 * 10^{-9}$. Le temps de calcul est alors d'environ une journée. Notons que ceci correspondrait à injecter $7,9 * 10^{18}$ particules dans le cas où les particules qui ne collisionnent pas seraient prises en compte. La figure 4.3 représente la répartition en 3D de la densité de lithium dans le neutraliseur.

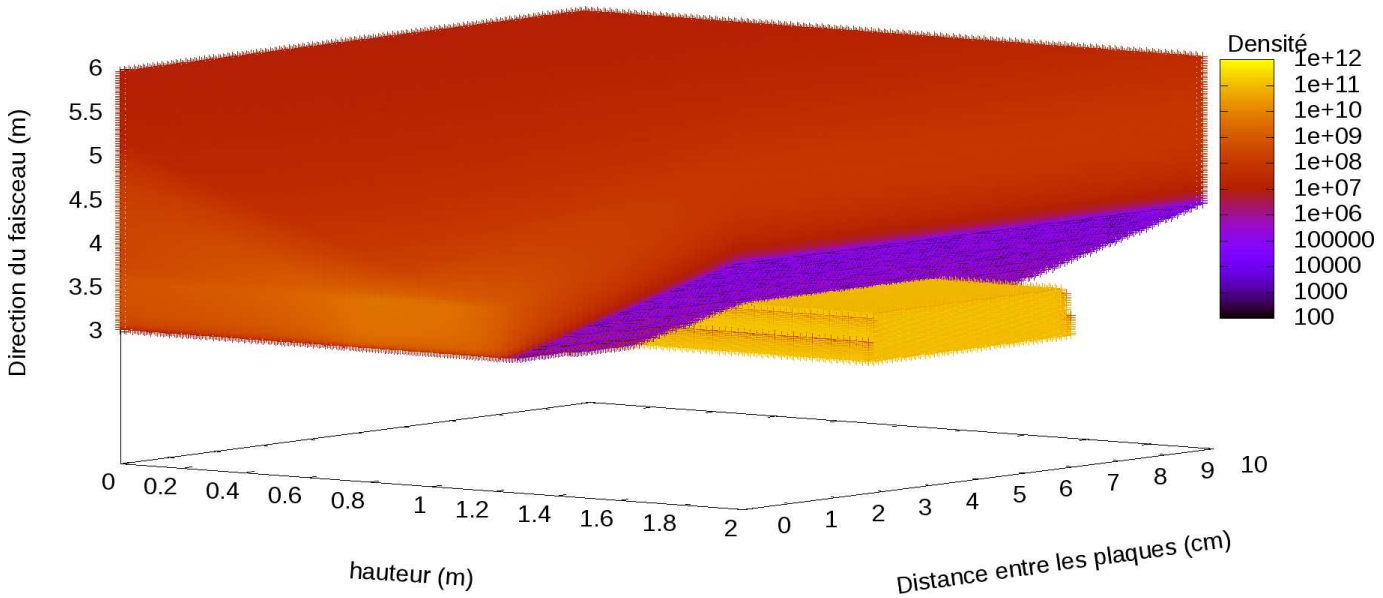


FIG. 4.3: Vue en 3D de la densité de lithium après collision avec le faisceau de deutérium dans le neutraliseur d'ITER.

La figure 4.4 montre le profil 2D de la densité de lithium dans le neutraliseur comme pour la figure 4.3 mais suivant l'axe du faisceau de deutérium.

à partir des figures 4.3 et 4.4, on voit que le transfert d'impulsion du faisceau à 1MeV sur le jet supersonique modifie significativement sa trajectoire. Le maximum de

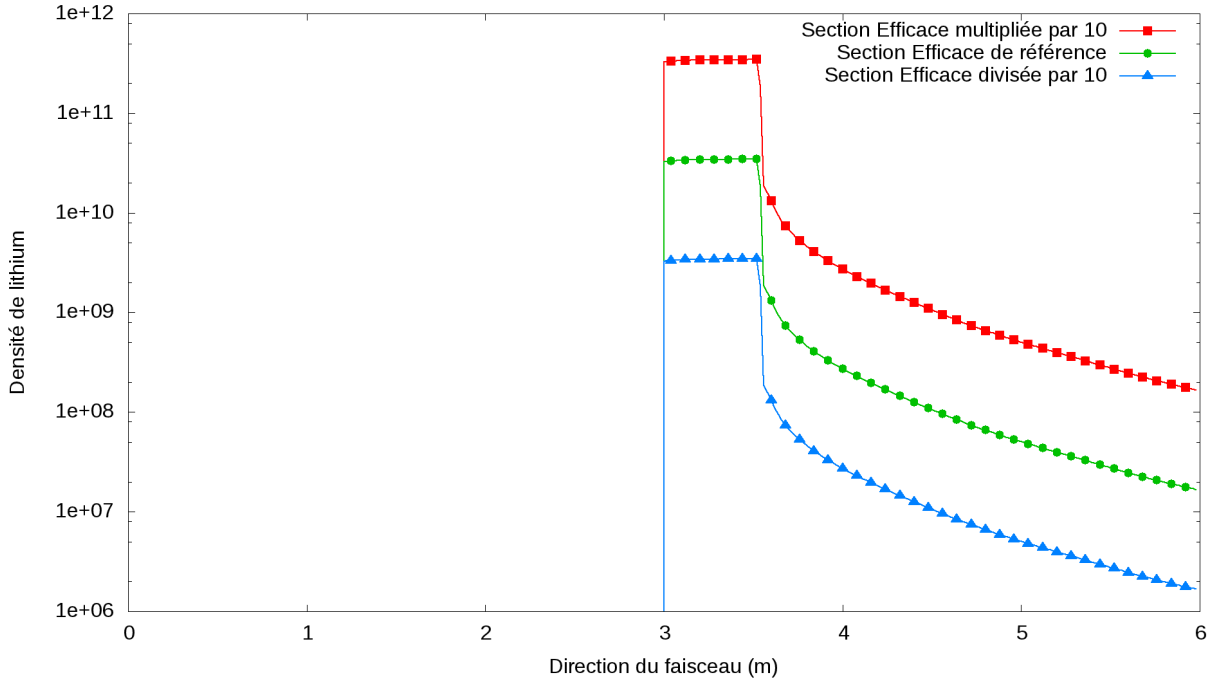


FIG. 4.4: Profil de densité de lithium après collision avec le faisceau de deutérium sur l'axe du faisceau pour différentes valeurs de la section efficace de collision élastique.

densité de lithium correspond au point d'injection de ce dernier. Cependant, le profil obtenu est courbé vers l'avant ce qui va de pair avec le transfert d'impulsion du faisceau dans la direction avant du faisceau. Il est à noter que la rétrodiffusion du jet de lithium est quasi-nulle. Le maximum de densité de lithium est atteint sur environ 55cm, ce qui correspond à la largeur de la bande d'injection du lithium. Par la suite, la densité chute drastiquement. On en déduit que la majorité des particules de lithium vont aux parois du neutraliseur qui s'étalent de 2 à 5mètres.

La figure 4.5 montre la répartition en 3D des impacts de particules de lithium sur les faces de la boîte de simulation. On voit une dissymétrie entre la face d'injection et son côté opposé qui est due à la vitesse des particules de lithium non négligeable et qui correspond au fait que le jet de lithium n'éclate pas. La figure 4.6 présente la répartition des impacts des particules de lithium sur les deux plaques du neutraliseur. On voit que les plaques ont des profils symétriques, ce qui est en accord avec la diffusion uniforme du lithium en direction des parois. Ceci concorde avec le fait que les angles θ et χ comme sur la figure 4.2 sont respectivement tirés entre 0 et 2π et entre 0 et 3mrad de manière aléatoire. On voit ainsi sur la figure 4.6 que les particules de lithium ayant subit des collisions avec le faisceau de deutérium sont déviées sur les parois du neutraliseur pour y rester collées.

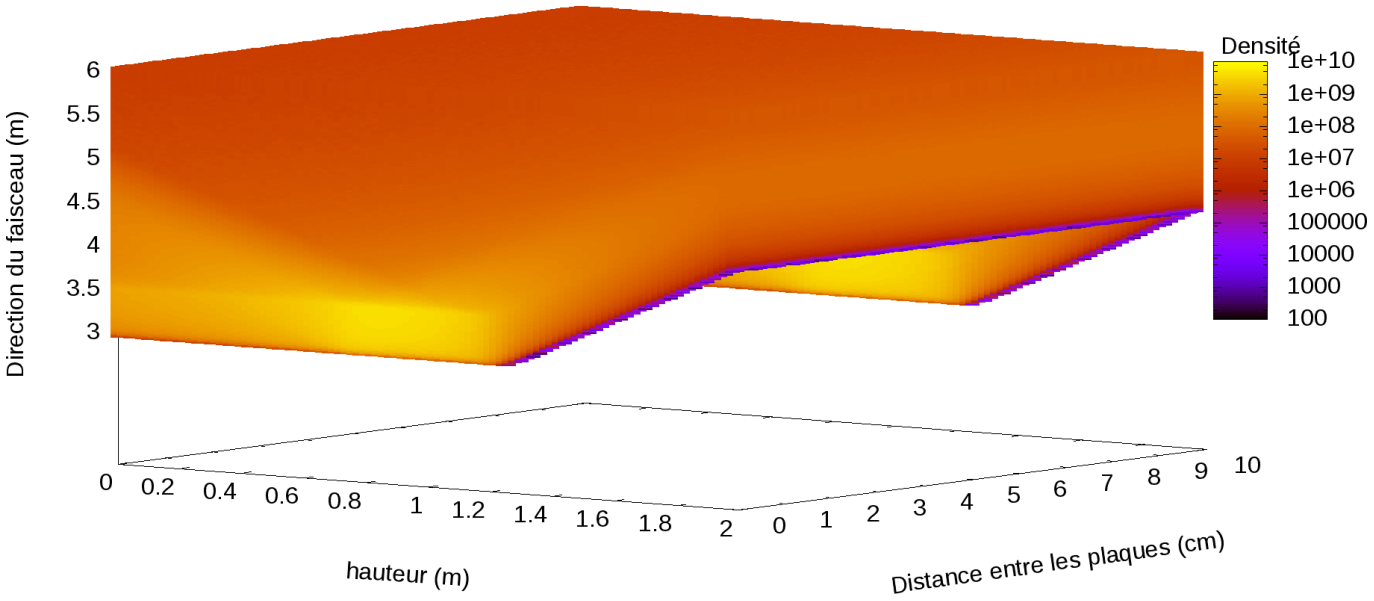


FIG. 4.5: Profil de densité de lithium après collision sur les faces de la boîte de simulation.

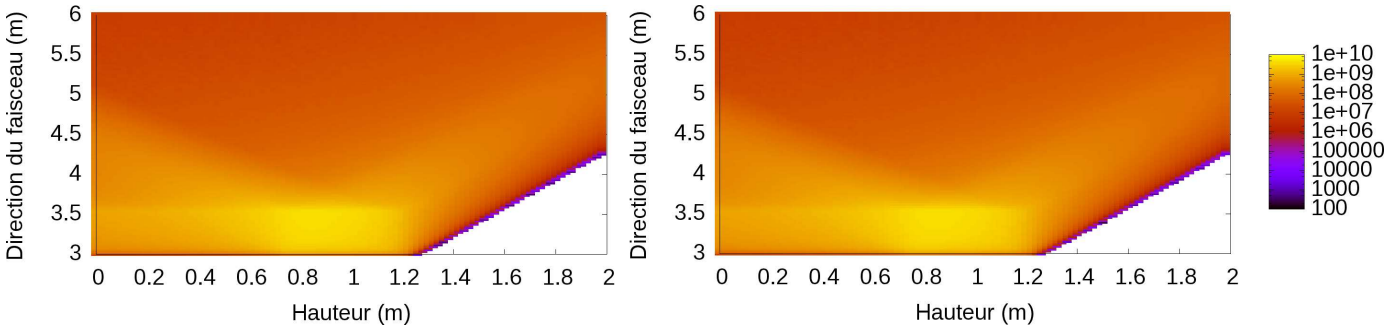


FIG. 4.6: Profil de densité de lithium sur les deux plaques du neutraliseur d'ITER.

4.3.2 Étude paramétrique

Cette étude vise à tester via les paramètres de section efficace élastique totale et de vitesse du jet de lithium la pertinence des résultats obtenus et aussi à améliorer les caractéristiques du neutraliseur au lithium par rapport au point d'injection du lithium. Dans cette étude, la largeur de la nappe de lithium injectée reste de 55cm. Ceci permet d'optimiser la diffusion des particules de lithium aux parois du neutraliseur.

4.3.2.1 Valeur de la section efficace de collision élastique

Nous rappelons que les sections efficaces retenues pour les calculs ne correspondent pas directement aux collisions élastiques lithium-deutérium à 1MeV. Nous n'avons en effet pas trouvé de telles données. De fait, une étude paramétrique de la valeur de la

section efficace élastique totale est alors réalisée pour discuter de la sensibilité de ce paramètre aux résultats obtenus. Ainsi, la valeur σ_{totale} est successivement divisée puis multipliée par dix. Dans ces simulations, le point d'injection de la nappe de lithium reste à 3m des grilles d'accélération et la vitesse du jet supersonique est de $1000 m.s^{-1}$.

En premier, on sous-estime la section efficace élastique totale d'un facteur 10, avec pour valeur $1,5 * 10^{-28} m^2$. Bien que la probabilité moyenne de collision diminue avec cette section efficace plus petite, on lance un milliard de particules test dans la simulation, comparé aux 20 milliards de particules du résultats de référence. Ceci étant, la statistique des résultats obtenus reste correcte pour rendre compte de la diffusion du lithium.

On peut voir à l'aide de la figure 4.4 le profil de densité de lithium qui a collisionné le long de l'axe du neutraliseur. On remarque un profil de lithium identique en comparaison avec le cas de référence à un facteur 10 près. Le module de collisions du code calcule le temps de vol entre deux collisions d'une particule de lithium avec le faisceau sachant que toutes les particules test collisionnent une première fois. Ainsi, on peut penser qu'il n'y a pas de seconde collision de ce type. Ainsi, les figures de type 4.5 et 4.6 sont aussi semblables à celles équivalentes du cas de référence au rapport de section efficace près.

Pour vérifier ce point, on surestime la section efficace élastique totale d'un facteur 10, avec pour valeur $1,5 * 10^{-26} m^2$. De même que précédemment, on lance dans cette simulation un milliard de particules test. Dans le cas des sections efficaces de détachement électronique de D^- par collision avec le lithium, les valeurs retenues sont plus grandes que pour le même type de collisions entre D^- et le gaz D_2. De fait, on peut penser que la valeur de la section efficace totale pour la collision élastique est aussi plus importante que dans le cas entre D^- et le gaz D_2.

On peut voir à l'aide de la figure 4.4 le même type de profil de densité de lithium mais pour un facteur 10 supérieur. En augmentant d'un facteur la section efficace élastique par rapport au cas de référence, on voit que les particules de lithium n'effectuent toujours qu'une seule collision avec le faisceau avant de sortir de la boîte de simulation. On ne peut donc conclure sur la sensibilité de ce paramètre aux résultats.

4.3.2.2 Vitesse du jet supersonique de lithium

Dans cette simulation, on modifie la vitesse d'injection du lithium, les autres paramètres étant les mêmes que dans la section *Résultat de référence*. La vitesse d'injection est alors portée à $3400 m.s^{-1}$. On rappelle que les particules de lithium sont

injectées perpendiculairement à l'axe du faisceau d'ions à 1MeV. Ainsi, cette donnée modifie sensiblement le profil de densité du lithium après collision en jouant sur le transfert d'impulsion du deutérium vers le lithium particulièrement dans la direction perpendiculaire au faisceau de deutérium. Notons qu'en augmentant la vitesse du jet, on augmente le flux de lithium injecté. Sur un même intervalle de temps, le nombre de particules qui collisionnent est inversement proportionnel à ce flux. De fait, dans nos simulations, lorsqu'on multiplie la vitesse par 3,4 par rapport au $1000 m.s^{-1}$ de référence, le nombre de collisions est divisé par 3,4.

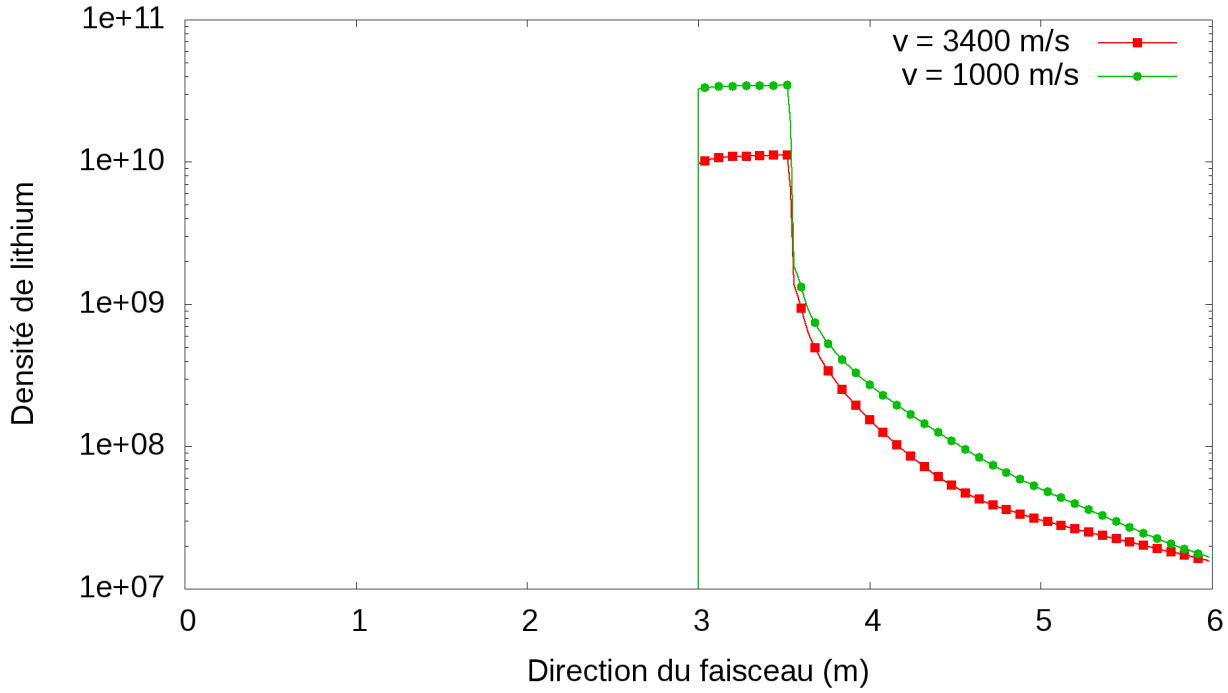


FIG. 4.7: Profil de densité de lithium après collision avec le faisceau de deutérium sur l'axe du faisceau.

L'essentiel des particules de lithium collisionnent aux parois du neutraliseur sur une distance allant de 3 à 4,5m soit environ 50cm de moins que dans le cas de référence (figure 4.6). Ainsi, conformément au résultat de la figure 4.7, on comprend que la plus grande vitesse des particules de lithium permet une plus grande dispersion de particules dans la direction perpendiculaire au jet de lithium supersonique, ce qui augmenterait la densité de lithium aux parois du neutraliseur (figure 4.8). La quantité de lithium qui sort du volume du neutraliseur vers le déflecteur de particules diminue donc avec la vitesse du jet de lithium injecté.

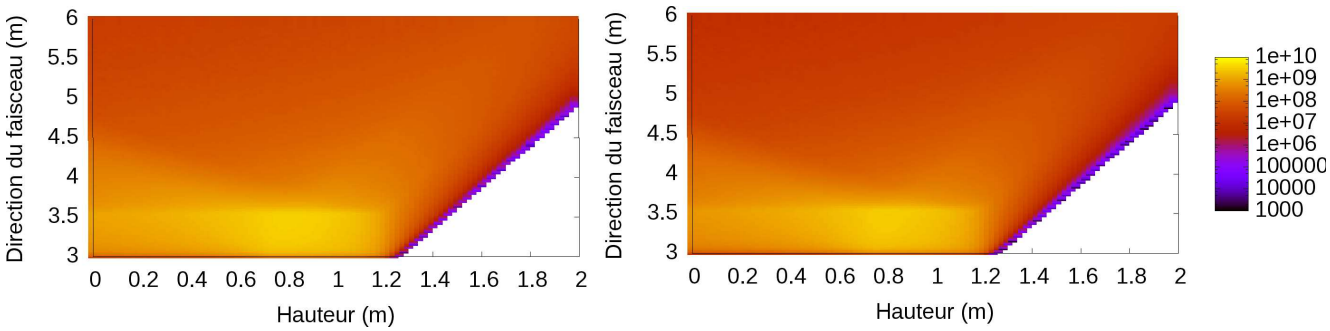


FIG. 4.8: Profil de densité de lithium sur les deux plaques du neutraliseur d'ITER.

4.3.2.3 Point d'injection du lithium

Pour modifier la diffusion du lithium et par la même celle de son plasma le long de l'injecteur de neutres, on peut déplacer le point d'injection du jet de lithium dans le neutraliseur. Nous avons vu par le résultat précédent que la rétrodiffusion du jet de lithium est négligeable. Il est donc particulièrement nécessaire que les particules de lithium n'atteignent pas la zone du réacteur principal d'ITER pour ne pas le polluer. À cet effet, on place, dans cette simulation, la nappe de lithium injecté à 2,5m des grilles d'accélération contre 3m précédemment. Les valeurs de la section efficace élastique totale et de la vitesse du jet de lithium ne sont pas modifiées. Dans cette simulation, un milliard de particules test sont injectées.

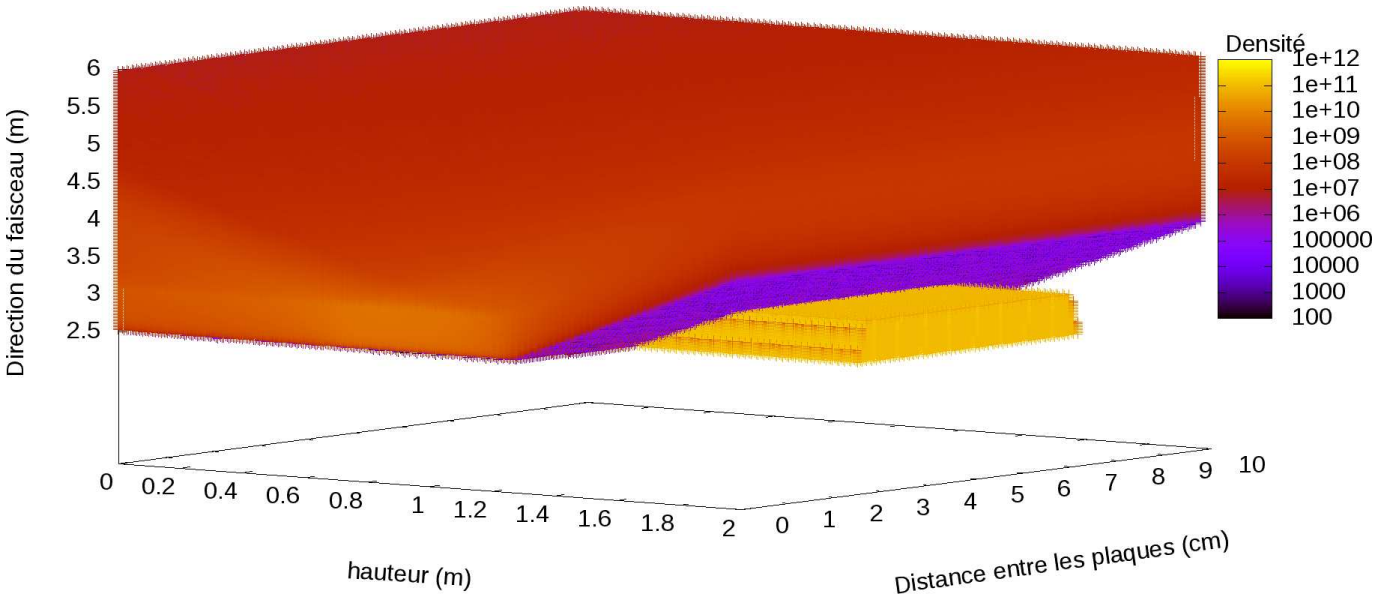


FIG. 4.9: Vue en 3D de la densité de lithium après collision avec le faisceau de deutérium dans le neutraliseur d'ITER lorsque le point d'injection du lithium commence à 2,5m.

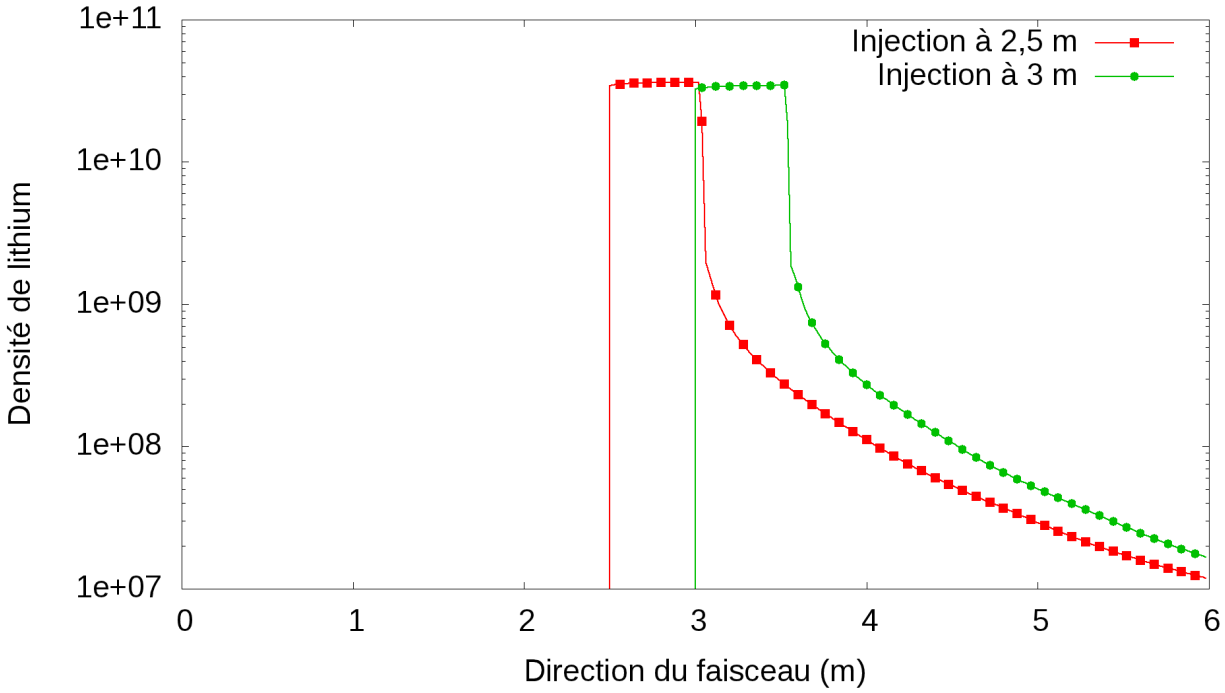


FIG. 4.10: Profil de densité de lithium après collision avec le faisceau de deutérium sur l'axe du faisceau lorsque le point d'injection du lithium commence à 2,5m.

La figure 4.9 montre la diffusion des particules de lithium dans le volume du neutraliseur lorsque le point d'injection est décalé de 50cm en amont, à 2,5m des grilles de l'accélérateur. À l'aide de la figure 4.10, on peut voir le profil de densité du jet de lithium le long de l'axe du faisceau. On voit que la quantité de lithium qui sort du volume du neutraliseur s'en trouve réduite comme attendu. Lorsque l'on se place 50cm en amont la densité de lithium en sortie de neutraliseur est d'environ $2,9 \cdot 10^7 m^{-3}$ contre $5 \cdot 10^7 m^{-3}$ dans le cas de référence.

Sans modifications de la vitesse des particules de lithium, on voit sur la figure 4.11 que l'on obtient une tache de diffusion du lithium aux parois principalement entre 2,5 et 4,5m, soit 50cm en amont du cas de référence. Ceci est dans le but de réduire la densité de lithium en sortie du neutraliseur et ce qui est confirmé par le résultat de la figure 4.10. À noter que diffusion en volume est quasiment identique à celle du résultat de référence étant donné qu'en se plaçant 50cm en amont, la section du faisceau qui collisionne avec le jet de lithium est à peine plus grande ; le changement s'effectue sur la quantité de lithium aux parois.

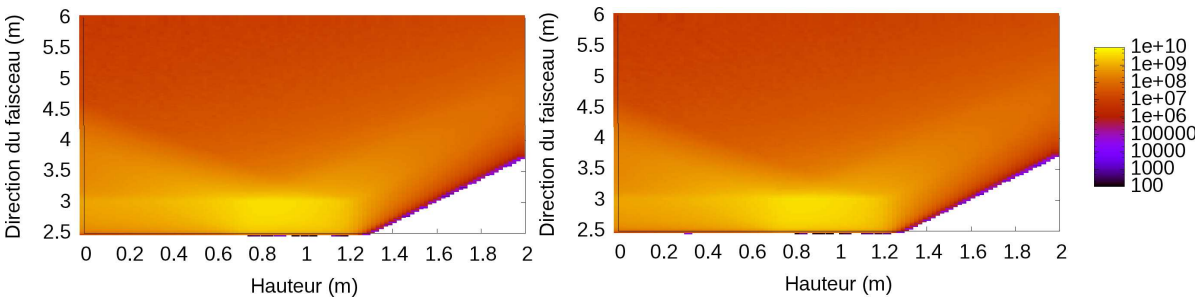


FIG. 4.11: Profil de densité de lithium sur les deux plaques du neutraliseur d'ITER lorsque le point d'injection du lithium commence à 2,5m.

4.4 Utilisation des résultats de MC-OLIJET dans OBI-2L

4.4.1 Profil de densité

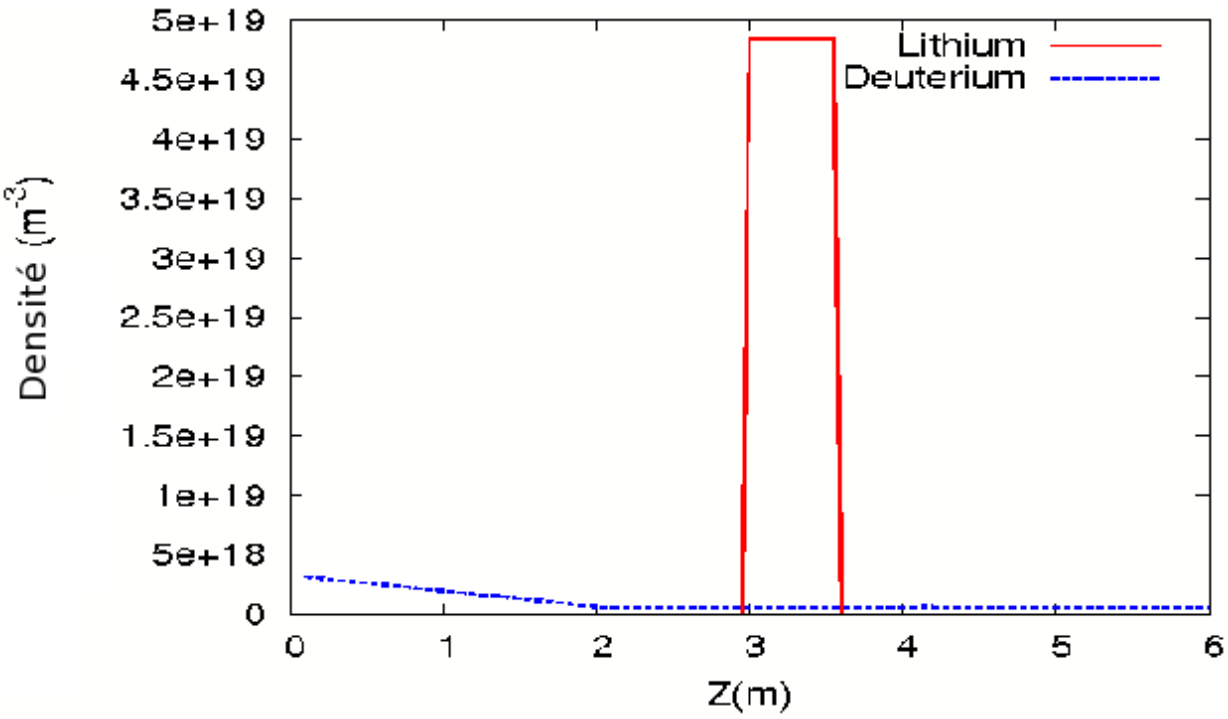


FIG. 4.12: Profils de densité de D_2 et Li retenus dans cette simulation.

Le code MC-OLIJET a permis de trouver un profil de densité du lithium injecté plus réaliste. La quantité de D_2 dans le neutraliseur diminue fortement lorsque l'on remplace D_2 par Li. Ceci étant, il reste une densité résiduelle en provenance de la source d'ion négatif de quelques $10^{18} m^{-3}$ en sortie d'accélérateur. La figure 4.12 illustre les profils de densité de Li et D_2 retenus. On considère que la densité de D_2 dans l'accélérateur ne

dépend pas de l'injection de D_2 dans le neutraliseur. Dans le profil proposé par Dremel [11], le calcul montre une diminution d'un ordre de grandeur de la densité de D_2 entre le point d'injection et l'entrée (sortie) du neutraliseur séparé d'environ 1,5m - ainsi qu'une densité de $10^{17}m^{-3}$ au bout de 10m.

On considère également, sans cette injection, que la densité de D_2 chute d'un ordre de grandeur dans l'espace grilles d'accélération - neutraliseur, également séparé de 1,5m. Ensuite, la densité diminue jusqu'à $10^{17}m^{-3}$ au bout de 6m.

4.4.2 Particules du faisceau

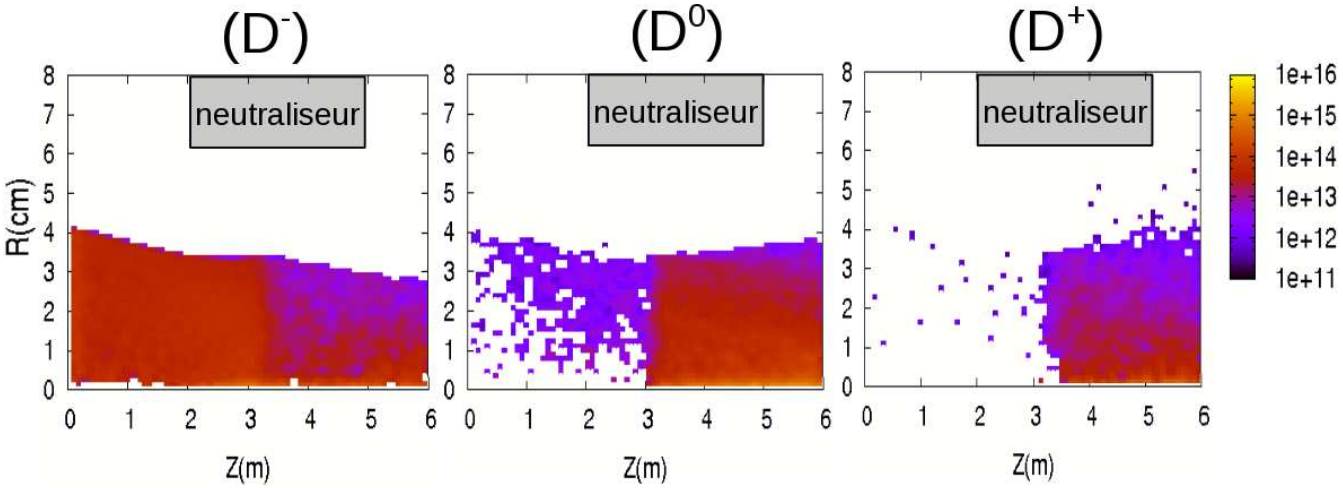


FIG. 4.13: Propagation des faisceaux de particules D^-, D^0 et D^+ le long du neutraliseur après 20μs.

La figure 4.13 représente le faisceau de particules énergétiques après 20μs. On voit que la trajectoire des particules chargées n'est pas linéaire et change de direction en entrée et sortie d'injection. Ceci semble dû au fort gradient de densité d'ions dans le neutraliseur (figure 4.14) mal pris en compte dans cette simulation. Il semble que la convergence soit assurée le long du neutraliseur mais reste à vérifier avec un maillage plus fin.

4.4.3 Plasma secondaire

La figure 4.14 montre la distribution 2D(r,z) des densités d'ions D_2^+ et Li^+ dans le neurtaliseur après $\sim 10\mu$s qui forment le plasma secondaire. Nous n'avons pas attendu la diffusion complète des ions D_2^+ le long de la boîte de simulation qui semble prendre beaucoup de temps. De fait, les profils de densités de ces espèces montrent que l'ion D_2^+

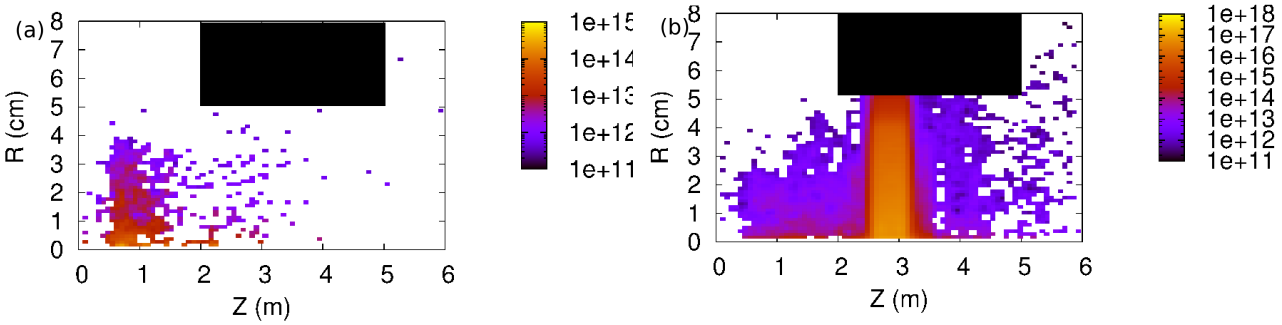


FIG. 4.14: Distribution 2D(r,z) de la densité d'ions positifs de (a) deutérium D_2^+- (b) lithium Li^+ dans le neutraliseur, en échelle logarithmique.

est résiduel, quelques 10^{14} m^{-3}, mais sert à la bonne convergence du faisceau en amont du neutraliseur en plus de la densité d'ions Li^+, du même ordre de grandeur dans la même zone.

4.4.4 Courant de rétrodiffusion

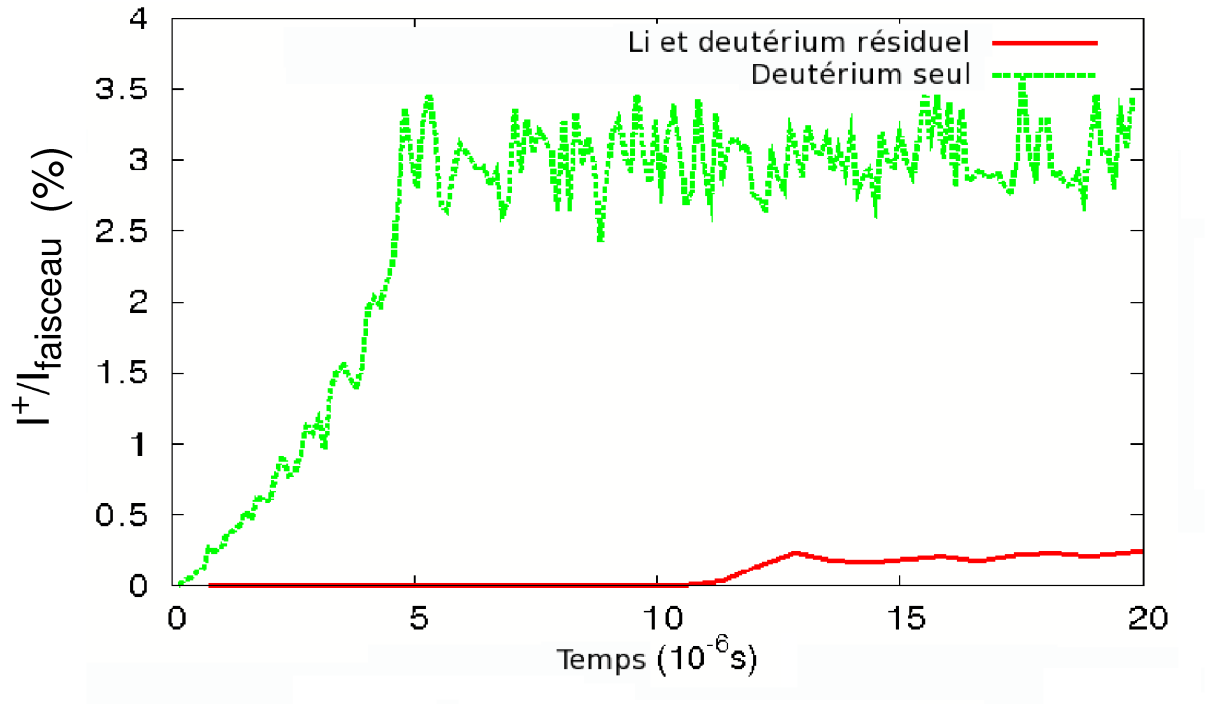


FIG. 4.15: Courant de rétrodiffusion des ions positifs D_2^+ et Li^+ comparé au cas du neutraliseur d'ITER rempli de D_2.

La figure 4.15 montre l'évolution au cours du temps de la somme des courants portés par la rétrodiffusion des ions D_2^+ et Li^+. On compare ce résultat au cas du neutraliseur

d'ITER rempli uniquement de D_2. On voit déjà que le temps de mise à l'état stationnaire augmente ce qui correspond au temps de diffusion de Li^+ du neutraliseur à l'accélérateur. Le courant de rétrodiffusion vaut alors 0,3% du courant porté par le faisceau soit un ordre de grandeur de moins que dans le cas où D_2 est le seul gaz cible. On compare ce cas à celui de l'injection de lithium à la même distance où le courant de rétrodiffusion vaut environ 1,5%. Il semble que la densité de gaz cible dans le neutraliseur influe peu sur la densité d'ions présente dans l'espace vide entre les grilles d'accélération et le neutraliseur.

4.5 Conclusions

Le code MC-OLIJET a permis d'obtenir un profil de densité du lithium prenant en compte la collision élastique entre le faisceau à 1MeV et le jet de lithium supersonique. Il a été montré par ce code que la dispersion du jet est très faible en sortie de neutraliseur et voire nulle en amont dans les différentes configurations faisant varier la section efficace de collision élastique faisceau-jet, la vitesse du jet de lithium ainsi que son point d'injection.

Le profil de référence trouvé a ensuite été implémenté dans le code OBI-2L auquel nous avons rajouté un profil de densité de D_2 résiduelle provenant de la source d'ions négatifs. Les résultats trouvés ont mis en évidence la faisabilité d'un neutraliseur basé sur l'injection de lithium. La convergence du faisceau de neutres semble être assuré le long de la ligne d'injection. Le courant de rétrodiffusion des ions positifs est un ordre de grandeur plus faible que dans le cas du neutraliseur basé sur l'injection de D_2.

Conclusion générale

Ce travail a porté sur l'étude du plasma dit secondaire créé dans le neutraliseur d'ITER par l'interaction faisceau ionique de haute énergie -gaz cible. L'injection de faisceaux énergétiques est utilisée pour le chauffage du plasma principal dans le tokamak et le but de cette étude a été de comprendre les caractéristiques du plasma secondaire qui modifie les propriétés du faisceau d'ions à 1MeV.

Dans le chapitre I, nous avons détaillé les résultats du code de type Boltzmann sans dimensions qui calcule le fonction de distribution en énergie des électrons dans le plasma secondaire. Couplée à un système d'équation-bilan sur les espèces atomiques et moléculaires, cela a permis de déterminer différentes quantités telles que la température et la densité des électrons ainsi que d'identifier les espèces majoritaires dans le plasma secondaire. En particulier, j'ai mené une étude paramétrique sur la densité de gaz cible et sur la valeur du potentiel plasma qui nous a permis d'évaluer la température électronique et les densités en plusieurs points le long du neutraliseur.

Nous avons trouvé à partir de ce code que la température électronique varie le long du neutraliseur entre 2 et 4eV, la densité électronique entre $2 \cdot 10^{14} m^{-3}$ et $5 \cdot 10^{15} m^{-3}$. Nous avons également montré que la densité d'ions D_3^+ représente au plus 20% de la densité d'ions totale dans le plasma secondaire. Nous avons choisi d'implémenter dans un code PIC-MCC les réactions principales qui conduisent à la formation du plasma secondaire sans D_3^+.

Dans le chapitre II, nous avons étudié les résultats obtenus à l'aide du code OBI-2, de type PIC-MCC, sur la formation du plasma secondaire et la propagation du faisceau d'ions à 1MeV le long du neutraliseur de 3m d'ITER. Ceux-ci ont été comparés aux résultats de simulation, obtenus par le même code, dans une configuration de neutraliseur long de 10m correspondant à l'injecteur de neutres du tokamak JT60-SA. La formation et la diffusion du plasma, en particulier en amont du neutraliseur, a été mise en évidence.

Dans le cas ITER, nous avons montré que la densité plasma obtenue était un ordre

de grandeur supérieur à celle trouvée par le modèle collisionnel radiatif et la température électronique de l'ordre de 10eV. L'écart entre les deux valeurs obtenues s'explique par une surestimation du terme de pertes des électrons dans le modèle MCR. La température élevée des électrons s'explique quant à elle par la faible pression dans l'injecteur, de l'ordre de 0,1Pa, et l'énergie des particules lourdes à 1MeV qui créent des électrons rapides.

Il a été montré que le courant de rétrodiffusion des ions positifs dépend de la densité d'ions en amont du neutraliseur et donc de la densité de gaz dans cette même zone, de la fuite de potentiel de la dernière grille d'accéleration dans la configuration SINGAP, de la valeur du courant porté par le faisceau qui attire également les ions positifs vers l'accélerateur. Il a été montré dans le cas JT60-SA, pour le profil de gaz proposé, que le plasma secondaire assure la convergence du faisceau.

Dans le chapitre III, nous avons changé de gaz cible dans le neutraliseur d'ITER en remplaçant le deutérium par une vapeur de lithium. Dans une première approximation, nous avons pris le même profil de densité que celui du gaz cible D_2. Nous avons comparé à l'aide du code OBI-2 les résultats obtenus pour une configuration de neutraliseur long de 3m. Compte-tenu des propriétés du lithium, nous avons ensuite mené une étude paramétrique sur la longueur, la densité de gaz cible injectée dans le neutraliseur.

Il a été montré que le plasma de lithium formé assure l'écrantage de la charge d'espace du faisceau assurant sa convergence le long de l'injecteur. De plus, le lithium a un taux de neutralisation plus grand que D_2, avec une densité de lithium injectée quatre fois plus faible dans le cas particulier du neutraliseur de 3m de long. En outre, le courant de rétrodiffusion des ions positifs diminue dans le cas du lithium de part sa masse plus importante que celle du deutérium. Il a été également montré la dépendance du potentiel de fuite sur la valeur de ce courant de rétrodiffusion en augmentant la distance accélérateur-neutraliseur.

Dans le dernier chapitre, nous avons estimé un profil plus réaliste de la densité de lithium injectée dans le neutraliseur par un code Monte-Carlo 3D, dans le cas d'un jet supersonique de lithium. Le profil obtenu, superposé à un profil de densité de D_2 résiduel provenant uniquement de l'accélérateur, a été implémenté dans le code OBI-2.

Il a été montré que, par la collision élastique du faisceau à 1MeV avec le jet transverse de lithium, la diffusion du lithium est très faible le long de l'injecteur voire nulle en amont du neutraliseur ce qui réduit fortement la densité de gaz dans cette dernière zone. Il a été également montré que le plasma secondaire créé par le mélange d'ions positifs

D_2^+ et Li^+ permet d'assurer la convergence du faisceau avec un courant de rétrodiffusion des ions positifs un ordre de grandeur plus faible que dans le cas du neutraliseur rempli uniquement de D_2.

Le modèle collisionnel radiatif nous a montré que le terme de pertes des électrons par diffusion joue un rôle important sur la fonction de distribution en énergie des électrons (température, densité) puis sur les densités d'ions positifs (quasi neutralité). Une meilleure prise en compte de ce terme de pertes permettrait d'augmenter tant les densités d'espèces que la température électronique.

Durant cette thèse, nous avons eu l'occasion de tester plusieurs particules cibles. Ainsi, nous avons découvert que le l'ion Li^+ permet de neutraliser le faisceau d'ions négatifs à hauteur de 75-80%. Cela requiert toutefois une densité de Li^+ du même ordre de grandeur que celle prévue pour Li, *i.e.* $10^{19}m^{-3}$. Il serait intéressant de vérifier ce point par la simulation.

Bibliographie

[1] A. Ulbricht, J.L. Duchateau, W.H. Fietz, D. Ciazynski, H. Fillunger, S. Fink, R. Heller, R. Maix, S.Nicollet, S. Raff, M. Ricci, E. Salpietro, G. Zahn, R. Zanino, M. Bagnasco, D. Besette, E. Bobrov, T. Bonicelli, P. Bruzzone, M.S. Darweschsad, P. Decool, N. Dolgetta, A. della Corte, A. Formisano, A. Grunhagen, P. Hertout, W. Herz, M Huguet, F. Hurd, Y. Ilyin, P. Komarek, P. Libeyre, V. Marchese, C. Marinucci, A. Martinez, R. Martone, N. Martovetsky, P. Michael, N. Mitchell, A. Nijhuis, G. Nother, Y. Nunoya, M. Polak, A. Portone, L.S. Richard, M. Spadoni, M. Susser, S. Turtu, A. Vostner, Y. Takahashi, F. Wuchner, L. Zani, 2005, Fus. Eng. Des., **73**, 189-327

[2] D.R. Sweetman, 1973, Nuclear Fusion, **13**, 157

[3] A. Borthwick, G. Agarici, A. Davis, P. Dumortier, F. Durodie, J. Fanthome, C. Hamlyn-Harris, A.D. Hancock, D. Lockley, R. Mitteau, M. Nightingale, R. Sartori, K. Vulliez, 2009, Fusion engineering and design A, **84**, 493-496

[4] J.-D. Landis, R. Chavan, R. Bertizzolo, A. Collazos, F. Dolizy, F. Felici, F. Sanchez, M. Henderson , 2009, Fusion engineering and design A, **84**, 1151-1155

[5] P.B. Aleynikov, E.D. Dlougach, S.V. Konovalov, V.M. Leonov, A.A. Ivanov, 36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, June 29 - July 3, 2009, ECA Vol.**33E**, P-4.154

[6] S. Mochalskyy, A. Lifschitz, T. Minea, 2010, Nucl. Fusion,**50**, 105011

[7] M. Kashiwagi, M. Taniguchi, M. Dairaku, H.P.L. de Esch, L.R. Grisham, L. Svensson, H. Tobari, N. Umeda, K. Watanabe, K. Sakamoto, T. Inoue, 2009, Nucl. Fusion, **49**, 065008

[8] E. Surrey, B. Crowley, 2003, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1209–1226

[9] E. Surrey, 2006, Nucl. Fusion **46** S360-S368

[10] aladdin database, données disponibles le 27 Octobre 2011

[11] M. Dremel, C. Day, R. Hemsworth, R. Pearce, C. Mayaux, 2009, Nucl. Fusion, **49**, 075035

[12] C.J. Anderson, R. J. Girnius, A. M. Howald, L. W. Anderson, 1980, Physical Review A (General Physics), **22**, 822-834

[13] L. Rossi, F. Castejón, C. Moreno, 2009, Nucl. Fusion, **49**, 015002

[14] F. Duré, A. Lifschitz, J. Bretagne, G. Maynard, K. Katsonis, A. Simonin, T. Minea, 2008, 1st Int. Symp. on Neg. Ions, Beam and Sources, 374-384

[15] G. Fubiani, R. S. Hemsworth, H. P. L. de Esch, L. Svensson, 2009, Phys. Rev. ST Accel. Beams **12**, 050102

[16] L. R. Grisham, 2007, Physics of Plasmas, **14**, 102509-1-8

[17] J. Paméla, 1986, Rev. Sci. Instrum., **57**, 1066

[18] R. Hemsworth, H. Decamps, J. Graceffa, B. Schunke, M. Tanaka, M. Dremel, A. Tanga, H.P.L. De Esch, F. Geli, J. Milnes, T. Inoue, D. Marcuzzi, P. Sonato and P. Zaccaria, 2009, Nucl. Fusion **49** 045006

[19] T. Minea, A. Lifschitz, G. Maynard, K. Katsonis, J. Bretagne, and A. Simonin, 2008, J. Optoelectron. Adv. Mater. **10** 1899-1903

[20] D. Jacquin, J. Bretagne, and R. Ferdinand, 1989, Plasma Chem. Plasma Proc. **9** 165-188

[21] Livre de J.M. Rax, 2005, *Physique des plasmas*, édition Dunod

[22] S.D. Rockwood, A.E. Greene, 1980, Comput. Phys. Commun. **19**, 377

[23] Mémoire de thèse de R. Ferdinand sur *L'étude par spectroscopie optique de l'interaction d'un plasma multipolaire d'hydrogène et d'une surface d'arséniure de gallium*, soutenue le 29 Mars 1990

[24] M.A. Lennon, K.L. Bell, H.B. Gilbody, J.G. Hughes, A.E. Kingston, M.J. Murray, F.J. Smith, 1988, JPCRD, 17/3

[25] R.K. Janev, W.D. Langer, K. Evans Jr., D.E. Post Jr, 1987, .H-HE-PLASMA

[26] C.F. Barnett, 1990, ORNL-6086

[27] C.F. Chan, C.F. Burrell, and W.S. Cooper, 1983, J. Appl. Phys. **54**, 6119

[28] M.A. Furman and M.T.F. Pivi, 2002, Phys. Rev. ST Accel. Beams **5** 124404-17

[29] M. Bacal and D.A. Skinner, 1990, Comments At. Molec. Phys **23** 283-299

[30] I. Méndez, F.J. Gordillo-Vásquez, V.J. Herrero and I. Tanarro, 2006, J. Phys. Chem. A, 110, 6060-6066

[31] J.P. Boeuf, G.J.M. Hagelaar, P. Sarrailh, G. Fubiani and N Kohen, 2011, Plasma Sources Sci. Technol. **20** 015002

[32] Livre de R.W. Hockney et J.W. Eastwood, *Computer simulation using particles*, édition Adam Hilger

[33] Tong-Xiang Gu, Xian-Yu Zuo, Xing-Ping Liu and Pei-Lu Li, 2009, Journal of Computational and Applied Mathematics, Volume **226**, Issue 1, 1 April 2009, 55-65

[34] J.R.M. Vaughan, 1989, IEEE Trans. El. Devices.**36**, p.1963

[35] J.Y. Bang and C.W. Chung, 2009, Phys. Plasmas, **16**, 093502

[36] F. Duré, A. Lifschitz, J. Bretagne, G. Maynard, A. Simonin, T. Minea, 2011, CHEMPH CHEMPHYS-D-11-00220, to be published in Chemical Physics

[37] R.K. Janev, J.J. Smith, F. Aumayr, D. Wutte, M. Schneider, H.P. Winter, J. Schweizer, 1993, INDC(NDS)-267

[38] M.B. Shah, D.S. Elliott and H.B. Gilbody, 1985, J. Phys. B : At. Mol. Phys., **18** 4245-4258

[39] C.O. Reinhold, C.A. Falcon, 1986, Phys. Rev. A, **33** 3859-3866

[40] M.B. Shah and H.B. Gilbody, 1982, J. Phys. B : At. Mol. Phys. **15** 413-421

[41] J. Phelps, 1990, Phys. Chem. Ref. Data, Vol.**19** No.3

[42] B.A. D'yachkov, February 1969, Soviet Physics - Technical Physics, Vol.**13** No.8

Résumé

To achieve thermonuclear fusion reactions in the ITER tokamak, additional heating is required. One of the main method to heat the core plasma ions will be the injection of energetic D^0 neutrals. The neutralizer is the stage of the Neutral Beam Injector of ITER where the deuterium beam gets its properties in terms of neutral rate D^0 and direction of propagation. The interaction between the 1MeV beam and the D_2 neutralizing gas ($\sim$0.1Pa) creates a secondary plasma. These physical phenomena involved are presented through the analysis of the OBI-2 code results. OBI-2 is a PIC-MCC (Particle In Cell Monte-Carlo Collision) code in cylindrical geometry (2D3V) developed in the LPGP which allows to follow beam propagation and plasma particles along the neutralizer.
The injection of lithium neutralizing target has been investigated and compared to deuterium one. Parametric study of the Li based neutralizer has been performed since the length and/or density of Li injected can be modified. The Li density profile has been estimated through the Monte-Carlo 3D code MC-OLIJET developed in the LPGP. The resulted profile has been implemented as an imput of the PIC-MCC code. Results show the feasibility of a lithium based neutralizer, keeping correct beam focusing and with better performance in terms of cryompump lifetime before regeneration, beam neutralization, positive ion backstreaming effect.

Résumé

Pour réaliser les conditions des réactions de fusion thermonucléaire dans le tokamak ITER, des moyens additionnels de chauffage sont requis. L'une des principales méthodes pour chauffer les ions du plasma de coeur sera l'injection de neutres D^0 énergétiques. Le neutraliseur est l'étape de l'injecteur de neutres d'ITER où le faisceau de deutérium prend ses propriétés en termes de taux de neutres D^0 et de direction de propagation. L'interaction entre le faisceau à 1MeV et le gaz D_2 neutralisant ($\sim$0.1Pa) crée un plasma secondaire. Les phénomènes physiques en jeu sont présentés à travers l'analyse des résultats du code OBI-2. OBI-2 est un code PIC-MCC (Particle In Cell Monte Carlo Collision) en géométrie cylindrique (2D3V) développé au LPGP qui permet de suivre la propagation du faisceau et les particules du plasma le long du neutraliseur.
L'injection de lithium comme cible neutralisante a été étudiée et comparée au deutérium. Une étude paramétrique sur le neutraliseur basé sur le lithium a été réalisée dans la mesure où la longueur et/ou la densité de Li injectée peuvent être modifiées. Le profil de densité de Li a été estimé par le code Monte-Carlo 3D MC-OLIJET développé au LPGP. Le profil résultatnt a été implémenté en entrée du code PIC-MCC. Les résultats montrent la faisabilité du neutraliseur basé sur le lithium, gardant la convergence correcte du faisceau et avec de meilleures performances en termes de durée de vie des cryompompes avant régénération, de neutralisation du faisceau, d'effet de rétrodiffusion des ions positifs.