

Simulation de l'interaction entre les ions du plasma et l'onde à fréquence cyclotronique ionique avec les codes EVE et SPOT

Julie Joly

▶ **To cite this version:**

Julie Joly. Simulation de l'interaction entre les ions du plasma et l'onde à fréquence cyclotronique ionique avec les codes EVE et SPOT. Physique [physics]. AMU Aix Marseille Université, 2019. Français. NNT : . tel-02612260

HAL Id: tel-02612260
https://cea.hal.science/tel-02612260

Submitted on 6 Sep 2022

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

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





THÈSE DE DOCTORAT
Université d'Aix-Marseille

École doctorale: *Physique et Sciences de la Matière*

Spécialité : **Énergie, Rayonnement, Plasma**

Simulation de l'interaction entre les ions du plasma et l'onde à fréquence cyclotronique ionique avec les codes EVE et SPOT

Présentée par:

Julie JOLY

Thèse soutenue publiquement le 21 Novembre 2019 devant le jury composé de :

Pr. STÉPHANE HEURAUX	Rapporteur – Professeur à l'Université de Loraine
Dr. Dirk Van Ester	Rapporteur – Professeur à l'Ecole Royale Militaire de Bruxelles
Pr. Peter BEYER	Examinateur – Professeur à l'Université Aix-Marseille
Pr. ETIENNE GRAVIER	Examinateur – Professeur à l'Université de Loraine
Dr. Magali Muraglia	Examinatrice – Maître de conférence à l'Université Aix-Marseille
Dr. Jeronimo Garcia	Responsable CEA – Chef du groupe GMICS au CEA
Dr. Fréderic IMBEAUX	Directeur de thèse – Chef du service de Physique des Plasmas de Fusion IRFM, CEA

Laboratoire d'accueil :
Institut de **R**echerche sur la **F**usion par confinement **M**agnétique
CEA – Cadarache
13108 Saint-Paul-lez-Durance, France

Oct 2015 – Nov 2019

Remerciements

Je tiens à remercier le CEA de Cadarache de m'avoir donné l'opportunité de réaliser mon projet d'étude dans le cadre de la fusion thermonucléaire qui date depuis le lycée.

En particulier à mes différents encadrants Mme Mireille Schneider pour m'avoir fait confiance dans le développement de son code et Mr Frédéric Imbeaux directeur de cette thèse, sans oublier Mr Jeronimo Garcia qui a remplacé Mireille lors de son départ à ITER pour ses conseils avisés et son soutien pour ma publication.

Mes collaborateurs Mr Rémi Dumont pour son aide dans la compréhension de la théorie ainsi que Mr Thomas Jonhson pour sa bienveillance lors de mes codes camp et sa patience face à mon niveau d'anglais pour ses explications théoriques et numériques.

Je remercie aussi toute l'équipe du GMICS pour leur accueil en particulier Mr Jean-François Artaud pour son temps et sa grande patience face à mes diverses questions et Mr Morales Jorge pour son enthousiasme et son aide, ainsi que Mme Gloria Falchetto sans qui mes voyages pour les codes camp auraient été plus que mouvementés !

Un grand remerciement à Francine pour son amical soutien et sa bonne humeur.

La clique sympa des doctorants de fusion et en particulier Axel, Adrien, Grégorie. Et ceux qui sont devenus des amis Alexandre et Guillaume pour avoir partagé leur passion pour la physique dans la joie et la bonne humeur et leur écoute et la meilleure pour la fin Sarah ;) pour ses moments formidables.

A ma Mamoune adorée et mes petits frères, mes ti Loulous, pour qui une thèse entière de remerciements ne suffirait pas à exprimer mon amour pour eux tout simplement.

Table des matières

Table des matières **3**

Table des figures **5**

1 Introduction **9**
1.1 La fusion thermonucléaire . . . 9
1.1.1 La réaction de fusion . . . 9
1.1.2 Le plasma : 4ème état de la matière . . . 11
1.1.3 La technologie au service de la fusion . . . 12
1.2 La Fusion par Confinement Magnétique (FCM) . . . 15
1.2.1 Confinement . . . 15
1.2.1.1 Caractéristiques . . . 15
1.2.1.2 Mouvement des particules chargées . . . 18
1.2.1.3 Performance plasma . . . 20
1.2.2 Chauffage . . . 20
1.3 Transport / Turbulence / Instabilités . . . 22
1.4 Thématique de la thèse . . . 23

2 Chauffages ioniques des plasmas de Tokamak **24**
2.1 Chauffage NBI . . . 24
2.1.1 Production des neutres . . . 24
2.1.2 Injection de neutres . . . 25
2.1.3 Ionisation des neutres . . . 26
2.2 Chauffage ICRH . . . 27
2.2.1 Propagation d'onde dans un plasma . . . 27
2.2.1.1 Équation d'onde . . . 27
2.2.1.2 Relation de dispersion dans un plasma froid . . . 28
2.2.1.3 Processus d'absorption de l'onde . . . 30
2.2.2 Cas de l'onde ICRF . . . 30
2.2.2.1 Coupures et résonances ioniques . . . 30
2.2.2.2 Absorption cyclotronique ionique . . . 31
2.3 Dynamique des ions rapides . . . 32
2.3.1 Le transport anormal . . . 33
2.3.2 Les collisions . . . 33
2.3.3 Interaction des ions avec l'onde ICRF . . . 34
2.3.4 Taux de neutrons . . . 36

3 Modélisation des chauffages NBI et ICRH **38**
3.1 Ionisation du faisceau de neutres : Le code NEMO . . . 38
3.2 Propagation de l'onde ICRF : Le code EVE . . . 39
3.3 Suivi des particules : Le code SPOT . . . 40
3.3.1 La technique Monte-Carlo . . . 43
3.3.2 L'opérateur de transport anormal . . . 44
3.3.3 L'opérateur de collisions . . . 46
3.3.4 L'opérateur quasi-linéaire d'interaction onde/particules . . . 48
3.3.5 Calcul des taux de neutrons . . . 49

3.4 Modélisation auto-cohérente de la synergie NBI et ICRH . . . 51
3.4.1 Création du workflow . . . 52
3.4.2 Approximation bi-maxwellienne de la distribution ionique . . . 53
3.5 La Modélisation Intégrée Européenne . . . 54

4 Modélisation des chauffages ioniques d'un plasma de JET 56
4.1 Description de la décharge utilisée #86614 . . . 56
4.1.1 Paramètres principaux . . . 56
4.1.2 Obtention des inputs . . . 57
4.2 Modélisation du chauffage NBI . . . 59
4.2.1 Statistique nécessaire . . . 59
4.2.2 Résultats de la modélisation NEMO/SPOT . . . 59
4.2.3 Vérification du fit de la distribution des ions rapides . . . 61
4.3 Modélisation auto-cohérente de la synergie NBI et ICRH . . . 62
4.3.1 Détermination de l'absorption initiale de l'onde ICRF . . . 62
4.3.2 Résultats d'un schéma de couplage . . . 63
4.3.3 Impact du temps d'évolution de la distribution entre deux itérations . . . 65
4.3.4 Comparaison avec une simulation sans couplage auto-cohérent . . . 70
4.3.5 Analyse de sensibilité au profil d'input de T_i . . . 73
4.4 Comparaison du chauffage NBI et de la synergie NBI et ICRH . . . 75
4.5 Impact de la concentration du minoritaire sur la synergie NBI et ICRH . . . 77

5 Conclusions et perspectives 80

Bibliographie 82

Table des figures

1.1 Energie de liaison par nucléon $B(A,Z)/A$ [1] . . . 10
1.2 Sections efficaces des différentes réactions de fusion en fonction de l'énergie des réactants [2] . . . 11
1.3 Classification des différents plasmas en fonction de la densité et de la température [3] . . . 12
1.4 Schéma du processus de fusion inertielle . . . 13
1.5 Types de configuration pour confiner un plasma thermonucléaire [4] . . . 14
1.6 Schéma de la mécanique de la configuration fermée [5] . . . 14
1.7 Image en coupe des dispositifs pour réaliser la fusion nucléaire. . . . 15
1.8 Coordonnées cartésiennes (en noir) et coordonnées curvilignes toroïdales (en rouge) des plasmas de Tokamak (en bleu) . . . 16
1.9 Principales caractéristiques d'un plasma de Tokamak . . . 17
1.10 Profils de pression associés aux différents mode de confinement [6] . . . 18
1.11 Illustration des vitesses de dérive électromagnétique pour les ions (en rouge) et électrons (en bleu). La configuration A illustre la vitesse de dérive $\vec{E} \wedge \vec{B}$, la configuration B illustre une vitesse de dérive due à une force $\vec{F}$ et la configuration C illustre la vitesse de dérive due au gradient du champ magnétique. . 19
1.12 Projection dans une section poloïdale de la trajectoire des particules passantes (ou orbites circulantes) et des particules piégées (ou orbites banane) modélisée par SPOT. . . . 20
1.13 Schéma de la polarisation de l'onde avec la pulsation cyclotronique en fonction de l'harmonique . . . 22

2.1 Principe d'une ligne d'injection de neutres. [7] . . . 24
2.2 Taux de neutralisation des ions D^+ et D^- en fonction de leur énergie. [7] . . . 25
2.3 Schéma des différentes géométries d'injection du chauffage NBI, vues du dessus . . . 26
2.4 Dépendance des différentes sections efficaces en fonction de l'énergie du faisceau [8] . . . 27
2.5 Schéma conceptuel du chauffage plasma par l'onde ICRF . . . 27
2.6 Schéma récapitulatif du scénario de chauffage ICRH pour un plasma composé de deux espèces ioniques 32
2.7 Coefficient de diffusion $D_{RF} \propto \left[E_+ J_{n-1}\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega_{ci}}\right) + E_- J_{n+1}\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega_{ci}}\right)\right]^2$ en fonction de l'énergie perpendiculaire où $E_\perp = \frac{1}{2} m v_\perp^2$ des particules pour différents harmonique de l'onde ICRF n . . . 35

3.1 Exemple de profils de déposition 1D de puissance et de particules produit par le système NBI de JET pour une puissance de 22MW dans un plasma de D (#86614) modélisé par NEMO . . . 38
3.2 Exemple de la propagation et de l'absorption de l'onde ICRF pour un plasma de JET modélisé par EVE. De gauche à droite : Partie réelle de la composante positive et négative du champ électrique de l'onde ICRF représentant sa polarisation, profils de la puissance ICRH absorbée par l'hydrogène (en noir), le deutérium (en vert) et les électrons (en bleu) avec les valeurs des puissances absorbées intégrées sur le volume plasma. . . . 40
3.3 Représentation de la trajectoire 3D d'une particule piégée . . . 41
3.4 Représentation de la structure du code SPOT . . . 42
3.5 Source de particules pris en compte par SPOT. De gauche à droite : source produite par NBI, source ionique numérique, source maxwellienne et source d'alpha . . . 43
3.6 Impact du transport anormal sur les orbites des particules . . . 45
3.7 Impact du transport anormal sur la distribution des particules . . . 46
3.8 Exemple du ralentissement collisionnel d'une particule alpha de 3.5MeV dans ITER (a) et distribution des particules alpha enfonction du pitch angle (b). . . . 48
3.9 Représentation du calcul de l'opérateur Monte-Carlo pour l'intéraction onde/particule . . . 48

3.10 Comparaison des profils des taux de neutrons obtenus par la modélisation de SPOT (en bleu) et par celle de TRANSP (en rouge) de la décharge 84792 de JET 50
3.11 Comparaison des profils de la puissance NBI absorbée par le plasma obtenus par la modélisation de SPOT (en bleu) et par celle de TRANSP (en rouge) de la décharge 84792 de JET 51
3.12 Schéma du couplage auto-cohérent du workflow EVE/SPOT 53
3.13 Schéma de la modélisation intégrée 55
3.14 Schéma de la diversité et flexibilité des codes de la plateforme EUITM pour la modélisation des chauffages ioniques 55

4.1 Coupe poloïdale du mur, des surfaces magnétiques et des couches de résonances du chauffage ICRH à la fréquence $\omega = 42.5MHz$ 57
4.2 Comparaison des profils de densité (a) et de température (b) électronique et de température ionique (c) entre le fit provenant de CRONOS (en bleu) et les données expérimentales de JET (en symboles noir) du choc #86614. 58
4.3 Schéma du changement de coordonnées entre le petit rayon plasma a et la coordonnée de flux toroïdal ρ. En noir sont représentées les surfaces de flux magnétique. 58
4.4 Comparaison des profils de température (a) et de densité (b) du D rapide et de la distribution Monte-Carlo donné par SPOT à $\rho/\rho_0 = 0.1$ (c) pour trois valeurs du nombre de particule N : $N \sim 100000$ (en rouge), $N \sim 10000$ (en vert), $N \sim 1000$ (en bleu). 59
4.5 a) Évolution temporelle de la puissance NBI injectée (en vert), de la puissance transférée au plasma (en noir), aux ions (en rouge) et aux électrons (en bleu). b) Profils de la puissance transférée aux ions (en rouge) et aux électrons (en bleu). c) Profils des taux de neutrons de la réaction D-D pour les interactions thermiques (en bleu) et beam-target (en rouge). d) Profils de la température du D thermique (en bleu) et rapide (en rouge). e) Profils de la densité du D thermique (en bleu) et rapide (en rouge). 61
4.6 Comparaison de la distribution de SPOT f_S (cf eq.4.1 et eq.4.2) (en rouge) avec le fit bi-maxwellien f_F (cf eq.4.3 et eq.4.4) (en tiret bleu) à $\rho/\rho_0 = 0.1$. 62
4.7 Partie réelle de la composante positive (a) et négative (b) du champ électrique de l'onde ICRF. c) Profils de la puissance ICRH absorbée par l'hydrogène (en noir), le deutérium thermique (en vert), le deutérium rapide (en rouge) et les électrons (en bleu) avec les valeurs des puissances absorbées intégrées sur le volume plasma. 63
4.8 Comparaison de la distribution de SPOT f_S à l'état stationnaire (cf eq.4.1 et eq.4.2) (en rouge) avec le fit bi-maxwellien f_F (cf eq.4.3 et eq.4.4) (en tiret bleu) à $\rho/\rho_0 = 0.1$. 64
4.9 Évolution des quantités globales du plasma de la simulation itérative EVE/SPOT avec 2% d'H et une évolution de 50ms de la distribution entre chaque itération. a) Evolution de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. b) Evolution de la puissance transférée au plasma. c) Evolution de la densité de D rapide. d) Evolution du taux de neutrons de la réaction D-D. e) Evolution du contenu énergétique dans la direction parallèle. f) Evolution du contenu énergétique dans la direction perpendiculaire. 65
4.10 Comparaison de l'évolution des quantités globales du plasma entre deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, une dont le temps d'évolution de la distribution dt entre chaque itération est de 50ms (en bleu) et une autre où dt vaut 300ms (en rouge). a) Évolution de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. b) Évolution de la puissance transférée aux ions et électrons du plasma. c) Évolution de la densité du D rapide. d) Évolution du taux de neutrons de la réaction D-D. e) Evolution du contenu énergétique dans la direction parallèle. f) Évolution du contenu énergétique dans la direction perpendiculaire. 67
4.11 Comparaison des profils obtenus entre deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, une dont le temps d'évolution de la distribution dt entre chaque itération est de 50ms (en bleu) et une autre où dt vaut 300ms (en rouge). a) Profils de la puissance ICRH absorbée par le D thermique et l'H. b) Profils de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. c) Profils de la puissance transférée aux ions et électrons du plasma. d) Profils du taux de neutrons de la réaction D-D. e) Profils de la densité de D rapide. f) Profils de la température effective dans la direction parallèle du D rapide. g) Profils de la température effective dans la direction perpendiculaire du D rapide. 68
4.12 Comparaison de la distribution énergétique (a), de la distribution en vitesse parallèle (b) et perpendiculaire (c et d) du D rapide à $\rho/\rho_0 = 0.1$ entre deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, une dont le temps d'évolution de la distribution dt entre chaque itération est de 50ms (en bleu) et une autre où dt vaut 300ms (en rouge). 68

4.13 Comparaison de la partie réelle positive (a) et négative (b) de la composante électrique de l'onde ICRF entre deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, une dont le temps d'évolution de la distribution dt entre chaque itération est de 50ms (en bleu) et une autre où dt vaut 300ms (en rouge). dans la plan équatorial. Différence de la composante positive (c) et négative (d) du champ électrique de l'onde ICRF entre les deux modélisations. 69
4.14 Comparaison de la partie réelle positive et négative du champ électrique de l'onde ICRF entre deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, une dont le temps d'évolution de la distribution dt entre chaque itération est de 50ms (4.14b) et une autre où dt vaut 300ms (4.14a). 69
4.15 Comparaison de l'évolution temporelle des quantités globales du plasma entre la simulation auto-cohérente avec itérations entre EVE et SPOT (en rouge) et la simulation de SPOT sans itération avec EVE (en bleu). a) Évolution de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. b) Évolution de la puissance transférée aux ions et électrons du plasma. c) Évolution de la densité du D rapide. d) Évolution du taux de neutrons de la réaction D-D e) Évolution du contenu énergétique dans la direction parallèle. f) Évolution du contenu énergétique dans la direction perpendiculaire. 70
4.16 Comparaison des profils obtenus par la simulation auto-cohérente EVE/SPOT (en rouge) et la simulation SPOT sans itération (en bleu). a) Profils de la puissance ICRH absorbée par le D thermique et l'H. b) Profils de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. c) Profils de la puissance transférée aux ions et électrons du plasma. d) Profils du taux de neutrons de la réaction D-D. e) Profils de la densité de D rapide. f) Profils de la température effective dans la direction parallèle du D rapide. g) Profils de la température effective dans la direction perpendiculaire du D rapide. 71
4.17 Comparaison de la distribution énergétique (a), de la distribution en vitesse parallèle (b) et perpendiculaire (c et d) du D rapide à $\rho/\rho_0 = 0.1$ entre la simulation auto-cohérente EVE/SPOT (en rouge) et la simulation SPOT sans itération (en bleu). 72
4.18 Comparaison de la partie réelle positive (a) et négative (b) de la composante électrique de l'onde ICRF entre la simulation auto-cohérente EVE/SPOT (en rouge) et la simulation SPOT sans itération (en bleu) dans la plan équatorial. Différence de la composante positive (c) et négative (d) du champ électrique de l'onde ICRF entre les deux modélisations. 72
4.19 Comparaison de la partie réelle positive et négative du champ électrique de l'onde ICRF entre la simulation auto-cohérente EVE/SPOT (4.19b) et la simulation SPOT sans itération (4.19a) et la différence (4.19c). 73
4.20 Comparaison des profils obtenus par les modélisations NEMO/SPOT pour différents profils d'input de T_i. a) Profils d'input de T_i. b) Profils de la puissance transférée aux ions et électrons du plasma. c) Profils des températures effectives perpendiculaire et parallèle. d) Profils des taux de neutrons des réactions thermiques. e) Profils des taux de neutrons des réactions beam-target. f) Profils de la densité de D rapide. 74
4.21 Comparaison de la distribution énergétique (a), de la distribution en vitesse parallèle (b) et de la distribution en vitesse perpendiculaire (c et d) du D rapide à $\rho/\rho_0 = 0.1$ obtenus par NEMO/SPOT avec différents profils d'input de T_i. 75
4.22 Comparaison des profils obtenus par la modélisation avec 27MW de puissance NBI (en tiret), la modélisation avec 22MW de puissance NBI et 5MW d'ICRH (en ligne pleine) et la modélisation avec 22MW de puissance NBI (en pointillés). a) Profils de la puissance transférée aux ions (en rouge) et électrons (en bleu) du plasma. b) Profils des températures effectives perpendiculaire (en bleu) et parallèle (en rouge). c) Profils des taux de neutrons de la réaction D-D. d) Profils de la densité de D rapide. 76
4.23 Comparaison de la distribution énergétique (a) et des distributions en vitesses parallèles (b) et perpendiculaires (c et d) à $\rho/\rho_0 = 0.1$ obtenus par la modélisation avec 27MW de puissance NBI (en bleu), par la modélisation avec 22MW de puissance NBI et 5MW d'ICRH (en rouge) et par la modélisation avec 22MW de puissance NBI (en vert). 77
4.24 Évolution des quantités globales du plasma des modélisations auto-cohérentes EVE/SPOT pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%). a) Évolution de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. b) Évolution de la puissance NBI et ICRH transférée au plasma. c) Évolution du taux de neutrons de la réaction D-D. d) Évolution de la densité de D rapide. e) Évolution du contenu énergétique parallèle du D rapide. f) Évolution du contenu énergétique perpendiculaire du D rapide. 78
4.25 Comparaison des profils des modélisations auto-cohérentes EVE/SPOT pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%). a) Profils de la puissance ICRH absorbée par le D rapide b) Profils de la puissance transférée au plasma. c) Profils du taux de neutrons de la réaction D-D. d) Profils de la densité de D rapide. e) Profils de la température effective parallèle du D rapide. f) Profils de la température effective perpendiculaire du D rapide. 79

4.26 a) Comparaison de la distribution énergétique du D rapide pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%) à $\rho/\rho_0 = 0.1$. b) Comparaison de la distribution des vitesses parallèles du D rapide pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%) à $\rho/\rho_0 = 0.1$. c) et d) Comparaison de la distribution des vitesses perpendiculaires du D rapide pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%) à $\rho/\rho_0 = 0.1$. 79

Chapitre 1

Introduction

Une des grandes questions de notre siècle est d'effectuer la transition énergétique. En effet la consommation d'énergie mondiale ne fait qu'augmenter et les directives écologiques demandent de réduire l'empreinte carbone de l'activité humaine. De nos jours la production d'énergie dominante provient des combustibles fossiles premiers responsables des gaz à effets de serre augmentant ainsi notre empreinte carbone. Des solutions alternatives comme les panneaux solaires ou les éoliennes ont été étudiés pour préparer cette transition énergétique. Cependant ces solutions ne répondent pas totalement à la consommation énergétique mondiale qui est en perpétuelle augmentation. La fusion thermonucléaire pourrait répondre à notre demande énergétique dans un cadre durable et écologique. En effet les matières premières requises pour la fusion thermonucléaire D-T (Deutérium et Tritium pour les couvertures tritigènes) peuvent être extraites de l'eau des océans, qui contient potentiellement de l'ordre du million d'années de réserves dans l'hypothèse où la fusion subviendrait à l'ensemble de la consommation énergétique mondiale actuelle. De plus, la fusion ne génère pas de gaz à effets de serre, ne présente pas de risque d'emballement et produit peu de déchets radioactifs à vie longue, ce qui fait de cette énergie une énergie écologique.

1.1 La fusion thermonucléaire

1.1.1 La réaction de fusion

Les noyaux sont constitués d'un ensemble de nucléons A comprenant des protons Z et des neutrons N tel que $A = Z + N$. Ces noyaux présentent un défaut de masse de sorte que la masse du noyau $M(A, Z)$ est inférieure à la somme des masses de neutrons et de protons : $M(A, Z) < Zm_p + Nm_n$. Le défaut de masse est à l'origine de la stabilité des noyaux usuels et on définit l'énergie de liaison d'un noyau $B(A, Z)$ comme

$$B(A, Z) = c^2 (Zm_p + Nm_n - M)$$

L'énergie de liaison mesure donc l'énergie libérée lors de la formation d'un noyau à partir de A nucléons indépendants, lorsque celle-ci est positive la configuration nucléaire est donc plus stable que l'ensemble des A nucléons dispersés. La courbe d'Aston (cf fig.1.1) représentant l'énergie de liaison en fonction du nombre de nucléons et est représentative de la stabilité des divers noyaux existants.

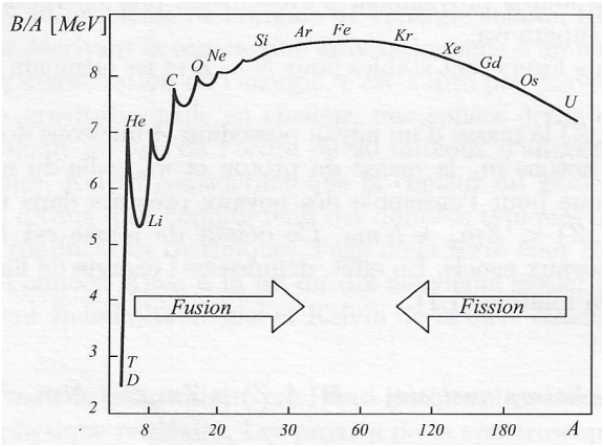


FIGURE 1.1: Energie de liaison par nucléon $B(A,Z)/A$ [1]

Une réaction nucléaire de type ${}^{A_1}_{Z_1}\mathrm{X}_1 + {}^{A_2}_{Z_2}\mathrm{X}_2 \rightarrow {}^{A_3}_{Z_3}\mathrm{X}_3 + {}^{A_4}_{Z_4}\mathrm{X}_4$ produit ou nécessite une énergie de réaction Q défini comme :

$$Q \equiv B(A_1,Z_1) + B(A_2,Z_2) - B(A_3,Z_3) - B(A_4,Z_4)$$

Si Q est positif la réaction est dite exoénergétique et si il est négatif la réaction est dite endoénergétique. La croissance et la décroissance de la courbe d'Aston indique deux types de réaction nucléaire exoénergétique soit par fusion des noyaux légers soit par fission des noyaux lourds.

L'étude des sections efficaces de plus de 80 réactions de fusion de noyaux légers permet de mettre en évidence quatre réactions principales.

$$\mathrm{D} + \mathrm{T} \rightarrow \alpha + \mathrm{n} \quad Q_{DT} = 17,58MeV$$
$$\mathrm{D} + \mathrm{D} \rightarrow \mathrm{T} + \mathrm{p} \quad Q_{DDp} = 4.04MeV$$
$$\mathrm{D} + \mathrm{D} \rightarrow {}^3\mathrm{He} + \mathrm{n} \quad Q_{DDn} = 3.27MeV$$

$$\mathrm{D} + {}^3\mathrm{He} \rightarrow \alpha + \mathrm{p} \quad Q_{DHe} = 18.34MeV$$

où les réactions D-D peuvent être considérées comme équiprobables.

La figure 1.2 présentant la section efficace des quatre réactions de fusion principales en fonction de l'énergie des réactants nous indique que la réaction deutérium D - tritium T, deux isotopes de l'hydrogène, est la plus probable pour une énergie inférieur à 1MeV possédant un pic de probabilité autour de 100keV. Ce fait montre que la réaction D-T est la plus envisagée à des fins de production d'énergie [9].

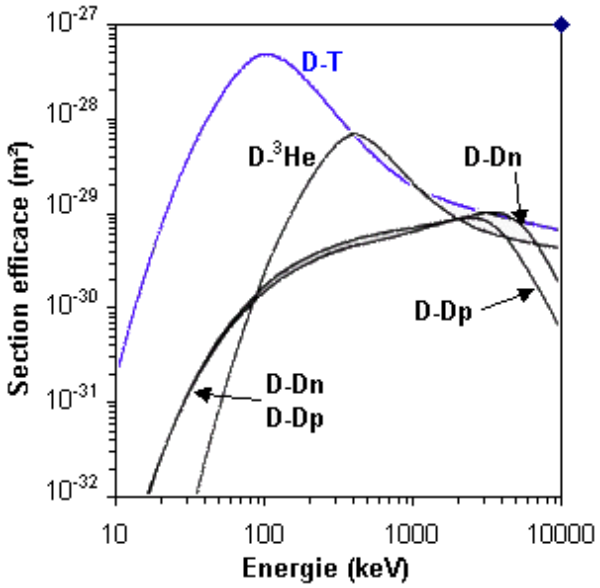


FIGURE 1.2: Sections efficaces des différentes réactions de fusion en fonction de l'énergie des réactants [2]

Cependant les 4/5 de l'énergie produite par la réaction de fusion DT sont emmenés par des neutrons rapides d'énergie 14 MeV. Ces neutrons rapides peuvent détériorer l'enceinte dans laquelle la combustion de fusion se fait par l'activation du matériel et la modification de leurs propriétés physiques.

De plus le Tritium n'est pas disponible à l'état naturel sur terre en raison de sa courte demi-vie (12.3 années). Il est donc nécessaire de le générer via ce que l'on appel la *couverture tritigène* [10]. Ce procédé consiste à utiliser les neutrons de fusion qui peuvent interagir avec un isotope du lithium produisant du tritium :

$$\mathrm{n} + {}^{6}\mathrm{Li} \rightarrow \alpha + \mathrm{T}$$

Nous avons vu jusqu'ici ce qu'était les réactions de fusion et que pour qu'elles se produisent il faut que les réactants soit à des énergies qui ne sont pas naturelles sur Terre. Nous allons donc voir dans la suite sous quelles conditions et comment on peut mettre en œuvres ces réaction sur Terre.

1.1.2 Le plasma : 4ème état de la matière

Pour réaliser la réaction de fusion D-T nous avons vu qu'il fallait être autour de 100keV, ce milieu extrêmement chaud est appelé **plasma**, communément considéré comme le 4ème état de la matière. A ces températures l'énergie cinétique ddes particules est supérieur au potentiel d'ionisation, ce qui explique que ce milieu soit constitué d'un mélange de charges positives (ions) et de charges négatives (électrons) tout en étant quasi-neutre [11].

99% de la matière observable dans l'univers se compose de plasma. On distingue les plasmas naturels comme les éclairs, les étoiles, les aurores boréales ... et les plasmas industriels comme des tubes à décharges (néon, écrans ...), les plasmas de traitement pour dépôt, gravure et enfin des plasmas de fusion (fig.1.3). La façon la plus simple de créer un plasma est de faire passer un courant électrique dans un gaz. Suivant l'intensité du courant électrique on distingue aussi les plasmas froids des plasmas chauds. On parle de plasma froid quand le plasma est peu ionisé où les ions sont « froids » (entre 300 et 1500 K) et seuls les électrons étant chauds $\left(\geq 10^4 \text{ K}\right)$ ce qui est le cas des néons par exemple ou à basse température si une source d'ionisation est extérieur au gaz comme l'ionosphère, cette couche élevée de l'atmosphère terrestre qui, bien que froide, subit en permanence un intense bombardement ionisant de particules venant du Soleil. En ce qui concerne les plasmas chauds dans ce cas le plasma est totalement ionisé dans lequel les ions et électrons sont chauds (environ 100 millions de kelvin) ce qui est le cas du Soleil et des plasmas de fusion.

Le mouvement relatif des particules chargées produit des courants qui seront influencés par les champs électriques et magnétiques extérieurs qui eux même seront influencés par les courants induits. Les plasmas sont donc le résultat de deux tendances contradictoires et complémentaires, une tendance au désordre dû à l'agitation thermique et une tendance à l'organisation dû à l'aspect collectif des interactions Coulombiennes. Ces tendances permettent aux plasmas de rester sous forme ionisée tout en restant globalement neutres.

Ce qui nous amène à la propriété principale d'un plasma qui est la ***quasi-neutralité*** :

$$n_e = \sum_i Z_i n_i \quad i : \text{espèce ionique}$$

Tout écart à la quasi-neutralité sera presque instantanément corrigé par la population la plus mobile soit les électrons. Ceci traduit la tendance naturelle du plasma à rester neutre sur une échelle spatiale et temporelle.

La longueur de Debye représente cette échelle spatiale qui se trouve en résolvant l'équation de Poisson et en assumant une distribution de Boltzmann pour les électrons :

$$\lambda_D^2 = \frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}$$

De la même façon il existe une échelle temporelle pour que toute perturbation locale à la quasi-neutralité tende à revenir à un état d'équilibre. Cette échelle temporelle est la fréquence plasma définie comme :

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}$$

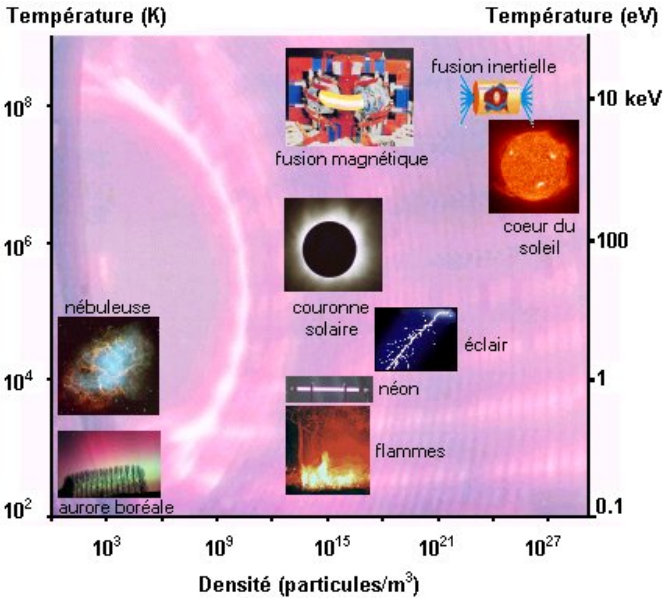


FIGURE 1.3: Classification des différents plasmas en fonction de la densité et de la température [3]

La longueur de Debye et la fréquence plasma constituent les échelles caractéristiques spatiale et temporelle pour étudier un plasma. En effet si l'objet d'étude dans les plasmas a une échelle inférieure à ces caractéristiques la quasi-neutralité n'est plus définie. Il est a noter que ces échelles n'ont pas de valeur absolue mais dépendent des variables thermodynamiques : densité et température.

1.1.3 La technologie au service de la fusion

Les plasmas de fusion étant très chauds, il faut pouvoir l'isoler du milieu extérieur, c'est-à-dire le confiner. Pour cela, 3 méthodes existent.

Le confinement gravitationnel : C'est le confinement naturel des étoiles [12]. La densité de matière est telle qu'elle permet de produire au cœur de l'astre les conditions de température et de densité nécessaires à la fusion. Ainsi la pression exercée par la gravité compense la pression du plasma et permet à l'étoile de ne pas exploser. Cette méthode est impraticable sur Terre puisqu'elle requiert une masse de plusieurs ordres de grandeur supérieure à la masse de la Terre.

Le confinement inertiel : Cette méthode s'appuie sur l'effet de la propre inertie du plasma qui ainsi restera confiné pendant un certain temps, environ 10 à 100 ps [13]. Cependant pour obtenir un nombre de réactions de fusion important en une durée aussi brève il faut fortement augmenter le taux de réaction et pour cela exercer une pression de l'ordre d'une centaine de millions de fois de la pression atmosphérique. Pour cela le combustible, constitué d'un mélange de deutérium et de tritium (D-T), est enfermé dans une minuscule capsule sphérique en plastique d'un ou deux millimètre de diamètre (fig.1.4.a). La capsule est alors irradiée par des faisceaux laser qui transforment le plastique en plasma et qui est éjecté vers l'extérieur. Par le principe d'action et de réaction cette éjection produit une onde de compression qui se propage vers l'intérieur (fig.1.4.b) et qui induit les réactions de fusion (fig.1.4.c). Pour initier les réaction de fusion par cette méthode la puissance du laser doit être colossale, en France il existe l'installation du Laser Mega Joule (LMJ) et aux États Unis le National Ignition Facility (NIF). Pour étudier la fusion civile par cette méthode, un projet européen en cours de construction baptisé HiPER (High Power laser Energy Research facility) a vu le jour.

Cependant ce type de confinement possède diverses problématiques à résoudre. Entre autre l'allumage de la cible, l'irradation de la cible par les faisceaux laser n'est pas totalement homogène, causant une asymétrie d'implosion. Le combustible froid va alors dévier de sa forme sphérique idéale, accroissant les pertes thermiques et la fraction de particules α s'échappant du coeur, diminuant le gain. De plus l'interaction des faisceaux laser et des plasmas peut provoquer l'apparition d'instabilités paramétriques du fait du couplage de l'onde laser et de modes propres du

plasma. Ces instabilités entraînent la diffusion de l'énergie laser, l'éclatement du faisceau en multiples filaments ou la génération d'électrons suprathermiques. Enfin, une des limitations critiques de la per- formance des implosions sont les instabilités hydrodynamiques, et spécialement l'instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT). Dans le cas de la FCI, on trouve deux phases d'accélération in- stables : lors de la compression de la cible par le laser, l'accélération de la coquille solide par le plasma ablaté est centripète, tandis qu'à la stagnation, c'est-à-dire lorsque la pression du coeur de la cible ralentit la coquille en vol, l'accélération est alors centrifuge (décélération). Ainsi lors de la compression, le front d'ablation, qui sépare le plasma léger de l'ablateur plus lourd, va être sensible au développement d'une instabilité de type IRT alors qu'à la déccélération ce type d'instabilité va se développer à la face interne de la coquille dense autour du point chaud. De plus, l'IRT peut se développer au niveau des interfaces entre les différents matériaux de la coquille. Cependant, l'instabilité nécessite une perturbation initiale pour se développer.

Cette méthode a des domaines d'application multiples, de la simulation d'arme nucléaire à l'astrophysique de laboratoire en passant par la production d'énergie.

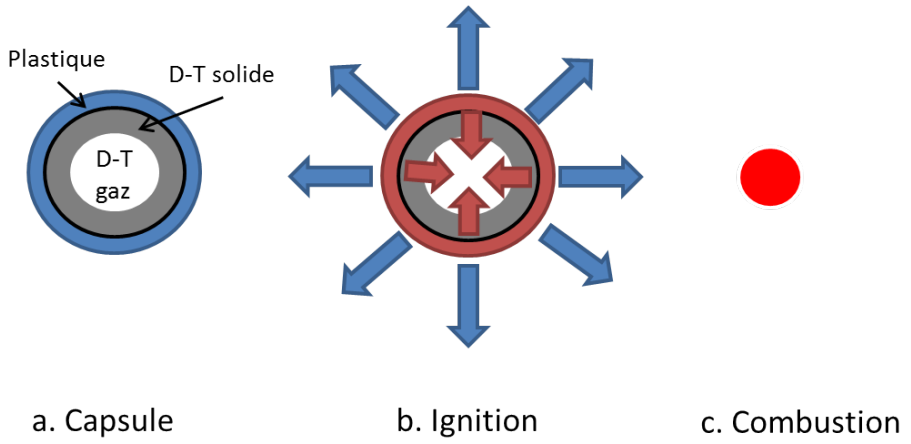


FIGURE 1.4: Schéma du processus de fusion inertielle

Le confinement magnétique : Cette méthode s'appuie sur l'idée du confinement gravitationnel mais au lieu d'utiliser la gravitation pour confiner le plasma on utilise un champ magnétique. Au contraire du confinement inertiel, il faut que le plasma reste chaud assez longtemps (de l'ordre de quelques secondes) et ne puisse pas se refroidir en touchant les parois de l'enceinte. Chaque particule chargée du plasma va alors être piégée par le champ magnétique en décrivant une trajectoire hélicoïdale autour d'une ligne de champ magnétique (fig.1.5b). Le plasma est ainsi contraint de suivre les lignes de champ magnétique et ne devrait pas s'en écarter. Deux possibilités de confinement existent : la configuration ouverte où les lignes de champs sortent de la région où l'on veut confiner le plasma (fig.1.5a) et la configuration fermée, les lignes de champs sont alors entièrement contenues (fig.1.5b). Cependant la configuration ouverte produit trop de pertes pour pousser son étude.

La configuration fermée est possible avec la combinaison de bobines magnétiques organisés comme suit (cf fig.1.6) :

— des bobines toroïdales créant un champ magnétique toroïdal
— des bobines centrales induisant un courant plasma produisant un champ magnétique poloïdal
— des bobines poloïdales assurant le positionnement vertical du plasma

Ce type d'organisation des bobines magnétiques défini la machine la plus couramment utilisée qui est le Tokamak (fig.1.7a). Cependant un deuxième type de machine existe qui est le Stellarator (fig.1.7b). A la différence du Tokamak la structure « tordu » des bobines toroïdales permettent de créer un champ magnétique hélicoïdal sans avoir besoin de deux composantes magnétique ni de courant plasma.



(a) Configuration ouverte (b) Configuration fermée

FIGURE 1.5: Types de configuration pour confiner un plasma thermonucléaire [4]

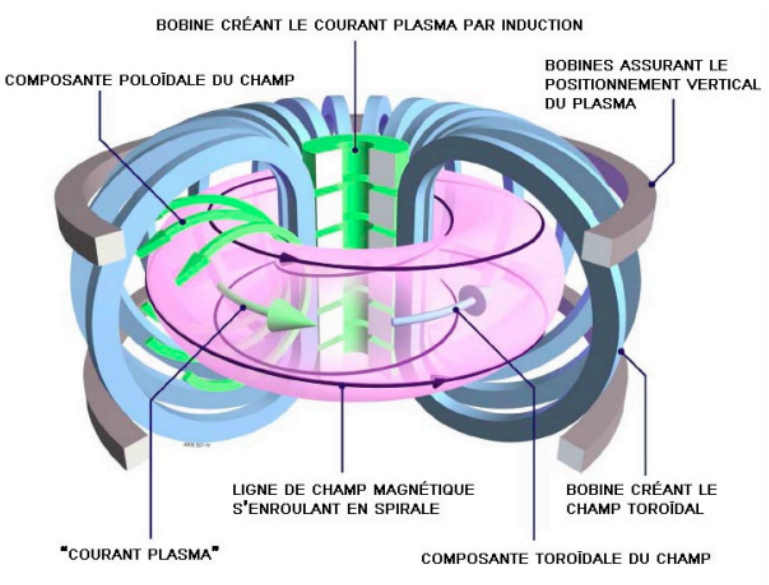
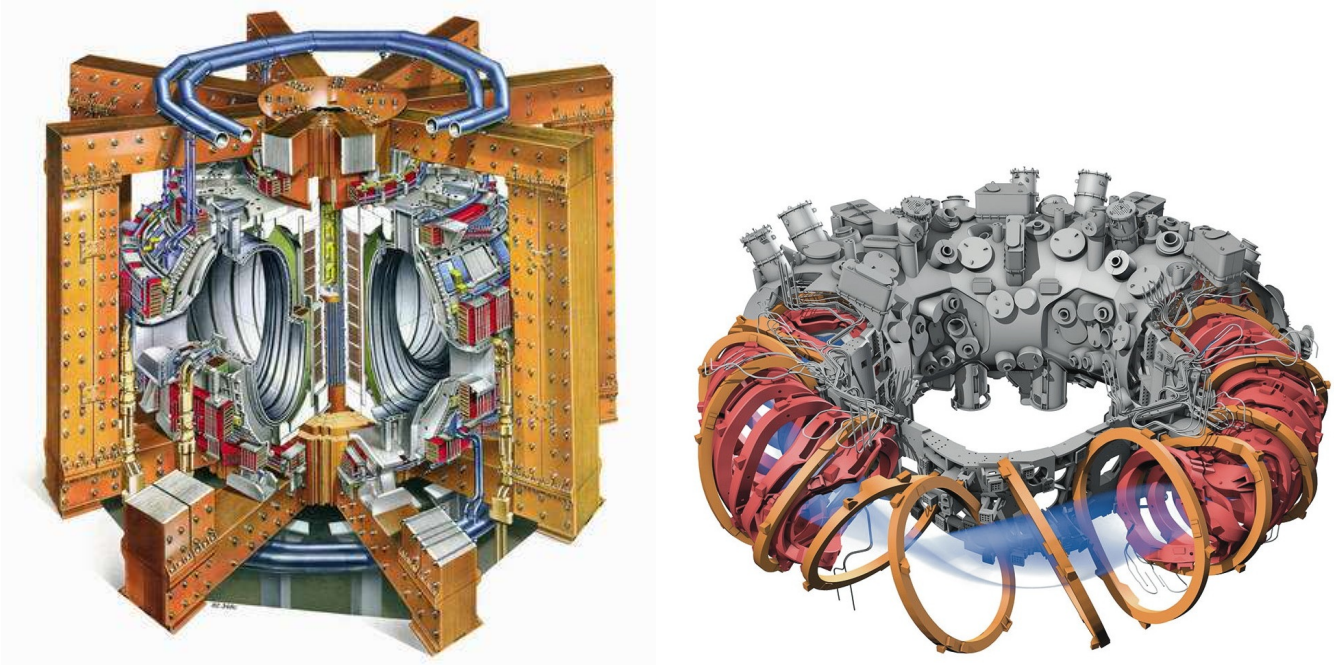


FIGURE 1.6: Schéma de la mécanique de la configuration fermée [5]



(a) Le Tokamak (b) Le Stellarator

FIGURE 1.7: Image en coupe des dispositifs pour réaliser la fusion nucléaire.

Le sujet de cette thèse s'inscrit dans le domaine de la fusion par confinement magnétique dont je vais décrire brièvement quelques principes physiques dans la suite de ce chapitre.

1.2 La Fusion par Confinement Magnétique (FCM)

Nous allons voir dans cette partie trois grands domaines d'études des plasmas de Tokamaks. L'étude du confinement magnétique est le domaine permettant d'asseoir les caractéristiques macroscopiques du Tokamak et du plasma. Celle des chauffages dévoile la diversité technologique utilisée pour cette configuration et celle du transport la complexité de la non-linéarité de la physique des plasmas de Tokamak qui engendre des turbulences et instabilités.

1.2.1 Confinement

1.2.1.1 Caractéristiques

La configuration magnétique dans un Tokamak est telle que le plasma forme un tore dont les coordonnées curvilignes forment un système bien adapté aux différentes études du plasma (cf fig.1.8).

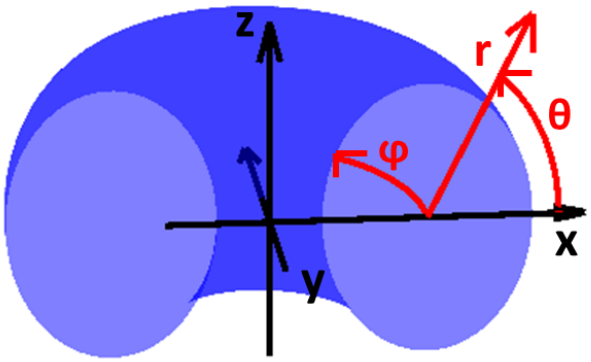


FIGURE 1.8: Coordonnées cartésiennes (en noir) et coordonnées curvilignes toroïdales (en rouge) des plasmas de Tokamak (en bleu)

Le plasma est alors caractérisé par des ***surfaces magnétiques*** qui sont des surfaces $S(\vec{r},t)$ telles que le champ magnétique $\vec{B}(S)$ soit tangent en tout point à cette surface. Les surfaces magnétiques forment des tores imbriqués (fig.1.9a). Les lignes de champ magnétique $\vec{B}$ sont une autre caractéristique des plasmas de Tokamak et sont des courbes tangentes en tout point au champ magnétique. Ces lignes ont une forme d'hélice s'appuyant sur les tores (fig.1.9b).

Le champ magnétique est formé par deux composantes [14] :

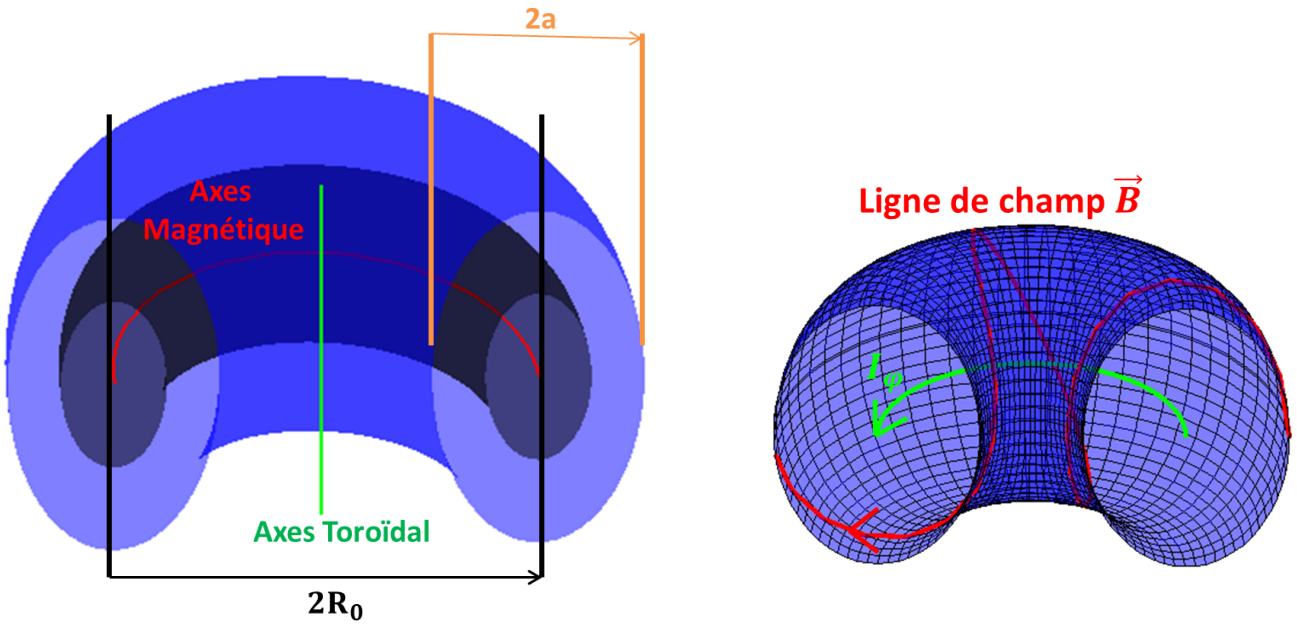
— le champ magnétique principal B_φ, dit champ toroïdal, dirigé suivant l'axe magnétique est généré par les bobines supraconductrices toroïdales

— le champ magnétique B_θ, dit champ poloïdal, dirigé suivant θ est généré par le courant toroïdal I_φ lui même induit par le solénoïde central.

Les valeurs typiques des principaux paramètres plasma sont résumées dans le tableau 1.1.

Volume	Densité centrale	Température centrale	Courant I_φ	Champ magnétique B_φ
$10-100\,[m^3]$	$10^{18}-10^{20}\,[m^{-3}]$	$1-20\,[keV]$	$0.1-20\,[MA]$	$1-10\,[T]$

TABLE 1.1: Résumé des principaux paramètres plasma



(a) Formalisme (b) Champs et courant

FIGURE 1.9: Principales caractéristiques d'un plasma de Tokamak

Les particules ayant tendances à suivre les lignes de champ magnétiques, comme nous le verrons dans la section 1.2.1.2, les gradients de pression sont alors perpendiculaires aux surfaces magnétiques. On peut donc labelliser les surfaces magnétiques au moyen d'une coordonnée radiale et définir ainsi un profil de pression, densité et température en fonction de cette coordonnée radiale. En première approximation, pression, densité et température sont uniformes sur une surface magnétique. Suivant le profil de pression on définit le ***mode de confinement*** (cf fig.1.10) du plasma de Tokamak. Deux modes de confinement peuvent être observés dans un Tokamak, le mode dit L (low) et le mode H (high).

Le mode H présente un temps de confinement typiquement deux fois plus élevé que le mode L. Le mode H a été observé pour la première fois dans le Tokamak ASDEX (en Allemagne) et est caractérisé par une augmentation du gradient de pression au bord du plasma comme illustré par la figure 1.10.

La présence de ce gradient de pression, appelé aussi « piédestal », traduit l'existence d'une barrière de transport externe nommé ETB (External Transport Barrier) produisant de nouvelles instabilités magnétohydrodynamiques (MHD) telles que

- les ELMs (Edge Localized Modes), localisés au bord du plasma, correspondent à l'expulsion d'énergie et de particules du bord du plasma vers le mur dans un temps très court ($\sim$ ms), entraînant des charges thermiques transitoires élevées (GW/m^2)
- les dents de scie, localisé au centre du plasma, correspondant à des effondrements périodiques et brusques de la pression plasma, suivis de phases de reconstitution des profils de température et de densité.
- des modes de déchirement néoclassiques nommés NTMs (Neoclassical Tearing Modes)

Des barrières de transport peuvent également se former à l'intérieur du plasma, dans ce cas on parle d'ITB (Internal Transport Barrier) comme montré sur la figure 1.10, mais nous n'étudierons pas cet aspect dans cette thèse.

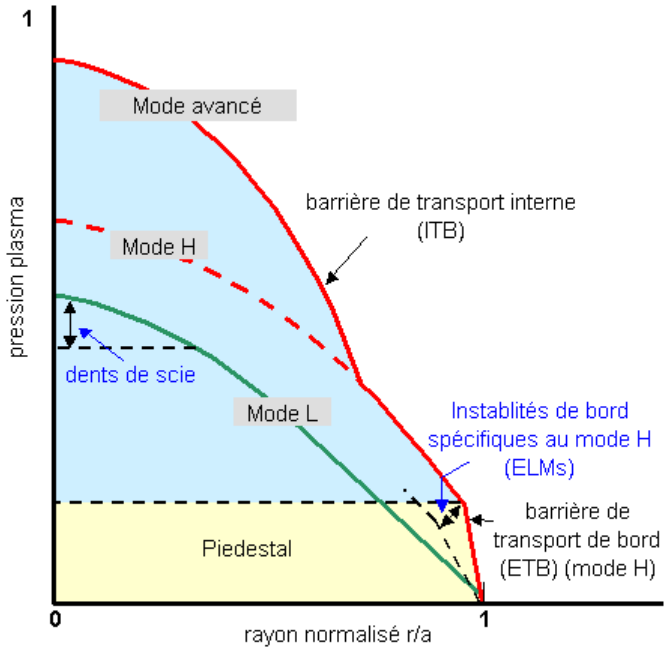


FIGURE 1.10: Profils de pression associés aux différents mode de confinement [6]

1.2.1.2 Mouvement des particules chargées

Nous présentons ici les caractéristiques principales des trajectoires des particules chargées dans une configuration magnétique tokamak. Ces trajectoires sous-tendent la fonction de distribution en vitesse et en espace des particules constituant le plasma, et influent ainsi à la fois sur l'absorption et la propagation des ondes servant à chauffer le plasma.

Dans un champ magnétique uniforme et statique sans champ électrique (i.e $\vec{B} = cst$, $\vec{E} = 0$), l'équation du mouvement d'une particule chargée se réduit à la force de Laplace :

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q\left(\vec{v} \wedge \vec{B}\right) \tag{1.1}$$

La vitesse de la particule peut être décomposée suivant la direction du champ magnétique avec une composante parallèle au champ $\vec{v_{\parallel}} = \left(\vec{v} \cdot \vec{b}\right)\vec{b}$ et une composante perpendiculaire $\vec{v_{\perp}} = \vec{b} \wedge \left(\vec{v} \wedge \vec{b}\right)$. En résolvant l'équation 1.1 on trouve [15] :

$$\frac{d\vec{v_{\perp}}}{dt} = \frac{qB}{m}\vec{v_{\perp}} \wedge \vec{b} \quad \frac{d\vec{v_{\parallel}}}{dt} = 0 \tag{1.2}$$

Donc le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme et statique est composé d'une translation le long de la ligne de champ et d'une rotation uniforme autour de la ligne de champ comme illustré par la figure 1.11.

La rotation autour de la ligne de champ est appelée ***mouvement de Larmor*** avec une *fréquence cyclotronique* ω_c et un rayon dit *rayon de Larmor* ρ_L définis comme :

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad \rho_L = \left|\frac{v_{\perp}}{\omega_c}\right| \tag{1.3}$$

Le centre de cette rotation est appelé centre guide de la particule.

Dans le cadre de l'analyse du mouvement des particules, le moment magnétique orbital d'une particule $\vec{\mu} = -\mu\vec{b}$ est un invariant du mouvement [16] :

$$\mu \equiv \frac{|q\omega_c|\,\rho_L^2}{2} = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \tag{1.4}$$

Cependant dans un Tokamak le champ magnétique n'est ni uniforme ni statique et un champ électrique est présent [17]. Ces différences induisent des dérives à ajouter à la vitesse de la particule comme illustré par la figure 1.11. Les principales étant la vitesse de dérive $\vec{E} \wedge \vec{B}$: $\vec{v}_{E\wedge B}$, la vitesse de dérive due au gradient du champ

magnétique : $\vec{v}_{\nabla B}$ et la vitesse de courbure du champ magnétique : $\vec{v}_R$ avec $\vec{R}_c$ le rayon de courbure du champ magnétique

$$\vec{v}_{E\wedge B} = \frac{\vec{E}\wedge\vec{B}}{B^2} \quad \vec{v}_{\nabla B} = \frac{mv_\perp^2}{2qB}\frac{\vec{B}\wedge\nabla\vec{B}}{B^2} \quad \vec{v}_R = \frac{mv_\parallel^2}{qB}\frac{\vec{R}_c\wedge\vec{B}}{R_c^2 B} \tag{1.5}$$

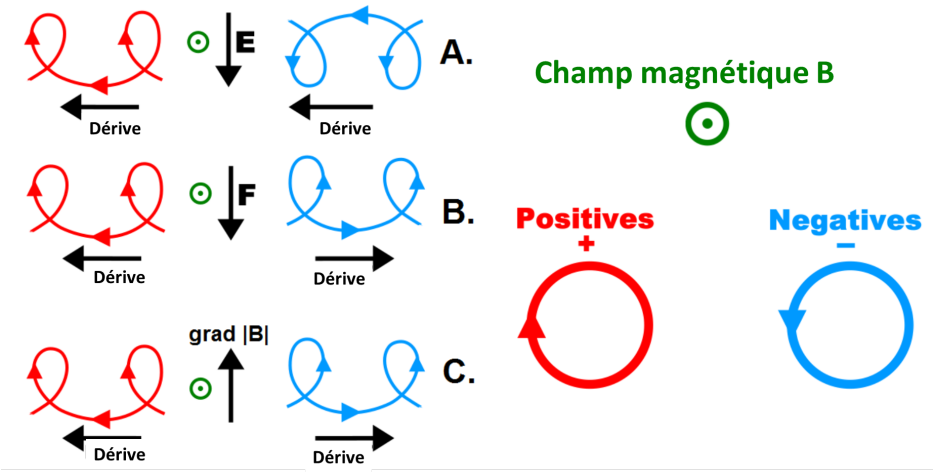


FIGURE 1.11: Illustration des vitesses de dérive électromagnétique pour les ions (en rouge) et électrons (en bleu). La configuration A illustre la vitesse de dérive $\vec{E}\wedge\vec{B}$, la configuration B illustre une vitesse de dérive due à une force $\vec{F}$ et la configuration C illustre la vitesse de dérive due au gradient du champ magnétique.

La résolution du système d'équations de la trajectoire du centre guide [18] conduit à distinguer deux classes de trajectoires représentées par la figure 1.12 :

- les trajectoires circulantes où l'énergie cinétique le long des lignes de champs domine l'énergie cinétique cyclotronique : $v_\parallel^2 \gg v_\perp^2$
- les trajectoires piégées correspondant à l'ordering inverse : $v_\parallel^2 \ll v_\perp^2$

Orbites Circulantes : Les orbites des particules passantes sont des hélices dont les projections poloïdales sont des cercles excentré dont le décentrement δ_c vaut

$$\delta_c \approx -\frac{qv_\parallel}{\omega_c} \tag{1.6}$$

Les orbites circulantes sont décentrés des surfaces magnétiques de quelques rayons de Larmor dont la direction du décentrement est résumée dans le tableau 1.2.

Côté du décentrement	Particules co-passantes $(v_\parallel > 0)$	Particules contre-passantes $(v_\parallel < 0)$
Fort champ	ions	électrons
Faible champ	électrons	ions

TABLE 1.2: Côté du décentrement des orbites circulantes suivant le type de particules

Orbites Bananes : La trajectoire des orbites piégées est régie par l'équation du pendule non-linéaire. Ces particules présentes dans la zone de fort champ oscillent entre deux valeurs extrêmes de θ $(\pm\theta_0)$. Partant de l'angle $\theta = 0$, côté faible champ, le gradient de champ convertit la vitesse parallèle en vitesse cyclotronique. Cette conversion s'achève au point $\theta = \theta_0$ et la particule repart vers la zone de champ faible où la conversion s'inverse du mouvement cyclotronique vers le mouvement parallèle. Leurs trajectoires ressemblent alors à des bananes dont la largeur vaut :

$$\delta_b \approx 2q\rho_L\sqrt{\frac{2R_0}{r}} \tag{1.7}$$

Dans le cadre de la modélisation des chauffages ioniques, le décentrement et la largeur banane, dépendant de l'énergie des particules, permettent d'évaluer les pertes de particules.

Par ailleurs ces grandeurs joue aussi un rôle important dans le cadre du transport néo-clasique qui classifie trois régimes différents Banane, Plateau et Pfirsch-Schlüter, suivant l'ordering de la fréquence de collision par rapport à la fréquence cyclotronique et au temps que met une particule pour effectuer son orbite [19]. Dans le régime Banane ce sont les orbites bananes qui dominent le transport radial dont le pas est de l'ordre de grandeur de 2 largeurs bananes. Les deux autres régimes correspondant à un régime de forte collisionnalité est impacté majoritairement par les orbites circulantes.

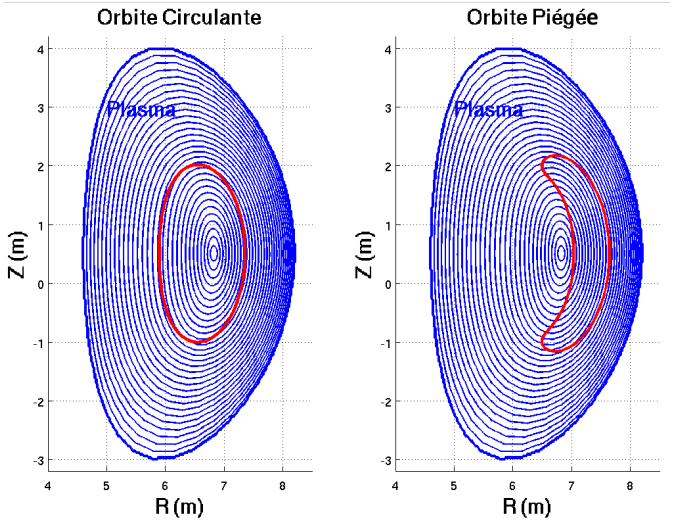


FIGURE 1.12: Projection dans une section poloïdale de la trajectoire des particules passantes (ou orbites circulantes) et des particules piégées (ou orbites banane) modélisée par SPOT.

1.2.1.3 Performance plasma

Pour établir le rendement d'un tokamak il faut tenir compte de la puissance produite par les réactions de fusion W_{fus} ainsi que la puissance des chauffages auxiliaires W_{aux}. Mais il faut aussi prendre en considération les pertes d'énergie par diffusion W_{diff} (due à la conductivité thermique finie du plasma) et les pertes radiatives P_b. La pratique veut que l'on définisse le facteur d'amplification Q d'une machine comme :

$$Q \equiv \frac{W_{fus}}{W_{aux}}$$

Définissons ensuite le temps de confinement de l'énergie au sein du plasma τ_E comme le rapport de l'énergie thermique sur la somme des pertes radiatives et conductives :

$$\tau_E \equiv \frac{3nk_BTV}{W_{dif} + P_bV} \tag{1.8}$$

En régime stationnaire les gains doivent compenser les pertes et cette identité définit le critère de Lawson :

$$n\tau_E\left(T\right) = \frac{60k_BT}{\langle\sigma v\rangle Q_{DT}\left(1+\frac{5}{Q}\right)} \tag{1.9}$$

Le critère de Lawson indique que les éléments clés pour réaliser la fusion sont la densité, la température et le temps de confinement. Prenons le cas où la production d'énergie du plasma est égale à l'apport des systèmes de chauffages soit $Q = 1$. La température de fonctionnement du tokamak ITER a été déterminer à $10keV$ pour une densité de $10^{20}m^{-3}$, on obtient alors une temps de confinement de l'ordre de 2-3s.

La limite $Q = \infty$ définit le régime de l'ignition car la combustion s'auto-entretient. Entre ces limites $1 < Q < \infty$ le réacteur fonctionne en amplificateur d'énergie de gain Q.

1.2.2 Chauffage

Il est nécessaire de chauffer le plasma afin de le porter à la température requise pour démarrer les réactions de fusion. Par la suite, dans un réacteur, les particules alpha rapides émises par la réaction de fusion vont entretenir

cette température, partiellement ou totalement en fonction de leur taux et de la qualité du confinement. Toutefois, dans les tokamaks actuels, comme le JET, le chauffage du plasma est pratiquement en totalité réalisé par des chauffages additionnels qui sont décrits ci-dessous et non par les particules issues de la réaction de fusion même dans le cas des plasma D-T.

Le chauffage ohmique : Nous avons précédemment la nécessité du courant toroïdal pour confiner le plasma, mais ce courant est aussi une source de chauffage dû à la résistivité du plasma par les collisions électrons-ions [20]. La densité de chauffage ohmique est proportionnelle à la résistivité du plasma (η_R) et à la densité de courant (j). A faible température ce chauffage est très efficace mais le fait que la résistance du plasma dépende de la température comme $T_e^{-3/2}$ rend ce chauffage inefficace au température nécessaire à la fusion. Généralement ce chauffage est utilisé pour initier le plasma dans le Tokamak et par la suite pour augmenter la température du plasma on utilise les systèmes de chauffage décris ci-après.

Le chauffage par injection de neutre : Appelé chauffage NBI (Neutral Beam Injection) il consiste à déposer de l'énergie dans le plasma par collisions en injectant des particules neutres initialement énergétiques dans le plasma [21]. Le confinement magnétique du plasma ne permet pas d'injecter des particules chargées dans le plasma ce qui n'est pas le cas pour des particules neutres. Deux techniques sont possibles pour produire ces neutres : (i) par échange de charge sur des ions positifs $\left(D^+ + e \rightarrow D^0\right)$ ou (ii) détachement sur des ions négatifs $\left(D^- \rightarrow D^0 + e\right)$. La première solution est la moins efficace car la production de neutre diminue drastiquement en fonction de l'énergie du faisceau. Ainsi avec la seconde technique l'énergie du faisceau peut passer de 100keV à quelques MeV. Les particules neutralisées peuvent alors être injectées dans le plasma et vont à nouveau se ioniser par différents processus physiques comme nous le verrons dans la section 2.1 permettant ainsi de chauffer le plasma à travers le transfert d'énergie collisionnel, ou générer un courant toroïdal par transfert d'impulsion sur les ions et électrons du plasma. Suivant la configuration d'injection la puissance apportée par ce chauffage n'est pas finement localisée puisque le dépôt de puissance dépend de l'ionisation des neutres via principalement des collisions entre les neutres et les espèces du plasma durant le parcours du neutre dans le plasma.

Le chauffage α : Les particules α produites par la réaction D-T sont des ions rapides de 3.5 MeV. Ces particules énergétique chauffe alors elles-mêmes le plasma via le processus de ralentissement collisionnel. Avec le critère de Lawson (eq.1.9) nous avons vu le régime de l'ignition lorsque $Q = \infty$. Ce régime correspond au cas où seul le chauffage α est suffisant pour produire les réactions de fusion D-T.

Le chauffage par ondes électromagnétiques : Ce chauffage consiste à envoyer une onde dans le plasma qui va se coupler avec celui-ci. Un mode de couplage possible est le couplage à des harmoniques de la pulsation cyclotronique des ions ou des électrons. La pulsation de l'onde doit correspondre à une fois (ou un nombre de fois entier n) la pulsation cyclotronique des ions ou électrons (cf eq.1.3). Cette correspondance de pulsation entre une population du plasma et l'onde permet de transmettre efficacement l'énergie de l'onde à la population et ainsi de chauffer le plasma. Lorsque la pulsation de l'onde ω équivaut à une fois la pulsation cyclotronique ($\omega = \omega_c$), on parle alors d'une absorption au fondamental et quand la pulsation de l'onde équivaut à n (avec n entier) fois la pulsation cyclotronique($\omega = n\omega_c$), on parle alors d'une absorption au n$^{\text{ième}}$ harmonique (cf fig.1.13).

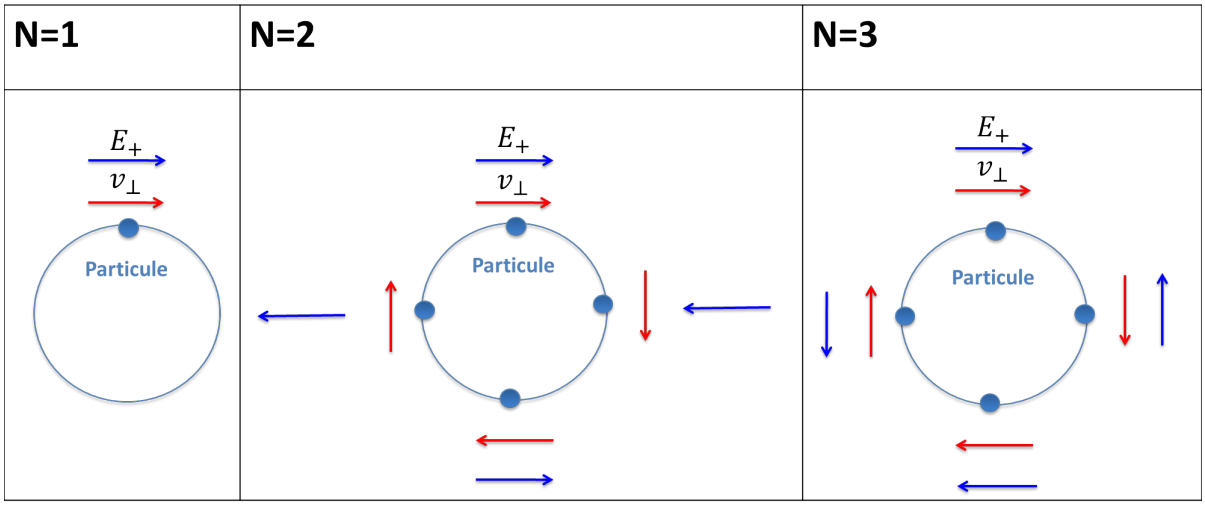


FIGURE 1.13: Schéma de la polarisation de l'onde avec la pulsation cyclotronique en fonction de l'harmonique

Les ions et les électrons ont une pulsation cyclotronique très différente en raison de leur rapport de masse. Le tableau 1.3 donne les fréquences typiques utilisées dans les tokamaks pour chauffer ces différentes populations.

Lorsque les ions sont la population ciblée par le chauffage, on parle de chauffage ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating). Correspondant à la gamme des radio fréquences (entre 30 et 150 MHz), la pulsation de cette onde s'accorde à la pulsation cyclotronique ionique. Cependant via des modes de conversion de l'onde ce chauffage peut aussi cibler les électrons mais ce n'est pas son premier principe. De par la diversité des ions présents dans le plasma, ce type de chauffage permet d'avoir un large panel de possibilités de chauffage plus ou moins efficaces comme je le détaillerai dans le chapitre 2. De plus augmentant l'énergie des ions ciblés ce chauffage permet aussi d'augmenter le taux des réactions de fusion.

Quand les électrons sont la population ciblée par le chauffage, on parle de chauffage ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating). Correspondant à la gamme des micro-ondes (entre 100 et 250 GHz), la pulsation de l'onde s'accorde avec la pulsation cyclotronique électronique. L'intérêt de ce chauffage est sa fine localisation puisque la condition de résonance dépend directement du champ magnétique au travers de la fréquence cyclotronique électronique et que le rayon de Larmor de l'électron est très petit devant la taille du Tokamak. Cependant du point de vue de la production des réactions de fusion, il faut attendre la thermalisation du plasma pour que ce chauffage ait une incidence sur ces réactions.

Une gamme de fréquence intermédiaire définie entre 1 et 5 GHz, proche de la fréquence hybride basse du plasma, a été identifiée pour chauffer les électrons ou ions rapides, la particularité de ce chauffage à écarter la distribution de la population cible de l'équilibre en créant une queue à haute énergie dans la distribution fait de ce type de chauffage une méthode efficace de génération de courant dans le plasma, on parle alors de LHCD (Lower Hybrid Current Drive).

	Fréquences	Populations ciblées
ICRH	30-150 [MHz]	Ions/électrons
LHCD	1-5 [GHz]	Électrons rapides / Ions rapides
ECRH	100-250 [GHz]	Électrons

TABLE 1.3: Résumé des caractéristiques des différents chauffages par onde électromagnétique [22]

1.3 Transport / Turbulence / Instabilités

Les forts gradients de pression dans les plasmas de tokamaks sont à l'origine d'un transport d'énergie et de particules qui peut être du à trois mécanismes principaux : collisions, turbulence et activité magnétohydrodynamique [23, 24, 25]. Ceci constitue un champ d'investigation intense, mais ne sera pas traité dans le cadre de cette thèse. Nous nous concentrerons sur l'étude des mécanismes de chauffage via les ions rapides et la synergie NBI / ICRH, en supposant un état de plasma thermique donné, et sans chercher à modéliser l'impact de ce chauffage sur le plasma.

1.4 Thématique de la thèse

Dans les sections précédentes nous avons vu l'importance de la puissance de chauffage pour produire des réactions de fusion qui est l'objectif même des réacteurs de fusion afin d'accéder à une source d'énergie propre et durable.

Les chauffages ioniques vu précédemment (NBI et ICRH) produisent des ions rapides dans les plasmas de Tokamak. Ma thèse va se concentrer sur la modélisation de ces chauffages ioniques pour étudier leurs impacts sur la production et la dynamique des ions rapides. La modélisation est un puissant outil pour étudier l'impact de ces chauffages ioniques sur la production et la dynamique des ions rapides. Plusieurs codes ont été développés dans ce but (cf tab.1.4) comme le code PION qui est un code empirique permettant de modéliser le chauffage ICRH dans les Tokamak, le code SELFO permettant aussi de modéliser le chauffage ICRH dans les Tokamak. Cependant la plupart de ces codes possèdent des approximations, par exemple PION possède des modèles simplifiés pour la description de l'onde ICRF et la distribution ionique et SELFO une géométrie simplifiée dans le traitement de l'équation de Fokker-Planck pour décrire la résonance ionique.

Cependant aucun de ces codes ne tient compte de la rétroaction de la distribution ionique sur la propagation de l'onde ICRF. De plus dans certaines expériences actuelles on utilise la synergie des chauffages NBI et ICRH pour augmenter la puissance de chauffage ionique et qui consiste à produire initialement des ions rapides avec le chauffage NBI pour ensuite accélérer ces ions rapides par le chauffage ICRH. Cette synergie produit alors une distribution ionique hors équilibre (la distribution ne peut plus être considérée comme maxwellienne) avec une importante queue d'ions rapides qui peut modifier la propagation de l'onde ICRF. Mon travail a donc consisté à la progression de la modélisation des chauffages ioniques, en particulier la modélisation de la synergie des chauffages NBI et ICRH, en créant un workflow combinant plusieurs codes pour tenir compte de la rétroaction de la distribution ionique hors équilibre sur la propagation du champ de l'onde ICRF. Afin de pouvoir comparer les résultats de modélisation à l'expérience, je vais utiliser une décharge plasma de JET, qui a été construit pour produire des plasmas hautes performances avec ces chauffages ioniques, comme données d'entré à mes simulations.

Tout d'abord, dans le chapitre 2, je vais détailler les processus physiques des systèmes de chauffages NBI et ICRH et ceux intervenant dans la dynamique des ions.

Le chapitre 3 sera consacré à l'explication des méthodes numériques permettant de modéliser les processus physiques décrit dans le chapitre précédent, mettant ainsi en évidence les avantages des codes choisis.

Pour finir le chapitre 4 présentera les résultats des modélisations de la décharge plasma de JET.

Packages	Fokker-Planck	Limites
PION [26]	Éléments finis (1D)	Modèle empirique
SELFO [27]	Orbites moyennées (3D)	Pas de conversion de mode ni d'upshift parallèle
TORIC/SSFPQL [28]	Orbites moyennées (1D)	Pas d'effet d'orbite
SCENIC [29]	Suivi d'orbites (3D)	Pas de conversion de mode ni d'effet FLR
EVE/AQL [30]	Différences finies (1D)	Pas d'effet d'orbite

TABLE 1.4: Résumé des codes existant pour modéliser le chauffage ICRH avec la description du Fokker-Planck utilisé et leurs limites

Chapitre 2

Chauffages ioniques des plasmas de Tokamak

Afin de comprendre les mécanismes et les théories physiques des chauffages ioniques utilisés dans les plasmas de Tokamak, ce chapitre sera réservé à l'explication théorique des chauffages NBI et ICRH. Ainsi ce chapitre résume les équations physiques principales à modéliser.

2.1 Chauffage NBI

Une méthode pour augmenter la température du plasma afin produire des réactions de fusion ($D + T \rightarrow \mathrm{He} + n$) consiste à injecter un faisceau de particules neutres appelé, en anglais, NBI (Neutral Beam Injection) [31].

2.1.1 Production des neutres

Dans un premier temps il faut produire un faisceau de particules neutres. Pour cela une suite de processus mis en ligne, comme représentée par la figure 2.1, est nécessaire.

- La source du faisceau est un plasma (ici de deutérium) produit par une différence de potentiel électrostatique
- Des grilles électrostatiques permettent ensuite d'accélérer les ions de la source [32]
- Suite à l'accélération les ions passent dans un neutraliseur à gaz (ici du deutérium) qui vont se neutraliser par collision.
- Après la neutralisation des ions résiduels peuvent rester dans le faisceau de neutre. Ces ions résiduels sont retirer du faisceau de neutre en passant dans un déflecteur.

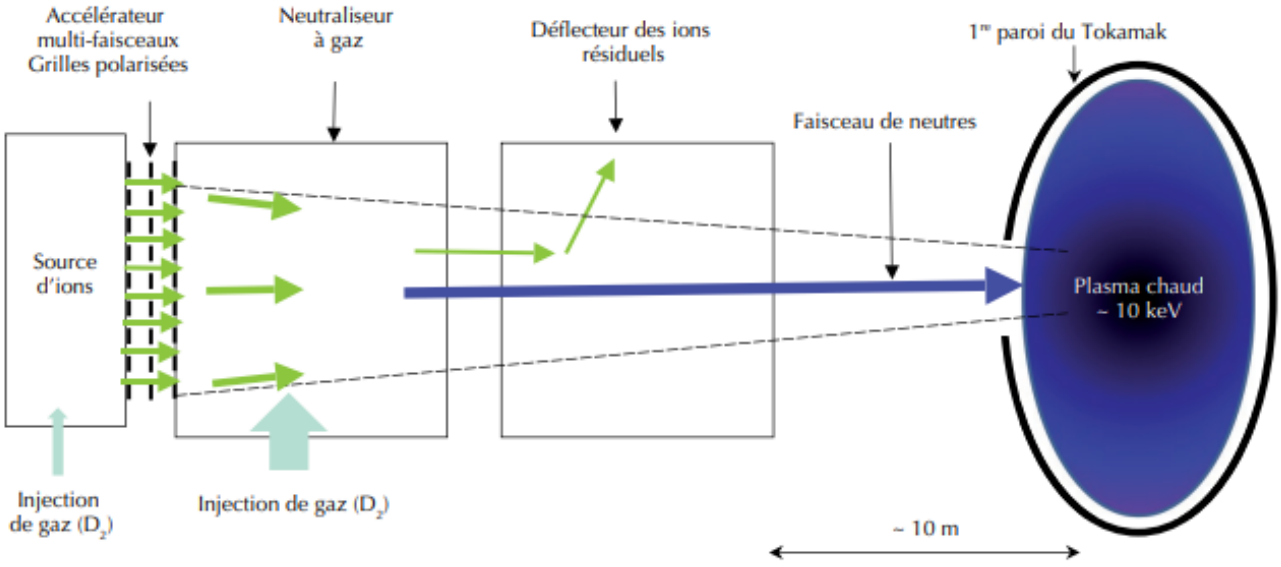


FIGURE 2.1: Principe d'une ligne d'injection de neutres. [7]

Suivant le type d'ions (positifs ou négatifs) utilisés comme source le taux de neutralisation est différent et dépend de l'énergie de l'ion source.

La figure 2.2 présente le taux de neutralisation des ions D^+ et D^- en fonction de leur énergie et l'on constate qu'au-delà d'une énergie de 200keV l'utilisation des ions positifs n'est plus efficace puisque moins de 20% des ions seront neutralisés. Si les ions sont positifs on parle de ligne P-NBI et si ils sont négatifs on parle de ligne N-NBI. A ce jour, les injecteurs utilisés pour le chauffage des plasmas de Tokamak sont des lignes P-NBI qui sont suffisantes au vu de la taille des Tokamaks est plus simple au niveau technologique. En revanche ce ne sera pas le cas pour ITER qui prévoit d'utiliser une ligne N-NBI. En effet, pour ITER, l'augmentation du volume plasma d'un facteur de 8,4 par rapport au tokamak JET implique d'accroître à la fois l'énergie et la puissance des faisceaux de neutre prévoyant l'utilisation de deux faisceaux de 17 MW de D à 1 MeV.

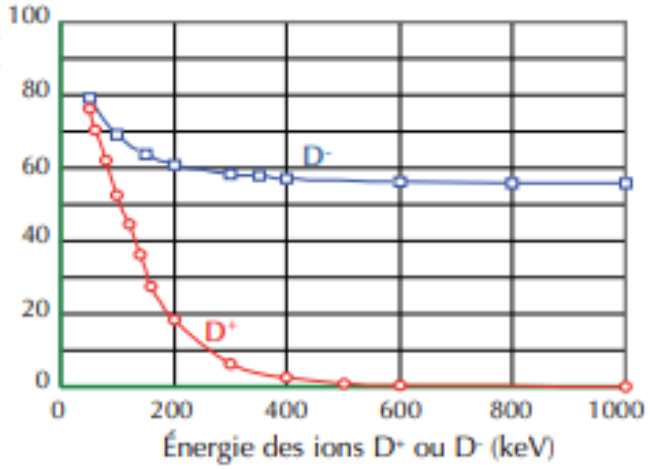


FIGURE 2.2: Taux de neutralisation des ions D^+ et D^- en fonction de leur énergie. [7]

La ligne P-NBI : Ces lignes utilisent comme source des ions positifs $(H^+, D^+, \cdots)$ et produisent des neutres ayant une énergie qui peut aller jusqu'à 200keV. La source créée par un potentiel négatif produit des ions moléculaires $\left(D_2^+, D_3^+, \cdots\right)$qui sont accélérés avec la même énergie E_0. Ainsi les ions rapides fournis au plasma avec ce faisceau de neutre auront trois niveaux d'énergie, les ions D^+auront une énergie E_0, les ions D_2^+ auront une énergie de $E_0/2$ et les ions D_3^+ auront une énergie de $E_0/3$ [33]. Chaque injecteur donne la fraction d'ion moléculaire présent dans le faisceau permettant ainsi de calculer l'énergie déposée dans le plasma.

La ligne N-NBI : Ces lignes utilisent des ions négatif comme source (D^-) et peuvent fournir des neutres à très haute énergie (entre 0.5 et 1 MeV) [34]. Les électrons capturés par les atomes ont une faible énergie de liaison de 0.75 eV, ils sont donc très faciles à perdre lors d'un processus de neutralisation augmentant ainsi l'efficacité du taux de neutralisation à haute énergie comme montré par la figure 2.2. Cependant ces ions négatifs sont difficiles à produire et pour augmenter leur taux de production, on incorpore du césium dans la source qui a un très faible potentiel d'ionisation, libérant ainsi facilement des électrons. Ces lignes sont encore en cours de développement pour s'affranchir de diverses difficultés, comme la production de sources d'ions négatifs sur une longue durée, augmenter la focalisation du faisceau ...

2.1.2 Injection de neutres

On distingue, en fonction de l'angle d'injection par rapport à la direction du courant plasma, les trois cas suivants (cf fig.2.3) :

— *co-tangentiel* : le faisceau est injecté parallèlement au courant toroïdal du plasma dans le même sens
— *contre-tangentiel* : le faisceau est injecté parallèlement au courant toroïdal du plasma dans le sens inverse
— *perpendiculaire* : le faisceau est injecté perpendiculairement au courant toroïdal du plasma

Ces différentes géométries induisent un courant et une rotation du plasma caractéristiques pour chaque géométrie, mais n'induisent pas de différence dans le chauffage du plasma.

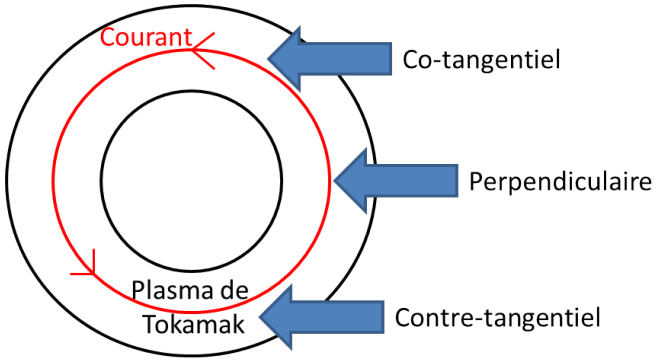


FIGURE 2.3: Schéma des différentes géométries d'injection du chauffage NBI, vues du dessus

Suite à cette injection, le faisceau de neutres va se ioniser par différents processus atomiques lors de collisions avec les particules chargées du plasma (cf section 2.1.3), créant ainsi des ions rapides dans le plasma. Afin de créer un effet de chauffage et d'assurer une pénétration suffisante du faisceau dans le plasma, l'énergie de ce faisceau est beaucoup plus élevée que l'énergie des électrons et ions du plasma, typiquement entre $40keV$ et $1MeV$. Les ions rapides ainsi créés vont alors être piégés par le champ magnétique en suivant les mêmes types d'orbites que les ions thermiques du plasma à savoir piégés et passantes (cf section 1.2.1.2).

Les ions rapides créés par NBI étant beaucoup plus énergétiques que les ions et électrons thermiques du plasma, un transfert d'énergie entre ces ions rapides et les ions et électrons du plasma va alors avoir lieu au travers des processus de collisions Coulombiennes classiques que nous détaillerons dans la section 2.3.2.

2.1.3 Ionisation des neutres

Considérons un neutre de deutérium ayant un électron sur sa première couche électronique $D_b^0(1s)$. Les processus atomiques dominants durant l'ionisation des neutres de D dans un plasma de tokamak sont les suivants [35] :

- l'échange de charge $D_b^0 + D^+ \rightarrow D_b^+ + D^0$: le neutre va échanger son électron avec un ion (ou une impureté) thermique du plasma
- l'ionisation par collision ionique $D_b^0 + D^+ \rightarrow D_b^+ + D^+ + e$ avec les ions ou les impuretés du plasma
- L'ionisation par collision électronique $D_b^0 + e \rightarrow D_b^+ + 2e$

Intéressons nous à présent aux calculs permettant de déterminer le nombre de neutres ionisés et la localisation de ces nouveaux ions rapides.

Le taux de particules déposées en un point (s, θ, φ), soit le taux d'ions rapides produit par l'injection de neutres, est défini comme :

$$d\dot{N}(s,\theta,\varphi) = C_j \dot{N}_{inj} \bar{I}_j(s,\theta,\varphi) \exp\left(-\int_0^s \frac{ds}{\lambda}\right) \frac{ds}{\lambda} \tag{2.1}$$

où C_j est la fraction de particules pour la composante énergétique j, $\dot{N}_{inj}$ le taux de particules injectées totales, $\bar{I}_j(s,\theta,\varphi)$ est la distribution de l'intensité locale normalisée du faisceau de neutres [36], s est la longueur parcourue par les particules et λ est le libre parcours moyen.

Pour évaluer le libre parcours moyen, il faut tenir compte des trois processus décris précédemment :

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_{beam}} n_e + \frac{\langle (\sigma_{cx} + \sigma_{ion}) v_{rel} \rangle}{v_{beam}} n_i + \sum_j \sigma_j n_j$$

où σ_e et σ_{ion} sont les sections efficaces d'interaction avec les électrons et les ions, σ_{cx} est la section efficace d'échange de charge (cf fig.2.4), $\langle \cdots \rangle$ désigne la moyenne sur l'espace des vitesses des particules (cf eq.2.38), v_{beam} est la vitesse du faisceau, v_e est la vitesse des électrons, v_{rel} est la vitesse moyenne thermique définie comme $v_{rel} = v_e - v_{beam}$, n_e et n_i sont les densités électronique et ionique, n_j et σ_j sont la densité et la section efficace d'interaction pour chaque impureté j.

Le profil du dépôt de puissance NBI est déduit du calcul du nombre de particules déposées à chaque point le long de la trajectoire du faisceau dans le plasma (eq.2.1). Le profil de dépôt est obtenu en divisant la somme des éléments locaux d'atténuation $d\dot{N}$ à une coordonnée de flux toroïdal donnée par le volume local, soit le volume entre deux surfaces de flux magnétique dans une grille radiale voisine de la coordonnée locale du flux toroïdal. Cette

grille est définie de sorte à couvrir l'ensemble du plasma en vue poloïdale, avec une discrétisation suffisante pour résoudre les échelles spatiales caractéristiques du profil d'ionisation.

Suite à cette déposition l'évolution de la distribution est décrite dans la section 2.3.

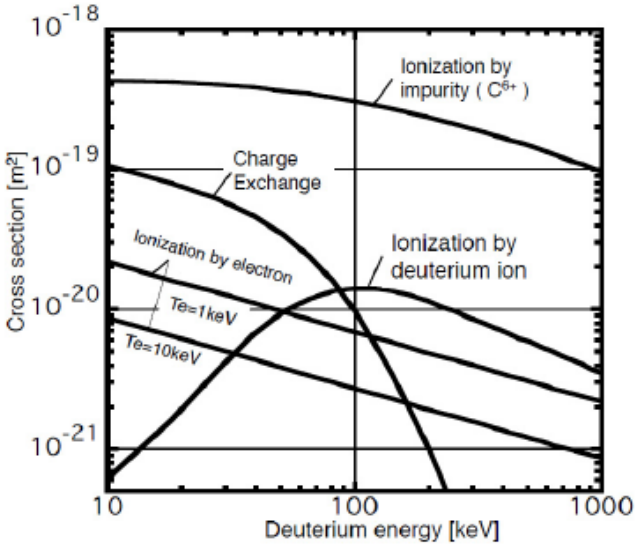


FIGURE 2.4: Dépendance des différentes sections efficaces en fonction de l'énergie du faisceau [8]

2.2 Chauffage ICRH

On distingue trois étapes dans le processus de chauffage (cf fig.2.5) :

— L'onde issue de l'antenne va se propager dans le plasma (cf sec.2.2.1)

— Dans le cas d'un scénario de chauffage idéal, lors de la propagation de l'onde, celle-ci sera absorbée par une espèce ionique du plasma (ou par les électrons) appelée espèce résonnante (cf sec.2.2.2.1 et 2.3.3)

— Suite à cette absorption des ions rapides sont créés et vont se ralentir via des processus collisionnels sur les espèces ioniques et électronique thermiques du plasma augmentant ainsi la température du plasma (cf sec.2.3.2)

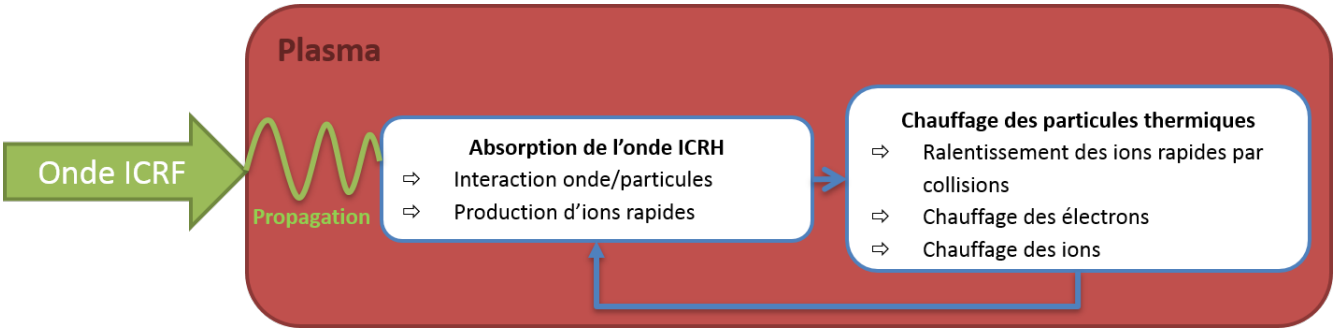


FIGURE 2.5: Schéma conceptuel du chauffage plasma par l'onde ICRF

2.2.1 Propagation d'onde dans un plasma

2.2.1.1 Équation d'onde

Le plasma étant un milieu constitué de charges ioniques et électroniques, il aura donc une réponse à une excitation soit

— en terme de conductivité $\sigma \Rightarrow$ l'excitation induit une réponse en terme de courant $\vec{J}$ dépendant de la conductivité σ et de l'excitation électrique $\vec{E}$

— soit en terme de permittivité $\varepsilon \Rightarrow$ l'excitation induit une réponse en terme de déplacement des charges électrique $\vec{\mathcal{D}}$ dépendant de la permittivité ε et de l'excitation électrique $\vec{E}$

Il faut alors déterminer la dépendance des ces deux types de réponses en prenant en compte les propriétés du milieu du plasma qui sont [37] :

- l'anisotropie : le plasma de fusion est anisotrope due à la présence du champ magnétique confinant les particules. La réponse du plasma à l'excitation ne sera pas la même suivant la direction considérée.
- la dispersion temporelle : la réponse du plasma au temps t dépend de l'excitation au temps t' due à l'inertie des ions qui auront un retard à l'excitation de l'onde.
- la dispersion spatiale : en raison de la température finie les particules sont déjà en déplacement avant même l'excitation de l'onde.

Sous l'hypothèse que la réponse du plasma soit *linéaire* on écrit la forme générale de $\vec{J}$ et de $\vec{\mathcal{D}}$:

$$\vec{J}(\vec{r},t) = \int dt' \int d^3r' \overline{\overline{\sigma}}(\vec{r},\vec{r}',t,t') \cdot \vec{E}(\vec{r}',t')$$

$$\vec{\mathcal{D}}(\vec{r},t) = \int dt' \int d^3r' \overline{\overline{\varepsilon}}(\vec{r},\vec{r}',t,t') \cdot \vec{E}(\vec{r}',t')$$

Une hypothèse supplémentaire est nécessaire pour simplifier la description de la réponse plasma. C'est l'hypothèse d'*homogénéité* et de *stationnarité* du plasma c'est à dire qu'il est invariant dans le temps et dans l'espace. Cette hypothèse est recevable si la longueur d'onde locale et la fréquence instantannée apparaissent respectivement plus petite que les longeurs de gradients du plasma et plus grande que les pulsations caractéristiques du plasma. On peut ainsi aisément passer à une analyse de Fourier et écrire :

$$\vec{J}\left(\vec{k},\omega\right) = \overline{\overline{\sigma}}\left(\vec{k},\omega\right) \cdot \vec{E}\left(\vec{k},\omega\right)$$

$$\vec{\mathcal{D}}\left(\vec{k},\omega\right) = \overline{\overline{\varepsilon}}\left(\vec{k},\omega\right) \cdot \vec{E}\left(\vec{k},\omega\right)$$

Pour déterminer l'équation d'onde nous partons des équations de Maxwell dans un milieu :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \partial_t \vec{H} \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon_0 \partial_t \vec{E} + \vec{J}$$

En combinant ces deux équations et en passant dans l'espace de Fourier où on a $\vec{\nabla}\times \to i\vec{k}$ et $\partial_t \to -i\omega$, on en déduit ***l'équation d'onde*** suivante [38] :

$$\overline{\overline{D}} \cdot \vec{E} = \left[\vec{N}\vec{N} - N^2 \overline{\overline{I}} + \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{\epsilon}}\right] \cdot \vec{E} = 0 \tag{2.2}$$

où $\vec{N} = \dfrac{c\vec{k}}{\omega}$: indice de l'onde, $\overline{\overline{D}}$: Tenseur dispersif, $\overline{\overline{\epsilon}}$: tenseur diélectrique, $\overline{\overline{I}}$: tenseur unitaire

Les solutions à l'équation d'onde (eq2.2) sont données par :

$$\det\left(\overline{\overline{D}}\right) = \det\left(\vec{N}\vec{N} - N^2 \overline{\overline{I}} + \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{\epsilon}}\right) = 0 \tag{2.3}$$

qui représente la ***relation de dispersion*** de l'onde.

2.2.1.2 Relation de dispersion dans un plasma froid

Coupure, résonance : Afin de bien comprendre dans quels cas l'onde sera absorbée, réfléchie ou autre, nous devons définir les termes de coupure et de résonance [39].

- Quand $N = 0$ on a une *coupure* : au niveau de cette coupure l'onde ne se propage plus elle passe une partie dans une zone évanescente et une autre partie est réfléchie.
- Quand $N \to \infty$ on a une *résonance* : on doit ajouter des corrections thermiques et cinétiques pour régulariser le comportement singulier, le vecteur d'onde k et l'indice N ont alors une partie imaginaire qui décrit l'absorption irréversible de l'énergie de l'onde par le plasma.

Remarque : Dans la cas d'un plasma chaud il existe un troisième phénomène *la conversion de mode* qui est un phénomène plus complexe que les définitions précédentes [40]. On peut avoir une conversion de mode à l'approche d'une résonance qui résulte de l'existence d'une infinité de modes lorsque les termes cinétiques sont pris en compte dans le tenseur diélectrique. On peut aussi avoir une conversion de mode entre une résonance et une coupure. La partie thermique du tenseur diélectrique ne régularise pas la singularité entre la résonance et la coupure et qui révèle l'existence d'un phénomène de non réciprocité entre la propagation de la droite vers la gauche et la propagation de la gauche vers la droite de l'onde. Cela constitue le problème dit de Budden [22].

Approximation plasma froid Les solutions à l'équation (2.3) sont plus ou moins compliquées suivant les approximations considérées ou suivant les caractéristiques des ondes se propageant dans le plasma [41].

Afin de simplifier l'expression de l'équation de dispersion (2.3), nous allons considérer le plasma comme un *plasma froid*.

Cela nous permet de négliger les composantes thermiques et cinétiques du tenseur diélectrique $\overline{\overline{\epsilon}}$, i.e $\overline{\overline{\epsilon}}$ ne dépend que de la fréquence de l'onde et des fréquences caractéristiques du plasma $\overline{\overline{\epsilon}}(\omega, \omega_{ps}, \omega_{cs})$ et est indépendant de l'indice $\vec{N}$. Cette approximation nous permet donc d'exprimer les composantes du tenseur diélectrique donné par Stix [42] :

$$\overline{\overline{\epsilon}}^{\text{cold}} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

$$S = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} \quad D = \sum_s \frac{\omega}{\omega_{cs}} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} \quad P = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \tag{2.5}$$

où s représente les espèces ioniques et électroniques composant le plasma.

L'expression du tenseur diélectrique nous permet ainsi d'écrire la relation de dispersion eq(2.3) comme une équation bicarré en N [39] :

$$\det\left(\overline{\overline{D}}\right) \equiv AN^4 + BN^2 + C = 0 \tag{2.6}$$

avec les coefficients A, B, C indépendants de $\vec{k}$. L'équation (2.6) permet donc de mettre en évidence deux modes d'onde :

— soit des modes propagatifs : pour $N^2 > 0$

— soit des modes évanescents : pour $N^2 < 0$

La transition entre les deux régimes à lieu à une coupure ou à une résonance de l'onde.

Pour résumer, l'approximation plasma froid permet de simplifier l'expression du tenseur diélectrique (eq2.4) et la relation de dispersion (eq2.6). Avec cette approximation, on peut mettre en évidence les réponses du plasma face à une onde électromagnétique et par conséquent étudier la dépendance de la propagation de l'onde en fonction des fréquences caractéristiques du plasma.

Plasma de Tokamak Comme nous nous intéressons aux plasma de tokamak, il est possible de simplifier encore la relation de dispersion eq (2.6) en exprimant le vecteur d'indice $\vec{N}$ dans un repère lié au champ magnétique [39].

De manière général $\vec{N} = (N_x, N_y, N_z)$, il est avantageux de définir les composantes parallèle et perpendiculaire aux lignes de champ magnétique du plasma de cet indice.

$$N_\parallel = \vec{N} \cdot \vec{b} \quad N_\perp = \left| \vec{N} - \left(\vec{N} \cdot \vec{b}\right) \vec{b} \right|$$

La composante parallèle de l'indice de réfraction $N_\parallel$ varie peu lors de la propagation de l'onde dans le plasma due à l'invariance de la composante toroïdale de l'indice N_φ [43]. Il est donc pertinent de réécrire la relation de dispersion en fonction de l'indice $N_\perp$, celui-ci ayant d'importantes variations pendant la propagation et étant responsable des résonances et des coupures, pour identifier les possibilités de dépôt de puissance de l'onde au centre du plasma.

Considérons donc le champ magnétique suivant la direction z, $\vec{b} = \hat{e_z}$, on peut exprimer l'indice de l'onde comme :

$$\vec{N} = N_\perp \hat{e_x} + N_\parallel \hat{e_z}$$

Ces considérations permettent de réécrire l'équation (2.6) comme :

$$\det\left(\overline{\overline{D}}\right) \equiv AN_\perp^4 + BN_\perp^2 + C = 0 \tag{2.7}$$

avec les coefficients $A(N_\parallel, \omega, \omega_p, \omega_c)$, $B(N_\parallel, \omega, \omega_p, \omega_c)$, $C(N_\parallel, \omega, \omega_p, \omega_c)$ définis comme suit :

$$\begin{aligned} A &= S \\ B &= (S+P)\left(S - N_\parallel^2\right) - D^2 \\ C &= P\left(S - N_\parallel^2\right)^2 - PD^2 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Avec ces expressions on peut facilement mettre en évidence les conditions de coupure et de résonance de l'onde :

— Coupure $N_\perp = 0 \Rightarrow C = 0$
— Résonance $N_\perp \to \infty \Rightarrow A = 0$

Nous avons exprimé la relation de dispersion d'une onde (eq.2.7) adéquate à l'étude de la propagation d'onde dans un plasma de tokamak. L'étude de la propagation d'onde dépend des caractéristiques de l'onde incidente et des paramètres plasma considérés.

2.2.1.3 Processus d'absorption de l'onde

Nous avons vu précédemment qu'il fallait ajouter des corrections thermiques et cinétiques pour décrire l'absorption irréversible de l'énergie de l'onde. L'équivalent du tenseur diélectrique $\overline{\overline{\varepsilon}}$ dans un plasma chaud magnétisé est donné par

$$\overline{\overline{\varepsilon}}(\omega, k) = 1 + \sum_s \chi_s(\omega, k)$$

où $\chi_s(\omega, k)$ est le tenseur de susceptibilité des espèces s [44]

$$\chi_s(\omega, k) = \frac{\omega_{ps}^2}{2\omega\omega_{cs}} \int_0^\infty v_\perp dv_\perp \int_0^\infty dv_\parallel \left(\frac{\omega_{cs}}{\omega - n\omega_{cs} - k_\parallel v_{\parallel s}} S_n \right) \tag{2.9}$$

où le tenseur S_n pour le système de coordonné $k_y = 0$ est donné par

$$S_n = \begin{bmatrix} n^2 J_n^2 p_\perp U/z^2 & inJ_n J_n' p_\perp U/z & nJ_n^2 p_\perp W/z^2 \\ -inJ_n J_n' p_\perp U/z & \left(J_n'\right)^2 p_\perp U & -inJ_n J_n' p_\perp W \\ nJ_n^2 p_\parallel U/z^2 & inJ_n J_n' p_\parallel U & J_n^2 p_\parallel W \end{bmatrix}$$

où $U = \frac{\partial f_s}{\partial p_\perp} + \frac{k_\parallel}{\omega}\left(v_\perp \frac{\partial f_s}{\partial p_\parallel} - v_\parallel \frac{\partial f_s}{\partial p_\perp}\right)$, $W = \left(1 - \frac{n\omega_{cs}}{\omega}\right)\frac{\partial f_s}{\partial p_\parallel} + \frac{n\omega_{cs} p_\parallel}{\omega p_\perp}\frac{\partial f_s}{\partial p_\perp}$, f_s est la fonction de distribution de l'espèce s et $p_{\perp/\parallel}$ sont respectivement la composante perpendiculaire et parallèle du moment.

L'absorption non collisionelle apparaît dans l'équation 2.9 à la résonance

$$\boxed{\omega - n\omega_{cs} - k_\parallel v_{\parallel s} = 0} \tag{2.10}$$

Si $n = 0$, la condition de résonance est la suivante $\omega = k_\parallel v_{\parallel s}$ on parle alors d'**absorption Landau**. Physiquement les particules voient un champ électrique constant qui les accélèrent dans la direction parallèle

Si $n < 0$, la condition de résonance est la suivante $\omega \approx n\omega_{cs}$ on parle alors d'**absorption cyclotronique**. Physiquement l'onde entre en résonance avec le mouvement cyclotronique de la particule et l'accélère dans la direction perpendiculaire.

2.2.2 Cas de l'onde ICRF

Dans cette partie nous allons étudier la propagation de l'onde ICRF dans un plasma en utilisant les différentes relations de dispersions présentées dans la section 2.2.1.

2.2.2.1 Coupures et résonances ioniques

Les fréquences utilisées dans le cas du chauffage ICRH nous permettent de définir l'ordering suivant $\omega \sim \omega_{ci} \ll \omega_{pi} \ll \omega_{ce} \sim \omega_{pe}$ [40]. Cet « ordering » a pour origine la grande mobilité et la faible inertie des électrons le long des lignes de champ magnétique. Par conséquent ils peuvent écranter tout champ appliqué ayant une fréquence inférieure à la fréquence plasma ω_{pe}. Nous supposerons donc que le long des lignes de champ magnétique tout champ électrique basse fréquence (par rapport à la fréquence plasma électronique ω_{pe}) est écranté $\Rightarrow E_\parallel = E_z = 0$.

Cet séparation des échelles temporelles défini, on constate que le tenseur diélectrique (eq2.4) et ses composantes (eq2.5) définies par Stix peuvent être simplifiées :

$$\overline{\overline{\epsilon}}^{\text{cold-ICRH}} = \begin{pmatrix} S & -iD \\ iD & S \end{pmatrix}$$

$$S = \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} \quad D = \sum_i \frac{\omega}{\omega_{ci}} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} = \sum_i S \frac{\omega_{ci}}{\omega} \tag{2.11}$$

où i représente uniquement les espèces ioniques composant le plasma.

On peut alors réduire la relation de dispersion (eq.2.7) comme :

$$\begin{pmatrix} S - N_{\parallel}^2 & -iD \\ iD & S - N_{\parallel}^2 - N_{\perp}^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0 \tag{2.12}$$

qui définie l'onde magnétosonique rapide :

$$N_{\perp}^2 = \frac{\left[N_{\parallel}^2 - (S - D)\right]\left[N_{\parallel}^2 - (S + D)\right]}{S - N_{\parallel}^2} \tag{2.13}$$

En reprenant la relation de dispersion (eq.2.7) définie dans la partie 2.2.1.2, on peut définir les conditions de coupure et de résonance ionique comme suit.

— *Condition de coupure* :

$$N_{\parallel}^2 = S + D = \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}\left(\omega + \omega_{ci}\right)} \quad \text{Coupure Basse densité (CB)}$$
$$N_{\parallel}^2 = S - D = -\sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}\left(\omega - \omega_{ci}\right)} \quad \text{Coupure Haute densité (CH)}$$

La relation de dispersion permet d'identifier deux coupures à haute et basse densité. Ces coupures sont nommées ainsi car elle dépendent de la fréquence plasma ω_p.

— *Condition de résonance* de l'onde :

$$N_{\parallel}^2 = S \tag{2.14}$$

Nommé la résonance d'Alfvén.

2.2.2.2 Absorption cyclotronique ionique

La relation 2.12 ne présente pas de singularité et aucun phénomène d'absorption cyclotronique n'est prédit comme démontré dans la section 2.2.1.3. Cette absence de couplage est due à la dynamique de la polarisation du champ électrique. L'onde magnétosonique eq.2.13 a une polarisation elliptique qui se décompose comme la somme d'une polarisation gauche $E_x + iE_y$ et d'une polarisation droite $E_x - iE_y$ dont la pondération entre les deux est définie par la relation 2.12.

A l'approche de la résonance cyclotronique la polarisation de l'onde devient droite alors que la rotation cyclotronique de l'ion est gauche, ce phénomène est le *screening effect*. Par conséquent le transfert de puissance reste de nature réactive [40].

$$\frac{|E_x + iE_y|}{|E_x - iE_y|} \approx \frac{|\omega - \omega_{ci}|}{|\omega + \omega_{ci}|} \underset{\omega=\omega_{ci}}{\rightarrow} 0 \tag{2.15}$$

Pour contourner ce problème deux solutions sont possibles :

— Soit d'utiliser la présence des harmoniques n liées au mouvement cyclotronique de l'ion mises en évidence dans la condition de résonance (2.10).

Ainsi la polarisation de l'onde à l'approche de la résonance se trouve modifiée :

$$\frac{|E_x + iE_y|}{|E_x - iE_y|} \approx \frac{|n - 1|}{|n + 1|} \underset{n=2}{\rightarrow} \frac{1}{3}$$

Dans ces conditions une partie de l'énergie de l'onde est significativement absorbée par l'ion. Mais il faut tout de même rester vigilant devant cette condition car l'on pourrait supposer que plus n est grand plus l'ion absorbera d'énergie, ce qui n'est pas le cas [45]. En effet le coefficient de diffusion quasi-linaire (détaillé dans la section (2.3.3)) qui détermine l'énergie gagnée par l'ion via l'onde s'exprimant comme

$$D \propto \left|\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{ci}}\right|^{2(n-1)} |E_+|^2$$

Comme la quantité $k_{\perp}\rho_L \ll 1$, le coefficient de diffusion diminue fortement avec le nombre d'harmoniques. Il faut donc choisir avec précaution l'harmonique pour que le chauffage des ions par l'onde ICRH dans ce cas soit efficace.

De plus ce mécanisme de dépôt de puissance dépend grandement des paramètres plasma et est sensible aux variations de densité, de température et de champ magnétique. Par conséquent ce schéma ne présente pas de solution pour un chauffage robuste.

— Soit d'utiliser un plasma multi-espèces. Par exemple un plasma ayant deux espèces ioniques différentes, une espèce de densité n_1 et une autre de densité n_2.

Cas où $n_1/n_2 < 10\%$ Dans ce cas l'une des espèces est majoritaire et l'autre minoritaire. Nous allons distinguer deux schémas de chauffage, à savoir un cas où l'espèce résonnante est l'espèce minoritaire (minority heating) $\omega = \omega_{c1}$ et l'autre où l'espèce résonante est l'espèce majoritaire $\omega = \omega_{c2}$ (majority heating).

Minority Heating : Dans ce type de scénario la résonance hybride ion-ion est proche de la résonance cyclotronique de l'espèce minoritaire. De plus la polarisation de l'onde est fixée par l'espèce majoritaire. Par conséquent la polarisation gauche du champ électrique (E_+) est non nulle au niveau de la résonance cyclotronique de l'espèce minoritaire et la proximité de la résonance hybride permet un stockage de la puissance réactive significatif.

Majority Heating : Nous avons vu dans le cas précédent que la polarisation de l'onde est fixée par l'espèce majoritaire. Par conséquent ce type de scénario n'est pas efficace car on retombe sur la problématique du screening effect.

Cas où $n_1/n_2 > 10\%$ Dans ce type de scénario la résonance hybride ion-ion est plus éloignée de la résonance cyclotronique et la coupure haute densité CH est présente entre les deux résonances. Par conséquent, l'absorption sur l'espèce minoritaire est faible et l'accessibilité de la résonance hybride est perturbée par la coupure haute densité CH. On parle alors de régime de mode de conversion car il existe une possibilité de conversion conduisant à l'excitation du mode de Berstein ionique qui est en générale suivie par une absorption efficace sur les électrons.

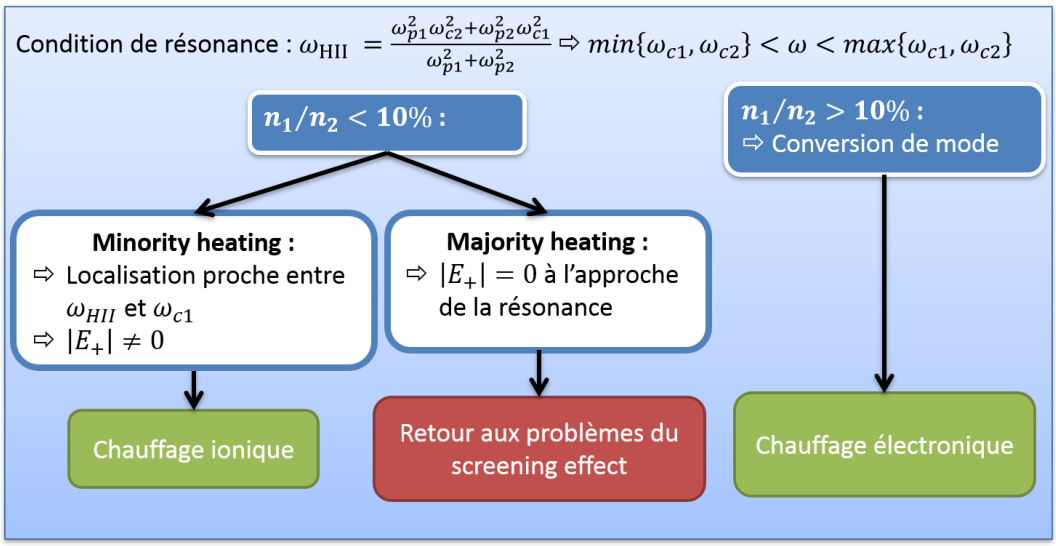


FIGURE 2.6: Schéma récapitulatif du scénario de chauffage ICRH pour un plasma composé de deux espèces ioniques

2.3 Dynamique des ions rapides

La formulation adéquate pour aborder la dynamique des particules durant le chauffage est l'utilisation d'une équation de type Fokker-Planck décrivant l'évolution de la fonction de distribution dans l'espace des vitesses $f(\vec{v},t)$ en présence d'une source, qui s'exprime comme [46] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot \left(\frac{\langle \delta \vec{v} \rangle}{\delta t} f + \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot \frac{\langle \delta \vec{v} \delta \vec{v} \rangle}{2\delta t} f \right) = 0 \tag{2.16}$$

Les deux termes du membre de droite d'une équation Fokker-Planck décrivent respectivement un processus de convection et un processus de diffusion.

A présent il suffit d'identifier les processus physiques ayant un impact sur cette évolution durant le chauffage ainsi que d'identifier les différents coefficients, appelés coefficients de Chandrasekhar, décrit par l'équation Fokker-Planck. Trois processus physiques interviennent dans l'évolution de la fonction de distribution :

— Le transport anormal : $T_a(f)$
— Les collisions : $C(f)$
— L'interaction de l'onde ICRF avec les particules : $Q(f)$

L'équation de Fokker-Planck peut alors être réécrite comme suit

$$\frac{\partial f}{\partial t} + C(f) + T_a(f) + Q(f) = 0 \tag{2.17}$$

2.3.1 Le transport anormal

Le transport anormal, causé par des instabilités collectives à petite échelle qui sont typiquement dues à des gradients de température, de densité, etc, occasionne un transport des particules dans la direction radiale r et est régi par l'équation suivante [47] :

$$T_a(f) = \frac{1}{\sqrt{g}}\frac{\partial}{\partial r}\left[\sqrt{g}\left(-Vf + D\frac{\partial f}{\partial r}\right)\right] \tag{2.18}$$

où V et D sont des termes associés à la convection et à la diffusion et $\sqrt{g}$ est le Jacobien du système de coordonnée.

Prenons le cas où l'évolution de la distribution n'est influencée que par le transport anormal et remplaçons la fonction de distribution f par son équivalent la densité n. L'équation de diffusion de la distribution de particules le long de la direction r peut alors être réécrite comme :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(-Vn + D\frac{\partial n}{\partial r}\right)\right] \tag{2.19}$$

L'équation 2.19 est l'équation générale pour étudier le transport anormal dans les plasmas de Tokamak.

Cette écriture permet d'identifier les différents termes à modéliser et est compatible avec la définition d'un opérateur Monte-Carlo, opérateur essentiel pour ce type de modélisation comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

2.3.2 Les collisions

Les collisions sont caractérisées par trois processus physiques dans l'espace des vitesses :
— Le ralentissement qui domine à haute énergie
— La diffusion dans l'espace des vitesses du pitch angle $\mu = v_\parallel/v$ qui domine aux énergies intermédiaires
— la diffusion de l'énergie qui domine à basse énergie

Le ralentissement et la diffusion en énergie ont un impact sur la vitesse de la particule, alors que la diffusion du pitch angle a un impact sur la direction de la particule caractérisée par le ratio entre sa vitesse parallèle et sa vitesse totale. L'expression générale des collisions de l'équation de Fokker-Planck (cf eq.2.16) s'exprime comme suit [42] :

$$C(f) = \underbrace{-\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^2\alpha f\right)}_{\text{ralentissement }(\alpha)} + \underbrace{\frac{1}{2v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^2\beta\frac{\partial}{\partial v}f\right)}_{\text{diffusion en énergie }(\beta)} + \underbrace{\frac{1}{4v^2}\frac{\partial}{\partial \mu}\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial}{\partial \mu}\left(\gamma f\right)}_{\text{diffusion du Pitch angle }(\gamma)} \tag{2.20}$$

où α, β et γ sont des coefficients de collision définis par STIX [44] :

$$\alpha = -\sum_f C_f l_f^2\left(1+\frac{m}{m_f}\right)G(l_f v) + \frac{1}{2v}\sum_f \frac{C_f}{v}\left[\Phi(l_f v) - G(l_f v)\right] \tag{2.21}$$

$$\beta = \sum_f \frac{C_f}{v}G(l_f v) \tag{2.22}$$

$$\gamma = \sum_f \frac{C_f}{v}\left[\Phi(l_f v) - G(l_f v)\right] \tag{2.23}$$

La somme est faite sur toutes les espèces thermiques f du plasma (ions et électrons). Dans ces équations, m est la masse de l'ion rapide et m_f est la masse de l'espèce considérée. Les termes C_f et l_f sont donnés par :

$$\begin{aligned} C_f &= \frac{8\pi n_f Z_f^2 Z^2 e^4 \log\Lambda}{m_f^2} \\ l_f &= \frac{}{2kT_f} \end{aligned} \tag{2.24}$$

Ici Z est la charge de l'ion rapide, Z_f et n_f sont la charge et la densité de l'espèce considérée. $\Phi(x)$ et $G(x)$ sont des fonctions de Chandrasekhar définies comme :

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy \\ G(x) &= \frac{\Phi(x) - x\Phi'(x)}{2x^2} \end{aligned} \tag{2.25}$$

Le logarithme coulombien $\log \Lambda$ de l'équation 2.24 est différent pour les interactions électron-ion et ion-ion [48] :

$$\begin{aligned} \text{collisions i-e :}\ \log \Lambda_{ei} &= 15.2 - 0.5 \log \frac{n_e}{10^{20}} + \log T_e + \log Z \\ \text{collisions i-i :}\ \log \Lambda_{ii} &= 17.3 - 0.5 \log \frac{n_e}{10^{20}} + 1.5 \log T_i + \log Z \end{aligned} \tag{2.26}$$

L'intérêt de l'écriture de l'équation 2.20 est qu'elle est compatible avec l'écriture d'un opérateur Monte-Carlo comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Intéressons nous à présent au transfert d'énergie par collision coulombienne des ions rapides sur les ions et électrons considérés maxwellien avec T_i et T_e les températures électronique et ionique.

La vitesse des ions rapides v_b est généralement plus grande que la vitesse des ions thermiques v_i et plus petite que la vitesse des électrons thermiques v_e : $v_i \ll v_b \ll v_e$. L'énergie W perdue par les ions rapides s'exprime comme [49] :

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{2W}{\tau_s} \left[1 + \left(\frac{W_{crit}}{W} \right)^{3/2} \right] \tag{2.27}$$

avec τ_s le temps de ralentissement collisionnel :

$$\tau_s = 6.27 * 10^8 \frac{A (kT_e)^{3/2}}{Z^2 n_e \ln \Lambda} \quad [s] \quad kT_e\,[eV]\,, \tag{2.28}$$

et W_{crit} l'énergie critique pour laquelle le transfert d'énergie sur les électrons équivaut au transfert d'énergie sur les ions :

$$W_{crit} = 14.8 * kT_e \left[\frac{A^{3/2}}{n_e} \sum_j \frac{n_j Z_j^2}{A_j} \right]^{2/3} \tag{2.29}$$

Le premier terme de l'équation 2.27 correspond au transfert de l'énergie des ions rapides sur les électrons, donc l'énergie maximal reçut par les électron vaut $2W/\tau_s$ avec un temps de décroissance de $\tau_s/2$.

Le second terme de l'équation 2.27 correspond au transfert de l'énergie des ions rapides sur les ions thermiques du plasma dont le temps de décroissance dépend de la vitesse des ions rapides.

La définition de l'énergie critique permet de savoir si l'ion rapide va transférer son énergie plus (ou moins) aux électrons ou aux ions thermiques du plasma :

— Si $W > W_{crit}$: le faisceau d'ions rapides transfert plus d'énergie aux électrons

— Si $W < W_{crit}$: le faisceau d'ions rapides transfert plus d'énergie aux ions

En résolvant l'équation 2.27, on obtient le temps de thermalisation des ions rapides τ_{th} :

$$\tau_{th} \sim \frac{\tau_s}{3} \ln \left[\left(\frac{W_{b0}}{W_{crit}} \right)^{3/2} + 1 \right] \tag{2.30}$$

2.3.3 Interaction des ions avec l'onde ICRF

L'interaction onde/ion induit une diffusion $Q(f)$ [42] :

$$Q(f) = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 \left(D_{RF} \frac{\partial f}{\partial v} \right) \tag{2.31}$$

où D_{RF} est le coefficient de diffusion

$$D_{RF} = \left| \frac{Ze}{2\tau_b} \int_0^{\tau_b} v_\perp \left[E_+ J_{n-1} \left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega_{ci}} \right) + E_- J_{n+1} \left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega_{ci}} \right) \right] e^{i\nu(t)} dt \right|^2 \tag{2.32}$$

où $\nu(t)$ représente la phase entre l'onde et les ions, $E_{+/-}$ représente la composante gauche et droite de l'onde, J_n représente la fonction de Bessel, n correspond à l'harmonique de l'onde, τ_b est le temps de bounce qui est le temps de résolution d'une orbite, ω est la fréquence de l'onde et ω_{ci} la fréquence cyclotronique de l'ion. L'équation 2.32 montre la dépendance de la diffusion aux effets de rayon de Larmor fini puisqu'il dépend du terme $k_\perp \rho$ c'est à dire que l'absorption de l'onde va dépendre du rayon de Larmor de la particule. La figure 2.7 qui représente le coefficient de diffusion en fonction de l'énergie perpendiculaire des particules pour différents harmonique de l'onde ICRF montre que la diffusion de l'onde ICRF sur les ions dépend d'une part de l'harmonique de l'onde et d'autre part de l'énergie des ions. Par exemple si l'onde ICRF est à la fréquence $\omega = \omega_{ci}$ soit $n = 1$, la courbe bleue de la figure 2.7 montre que, pour que l'onde diffuse son énergie sur les ions. Pour cela les ions doivent avoir une énergie perpendiculaire inférieure à 0.7MeV car au delà de cette énergie le coefficient de diffusion retombe à 0 et définit la présence d'un cut-off en énergie [50]. Si l'onde ICRF est à la fréquence $\omega = 2\omega_{ci}$ soit $n = 2$, la courbe verte de la figure 2.7 montre que l'énergie perpendiculaire des ions doit être comprise entre 0.1 et 1.1MeV. En d'autres termes plus l'harmonique de l'onde utilisée est grande plus les ions vont être énergétiques.

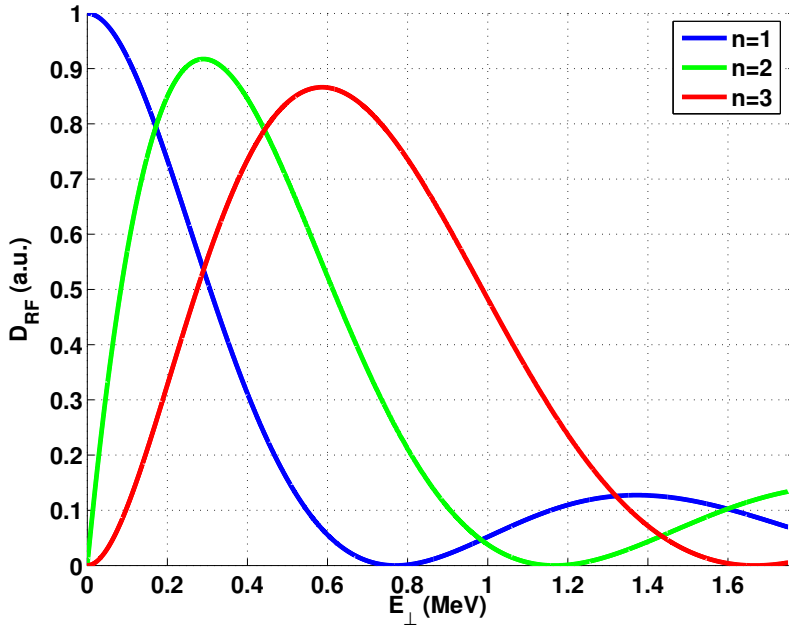


FIGURE 2.7: Coefficient de diffusion $D_{RF} \propto \left[E_+ J_{n-1}\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega_{ci}}\right) + E_- J_{n+1}\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega_{ci}}\right)\right]^2$ en fonction de l'énergie perpendiculaire où $E_\perp = \frac{1}{2} m v_\perp^2$ des particules pour différents harmonique de l'onde ICRF n

Le critère de résonance entre l'onde et la particule est défini par la phase $\nu(t)$ et est le suivant :

$$\frac{d\nu}{dt} = 0 = \omega - n\omega_{ci} - k_\parallel v_\parallel \tag{2.33}$$

Le terme $n\omega_{ci}$ représente l'interaction de l'onde avec le mouvement de Larmor de l'ion et le terme $k_\parallel v_\parallel$ représente un élargissement de la couche de résonance communément appelé effet Doppler. L'interaction de l'onde avec la particule modifie alors l'énergie de la particule via la modification des composantes de sa vitesse $v_\perp$ et $v_\parallel$ ainsi que sa direction.

Pour appliquer cette perturbation nous utilisons les 3 invariants du mouvement qui décrivent l'orbite de la particule qui interviennent dans SPOT [51] :

$$I_\perp = \frac{\omega B}{n\omega_{ci}}\mu \quad I_\parallel = W - I_\perp \quad I_\Phi = P_\Phi - \frac{N}{\omega}W \tag{2.34}$$

avec $\mu = \frac{m v_\perp^2}{2B}$ moment magnétique, $W = \frac{m v^2}{2}$ énergie cinétique des ions, P_Φ moment toroïdal, N mode toroïdal.

Donc à chaque fois que la particule entre en résonance cela va modifier $I_\perp$ et on va lui ajouter un $\Delta I_\perp$ sans perturber $I_\parallel$et I_Φ. Le changement apporté par le $\Delta I_\perp$va être pris en compte par les variables locales suivantes :

$$\Delta\mu = \frac{nZe}{m\omega}\Delta I_\perp$$

$$\Delta W = \Delta I_\perp$$

$$\Delta v_\parallel^2 = \frac{2}{m}\left(1 - \frac{n\omega_{ci}}{\omega}\right)\Delta I_\perp$$

$$\Delta\psi_p = \frac{\frac{N}{\omega}\Delta W - \frac{mF}{B}\Delta v_\parallel}{\frac{Ze}{2\pi} + \frac{mv_\parallel}{B}\frac{\partial F}{\partial\psi_p}}$$

où ψ_p est la coordonnée de flux poloïdal.

En simplifiant le critère de résonance (cf eq.2.33) en supprimant l'effet Doppler (et donc en ne tenant pas compte de l'élargissement de la couche de résonance), on peut prédire la position de l'interaction entre l'onde et les particules pour se donner une idée de la localisation du chauffage ICRH dans le plasma. Avec les définitions suivantes :

$$\begin{cases} \omega - n\Omega_c = 0 \\ \Omega_c = \dfrac{ZeB}{m} \\ B = \dfrac{B_0 R_0}{R} \end{cases} \tag{2.35}$$

on trouve la position de la résonance égale à :

$$R_{res} = \frac{nZeB_0R_0}{m\omega} \tag{2.36}$$

Cette définition permet d'évaluer rapidement la localisation du chauffage ICRH comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

2.3.4 Taux de neutrons

Comme énoncé dans la section 1.4 on s'intéresse à l'impact des ions rapides sur la production des réactions de fusion. Une façon de quantifier ces réactions de fusion expérimentalement est la mesure des taux de neutrons [52] produits par les réactions de fusion définies dans la section 1.1.1. Le taux de neutrons R_{ij}, où représentent les espèces ionique des deux réactants, s'exprime comme :

$$R_{ij} = \frac{1}{\delta_{ij}} n_i n_j \left\langle \sigma v \right\rangle_{ij} \tag{2.37}$$

avec $n_{i,j}$ la densité ionique des réactants et $\left\langle \sigma v \right\rangle_{ij}$ le taux de réaction entre les espèces i et j dont la définition générale est une intégrale de six dimensions [53] :

$$\left\langle \sigma v \right\rangle_{ij} = \int\int f_i\left(\vec{v_i}\right) f_j\left(\vec{v_j}\right) \sigma\left(\left|\vec{v_i} - \vec{v_j}\right|\right) \left|\vec{v_i} - \vec{v_j}\right| d\vec{v_i} d\vec{v_j} \tag{2.38}$$

où f_i, f_j sont les distributions de vitesse des réactants, σ la section efficace et $|\vec{v_i} - \vec{v_j}|$ est la vitesse d'impact.

L'équation 2.38 étant compliquée à modéliser définie ainsi on peut simplifier le calcul du taux de réaction en le paramétrant en fonction de l'énergie des réactants. Pour cela il faut alors dissocier trois types de réaction en fonction de l'énergie des réactants :

— **Les réactions thermiques :** correspondent aux réactions de fusion dont la température des réactants est comprise entre 0.2 keV et 100 keV [54]. Le taux de réaction est dans ce cas paramétré comme suit [55] :

$$\left\langle \sigma v \right\rangle = C_1 \cdot \theta \sqrt{\xi / \left(m_r c^2 T_i^3\right)} e^{-3\xi} \tag{2.39}$$

où C_1, θ, ξ et $m_r c^2$ sont des paramètres de fit expérimental définis dans [56].

— **Les réactions beam-thermal :** correspondent aux réactions de fusion dont l'un des réactant à une température supérieur à 100 keV et l'autre une température correspondant aux réactions thermiques [57]. Pour simplifier la notation, la dénomination i,j est remplacé par la dénomination B,T, B correspondant au réactant de température supérieur à 100keV et T correspondant à l'autre. Dans ce cas le taux de réaction est paramétré comme suit :

$$\langle \sigma v \rangle_{BT} = \frac{1}{v_B v_T \sqrt{\pi}} \int_0^\infty \sigma\left(v\right) v^2 \left[\exp\left[-\left(\frac{v - v_B}{v_T} \right)^2 \right] - \exp\left[-\left(\frac{v + v_B}{v_T} \right)^2 \right] \right] dv \tag{2.40}$$

— **Les réactions beam-beam :** correspondent aux réactions de fusion dont les réactants ont une température supérieur à 100 keV. Dans ce cas d'étude ces réactions sont négligées car le taux de neutrons R_{ij} dépendant de n^2, la densité des réactants est trop faible comparée à la densité des espèces thermiques pour que ces réactions aient une influence sur le taux de neutrons total [58].

Nous avons vu dans ce chapitre les éléments théoriques relatifs au chauffage ionique des tokamaks à savoir le chauffage NBI, le chauffage ICRH ainsi que les différents processus impliqués dans l'évolution de la distribution. Le sujet de la thèse étant basée sur la modélisation de ces chauffages nous verrons dans le chapitre suivant les outils numériques pour modéliser ces trois parties.

Chapitre 3

Modélisation des chauffages NBI et ICRH

Dans le chapitre précédent, j'ai détaillé la physique des chauffages ioniques à modéliser, nous allons voir à présent les méthodes numériques utilisées pour modéliser le chauffage NBI d'une part (cf section 3.1) et le chauffage ICRH d'autre part (cf sections 3.2 et 3.3). Nous discuterons aussi de la mise en œuvre numérique de la modélisation de la synergie NBI et ICRH via le couplage des différents codes dans la section 3.4.

3.1 Ionisation du faisceau de neutres : Le code NEMO

Comme vu dans le chapitre précédent 2.1 pour modéliser le chauffage NBI, il faut dans un premier temps modéliser l'ionisation du faisceau de neutres entrant dans le plasma. Pour cela j'ai utilisé le code NEMO (NEutral beam MOdelling) décrit dans [36], permettant de résoudre l'équation 2.1.

NEMO calcule la trajectoire du faisceau dans le plasma jusqu'à l'ionisation des particules. Ainsi NEMO permet d'initialiser une matrice d'ions rapides (provenant du NBI), où pour chaque particule est donné l'injecteur duquel elle provient (inj) (dans JET le système NBI est composé de 2 boites comprenant 8 injecteurs chacun [59]), son énergie E, sa position (R, Z) et son pitch angle ξ :

$$\begin{pmatrix} N_1 & inj_1 & E_1 & R_1 & Z_1 & \xi_1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ N_n & inj_n & E_n & R_n & Z_n & \xi_n \end{pmatrix} \quad n : \text{nombre total de particules injectées}$$

où ξ dépend de la vitesse local v, du champ magnétique B et de la directivité du faisceau D tel que :

$$\xi = \frac{B_R v_R + B_Z v_Z + B_\varphi v_\varphi}{B \times v} D$$

Comme énoncé dans la section 2.1.3, NEMO permet aussi d'obtenir les profils de dépôt de particules et de puissance 1D et 2D présenté par la figure 3.1.

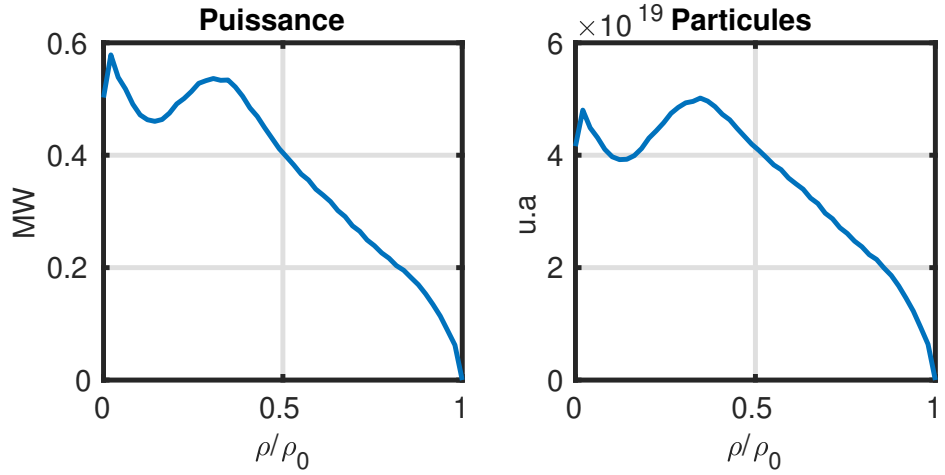


FIGURE 3.1: Exemple de profils de déposition 1D de puissance et de particules produit par le système NBI de JET pour une puissance de 22MW dans un plasma de D (#86614) modélisé par NEMO

NEMO produit une matrice de particules pour être utilisée par un code Monte-Carlo afin d'étudier l'interaction de cette source avec les particules du plasma que nous détaillerons dans la section 3.3. Le code Monte-Carlo étant basé sur des équations cinétiques gyro-moyennées, NEMO tient compte des coordonnés du centre guide. Pour cela NEMO applique un décalage de la position des particules $(\delta R, \delta Z) = -\rho_{\vec{L,B}}$, où $\rho_{\vec{L,B}}$ est la position de la particule sur l'orbite de Larmor par rapport à la position du centre guide.

Le code NEMO basé sur le modèle du *narrow beam* qui repose sur l'approximation que la dimension de la source est très petite par rapport à la distance entre la source et le plasma. Cela permet de tenir compte de la divergence et de la focalisation du faisceau [60] et d'être optimisé pour une exécution rapide (quelques secondes).

3.2 Propagation de l'onde ICRF : Le code EVE

L'onde ICRF, pour laquelle les phénomènes de cut-offs et résonance font partie des faibles fréquences pour les plasmas de Tokamak, c'est à dire que l'échelle spatiale du processus physique Δr est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde λ. Pour modéliser la propagation de l'onde ICRF la formulation WKB valide pour un plasma ayant des variations sur une échelle de temps Δt et d'espace Δr tel que $\omega \gg 2\pi/\Delta t$ et $k \gg 1/\Delta r$ n'est plus valable. Nous avons donc utilisé le code EVE [30] qui est un code full-wave calculant directement les équations de Maxwell.

La code résoud les équations de Maxwell dans le plan (r, θ, φ) (cf fig.1.8) pour les variables $\overrightarrow{u} = \left(rA_\alpha, rA_\beta, A_\parallel, \varphi/c\right)$ avec $A_\alpha \equiv \overrightarrow{A} \cdot \overrightarrow{e_\alpha}$ la composante normal du potentiel vecteur $\overrightarrow{u}$, $A_\beta \equiv \overrightarrow{A} \cdot \overrightarrow{e_\beta}$ et $A_\parallel \equiv \overrightarrow{A} \cdot \overrightarrow{e_\parallel}$ les composantes tangentiels. Cela implique que les conditions limites sur la chambre à vide parfaitement conductrice soient simple et la multiplication par la varible radial r des deux première composante de $\overrightarrow{u}$ signifie que les seules conditions aux limites nécessaires sur l'axe sont $u_1(r=0) = 0$ et $u_2(r=0) = 0$, ce qui est beaucoup plus simple que d'imposer les conditions directement à A_α et A_β.

Chaques composantes du vecteur solution est exprimées comme une série de Fourier $u_k(r, \theta, \varphi) \equiv \sum_{mn} u_{kmn}(r)\, e^{i(m\theta + n\varphi)}$ dont la direction radial est traitée en utilisant des éléments d'Hermites cubique finis (h_p) : $u_{kmn}(r) \equiv \sum_{jp} \alpha^{kp}_{jmn} h_p(r - r_j)$.

Pour les calculs, le code EVE utilise l'approche variationnelle qui consiste à réécrire la conservation de courant (eq.3.1) et de charge (eq.3.2) par des fonctionnelles.

$$\vec{j}_{ant} + \vec{j}_{part} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \vec{A} + i\omega\varepsilon_0 \left(i\omega\vec{A} - \nabla\phi\right) \equiv \vec{j}_{maxw} \tag{3.1}$$

$$\rho_{ant} + \rho_{part} = \varepsilon_0 \nabla \cdot \left(i\omega\vec{A} - \nabla\phi\right) \equiv \rho_{maxw} \tag{3.2}$$

où $\vec{j}_{ant}, \rho_{ant}$ sont la densité de courant et la charge de l'antenne et $\vec{j}_{part}, \rho_{part}$ sont la densité de courant et la charge conduit par les particules du plasma.

Suivant Gambier et Samain [61], on introduit trois jauges de fonctionnelle invariantes :

$$\mathcal{L}_{ant}\left(\vec{A}^*, \rho^*\right) \equiv \int d^3r \left\{\vec{j}_{ant} \cdot \vec{A}^* - \rho_{ant}\phi^*\right\} \tag{3.3}$$

$$\mathcal{L}_{part}\left(\vec{A}, \rho, \vec{A}^*, \rho^*\right) \equiv \int d^3r \left\{\vec{j}_{part} \cdot \vec{A}^* - \rho_{part}\phi^*\right\} \tag{3.4}$$

$$\mathcal{L}_{maxw}\left(\vec{A}, \rho, \vec{A}^*, \rho^*\right) \equiv \int d^3r \left\{\vec{j}_{maxw} \cdot \vec{A}^* - \rho_{maxw}\phi^*\right\} \tag{3.5}$$

où $\vec{A}$ et ϕ sont respectivement les potentiels vecteur et scalaire relatifs aux champs électrique et magnétique et $\vec{A}^*$ et ϕ^* sont respectivement les variations des potentiels vecteur et scalaire. Une fonctionnelle pour l'antenne $\mathcal{L}_{ant}$ et une pour le plasma $\mathcal{L}_{part}$ dont la somme des deux correspond à une maxwelienne $\mathcal{L}_{maxw}$.

L'énoncé variationnel correspondant aux relations de conservation 3.1 et 3.2 consiste à extrémiser la quantité suivante pour toutes variations de $\vec{A}^*$ et ϕ^* quand $\vec{A}$ et ϕ reste constant :

$$\mathcal{L}_{ant}\left(\vec{A}^*, \rho^*\right) + \mathcal{L}_{part}\left(\vec{A}, \rho, \vec{A}^*, \rho^*\right) + \mathcal{L}_{maxw}\left(\vec{A}, \rho, \vec{A}^*, \rho^*\right)$$

$\mathcal{L}_{ant}$ est linéaire en $\left(\vec{A}^*, \rho^*\right)$ puisque $\vec{j}_{ant}$ et ρ_{ant} sont considérés comme déterminés par les paramètres de l'antenne.

Le champ électrique de l'onde est ensuite obtenu en écrivant les relations suivantes

$$\vec{E} = i\omega\vec{A} - \nabla\phi \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A} \tag{3.6}$$

Les expressions symétriques qui découlent de l'approche variationnelle permettent de décrire correctement le transfert d'énergie en assurant la conservation de l'énergie [62] :

$$\dot{W}_{part}(\psi) + \mathcal{S}_{Poynting}(\psi) = -\dot{W}_{ant}(\psi) \tag{3.7}$$

avec

$$\dot{W}_{part}(\psi) = \mathcal{P}_{abs}(\psi) + \mathcal{S}_{kin}(\psi) \tag{3.8}$$

où $\dot{W}_{part}$ est la dérivée temporelle du travail de l'onde sur la particule dans le volume décrit par une surface magnétique ψ, $\dot{W}_{ant}$ est le travail fourni par le générateur de radiofréquences pour maintenir le champ oscillant dans le système, $\mathcal{S}_{Poynting}$ est le flux de Poynting, $\mathcal{P}_{abs}$ est la puissance transférée de l'onde aux espèces du plasma et $\mathcal{S}_{kin}$ est le flux cinétique.

Prenons l'exemple d'un plasma du Tokamak JET composé de deux espèces ioniques, le deutérium comme espèce principale et l'hydrogène comme espèce minoritaire à une concentration de 2%. Le code EVE permet alors de déterminer la propagation de l'onde ICRF via l'amplitude de l'onde ainsi que la puissance de l'onde absorbée par chaque espèce du plasma comme le présente la figure 3.2.

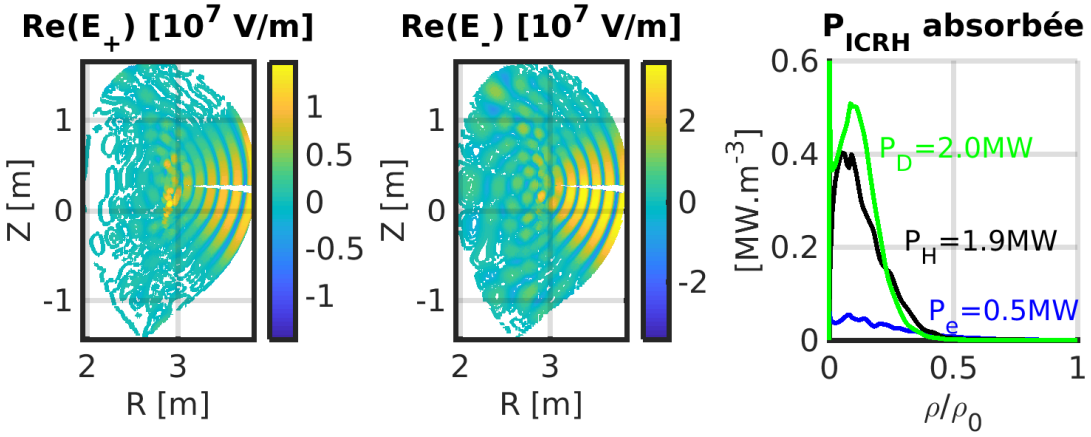


FIGURE 3.2: Exemple de la propagation et de l'absorption de l'onde ICRF pour un plasma de JET modélisé par EVE. De gauche à droite : Partie réelle de la composante positive et négative du champ électrique de l'onde ICRF représentant sa polarisation, profils de la puissance ICRH absorbée par l'hydrogène (en noir), le deutérium (en vert) et les électrons (en bleu) avec les valeurs des puissances absorbées intégrées sur le volume plasma.

3.3 Suivi des particules : Le code SPOT

Pour suivre la dynamique des particules rapides, j'ai utilisé le code SPOT (Simulation of Particle Orbits in a Tokamak) [63] qui suit le centre guide des ions rapides dans une géométrie axi-symétrique. La particule est caractérisée par une position 3D (R, Z, φ), par sa direction par rapport au champ magnétique local $(v_\parallel/v)$ et par son énergie (E) (cf fig.3.3).

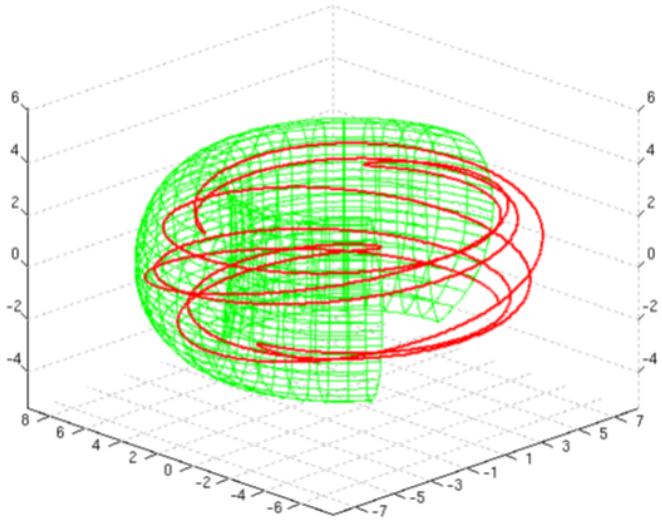


FIGURE 3.3: Représentation de la trajectoire 3D d'une particule piégée

La structure de SPOT, décrite par la figure 3.4, possède trois boucles. Une première boucle temporelle représentant le temps de simulation physique (représentée par la boucle rouge t_{simu} sur la figure 3.4) que l'on souhaite pour décrire l'évolution physique des ions suivis. Une deuxième boucle sur le nombre de macro-particules (représentée par la boucle verte k_{part} sur la figure 3.4) que l'on veut pour représenter la densité des ions. Une macro-particule représentant une partie de la densité ionique, c'est avec ce nombre que l'on influe sur le bruit statistique de la simulation qui est proportionnel à $1/\sqrt{N_{part}}$. La troisième boucle est une boucle temporelle numérique (représentée par la boucle bleu t_n sur la figure 3.4), permettant d'intégrer la trajectoire de l'orbite d'une particule tout en conservant son moment magnétique.

La partie 1. de la figure 3.4 représente le traitement des données d'entrées et le calcul des neutrons thermiques qui utilise la température ionique d'entré (cf 2.3.4) afin de ne pas recalculer les taux de neutrons thermique si la température ionique d'entré n'est pas modifiée.

La partie 2. de la figure 3.4 représente la génération de la source ionique qui sera suivie par le code. Avec ce code il est possible de suivre quatre sources différentes (cf fig.3.5) :

- une source produite par NBI (cf section 3.1)
- une source d'ion thermique Maxwellienne : $f(\vec{v}) = n_i \left(\frac{m}{2\pi q_e T_i}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2q_e T_i}\right)$
- une source d'ion numérique (thermiques et/ou rapide), SPOT peut tenir compte d'une modélisation précédente via une matrice de particule permettant par exemple de reprendre une simulation SPOT arrêté.
- une source d'alpha.

La partie 3. de la figure 3.4 représente le suivie d'orbite des macro particules en tenant compte des différents processus suivants :

- La vitesse de dérive de la particule
- la perte des particules par impact avec le mur
- le transport anormal
- l'interaction avec l'onde ICRH
- l'interaction avec le champ électrique
- les collisions avec les espèces thermiques du plasma
- les taux de neutrons produit par les réactions beam-target

La partie 4. de la figure 3.4 représente la normalisation du champ électrique nécessaire à RFOF lorsque l'on tient compte du chauffage ICRH (cf 3.3.4).

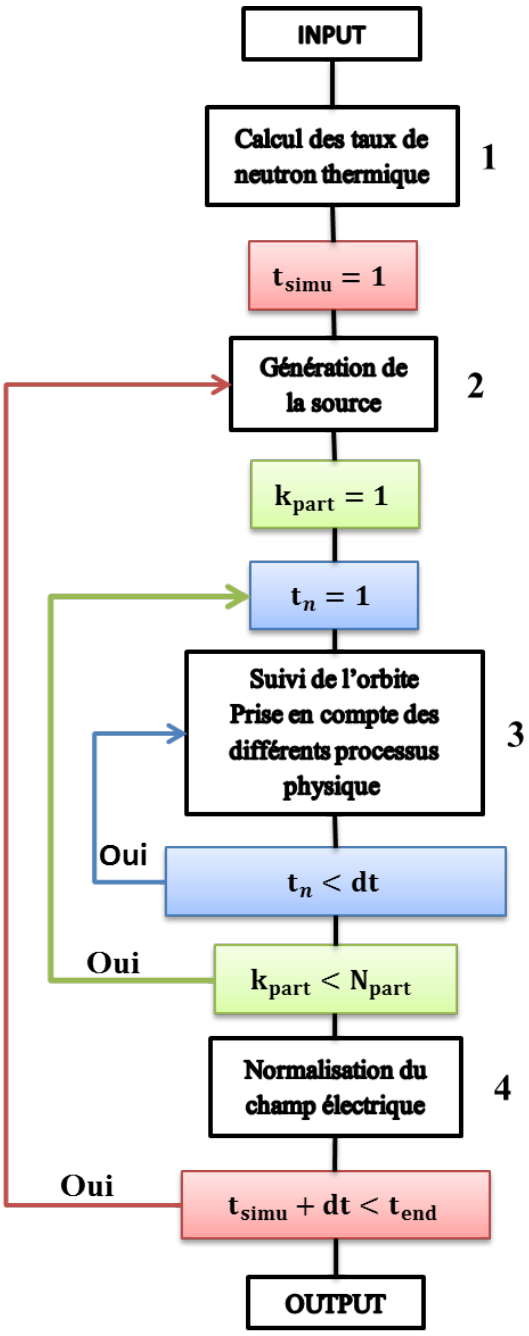


FIGURE 3.4: Représentation de la structure du code SPOT

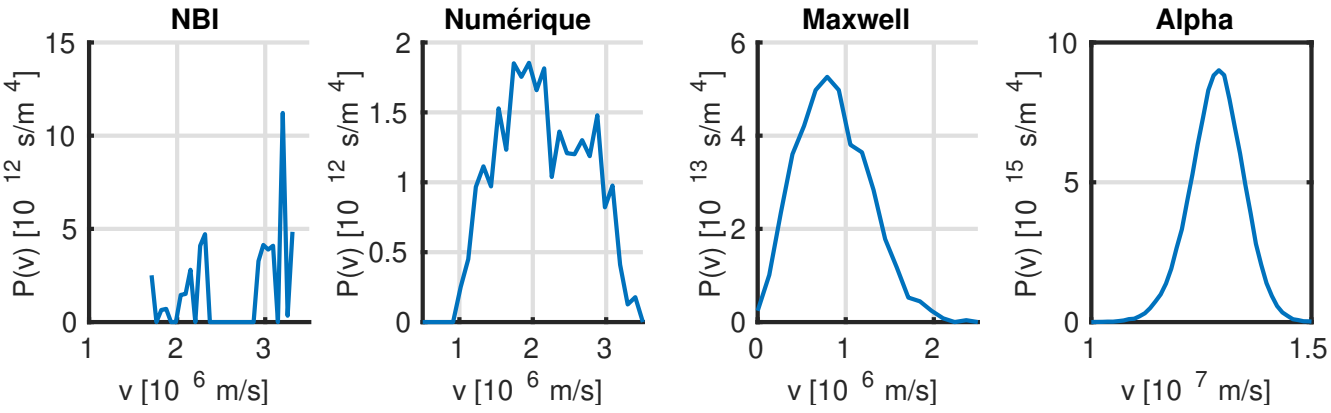


FIGURE 3.5: Source de particules pris en compte par SPOT. De gauche à droite : source produite par NBI, source ionique numérique, source maxwellienne et source d'alpha

3.3.1 La technique Monte-Carlo

La technique de Monte-Carlo, utilisée par le code, consiste à résoudre des processus physiques spécifiques en simulant un grand nombre d'événements qui suivent une loi de probabilité. Les simulations Monte-Carlo utilisent aléatoirement un nombre pour calculer des marches aléatoires de processus stochastiques. Cette technique est donc adaptée pour résoudre des problèmes évoluant dans le temps, qui peuvent être discrétisés et qui obéissent à un comportement stochastique.

Cette technique est donc appropriée à la résolution des collisions et du transport anormal des particules rapides qui sont régis par des processus de diffusion stochastique et dont les variations de mouvements et de vitesses peuvent être traitées comme une succession de déplacements discrets le long de leur trajectoire et de variation discrète d'énergie.

La formulation générale de l'équation différentielle stochastique pour une particule Monte-Carlo est la suivante [47] :

$$dx = a\left[x\left(t\right), t\right]\delta t + \xi b\left[x\left(t\right), t\right]\sqrt{\delta t} \tag{3.9}$$

où x est une variable de la particule dans l'espace des phases, ξ est un nombre aléatoire avec une moyenne de zéro et une variance unitaire (i.e $-\sqrt{3} < \xi < \sqrt{3}$) et a et b sont des fonctions.

Le premier terme de l'équation, $a\delta t$, est le terme déterministe (ou terme de dérive) qui représente la variation moyenne de x. Dans ce terme a est la valeur d'attente c'est à dire la dérivée temporelle de la moyenne de x. Le second terme $\xi b\sqrt{\delta t}$ est le terme stochastique (ou terme probabiliste), représentant la nature aléatoire du processus soit le processus de diffusion. Dans ce terme b est la dérivée temporelle de la moyenne des différences quadratiques de la valeur d'espérance, c'est à dire de la variance $\sigma^2 = \left\langle \left(x - \langle x \rangle\right)^2 \right\rangle$. On peut alors réécrire l'opérateur Monte-Carlo comme suit :

$$\delta x = \frac{d\langle x \rangle}{dt}\delta t + \xi\sqrt{\frac{d\sigma^2}{dt}\delta t} \tag{3.10}$$

Pour faire évoluer ces quantités en $R, Z, \varphi, v_\parallel$, SPOT utilise la méthode de Runge Kutta d'ordre 4. La nouvelle quantité y^{n+1} au temps $t_{n+1} = t_n + \delta t$ est calculé par les 4 étapes suivantes [64] :

$$dy_1 = \delta t \cdot f\left(y_n, t_n\right)$$

$$dy_2 = \delta t \cdot f\left(y_n + \frac{dy_1}{2}, t_n + \frac{\delta t}{2}\right)$$

$$dy_3 = \delta t \cdot f\left(y_n + \frac{dy_2}{2}, t_n + \frac{\delta t}{2}\right)$$

$$dy_4 = \delta t \cdot f\left(y_n + dy_3, t_n + \delta t\right)$$

$$\Rightarrow y^{n+1} = y^n + \frac{dy_1}{6} + \frac{dy_2}{3} + \frac{dy_3}{3} + \frac{dy_4}{6} + \mathcal{O}\left(\delta t^5\right)$$

3.3.2 L'opérateur de transport anormal

Nous allons voir comment modéliser l'équation de transport anormal (vu au chapitre précédent cf eq.2.19) par un opérateur Monte-Carlo. D'après la définition de l'équation 3.10 il faut identifier les termes $d\langle x\rangle/dt$ et $\sqrt{d\sigma^2/dt}$. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent le transport anormal agit sur la position r de la particule, remplaçons alors x par r. Imaginons une particule à la position initiale r_0. La distribution spatiale s'écrire formellement $f_0 \sim \delta(r - r_0)$ dont la densité associée est donnée par $n(t_0) = \delta(r - r_0)/2\pi r$ avec l'intégral $\int n 2\pi r dr = 1$ [47].

Avec cette définition le terme déterministe de l'équation 3.10 s'exprime alors comme :

$$\frac{d\langle r\rangle}{dt} = \int \frac{\partial}{\partial t}(nr)\, 2\pi r dr = V + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rD) \tag{3.11}$$

La dispersion de la particule autour de cette position moyenne est donnée par le calcul du terme probabiliste de l'équation 3.10 :

$$\frac{d\sigma^2}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\langle r^2\rangle - \langle r\rangle^2\right) = 2D \tag{3.12}$$

Ces deux termes identifiés l'opérateur Monte-Carlo modélisant le transport anormal pour un coefficient de diffusion constant s'exprime comme :

$$\Delta r = \left(V + \frac{D}{r}\right)\delta t + \xi\sqrt{2D\delta t} \tag{3.13}$$

Afin de visualiser qualitativement l'impact du transport anormal sur les orbites et les distributions de particules j'ai modélisé des particules alpha dont leur évolution sur 5ms n'est influencé que par le transport anormal. Les figures 3.6 et 3.7 permettent cette analyse qualitative en présentant respectivement l'impact du transport anormal sur les orbites circulantes et piégées ainsi que sur la distribution en énergie et en position (R,Z) des particules alpha obtenus avec SPOT dans le cas où l'on ne considère que le transport anormal.

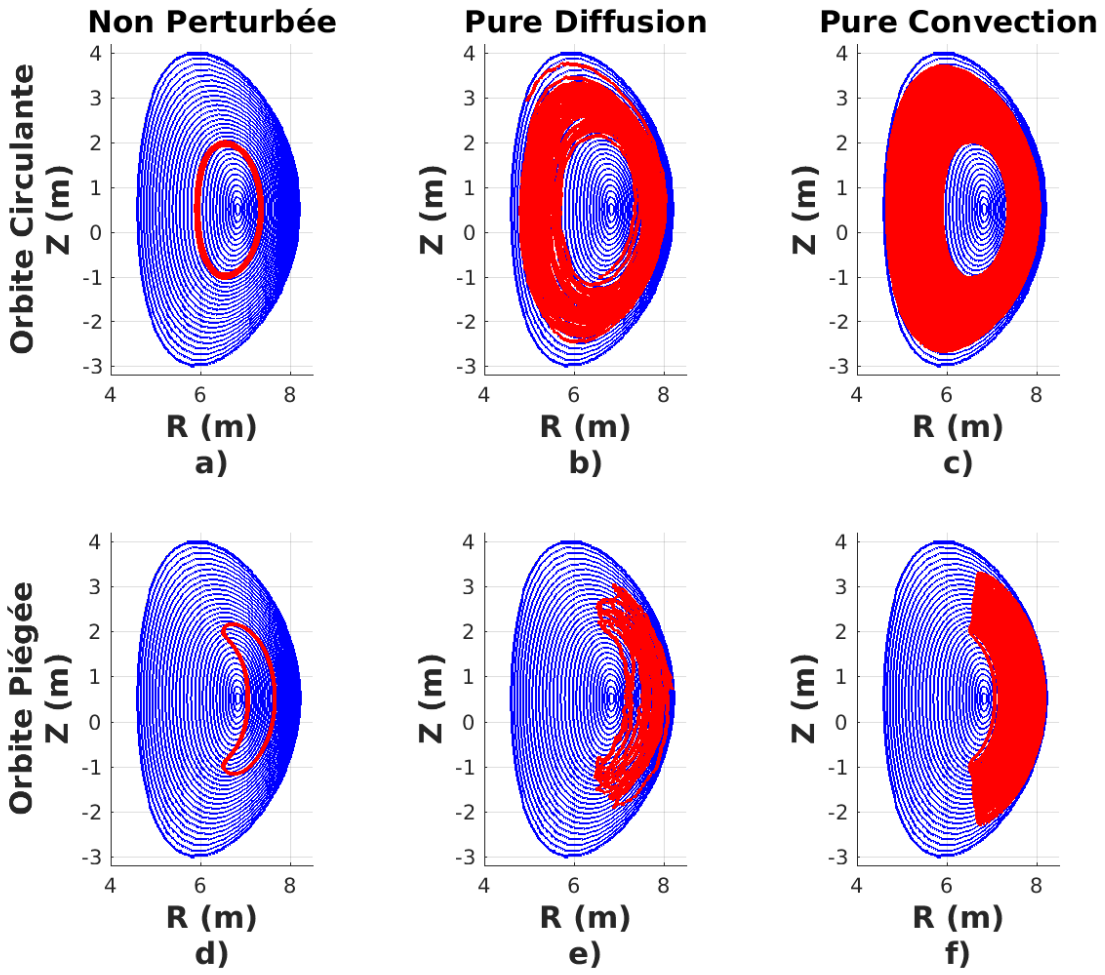


FIGURE 3.6: Impact du transport anormal sur les orbites des particules

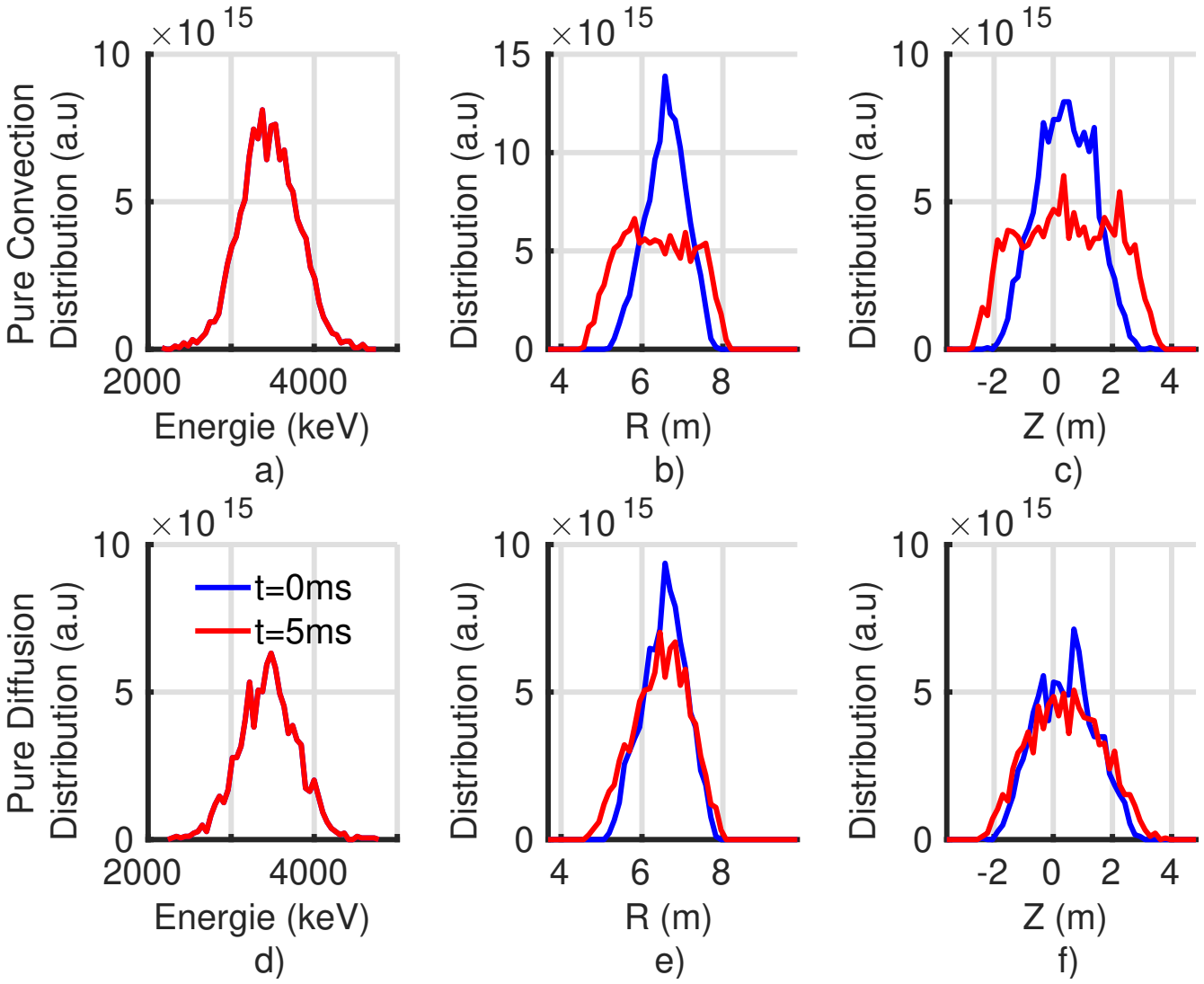


FIGURE 3.7: Impact du transport anormal sur la distribution des particules

Avec les résultats de la figure 3.6, on remarque la caractéristique stochastique de la diffusion où le tracé d'orbite suit presque une marche aléatoire et la caractéristique déterministe de la convection où le tracé est lisse. Que ce soit pour une orbite piégée ou circulante dans le cas de la diffusion comme de la convection on remarque que le type d'orbite ne change pas et dépend de sa condition initiale (ce qui explique le fait que l'on ai pas vraiment une marche aléatoire pour le cas de la diffusion). La comparaison des distributions énergétiques, initiales et après 5ms d'évolution, présentées par la figure 3.7, permet de vérifier que l'opérateur de transport anormal ne modifie pas la distribution en énergie des particules. Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.1.2 la détermination du type d'orbite est définie selon le rapport entre l'énergie cinétique le long du champ magnétique et l'énergie cinétique produit par le mouvement de Larmor ce qui explique que la trajectoire de la particule soit contrainte par son état initial. Pour les orbites circulaires on fixe le cosinus du pitch angle $v_\parallel/v = 0$ et pour les orbites bananes on fixe $v_\parallel/v = 1$. Cependant comme le montrent les distributions spatiales de la figure 3.7, le transport anormal n'influence que la position de la particule dans le plasma. Suivant la distribution initiale (ici piquée au centre) et le signe de l'opérateur de convection (ici positif), les deux processus (convection et diffusion) ont pour effet soit d'éjecter les particules vers le bord du plasma (ce qui est le cas dans notre exemple) soit de les ramener au centre du plasma.

3.3.3 L'opérateur de collisions

Dans la section 2.3.2 les collisions sont régies par l'équation 2.20 avec une dépendance à la vitesse et à la direction parallèle des particules. Dans SPOT les collisions sont donc modélisées par un opérateur Monte-Carlo

qui est appliqué le long de l'orbite de la particule et qui est exprimé comme une variation de la vitesse et de la composante parallèle de la particule [65].

— L'opérateur représentant la variation de la composante parallèle s'exprime comme :

$$\mu^{n+1} = \mu^n + C_\mu^{\text{fix}} \Delta t + \xi C_\mu^{\text{ran}} \sqrt{\Delta t} \tag{3.14}$$

où μ : pitch angle et $C_\mu^{\text{fix}}, C_\mu^{\text{ran}}$ sont définis comme :

$$C_\mu^{\text{fix}} = -\frac{\gamma}{2v^2}$$

$$C_\mu^{\text{ran}} = \sqrt{\frac{\gamma}{2v^2}\left(1-\mu^2\right)}$$

avec γ définie par l'équation 2.23

— L'opérateur représentant la variation de vitesse s'exprime comme :

$$v^{n+1} = v^n + C_E^{\text{fix}} \Delta t + \xi C_E^{\text{ran}} \sqrt{\Delta t}$$

où C_E^{fix} et C_E^{ran} sont définis comme

$$C_E^{\text{fix}} = -A + \frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^2\beta\right)$$

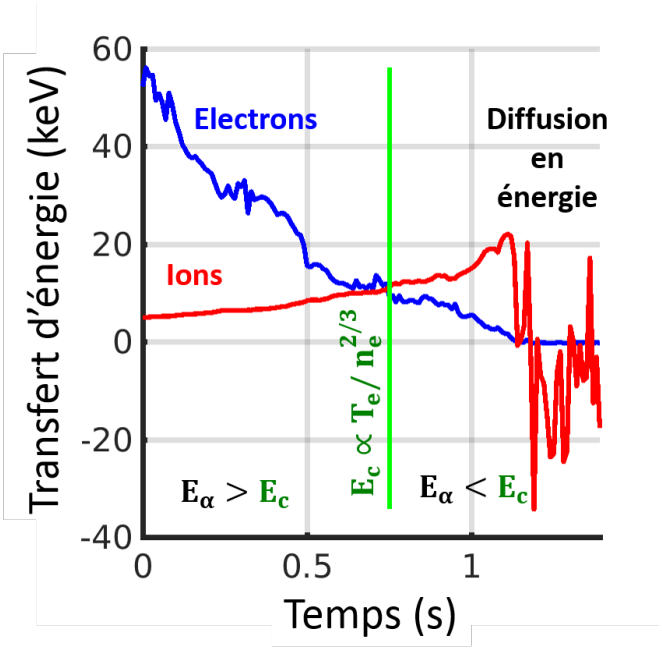
$$C_E^{\text{ran}} = \sqrt{2B}$$

avec

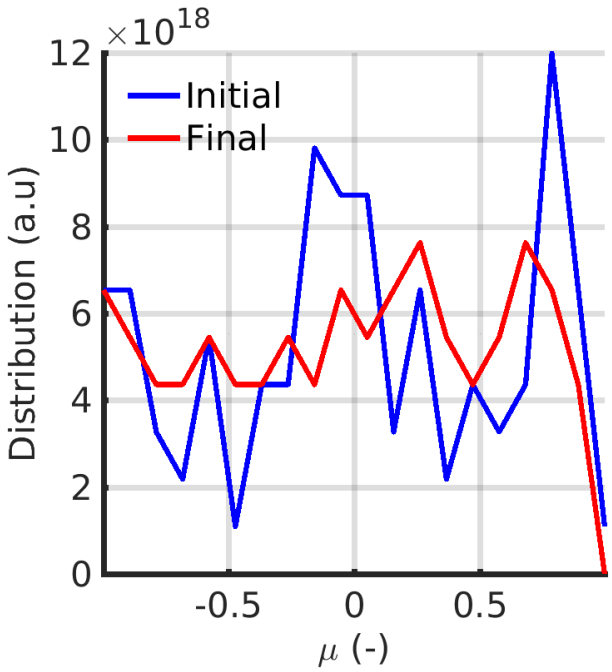
$$A = -\alpha + \frac{1}{2v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^2\beta\right) = \sum_f C_f \frac{m}{2kT_f} G\left(l_f v\right) \quad B = \frac{\beta}{2} = \frac{1}{2}\sum_f \frac{C_f}{v} G\left(l_f v\right)$$

où les coefficients α (cf eq.2.21), β (cf eq.2.22), C_f, l_f (cf eq.2.24) et la fonction $G\left(x\right)$ (cf eq.2.25) sont définies dans le chapitre 2.

La figure 3.8 présente un exemple du ralentissement par collisions d'une particule alpha de 3.5MeV dans un plasma d'ITER. La figure 3.8a présente l'évolution du transfert d'énergie collisionnel de la particule alpha et montre qu'au début de la simulation la particule ayant une énergie de 3.5MeV transfère son énergie sur les électrons puisque cette énergie est supérieur à l'énergie critique (cf eq.2.29). Lorsque l'énergie de la particule atteint l'énergie critique représenté par la ligne verte de la figure 3.8a, la particule transfère autant d'énergie aux ions qu'aux électrons. A la fin de la simulation l'énergie de la particule alpha est inférieur à l'énergie critique et transfère alors principalement sont énergie aux ions puis quant la particule a transféré toute son énergie entre en jeu la diffusion en énergie (cf eq.2.20) où le caractère stochastique de ce processus est représenté par les fluctuations présentent sur l'énergie transférée aux ions. La figure 3.8b présente l'état initial (en bleu) et final (en rouge) de la distribution en fonction du pitch angle (μ) des particules alpha et montre l'influence des collisions sur la direction des particules (cf eq.3.14).



(a) Transfert énergétique de la particule alpha sur les ions (en rouge) et sur les électrons (en bleu) du plasma



(b) Distribution des particules alpha en fonction du pitch angle pour l'état initial (en bleu) et final (en rouge)

FIGURE 3.8: Exemple du ralentissement collisionnel d'une particule alpha de 3.5MeV dans ITER (a) et distribution des particules alpha enfonction du pitch angle (b).

3.3.4 L'opérateur quasi-linéaire d'interaction onde/particules

La librairie RFOF (Radio Frequency librairy for Orbit Following codes) [66] permet de calculer l'opérateur quasi-linéaire de l'interaction onde/particule et est adapté aux codes Monte-Carlo de suivi d'orbite. Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'interaction agit sur l'invariant du mouvement $I_\perp$ (cf eq.2.34) ajoutant une perturbation $\Delta I_\perp$que l'on nommera par la suite une impulsion en énergie.

Pour respecter la définition d'un opérateur Monte-Carlo (cf eq.3.10), l'impulsion en énergie est défini comme :

$$\Delta I_\perp = \underbrace{\frac{\delta D_{RF}}{\delta I_\perp}\Delta t}_{\text{Terme de dérive}} + \underbrace{\varepsilon\sqrt{2D_{RF}\left(I_\perp\right)\Delta t}}_{\text{Terme Stochastique}} \qquad (3.15)$$

où le coefficient de diffusion est défini dans le chapitre 2 (cf eq.2.32).

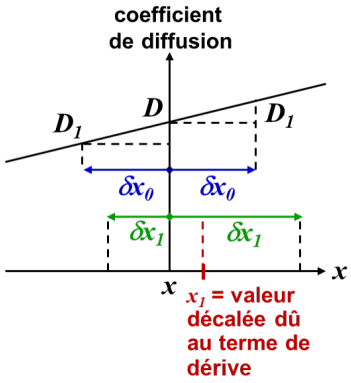


FIGURE 3.9: Représentation du calcul de l'opérateur Monte-Carlo pour l'intéraction onde/particule

On peut éviter le calcul du terme de dérive en effectuant deux étapes dans le calcul de l'opérateur. On va d'abord calculer le terme stochastique qui va nous donner un $\delta I_\perp$puis calculer le terme stochastique du $\delta I_\perp$ainsi la correction apportée par le $\delta I_\perp$tient compte de la dérive du coefficient de diffusion (cf figure 3.9) :

$$\Delta I_\perp = \varepsilon\sqrt{2D_{RF}\left(I_\perp + \delta I_\perp\right)\Delta t} \qquad (3.16)$$
$$\delta I_\perp = \varepsilon\sqrt{2D_{RF}\left(I_\perp\right)\Delta t}$$

Le code doit évaluer quand est-ce que la particule va rencontrer la résonance. Pour cela il va calculer la distance entre la fréquence de résonance et la fréquence de la particule :

$$\Delta\omega = \omega - n\omega_{ci} - \vec{k}.\vec{v}$$

Pour cela le code calcul un polynôme du second ordre sur 3 points de l'orbite $P_{\Delta\omega}(t)$ et prédit ainsi le temps de résonance. Deux autres polynômes sont aussi construits en R et Z pour prédire la position de la résonance $P_{\Delta R}(t)$ et $P_{\Delta Z}(t)$.

Quand la condition sur $\Delta\omega$ est respecté le code applique l'impulsion 3.16 au marker Monte-Carlo.

Il faut aussi adapter le champ électrique à l'opérateur Monte Carlo afin d'assurer la bonne puissance ICRH incidente. Et cela pour deux raisons :

— Les approches entre le code full-wave pour la propagation de l'onde et l'approche quasi-linéaire sont différentes
— L'évolution temporelle de la fonction de distribution : au début de temps t on a un champ électrique donné qui va modifier la fonction de distribution. Cette modification va alors modifier l'absorption du champ électrique par les ions et donc si on ne normalise pas le champ au temps suivant la puissance incidente se trouvera modifiée.

Donc pour éviter toute inconsistance entre le code full-wave et le code Fokker-Planck sur la puissance ICRH absorbée par la distribution ionique, il faut normaliser le champ électrique comme [67] :

$$E_{norm} = \sqrt{\frac{P_{requis}}{P_{abs}}} \tag{3.17}$$

où E_{norm} est le facteur de normalisation du champ électrique, P_{requis} est la puissance ICRH absorbée par la distribution ionique donnée par le code full-wave et P_{abs} la puissance ICRH absorbée par la distribution ionique donnée par RFOF.

3.3.5 Calcul des taux de neutrons

J'ai ajouté dans SPOT le calcul des taux de neutrons, tel que décrit dans la section 2.3.4, pour les réactions de fusion D-D, D-T (cf section 1.1.1) et T-T ($T + T \rightarrow \alpha + 2n$) [57] et cela en distinguant les réactions thermiques et beam-thermal. Pour les réactions beam-thermal de la réaction de fusion D-T, il faut dissocier les réactions 1) D rapide avec T thermique et 2) D thermique avec T rapide.

Le calcul du taux de neutron total est effectué en 2 étapes :

— Après la lecture des inputs (cf encadré 1 de la figure 3.4) SPOT calcule le taux de neutrons (cf eq.2.37 et 2.39) pour les réactions thermiques suivant la composition du plasma (sans Tritium, Spot calcul le taux de neutrons uniquement pour la réaction D-D, sans Deutérium, Spot calcule le taux de neutrons uniquement pour la réaction T-T).
— Dans la boucle de temps numérique (cf encadré 4 de la figure 3.4) SPOT calcule le taux de neutrons (cf eq.2.37 et 2.40) pour les réactions beam-thermal suivant la composition du plasma.

Afin de vérifier l'implémentation du calcul des taux de neutrons dans SPOT, j'ai modélisé une décharge plasma de JET composé de Deutérium utilisant uniquement le chauffage NBI. Puis j'ai comparé cette modélisation avec les résultats fournis par le code TRANSP [68] qui est le code de transport 1D utilisé à JET. La figure 3.10 présente la comparaison des profils des taux de neutrons entre SPOT et TRANSP et montre un bon accord entre les deux profils pour le taux de neutrons total, un faible désaccord au centre du plasma pour le taux de neutrons des réactions entre faisceaux et thermiques nommées beam-thermales et au milieu du plasma ($\rho/\rho_0 \simeq 0.5$) pour le taux de neutrons des réactions thermiques. Les différences observées sur les profils des taux de neutrons sont dues aux différences sur le profil de déposition de puissance NBI entre SPOT et TRANSP (cf fig.3.11). TRANSP utilise le code PENCIL pour calculer la déposition de puissance du chauffage NBI et comme nous l'avons vu dans la section 3.1 ce code n'utilise pas la même approche que NEMO, c'est la raison pour laquelle il est impossible d'obtenir exactement le même profil entre les deux codes.

Cependant la comparaison des moyennes volumiques du taux de neutrons de la réaction D-D entre l'expérience, la modélisation de SPOT et celle de TRANSP, résumée dans le tableau 3.1, confirme la vérification de l'implémentation du calcul des taux de neutrons dans SPOT au vu de l'écart relatif à l'expérience qui est de 1.6% pour SPOT et de 10.8% pour TRANSP.

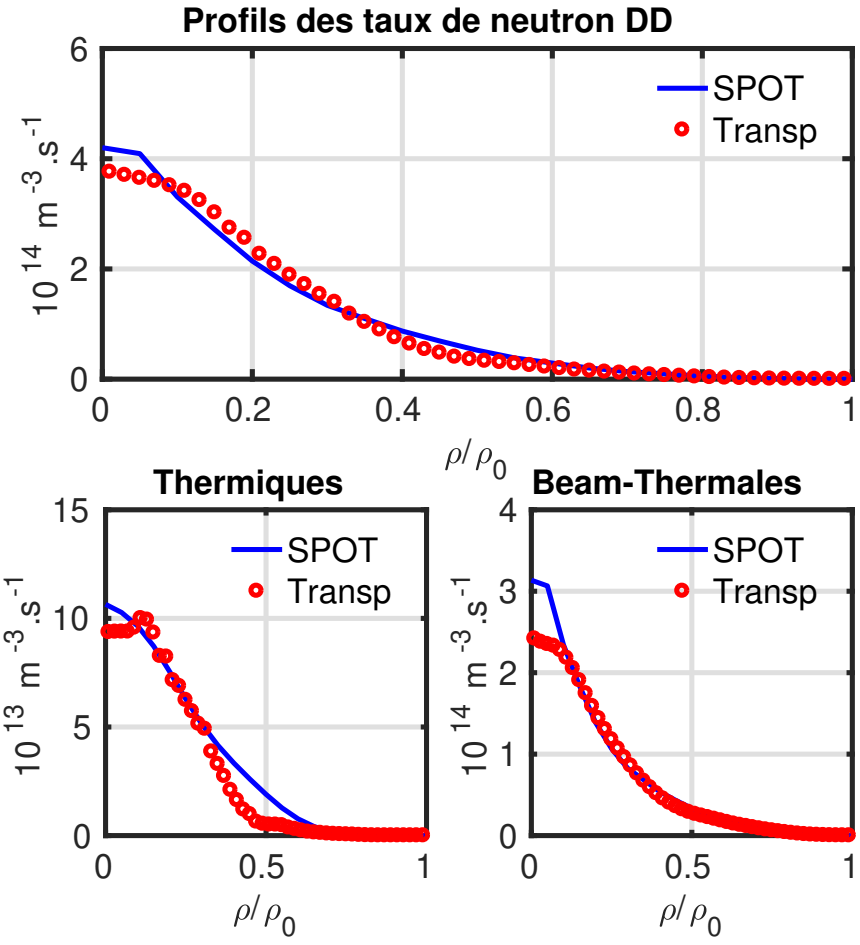


FIGURE 3.10: Comparaison des profils des taux de neutrons obtenus par la modélisation de SPOT (en bleu) et par celle de TRANSP (en rouge) de la décharge 84792 de JET

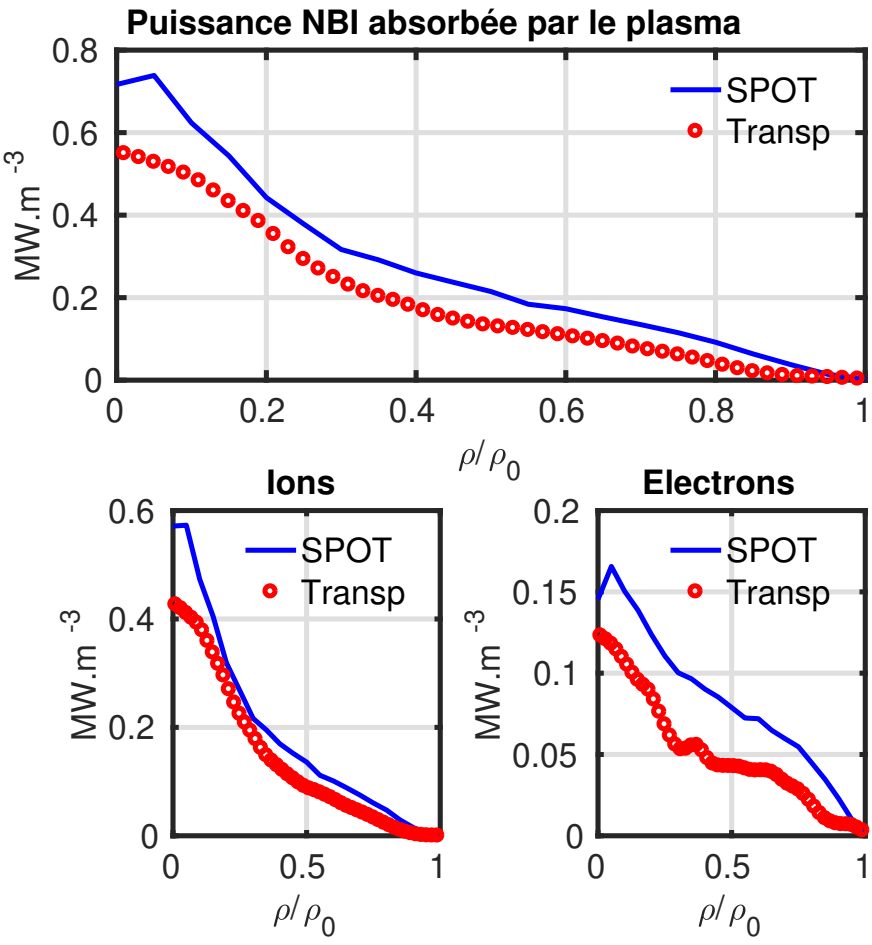


FIGURE 3.11: Comparaison des profils de la puissance NBI absorbée par le plasma obtenus par la modélisation de SPOT (en bleu) et par celle de TRANSP (en rouge) de la décharge 84792 de JET

Moyenne volumique des taux de neutrons $[10^{15}s^{-1}]$	Expérience	SPOT	TRANSP
Totale	3.8	3.74	3.39
Produit par les réactions thermiques	-	1.22	0.92
Produit par les réactions beam-thermales	-	2.52	2.30

TABLE 3.1: Résumé de la moyenne volumique des taux de neutrons de la réaction D-D obtenus expérimentalement, par SPOT et TRANSP

3.4 Modélisation auto-cohérente de la synergie NBI et ICRH

Pour modéliser l'accélération des ions par le chauffage ICRH il faut résoudre les équations de Maxwell (eq.3.18) caractérisant la propagation de l'onde dans le plasma et l'équation de Fokker-Planck (eq.3.19) caractérisant l'évolution de la fonction de distribution des ions interagissant avec l'onde.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \overleftrightarrow{\epsilon} (f_i) \cdot \vec{E} + i\omega\mu_0 \vec{j_{ext}} \tag{3.18}$$

$$\frac{df_i}{dt} = C(f_i) + Q\left(f_i, \vec{E}\right) + S_{NBI} - P \tag{3.19}$$

où $\vec{E}$ est le champ électrique de l'onde, ω est la fréquence de l'onde ICRF, c la vitesse de la lumière, $\overleftrightarrow{\epsilon}$ est le tenseur diélectrique, μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, $\vec{j_{ext}}$ est la densité de courant de l'antenne, f_i est la distribution de l'ion résonnant, $C(f_i)$ est l'opérateur de collision, $Q\left(f_i, \vec{E}\right)$ est l'opérateur quasi-linéaire de

l'interaction onde/particules et P les pertes de particules pour lesquelles leurs positions (R, Z) excède les limites du mur et pour le cas des ions rapides pour lesquelles leurs énergies est inférieures à une énergie seuil (cf eq.3.22).

Pour avoir une modélisation complète il faut tenir compte de la rétroaction de la distribution sur le champ et inversement, soit de résoudre les deux équations précédentes de façon auto-cohérente. On s'attend à ce que la modélisation auto-cohérente modifie la puissance ICRH absorbée par les ions rapides, l'énergie des ions rapides ainsi que le taux de neutrons des réactions beam-thermales. Comme décrit dans les sections 3.2 et 3.3, nous avons utilisé le code EVE pour résoudre l'équation 3.18 et le code SPOT incluant la librairie RFOF pour résoudre l'équation 3.19.

3.4.1 Création du workflow

Pour obtenir une modélisation auto-cohérente de la synergie NBI et ICRH j'ai créé un workflow combinant les codes suivants NEMO / EVE / SPOT / RFOF, représenté par le schéma de la figure 3.12.

1ère étape : détermination des ions rapides créés par NBI et initialisation de l'absorption ICRH Cette étape permet dans un premier temps de modéliser la source de NBI avec NEMO / SPOT, cf exemple 3.1. Cette simulation fournit à EVE les profils de température perpendiculaire et parallèle et le profil de densité des ions rapides. Avec ces données EVE détermine la propagation de l'onde ICRF sur les espèces ionique et électronique, cf exemple de la section 3.2, et fournit à SPOT/RFOF les profils 2D des caractéristiques de l'onde ICRF à savoir E_+, E_- et $k_\perp$ ainsi que la puissance absorbée par les espèces du plasma, cf $\mathcal{P}_{abs}$ de l'équation 3.8 correspondant à P_{requis} de l'équation 3.17.

Cette étape est représentée par l'encadré bleu de la figure 3.12 et correspond à la simulation sans itération entre EVE et SPOT (i.e $it = 0$).

2éme étape : modélisation auto-cohérente du chauffage ICRH Suite à la 1ére étape, on modélise l'évolution des ions rapides avec SPOT/RFOF en tenant compte des processus physique décris dans la section 3.3 sur un temps dt. Cette simulation fournit alors les nouveaux profils de température perpendiculaire et parallèle et le nouveau profil de densité des ions rapides à EVE. Puis EVE détermine la nouvelle propagation de l'onde ICRF et fournit à SPOT/RFOF les profils 2D des caractéristiques de l'onde ICRF. Ce procédé est répété sur plusieurs itérations it jusqu'à ce que d'une part les profils d'absorption de la puissance ICRH et les profils de puissance transférée au plasma soient stationnaires et d'autre part la distribution des ions rapides à savoir densité et température perpendiculaire et parallèle soient stationnaires ainsi que les caractéristiques de l'onde ICRF.

Cette étape est représentée par l'encadré rouge de la figure 3.12 et permet de tenir compte de la rétroaction de la distribution sur le champ de l'onde ICRF et inversement.

Moyenne des quantités à l'état stationnaire : Comme décrit dans la section 3.3, les codes SPOT et RFOF étant des codes Monte-Carlo, le bruit statistique peut-être important. Afin d'éviter toute fluctuation statistique perturbant les profils des caractéristiques des ions rapides $\left(T_\perp, T_\parallel, n_D\right)$, les itérations entre EVE et SPOT ne seront pas stoppées au 1er état stationnaire trouvé, d'une part pour s'assurer que l'état trouvé est bien stationnaire et d'autre part pour moyenner les profils et distribution trouvés à cet état stationnaire sur toutes les itérations entre la 1ère itération où l'état stationnaire est trouvé et la dernière itération de la simulation. Ainsi on trouve l'état représentatif de l'état stationnaire.

Avec ce nouveau workflow, nous prenons donc en compte simultanément
— l'évolution temporelle de la distribution des ions rapides suite à l'application du NBI et de l'ICRH
— la modification auto-consistante sur le champ de l'onde ICRF et les propriétés d'absorption.

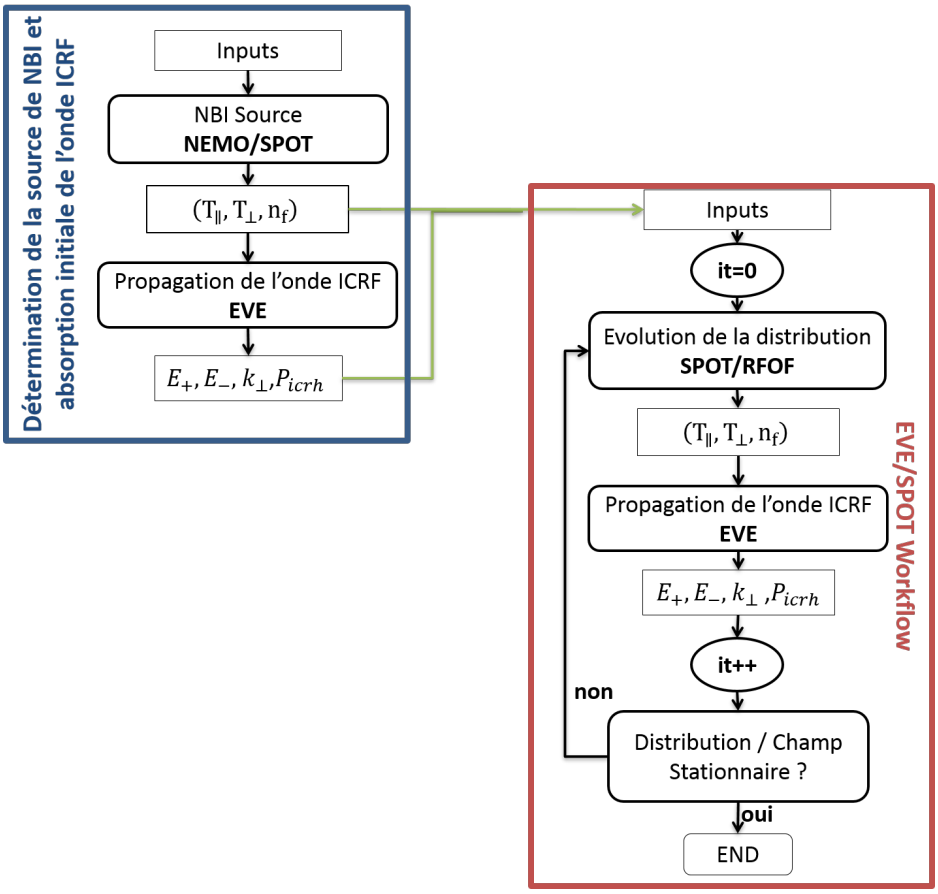


FIGURE 3.12: Schéma du couplage auto-cohérent du workflow EVE/SPOT

3.4.2 Approximation bi-maxwellienne de la distribution ionique

La plus grande complexité dans les calculs effectués par EVE est l'expression du tenseur diélectrique $\overleftrightarrow{\epsilon}(f_i)$ de l'équation 3.18. Nous avons vu dans la section 2.2 que ce tenseur a deux approches, une approche plasma froid $\overleftrightarrow{\epsilon}^{\text{cold}}$ qui est une approximation ne tenant pas compte des corrections thermique et cinétique et une approche plasma chaud qui tient compte de ces corrections. Par ailleurs EVE étant un code analytique une deuxième complexité réside dans l'expression de la distribution ionique f_i du tenseur. Plusieurs expressions sont possibles :

— une expression analytique adaptée au problème → Maxwellienne, bi-Maxwellienne ...
— une expression non analytique

L'expression non analytique de la distribution est l'approche la plus compliquée est fera l'objet d'étude future.

Dans le cadre de cette thèse, EVE utilisera donc une expression analytique de la distribution dans le calcul du tenseur diélectrique chaud. Or nous souhaitons modéliser les ions rapides qui ont la particularité d'avoir 2 degrés de liberté puisque leur vitesse cyclotronique $v_{\perp}$ est plus importante que leur vitesse le long du champ magnétique $v_{\|}$. L'expression analytique la plus adaptée au problème est donc une expression bi-Maxwellienne :

$$f\left(v_{\|}, v_{\perp}\right) = n_f \left(\frac{m_f}{2\pi T_{\|}}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_f v_{\|}^2}{2T_{\|}}\right) \left(\frac{m_f}{2\pi T_{\perp}}\right) \exp\left(-\frac{m_f v_{\perp}^2}{2T_{\perp}}\right) \tag{3.20}$$

avec n_f la densité d'ion rapide et m_f leur masse, $T_{\perp}, T_{\|}, v_{\perp}, v_{\|}$ les températures effectives en K et les vitesses dans les directions perpendiculaire et parallèle.

Pour décrire la distribution de SPOT par une simple bi-maxwellienne, les paramètres de la bi-maxwellienne sont

calculés à partir des paramètres caractéristiques comme :

$$\begin{cases} n_{fast} = \sum_N p_N \\ W_{\parallel} = \frac{1}{2} m \sum_N v_{\parallel N}^2 p_N & \rightarrow T_{\parallel} = 2\frac{W_{\parallel}}{q_e n_{fast}} \\ W_{\perp} = \frac{1}{2} m \sum_N v_{\perp N}^2 p_N & \rightarrow T_{\perp} = \frac{W_{\perp}}{q_e n_{fast}} \end{cases} \tag{3.21}$$

avec N le nombre de markers, p_N le poids associé à chaque marker par unité de volume, et $W_{\perp,\parallel}$ le contenu énergétique perpendiculaire et parallèle en J, et $T_{\perp,\parallel}$ les températures effectives en eV.

Pour résoudre l'équation de Fokker-Planck le package SPOT/RFOF requiert un long temps de calcul qui dépend du nombre de particules représentant la distribution modélisée. Pour réduire ce temps de calcul, la distribution ionique a été séparée en deux distributions représentant respectivement la partie de la distribution thermique et suprathermique. Pour cette séparation nous avons utilisé un critère sur la température [69] de l'ion injecté par NBI (le Deutérium) qui est

$$T_{fast} > 1.5 * T_i \tag{3.22}$$

avec T_{fast} la température des ions injectés par NBI et T_i la température thermique de la même population d'ion. Cette séparation ne pose pas de problème car nous voulons modéliser la dynamique des ions rapides créés par NBI et accélérés par l'ICRH. Ainsi, le nombre de particules nécessaires pour représenter l'évolution physique de la distribution des ions rapides reste appropriée pour un temps de calcul raisonnable.

Conditions aux limites : Les conditions limites sur les ions sont fixées dans SPOT et sont différentes pour les ions rapides et les ions thermiques. Sur la dernière surface magnétique, les ions présents ont une faible énergie car la taille des orbites des ions rapides est telle que ces ions sont forcément perdus. De plus les ions rapides sont présents dans un Tokamak en petite quantités comparés aux ions thermiques. Ce qui amène aux conditions limites suivantes :

- Pour les ions rapides : une densité nulle sur la dernière surface magnétique
- Pour les ions thermiques : une faible température définie par le contenu énergétique du plasma [70] sur la dernière surface magnétique.

Ainsi les gradients de densités et de températures restent physiques.

3.5 La Modélisation Intégrée Européenne

Afin de créer ce nouveau workflow nous avons utilisé l'environnement de la modélisation intégrée Européenne (EUITM) [71, 72]. EVE, NEMO, SPOT et RFOF étant développés dans cet environnement, ce qui a facilité le couplage.

L'EUITM vise à fournir une plate-forme normalisée et une suite intégrée de codes numériques validés pour la simulation et la prédiction d'une décharge plasma complète dans des tokamaks arbitraires. Pour cela la plateforme utilise une normalisation de l'échange de données entre les différents codes, par le biais d'une structure de données générique incorporant des données simulées et expérimentales. Les éléments de cette structure sont identifiés comme des « objets physiques cohérents », ou CPO (acronyme anglais de « Consistent Physical Objects ») [73].

Pour simuler une décharge plasma complète, le principe est d'associer différents modules afin de modéliser :

- l'équilibre du plasma
- les sources de chauffage et particule : chauffage NBI, RF, réaction de fusion
- le transport : instabilités, turbulence

Les différents modules sont intégrés dans une boucle temporelle, comme représentée par la figure 3.13, et chaque module peut comprendre différents codes permettant ainsi une grande flexibilité dans la modélisation souhaitée, comme représenté par la figure 3.14 pour le module de source. Suivant la précision du processus physique étudié, on peut ainsi choisir d'utiliser les codes les plus appropriés.

Les travaux de cette thèse et une future intégration du couplage auto-cohérent dans Kepler, qui est un gestionnaire de calcul scientifique proposant une construction graphique conviviale de la simulation intégrée, permettront à l'avenir aux utilisateurs de la plateforme EUITM d'effectuer des simulations auto-cohérentes du chauffage ICRH.

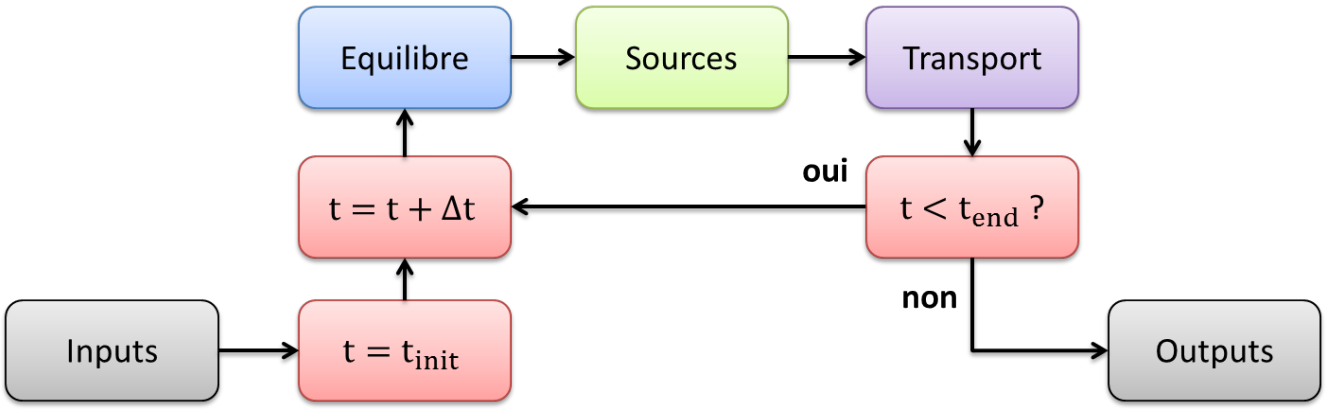


FIGURE 3.13: Schéma de la modélisation intégrée

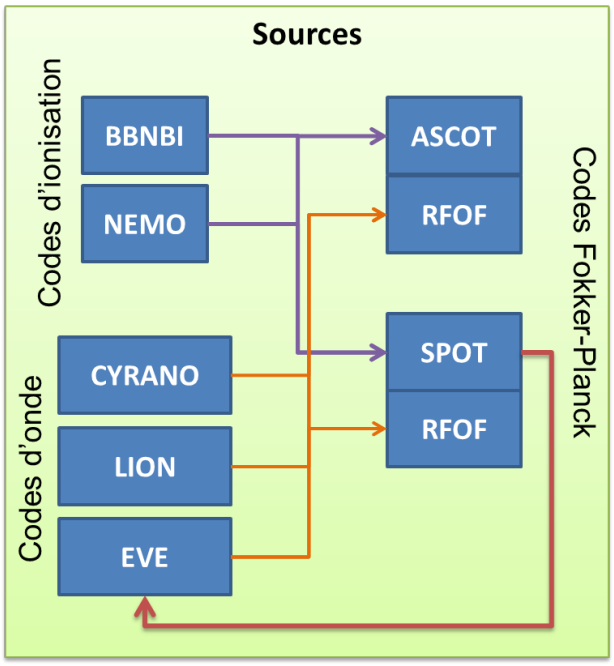


FIGURE 3.14: Schéma de la diversité et flexibilité des codes de la plateforme EUITM pour la modélisation des chauffages ioniques

Chapitre 4

Modélisation des chauffages ioniques d'un plasma de JET

Ce chapitre sera consacré à l'application du schéma d'auto-cohérence décrit dans la section 3.4 via la modélisation d'une décharge expérimentale décrite dans la section 4.1. J'exposerai ensuite les résultats de la modélisation du chauffage NBI faite avec NEMO et SPOT (cf section 4.2) et du couplage auto-cohérent entre EVE et SPOT (cf section 4.3). Suite à ces résultats j'utiliserai la modélisation auto-cohérente pour comparer le chauffage NBI seul avec la synergie des chauffages NBI et ICRH utilisés pour la production de réactions de fusion (cf section 4.4), ainsi que pour l'impact de la concentration de l'espèce minoritaire sur la synergie des chauffages NBI et ICRH (cf section 4.5).

4.1 Description de la décharge utilisée #86614

Pour tester le couplage auto-cohérent nous avons utilisé une décharge de deutérium hybride haute performance, réalisée durant la campagne expérimentale de JET en 2014 en combinant les chauffages NBI et ICRH. Une validation expérimentale de ce nouveau schéma est la comparaison entre la modélisation et la mesure du taux de neutron (cf section 2.3.4) produits par les réactions de fusion. Nous avons choisi le choc #86614 ayant un scénario hybride pour lequel a été obtenu le record de taux de neutrons durant la campagne de 2014 [74], en raison d'une combinaison de facteurs incluant en particulier la synergie des chauffages NBI et ICRH.

4.1.1 Paramètres principaux

Les paramètres principaux de cette décharge entre 8.2s et 8.5s, qui est la fenêtre temporelle pour laquelle la décharge est en phase stationnaire et correspond à la puissance maximale des chauffage NBI et ICRH, sont résumés dans le tableau 4.1. Le chauffage minoritaire d'H avec une concentration à 2% permet d'éviter l'accumulation de tungstène et maximiser le gradient de température électronique pour améliorer le confinement [75, 76]. Ce choc contient donc de l'H en minorité et des analyses précédentes [77] ont estimé une concentration de 2% d'H. De plus des impuretés de béryllium et de tungstène provenant du mur sont présentes dans ce choc.

Le scénario de chauffage ICRH utilisé dans ce choc correspond au chauffage de l'H minoritaire qui coïncide avec la résonance du second harmonique du D ($\omega \approx \omega_{cH} = 2\omega_{cD}$). Il s'agit d'un chauffage central comme représenté sur la figure 4.1 présentant les couches de résonances des différentes espèces présentes dans le plasma.

Paramètres	Valeurs à $t \in [8.2 - 8.5]\, s$
Grand (R_0) et petit (r_a) rayon (m)	2.89, 0.94
Champ magnétique central B_0 (T)	2.9
Courant plasma I_p (MA)	2.5
Puissance NBI (MW)	22
Puissance ICRH (MW)	5
Beta normalisé β_N	2.3
H_{98}	1.1
q_{95}	3.6
Température électronique moyennée sur le volume et centrale $\langle T_e \rangle, T_{e0}$ (keV)	2.8, 7.7
Densité électronique moyennée sur le volume et centrale $\langle n_e \rangle, n_{e0}$ $\left(10^{19} m^{-3}\right)$	4.3, 7.1
Concentration de n_H/n_e, n_{Be}/n_e, n_W/n_e (%)	1.95, 1.32, 0.01
Taux de neutrons de la réaction D-D $\left(10^{16} s^{-1}\right)$	2.19

TABLE 4.1: Paramètres principaux de la décharge #86614

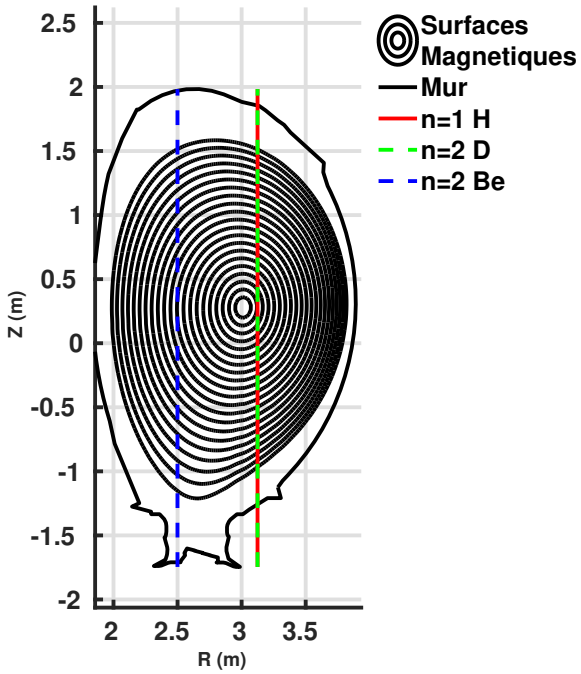


FIGURE 4.1: Coupe poloïdale du mur, des surfaces magnétiques et des couches de résonances du chauffage ICRH à la fréquence $\omega = 42.5 MHz$

4.1.2 Obtention des inputs

Afin que les inputs soient compatibles avec le format CPO [73], j'ai utilisé METIS [70] développé sur la plateforme de la modélisation intégrée européenne. De plus l'utilisation du code METIS permet d'assurer la compatibilité de la résolution de l'équilibre et des profils avec le package EVE/SPOT.

Pour déterminer le champ magnétique quasi-statique et les propriétés thermiques du plasma, METIS utilise un outil de fit des données expérimentales de JET provenant de CRONOS [78]. Cet outil utilise le diagnostic thomson haute résolution (HRTS) pour le profil de densité et de température électronique, le diagnostic d'échange de charge (CX) pour le profil de la température ionique et la spectroscopie visible (KS3) pour le profil de Z_{eff}. L'équilibre quasi-statique du plasma est calculé par METIS via la résolution de l'équation 1D du transport du flux poloïdal plus un code d'équilibre 2D exécuté périodiquement pour mettre à jour les métriques de l'équation du transport du flux poloïdal compatible avec les profils de pression du plasma et du courant. L'équilibre ainsi déterminé permet d'obtenir les surfaces magnétiques du plasma représentées en noir sur la figure 4.1.

La figure 4.2 présente la comparaison entre les profils fittés et les données expérimentales. Les profils sont donnés en fonction de la coordonnée de flux toroïdal normalisée ρ/ρ_0 où

$$\rho\left(r,\theta\right)=\sqrt{\frac{\Phi\left(r,\theta\right)}{\pi B_0}}$$

avec Φ le flux magnétique toroïdal et ρ_0 la valeur de ρ à la dernière surface de flux fermée, dont le changement de coordonnées est représenté par la figure 4.3.

La figure 4.2 c) montre une incertitude de 12% sur le profil de T_i au centre du plasma [74]. Nous verrons dans la section 4.3.5 l'impact de cette incertitude sur le couplage auto-cohérent.

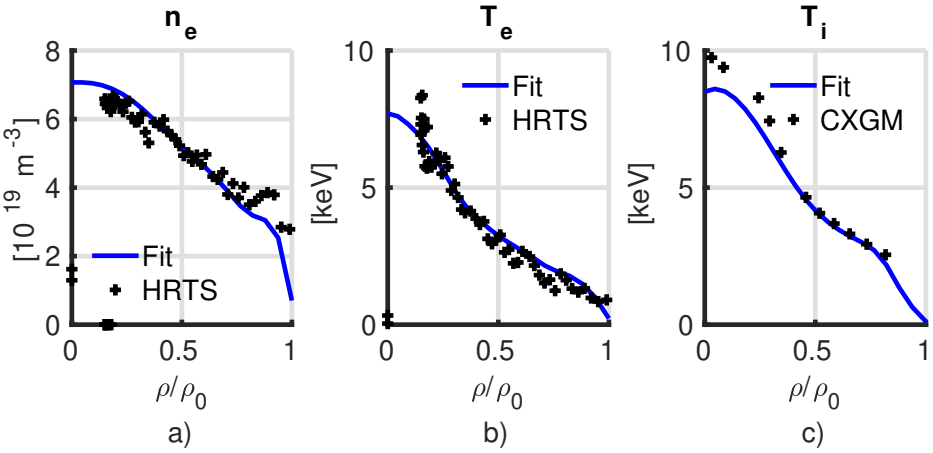


FIGURE 4.2: Comparaison des profils de densité (a) et de température (b) électronique et de température ionique (c) entre le fit provenant de CRONOS (en bleu) et les données expérimentales de JET (en symboles noir) du choc #86614.

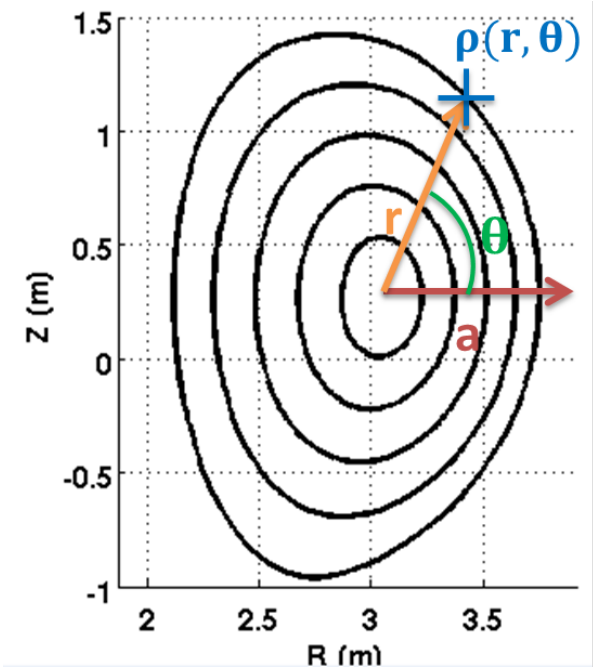


FIGURE 4.3: Schéma du changement de coordonnées entre le petit rayon plasma a et la coordonnée de flux toroïdal ρ. En noir sont représentées les surfaces de flux magnétique.

4.2 Modélisation du chauffage NBI

Nous allons décrire dans cette partie les résultats de la modélisation du deutérium injecté par NBI effectuée par les codes NEMO/SPOT

4.2.1 Statistique nécessaire

Comme on utilise un code Monte-Carlo pour résoudre l'équation de Fokker-Planck, il faut s'assurer que le nombre de particules de la simulation représentative de la distribution du deutérium rapide soit suffisant pour un temps de calcul raisonnable afin d'éviter des fluctuations statistiques trop importantes sur les profils. Pour cela je vais comparer trois simulations avec un nombre de particules différent, une avec 1000 particules, une deuxième avec 10000 particules et une troisième avec 100000 particules.

La figure 4.4 présente le profil de densité et de température du deutérium rapide, ainsi que la distribution de cet ion pour ces trois simulations. Les résultats montrent qu'avec 1000 particules les fluctuations sont trop importantes pour décrire les profils et la distribution. Augmenter la statistique à 100000 n'apporte pas beaucoup plus de précision sur les profils et la distribution comme le montre le tableau 4.2 qui résume le contenu énergétique et la densité des trois simulations. Bien que les simulations NEMO/SPOT soient assez rapides, cela permet aussi de gagner en terme de temps de calcul, pour les simulations à 1000 et 10000 particules le temps de calcul est de quelques minutes alors que pour la simulation à 100000 particules le temps de calcul est d'environ quelques heures et ce avec 36 processeurs.

Par conséquent toutes les prochaines modélisations présentées dans ce manuscrit seront effectuées avec une statistique de 10000 particules.

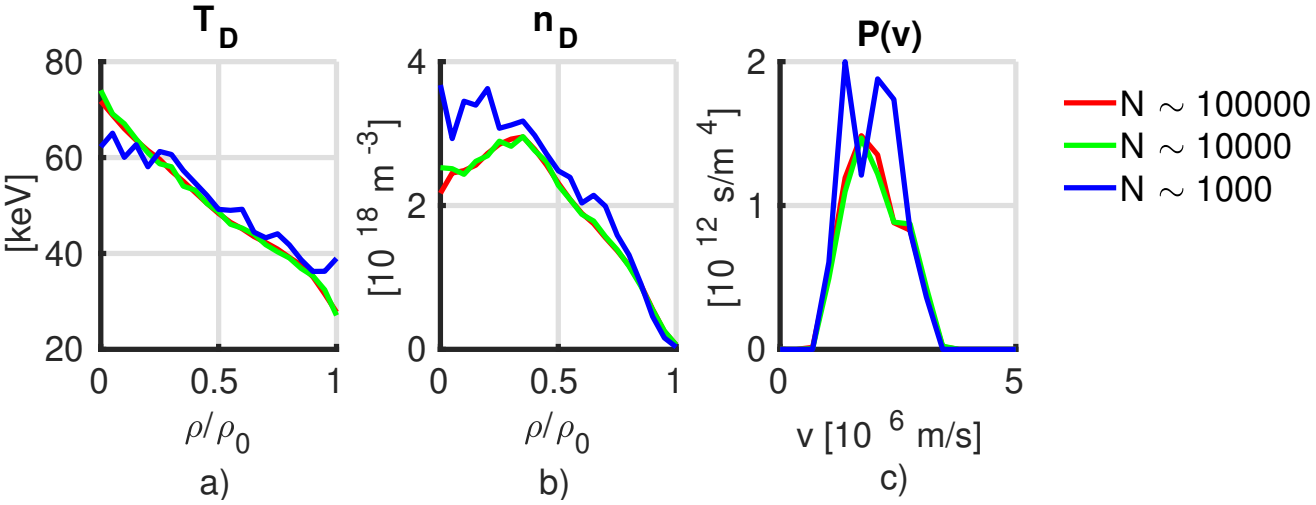


FIGURE 4.4: Comparaison des profils de température (a) et de densité (b) du D rapide et de la distribution Monte-Carlo donné par SPOT à $\rho/\rho_0 = 0.1$ (c) pour trois valeurs du nombre de particule N : $N \sim 100000$ (en rouge), $N \sim 10000$ (en vert), $N \sim 1000$ (en bleu).

N	100000	10000	1000
$W_D\ MJ$	0.74	0.74	0.87
$n_D\ 10^{18} m^{-3}$	1.56	1.56	1.75

TABLE 4.2: Résumé du contenu énergétique et de la densité de deutérium rapide pour les trois simulations.

De plus dans SPOT on modélise uniquement le plan poloïdal en 2D et par axisymétrie on en tire la position 3D des particules. Donc les 10000 particules sont utilisées pour représenter environs $4m^2$ soit 2500 particules par m^2.

4.2.2 Résultats de la modélisation NEMO/SPOT

L'ionisation des neutres dans le plasma a été modélisée par NEMO et l'état stationnaire du chauffage NBI a été simulé avec SPOT sur 0.3s qui est l'estimation du temps de ralentissement collisionnel pour cette décharge.

L'évolution temporelle de la puissance injectée et transférée est représentée par la figure 4.5. L'état stationnaire est bien atteint puisque la figure 4.5 montre la conservation de la puissance (toute la puissance injectée est transférée au plasma ou perdue dans les parois du tokamak). Les résultats de la simulation montrent que 72% de la puissance injectée est transférée aux ions, 27% aux électrons avec 1% de perte dans les parois. Les pertes calculées par SPOT ne contiennent que les pertes par shine-through, soit les pertes des neutres non ionisés absorbées par les murs du Tokamak, et non les pertes par friction/rotation et échanges de charges [36].

L'état stationnaire est atteint par compensation entre les pertes de particules (soit par la paroi soit lorsqu'elles passent sous le seuil énergétique) et la source de particules entrantes qui sont constantes.

Les profils de la puissance transférée de la figure 4.5 montrent que le dépôt de puissance NBI se situe plutôt pour $0 < \rho/\rho_0 < 0.5$ avec un pic à $\rho/\rho_0 \simeq 0.2$. D'après cette modélisation le chauffage NBI produit 5% de densité de deutérium rapide ayant une température centrale de 40 keV qui est environ 4 fois plus grand que la température du deutérium thermique. La présence de ces ions rapides permet d'augmenter de 47% le taux de réaction de fusion D-D, due à la présence des réactions beam-target, atteignant une valeur moyennée sur le volume plasma de $R_{DD} = 1.8 * 10^{16} s^{-1}$ correspondant à 18% de moins que la mesure expérimentale des taux de neutrons $\left(2.19 * 10^{16} s^{-1}\right)$. La différence entre le résultat de la modélisation et la mesure expérimentale provient vraisemblablement du fait que la modélisation de la synergie NBI et ICRH n'est pas encore été prise en compte à cette étape : seul le chauffage NBI a été modélisé jusqu'ici.

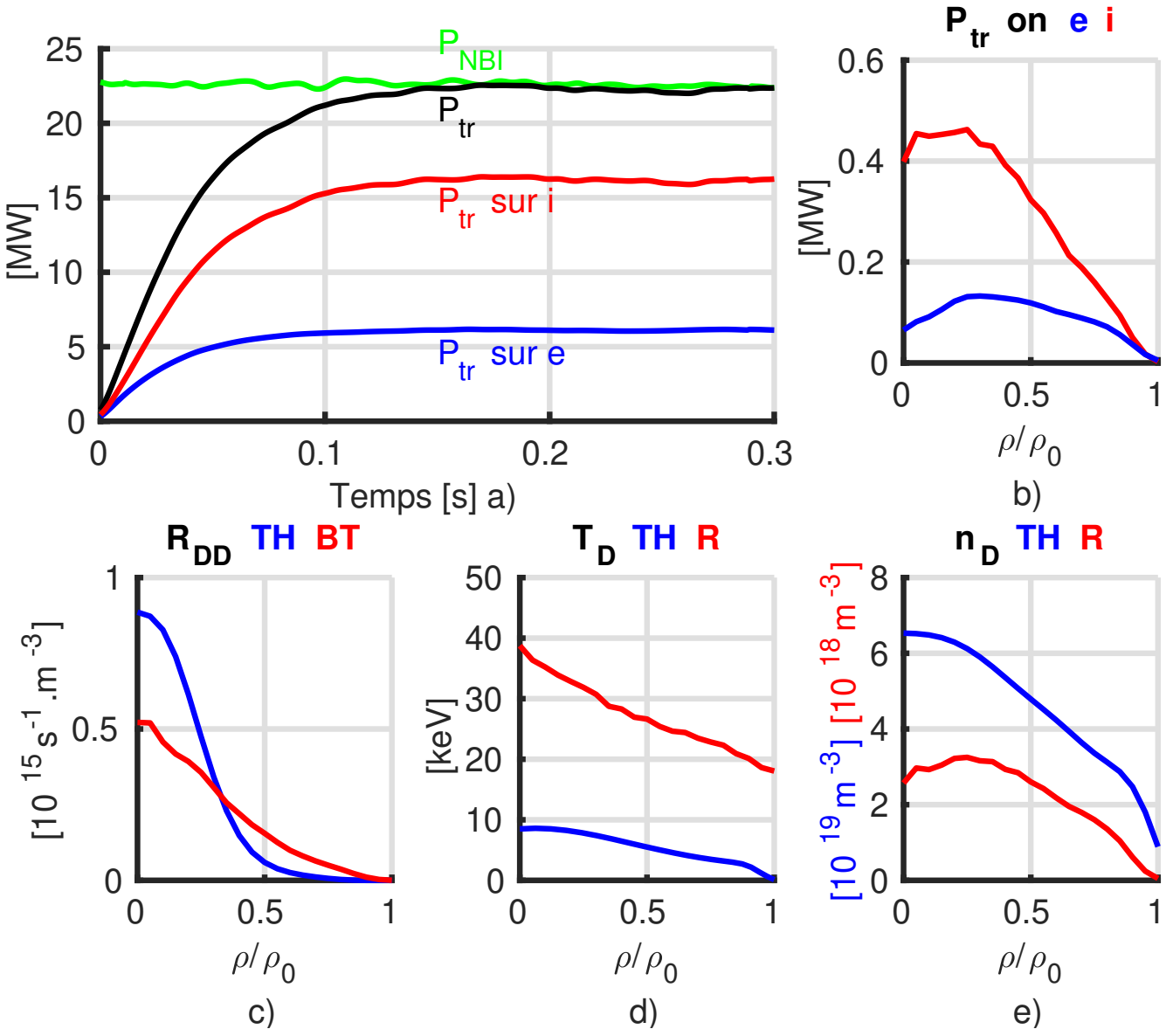


FIGURE 4.5: a) Évolution temporelle de la puissance NBI injectée (en vert), de la puissance transférée au plasma (en noir), aux ions (en rouge) et aux électrons (en bleu). b) Profils de la puissance transférée aux ions (en rouge) et aux électrons (en bleu). c) Profils des taux de neutrons de la réaction D-D pour les interactions thermiques (en bleu) et beam-target (en rouge). d) Profils de la température du D thermique (en bleu) et rapide (en rouge). e) Profils de la densité du D thermique (en bleu) et rapide (en rouge).

4.2.3 Vérification du fit de la distribution des ions rapides

Nous avons vu dans la section 3.4.2 que la distribution numérique de SPOT est fittée par une fonction bi-maxwellienne (cf eq.3.20). Nous allons donc vérifier si cette approximation est correcte en comparant la distribution numérique de SPOT avec un fit bi-maxwellien utilisé par EVE.

La distribution de SPOT, notée f_S, s'obtient en séparant le poids par unité de volume des particules, on notera p_k le poids par unité de volume de la particule k, en fonction de la vitesse de la particule, noté v_k compris dans un intervalle de vitesse $[v_i; v_{i+1}]$, soit :

$$f_S(v_\perp) = \sum_k \frac{p_k}{2\pi v_{\perp k}} \quad v_{\perp k} \in [v_{\perp i}; v_{\perp i+1}] \tag{4.1}$$

$$f_S(v_\parallel) = \sum_m p_m \quad v_{\parallel m} \in [v_{\parallel i}; v_{\parallel i+1}] \tag{4.2}$$

La distribution de SPOT étant pondérée par le poids des particules, le fit bi-maxwellien, noté f_F, est alors pondéré par la densité du deutérium rapide et séparé dans la direction perpendiculaire et parallèle comme suit :

$$f_F\left(v_\perp\right) = n_{Df}\left(\frac{m_{Df}}{2\pi T_\perp}\right)\exp\left(-\frac{m_{Df}v_\perp^2}{2T_\perp}\right) \tag{4.3}$$

$$f_F\left(v_\parallel\right) = n_{Df}\left(\frac{m_{Df}}{2\pi T_\parallel}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{m_{Df}v_\parallel^2}{2T_\parallel}\right) \tag{4.4}$$

où n_{Df} et m_{Df} sont respectivement la densité et la masse du deutérium rapide, $T_\perp$ et $T_\parallel$ sont les températures effectives perpendiculaire et parallèle du deutérium rapide calculé par l'équation 3.21.

La figure 4.6 présente la comparaison entre ces deux distributions à la coordonnée de flux toroïdal $\rho/\rho_0 = 0.1$ et montre la précision typique obtenue avec l'ajustement bi-maxwellien. Le graphique b) de cette figure présente deux branches dans la direction parallèle. Dans ce choc le chauffage NBI est injecté de sorte à produire un co-courant, soit un courant dans le même sens que le courant plasma ce qui induit une asymétrie de la fonction de distribution dans la direction parallèle et explique la présence de ces deux branches dans cette direction.

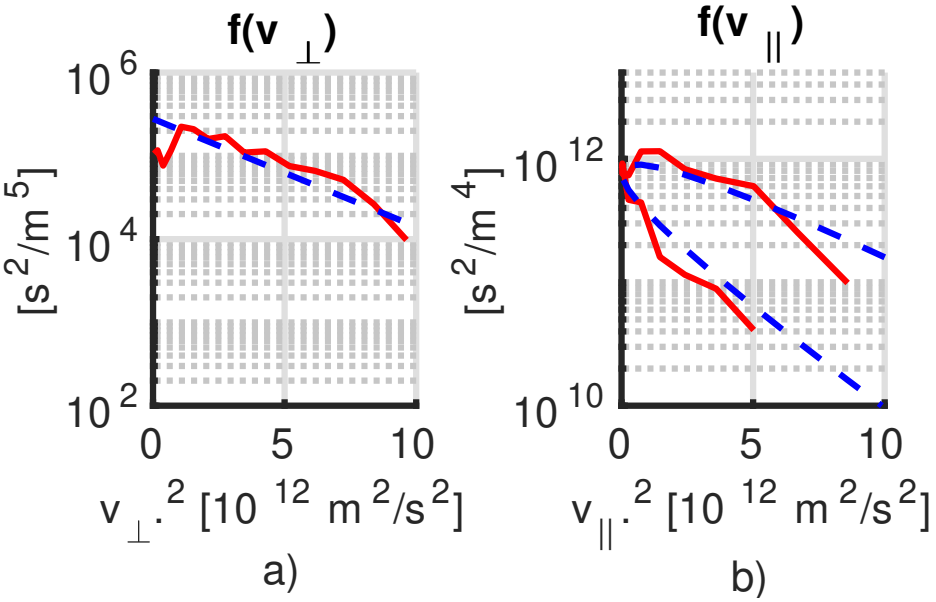


FIGURE 4.6: Comparaison de la distribution de SPOT f_S (cf eq.4.1 et eq.4.2) (en rouge) avec le fit bi-maxwellien f_F (cf eq.4.3 et eq.4.4) (en tiret bleu) à $\rho/\rho_0 = 0.1$.

4.3 Modélisation auto-cohérente de la synergie NBI et ICRH

Comme annoncé dans la section 3.4, nous allons discuter dans cette partie des résultats de simulation auto-cohérente de l'accélération du D rapide par ICRH avec le workflow EVE/SPOT.

4.3.1 Détermination de l'absorption initiale de l'onde ICRF

Suite aux résultats de la modélisation précédente (cf section 4.2), les températures effectives $T_\perp$ et $T_\parallel$ et la densité de D rapide n_f sont donnés à EVE (cf encadré bleu fig.3.12). EVE détermine alors la propagation de l'onde ICRF et l'absorption de cette onde par les espèces ioniques et électronique présentes dans le plasma. La figure 4.7 présente les résultats de cette simulation, à savoir des coupes poloïdales de l'amplitude du champ électrique dans le plasma et les profils d'absorption de la puissance ICRH par l'hydrogène, le deutérium thermique et rapide et les électrons. A t=8.2s la puissance ICRH est de 4.5MW (puissance que l'on retrouve sur la figure 4.7 en additionnant les puissances absorbées par chaque espèce) et les résultats montre que 0.5MW de puissance ICRH est absorbée initialement par le D rapide et est maximal à $\rho/\rho_0 = 0.1$, ce qui représente environ 11% de la puissance ICRH totale.

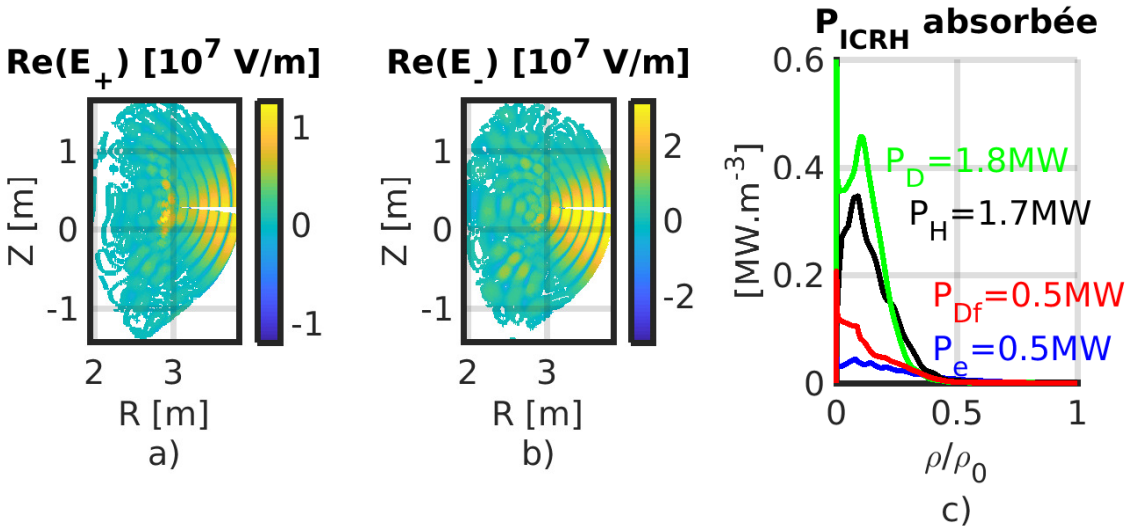


FIGURE 4.7: Partie réelle de la composante positive (a) et négative (b) du champ électrique de l'onde ICRF. c) Profils de la puissance ICRH absorbée par l'hydrogène (en noir), le deutérium thermique (en vert), le deutérium rapide (en rouge) et les électrons (en bleu) avec les valeurs des puissances absorbées intégrées sur le volume plasma.

4.3.2 Résultats d'un schéma de couplage

A présent nous allons nous intéresser à l'évolution de la distribution du D rapide accéléré par ICRH et pour cela j'ai utilisé le workflow EVE/SPOT (cf encadré rouge fig.3.12). SPOT tient compte de la distribution de D rapide injectée par NBI à l'état stationnaire (utilisation de la source 2. définie dans la section 3.3) déterminé par la simulation présentée dans la section 4.2 ainsi que du champ électrique de l'onde et de la répartition de la puissance ICRH absorbée déterminé par la simulation présentée dans la section 4.3.1.

Comme décrit dans la section 3.4, j'ai effectué plusieurs itérations entre EVE et SPOT pour déterminer l'état stationnaire de la distribution du D rapide et de la propagation de l'onde ICRF dans le cas de la synergie NBI et ICRH. Pour ce schéma de couplage, le temps d'évolution de la distribution du D rapide entre chaque itération entre EVE et SPOT a été fixé à 50ms, nous verrons dans la section 4.3.3 pourquoi j'ai choisit ce temps d'évolution. Avec cette configuration de couplage pour modéliser 50ms (soit 1 itération) il faut environ 1 jour avec 32 processeurs de la plateforme EUITM.

La figure 4.9 présente l'évolution temporelle des quantités globales du plasma de la simulation itérative EVE/SPOT avec 2% d'H minoritaire dans le plasma constitué majoritairement de deutérium. La figure montre qu'après environ 750 ms soit 15 itérations entre EVE/SPOT, représenté par le rond bleu, les paramètres plasma ont atteint un état stationnaire en dehors des fluctuations statistiques. Afin de s'assurer que les quantités n'évoluent plus, hormis de petites fluctuations statistiques, j'ai continué la simulation sur 2.0s soit 40 itérations entre EVE et SPOT.

Pour obtenir les valeurs des paramètres plasma à l'état stationnaire, qui sont résumés dans le tableau 4.3, j'ai moyenné les quantités globales comprises entre la quinzième et la dernière itération qui sont représentées par les tirets noir sur la figure 4.9. D'ailleurs toutes les quantités globales du plasma, les profils et les distributions du D rapide (toutes quantités à temps fixe) présentés dans la suite du manuscrit sont des moyennes des données comprises entre l'itération où l'état stationnaire est considéré (ici la quinzième) et la dernière itération.

Vérifions si l'approximation de la distribution du D rapide vue dans la section 3.4.2 est correcte pour l'état stationnaire trouvé par la modélisation. La figure 4.8 présente la comparaison entre le fit bi-maxwellien et la distribution de SPOT à l'état stationnaire à $\rho/\rho_0 = 0.1$. Au vue de la précision de cet ajustement on peut conclure que l'approximation bi-maxwellienne considérée dans EVE comme distribution analytique du D rapide est correcte pour tenir compte des 2 degrés de liberté caractéristiques des ions rapides.

A présent comparons les valeurs moyennées obtenues à l'état stationnaire aux valeurs obtenues après seulement 50ms de calcul avec SPOT soit à la fin de la première itération. Pour cela j'ai calculé l'écart absolu, noté e_a, entre la valeur moyenne à l'état stationnaire, noté v_m, et la valeur après une itération, noté v_1 :

$$e_a = \left| \frac{v_m - v_1}{v_m} \right| * 100$$

Les écarts absolus, résumés dans le tableau 4.3, ne sont pas forcément dus uniquement au couplage auto-cohérent entre EVE et SPOT. En effet la distribution du D rapide n'est pas à l'état stationnaire au bout de 50ms puisque le temps de ralentissement collisionnel dans cette déchargé a été estimé à 0.3s. nous allons voir dans la section suivante (4.3.3) si le temps d'évolution de la distribution du D rapide entre chaque itération a un impact sur l'état stationnaire trouvé.

	$P_{abs}D_f$ $[MW]$	$P_{abs}D_t$ $[MW]$	$P_{abs}H$ $[MW]$	n_{Df} $[10^{18}m^{-3}]$	R_{DD} $[10^{16}s^{-1}]$	$W_{D\perp}$ $[MJ]$	$W_{D\parallel}$ $[MJ]$
État stationnaire	0.90	1.64	1.53	1.86	2.16	0.77	0.27
e_a (%)	26.0	5.7	7.1	9.4	20.0	11.9	18.5

TABLE 4.3: Résumé des quantités globales du plasma de la simulation auto-cohérente EVE/SPOT avec une évolution de 50ms de la distribution entre chaque itération, et écarts absolus (e_a) entre l'état stationnaire et les résultats après seulement une itération

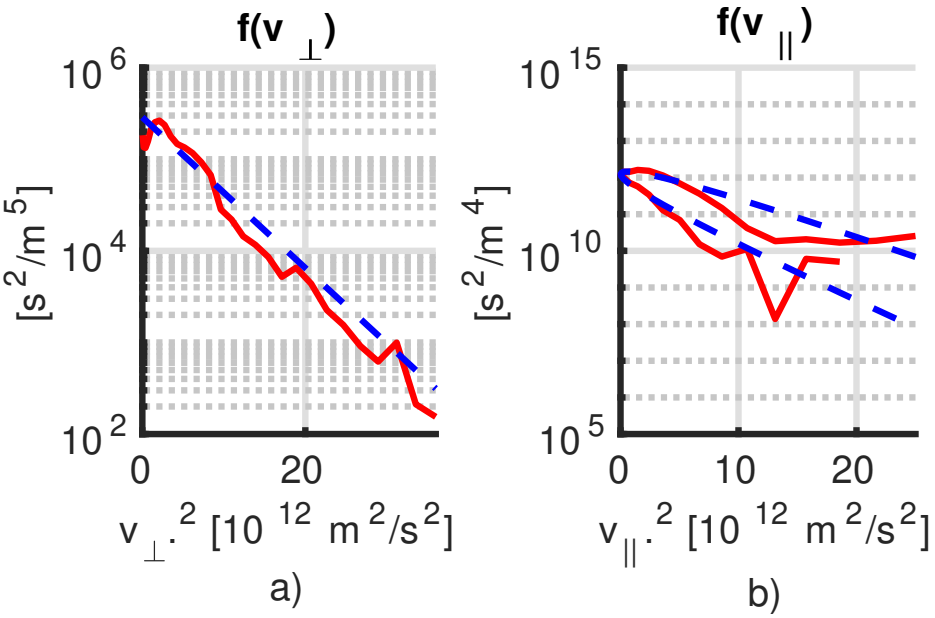


FIGURE 4.8: Comparaison de la distribution de SPOT f_S à l'état stationnaire (cf eq.4.1 et eq.4.2) (en rouge) avec le fit bi-maxwellien f_F (cf eq.4.3 et eq.4.4) (en tiret bleu) à $\rho/\rho_0 = 0.1$.

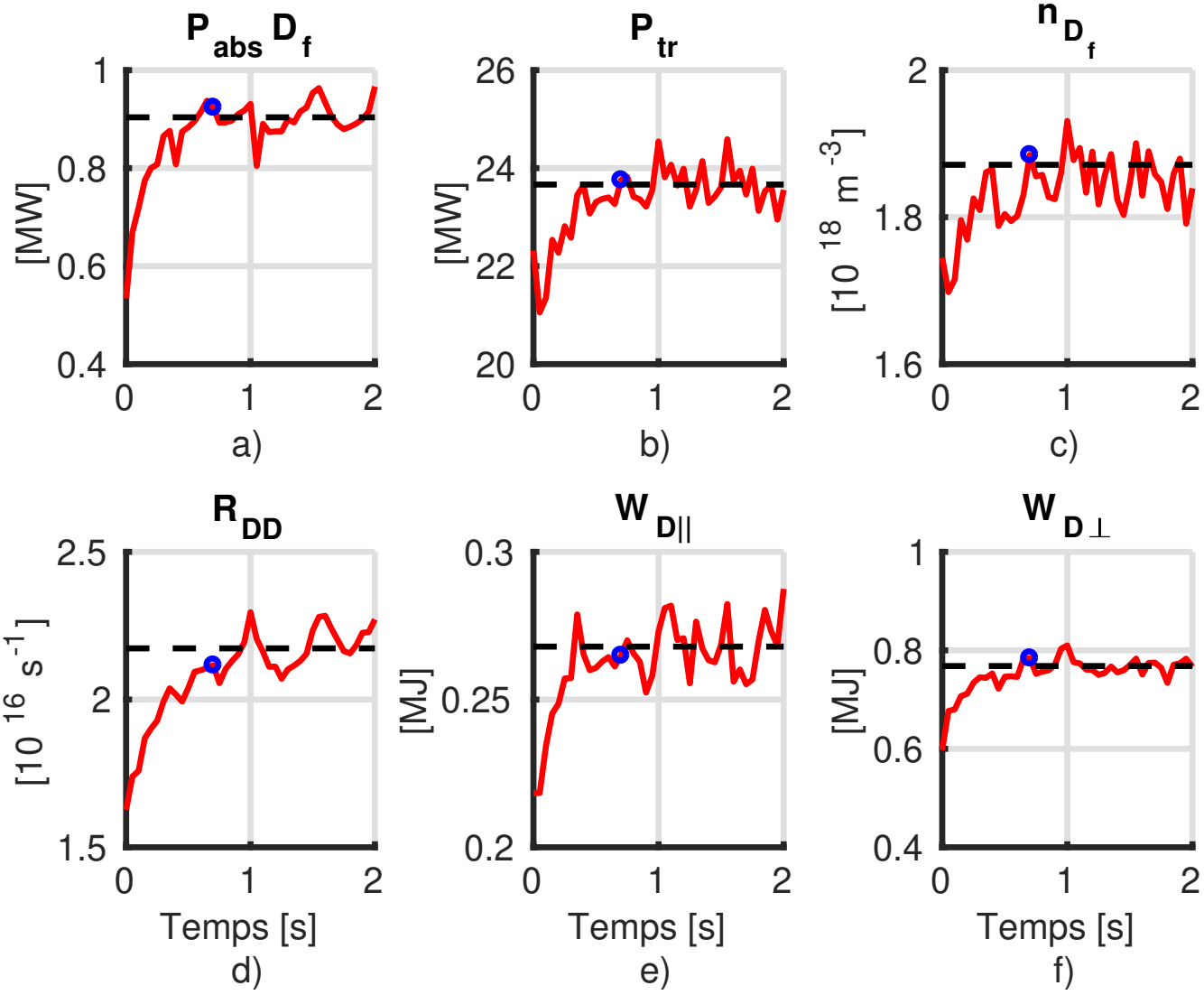


FIGURE 4.9: Évolution des quantités globales du plasma de la simulation itérative EVE/SPOT avec 2% d'H et une évolution de 50ms de la distribution entre chaque itération. a) Evolution de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. b) Evolution de la puissance transférée au plasma. c) Evolution de la densité de D rapide. d) Evolution du taux de neutrons de la réaction D-D. e) Evolution du contenu énergétique dans la direction parallèle. f) Evolution du contenu énergétique dans la direction perpendiculaire.

4.3.3 Impact du temps d'évolution de la distribution entre deux itérations

Pour savoir si le temps d'évolution de la distribution entre deux itérations est un paramètre important, j'ai comparé deux schémas de couplage qui sont les suivants :

- un schéma de couplage où l'évolution de la distribution, noté dt, entre chaque itération est de 50ms modélisant 2s de plasma (soit 40 itérations)
- un schéma de couplage où l'évolution de la distribution, noté dt, entre chaque itération est de 300ms (temps pour lequel la distribution pour un champ électrique donné est à l'état stationnaire) modélisant 4s de plasma (soit 13 itérations) .

En tenant compte de 32 processeurs et 10000 particules pour le Fokker-Planck, le premier schéma de couplage met environ 1 jour pour obtenir une itération (soit 50ms) et le deuxième met environ 6 jours pour obtenir une itération (soit 300ms).

La figure 4.10 présente la comparaison de l'évolution des quantités globales du plasma entre les deux schémas de couplage cités précédemment. Le temps pour atteindre l'état stationnaire de la puissance totale transférée au plasma, de la densité du D rapide et du contenu énergétique dans la direction parallèle et perpendiculaire ne présente

aucune différence pour les deux types de modélisation et est atteint au bout de 750ms, soit 15 itérations pour le schéma où dt=50ms et 2 itérations pour le schéma où dt=300ms. En revanche, pour le schéma où dt=300ms, l'état stationnaire des taux de neutron est atteint au bout de 1.3s (soit 3 itérations) et pour la puissance ICRH absorbée par le D rapide est atteint au bout de 1.7s (soit 5 itérations). On arrive donc plus lentement au même état stationnaire lorsque le temps entre 2 itérations est de 300 ms, ce qui suggère que cette durée d'évolution est trop longue pour tenir compte correctement de l'évolution temporelle de la fonction de distribution.

Pour ce qui est des valeurs à l'état stationnaire, résumées dans le tableau 4.4, elles sont similaires pour la quasi totalité des quantités globales du plasma à l'exception de la puissance ICRH absorbée par le D rapide dont l'écart absolu (e_a) entre les deux modélisations est proche des 10%.

La figure 4.11 présente la comparaison des profils des quantités globales du plasma à l'état stationnaire entre les deux types de modélisation. Les résultats montrent que l'évolution de la distribution entre chaque itération de EVE et SPOT n'a pas d'influence sur les profils à l'état stationnaire puisque nous n'observons pas de différence entre les profils obtenus pour une évolution de la distribution de 50ms et de 300ms.

La figure 4.12 présente la distribution du D rapide à l'état stationnaire pour les deux types de modélisation. De même nous n'avons pas de différence entre les deux distributions même dans la description de la queue à haute énergie.

La figure 4.13 présente l'amplitude du champ électrique de l'onde ICRH dans le plan équatorial et la figure 4.14 dans le plan poloïdal. Les résultats montrent que pour une amplitude de 10^7 V/m à la résonance, on a une différence inférieure à $5 * 10^6$ V/m entre les deux types de modélisation.

La comparaison entre les deux simulations ayant une évolution de la distribution du D rapide différentes entre chaque itération d'EVE et SPOT montre que cette évolution n'a pas d'impact sur l'état stationnaire des quantités globales du plasma ni sur la distribution du D rapide. Contrairement au schéma à dt = 300 ms, le schéma à dt = 50 ms permet de tenir compte de façon correctement résolue en temps de l'évolution conjointe et auto-cohérente de la fonction de distribution du D rapide et du champ électrique.

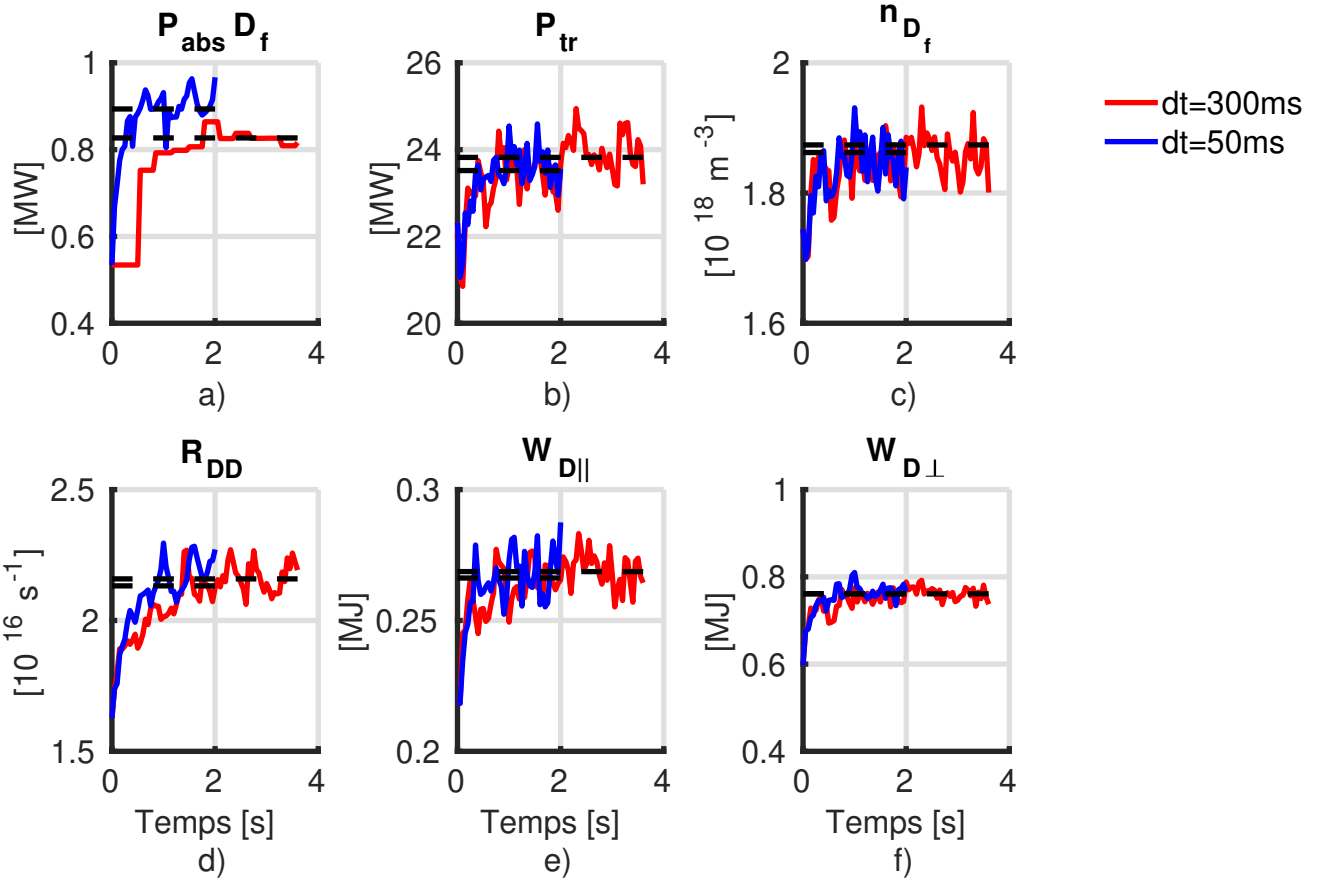


FIGURE 4.10: Comparaison de l'évolution des quantités globales du plasma entre deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, une dont le temps d'évolution de la distribution dt entre chaque itération est de 50ms (en bleu) et une autre où dt vaut 300ms (en rouge). a) Évolution de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. b) Évolution de la puissance transférée aux ions et électrons du plasma. c) Évolution de la densité du D rapide. d) Évolution du taux de neutrons de la réaction D-D. e) Evolution du contenu énergétique dans la direction parallèle. f) Évolution du contenu énergétique dans la direction perpendiculaire.

dt (ms)	$P_{abs}D_f$ MW	$P_{abs}D_t$ MW	$P_{abs}H$ MW	n_{Df} $10^{18}m^{-3}$	R_{DD} $10^{16}s^{-1}$	$W_{D\perp}$ MJ	$W_{D\|}$ MJ
300	0.83	1.66	1.57	1.87	2.16	0.76	0.27
50	0.89	1.64	1.54	1.86	2.13	0.76	0.27
e_a	**8.1%**	1.3%	2.4%	0.6%	1.2%	0.04%	0.9%

TABLE 4.4: Résumé des quantités globales du plasma pour deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, avec différentes évolutions de la distribution dt

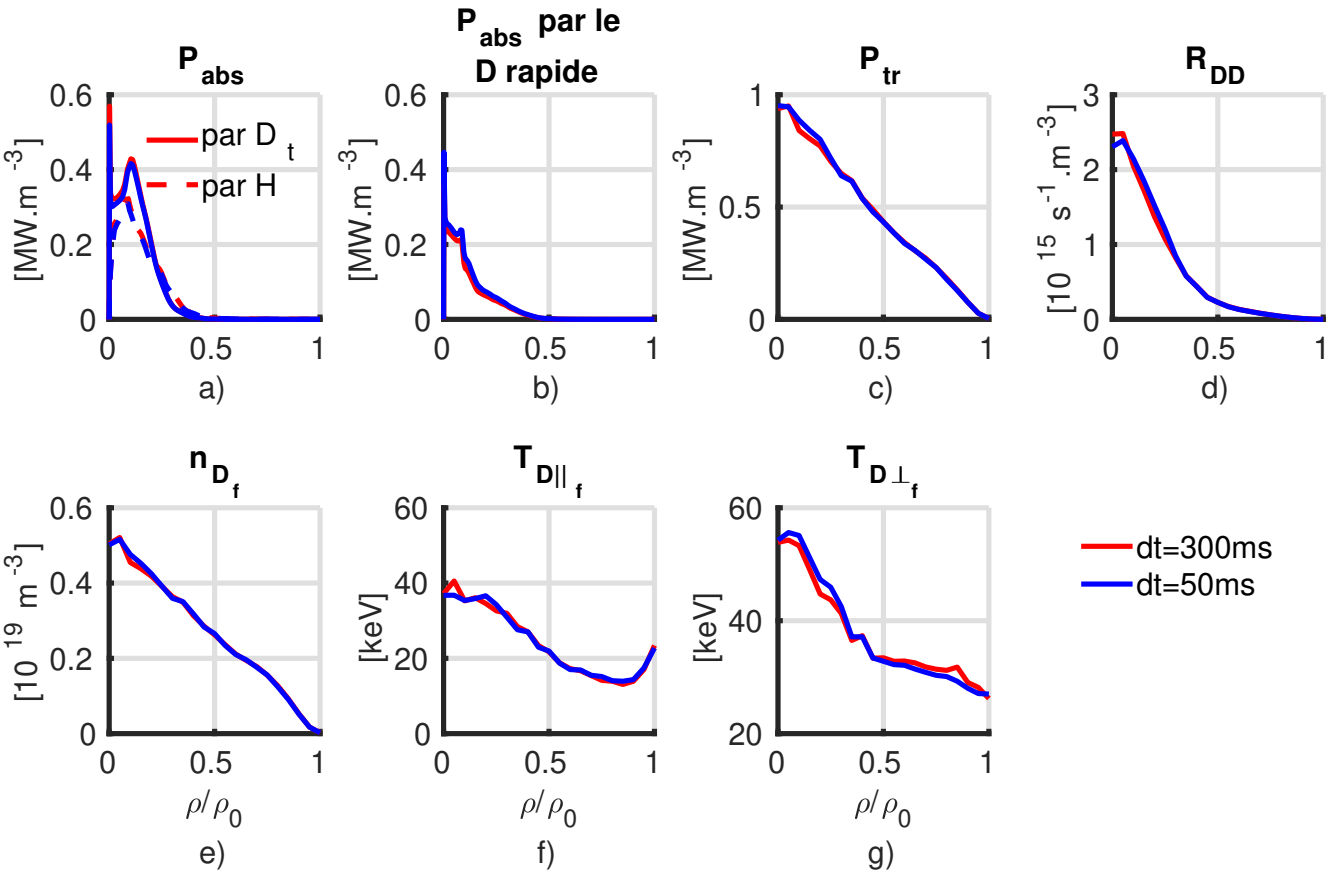


FIGURE 4.11: Comparaison des profils obtenus entre deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, une dont le temps d'évolution de la distribution dt entre chaque itération est de 50ms (en bleu) et une autre où dt vaut 300ms (en rouge). a) Profils de la puissance ICRH absorbée par le D thermique et l'H. b) Profils de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. c) Profils de la puissance transférée aux ions et électrons du plasma. d) Profils du taux de neutrons de la réaction D-D. e) Profils de la densité de D rapide. f) Profils de la température effective dans la direction parallèle du D rapide. g) Profils de la température effective dans la direction perpendiculaire du D rapide.

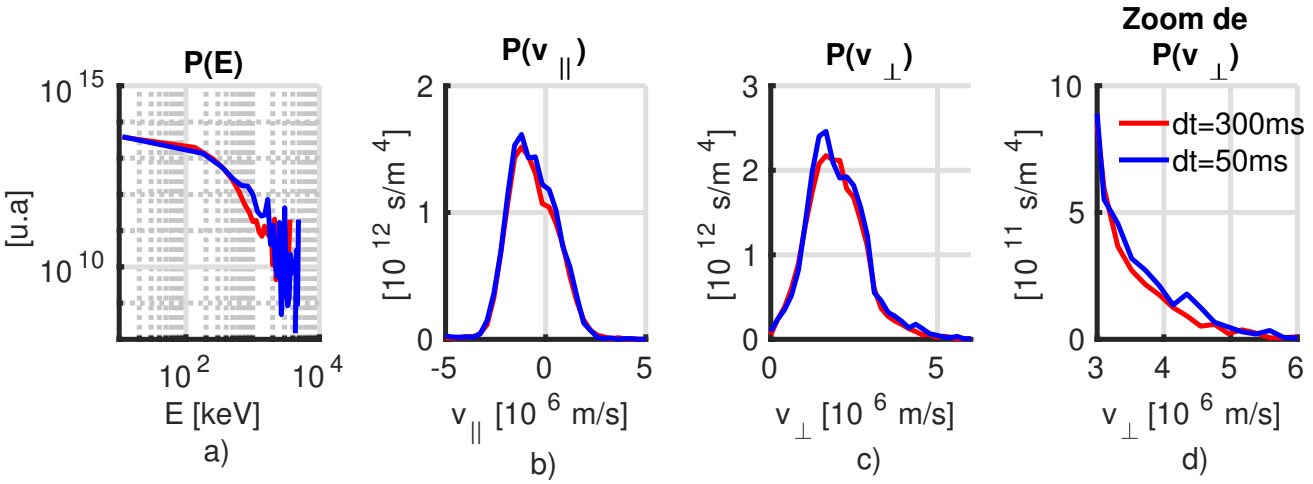


FIGURE 4.12: Comparaison de la distribution énergétique (a), de la distribution en vitesse parallèle (b) et perpendiculaire (c et d) du D rapide à $\rho/\rho_0 = 0.1$ entre deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, une dont le temps d'évolution de la distribution dt entre chaque itération est de 50ms (en bleu) et une autre où dt vaut 300ms (en rouge).

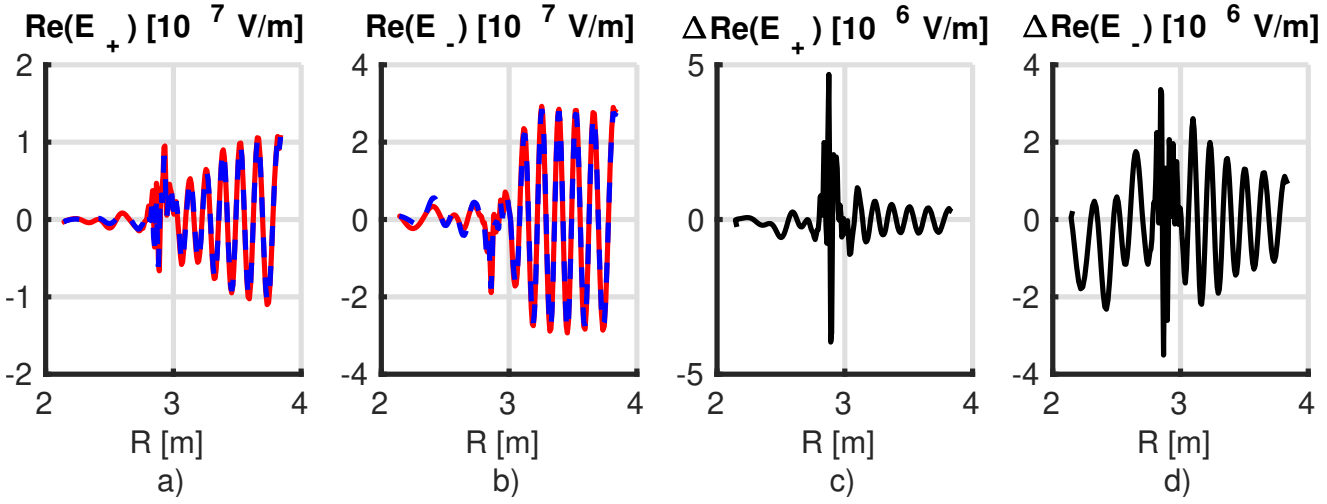
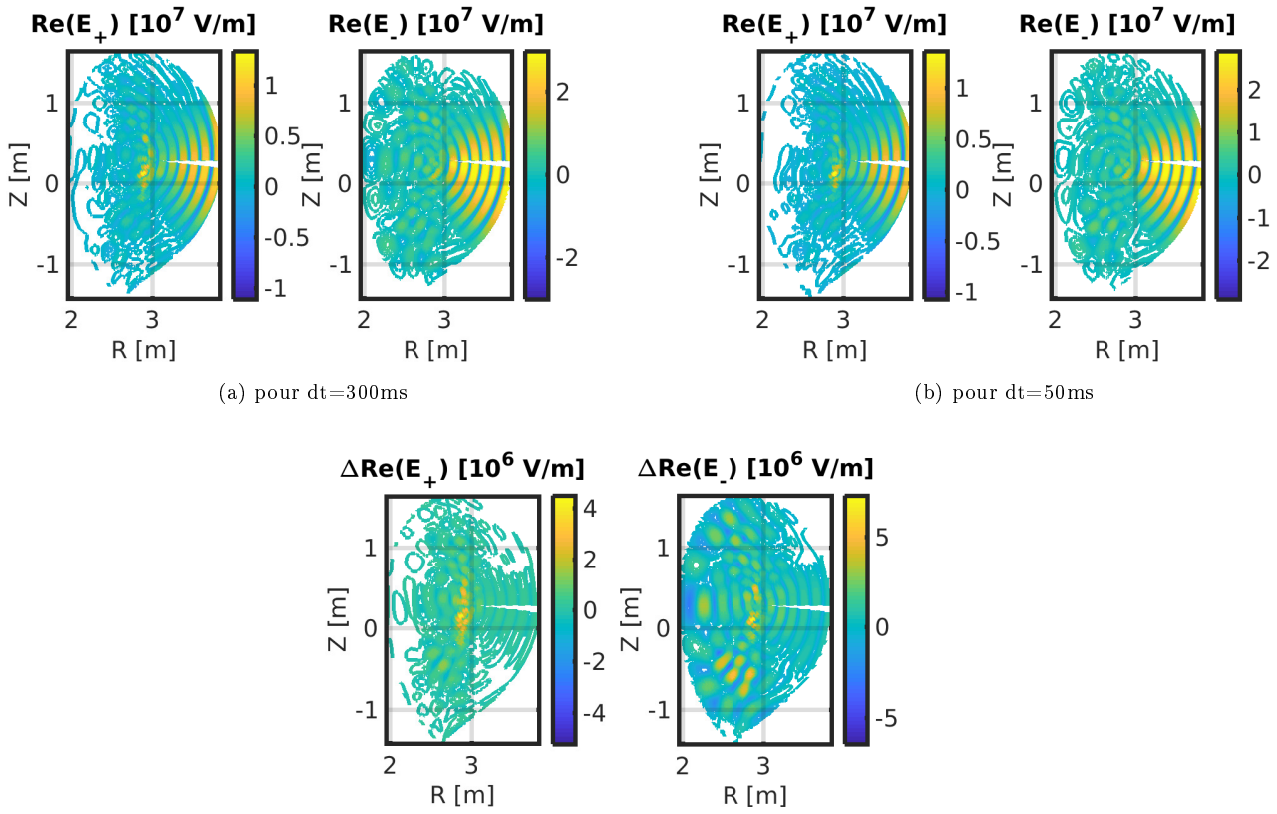


FIGURE 4.13: Comparaison de la partie réelle positive (a) et négative (b) de la composante électrique de l'onde ICRF entre deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, une dont le temps d'évolution de la distribution dt entre chaque itération est de 50ms (en bleu) et une autre où dt vaut 300ms (en rouge). dans la plan équatorial. Différence de la composante positive (c) et négative (d) du champ électrique de l'onde ICRF entre les deux modélisations.



(a) pour dt=300ms

(b) pour dt=50ms

(c) Différence

FIGURE 4.14: Comparaison de la partie réelle positive et négative du champ électrique de l'onde ICRF entre deux simulations auto-cohérentes EVE/SPOT, une dont le temps d'évolution de la distribution dt entre chaque itération est de 50ms (4.14b) et une autre où dt vaut 300ms (4.14a).

4.3.4 Comparaison avec une simulation sans couplage auto-cohérent

Afin de quantifier les effets de l'auto-cohérence champ électrique/ fonction de distribution je vais comparer les deux simulations suivantes :

— une simulation itérative entre EVE et SPOT dont l'évolution de la distribution entre chaque itération est de 50ms modélisant 2s de plasma (soit 40 itérations).

— une simulation où l'évolution de la distribution du D rapide a été modélisée avec SPOT en tenant compte uniquement de la configuration initiale du champ électrique donné par EVE. sur 1.6s.

La figure 4.15 présente la comparaison de l'évolution des quantités globales entre ces deux modélisations. Les résultats montrent des différences pour la puissance ICRH absorbée par le D rapide ainsi que sur les taux de neutrons et le contenu énergétique dont les valeurs sont résumées dans le tableau 4.5. Au vu des valeurs des taux de neutrons la modélisation avec itérations s'approche à 1.4% de la valeur expérimentale alors que la modélisation sans itération approche la valeur expérimentale à 11%.

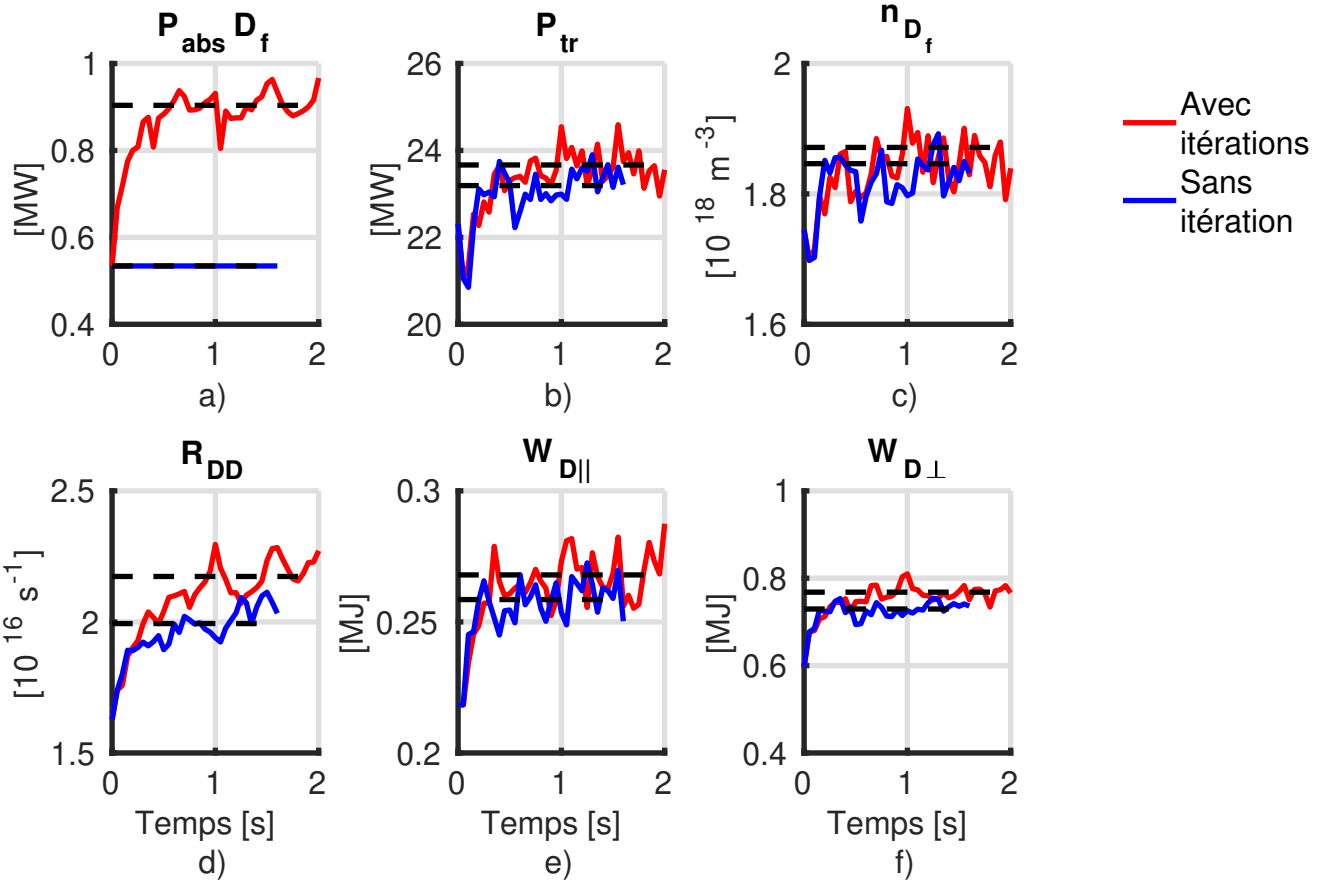


FIGURE 4.15: Comparaison de l'évolution temporelle des quantités globales du plasma entre la simulation auto-cohérente avec itérations entre EVE et SPOT (en rouge) et la simulation de SPOT sans itération avec EVE (en bleu). a) Évolution de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. b) Évolution de la puissance transférée aux ions et électrons du plasma. c) Évolution de la densité du D rapide. d) Évolution du taux de neutrons de la réaction D-D e) Évolution du contenu énergétique dans la direction parallèle. f) Évolution du contenu énergétique dans la direction perpendiculaire.

Itération	$P_{abs}D_f$ MW	$P_{abs}D_t$ MW	$P_{abs}H$ MW	n_{Df} $10^{18}m^{-3}$	R_{DD} $10^{16}s^{-1}$	$W_{D\perp}$ MJ	$W_{D\parallel}$ MJ
oui	0.90	1.64	1.53	1.86	2.16	0.77	0.27
non	0.53	1.79	1.70	1.84	1.96	0.73	0.26
différences	**40.8%**	9.4%	10.9%	1.1%	**9.2%**	**5.2%**	3.7%

TABLE 4.5: Résumé des quantités globales du plasma pour la simulation auto-cohérente et la simulation SPOT sans itération.

La figure 4.16 présente la différence entre les profils obtenus par la simulation auto-cohérente EVE/SPOT (en rouge) et la simulation SPOT sans itération (en bleu). Les changements sont localisés dans la région $\rho/\rho_0 < 0.3$, qui est la région où la résonance du chauffage ICRH et du NBI coïncide. L'augmentation de la température effective perpendiculaire est plus importante dans le cas de la modélisation auto-cohérente alors que la température effective parallèle ne change pas, ce qui est cohérent avec le processus physique du chauffage ICRH puisque le coefficient de diffusion agit uniquement sur la composante perpendiculaire de la vitesse du D rapide (cf eq.2.32). D'après cette comparaison on peut en déduire que les itérations entre EVE et SPOT ont un impact sur les quantités globales du D rapide excepté sur la température effective parallèle qui n'intervient pas dans le processus de chauffage ICRH et sont localisées dans la région des chauffages ICRH et NBI, i.e. $\rho/\rho_0 < 0.3$.

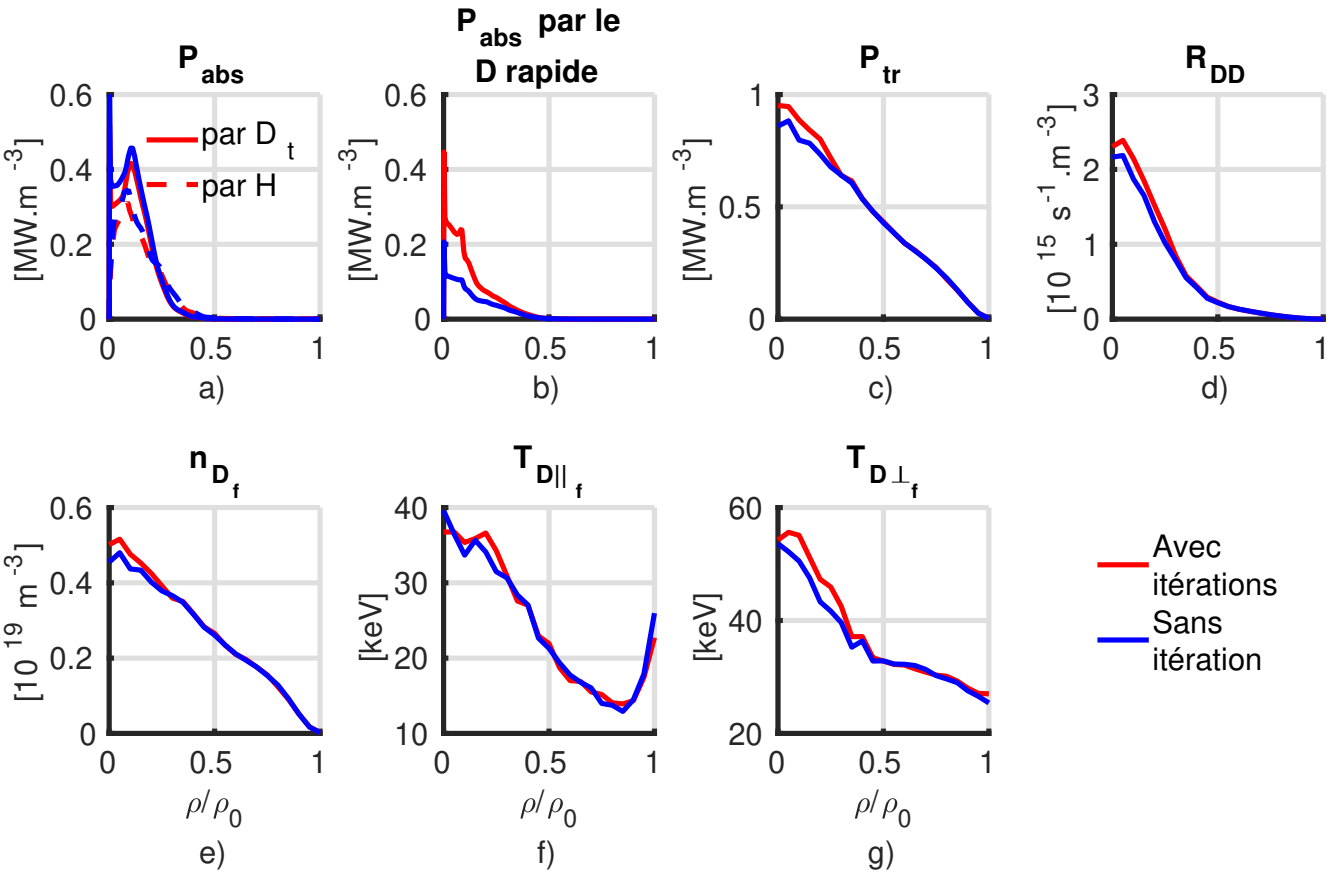


FIGURE 4.16: Comparaison des profils obtenus par la simulation auto-cohérente EVE/SPOT (en rouge) et la simulation SPOT sans itération (en bleu). a) Profils de la puissance ICRH absorbée par le D thermique et l'H. b) Profils de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. c) Profils de la puissance transférée aux ions et électrons du plasma. d) Profils du taux de neutrons de la réaction D-D. e) Profils de la densité de D rapide. f) Profils de la température effective dans la direction parallèle du D rapide. g) Profils de la température effective dans la direction perpendiculaire du D rapide.

A présent observons l'influence des itérations sur la distribution du D rapide représentée par la figure 4.17 et sur la propagation de l'onde ICRF représentée par les figures 4.18 et 4.19.

Les résultats de la figure 4.17 montrent que la queue à haute énergie pour $E > 10^5 keV$ et la queue de la distribution des vitesses perpendiculaires au-dessus de $v_\perp > 3.10^6\ m.s^{-1}$ se développe uniquement dans le cas de la modélisation auto-cohérente entre l'onde ICRF et la distribution du D rapide et aucune différence n'est observée pour la distribution du D rapide dans la direction parallèle si ce n'est des différences dues aux fluctuations statistiques.

Les résultats de la figure 4.18 présentant l'amplitude du champ électrique de l'onde ICRF dans le plan équatorial, montrent une différence de 10% à la résonance de l'onde ICRF, différence confirmée dans le plan poloïdal présentée par la figure 4.19c. Néanmoins, outre cette petite évolution de l'amplitude du champ électrique, la structure du champ électrique dans le plan poloïdal reste globalement inchangée par l'évolution de la distribution D rapide.

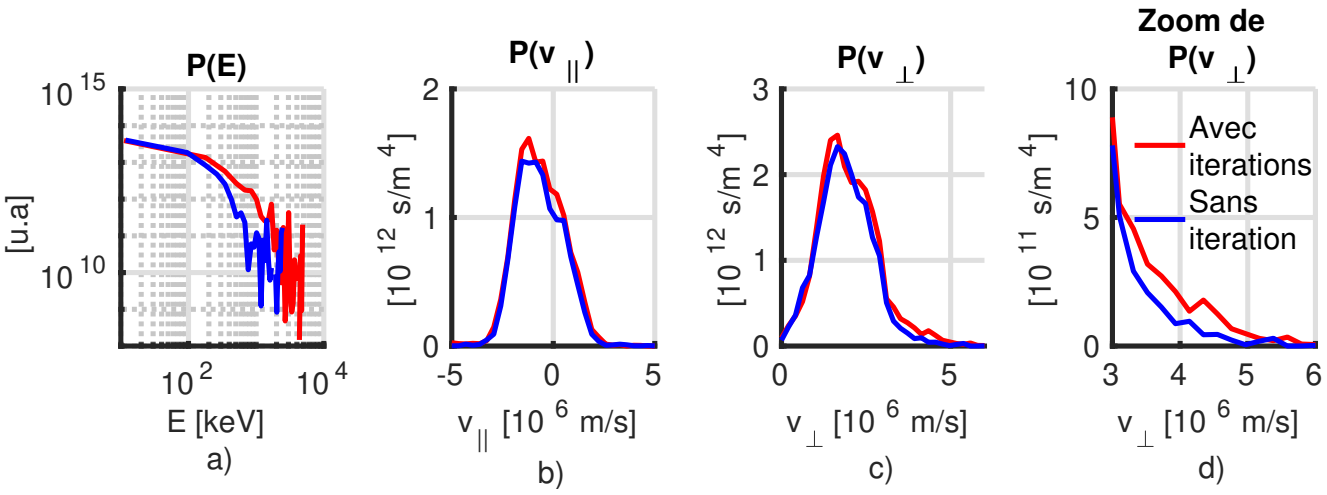


FIGURE 4.17: Comparaison de la distribution énergétique (a), de la distribution en vitesse parallèle (b) et perpendiculaire (c et d) du D rapide à $\rho/\rho_0 = 0.1$ entre la simulation auto-cohérente EVE/SPOT (en rouge) et la simulation SPOT sans itération (en bleu).

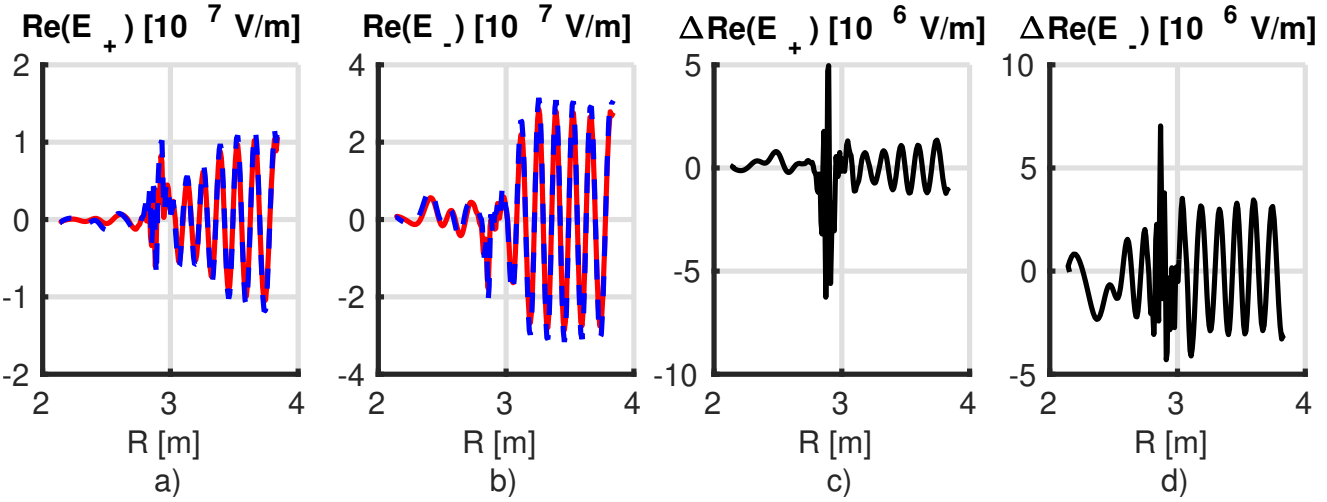
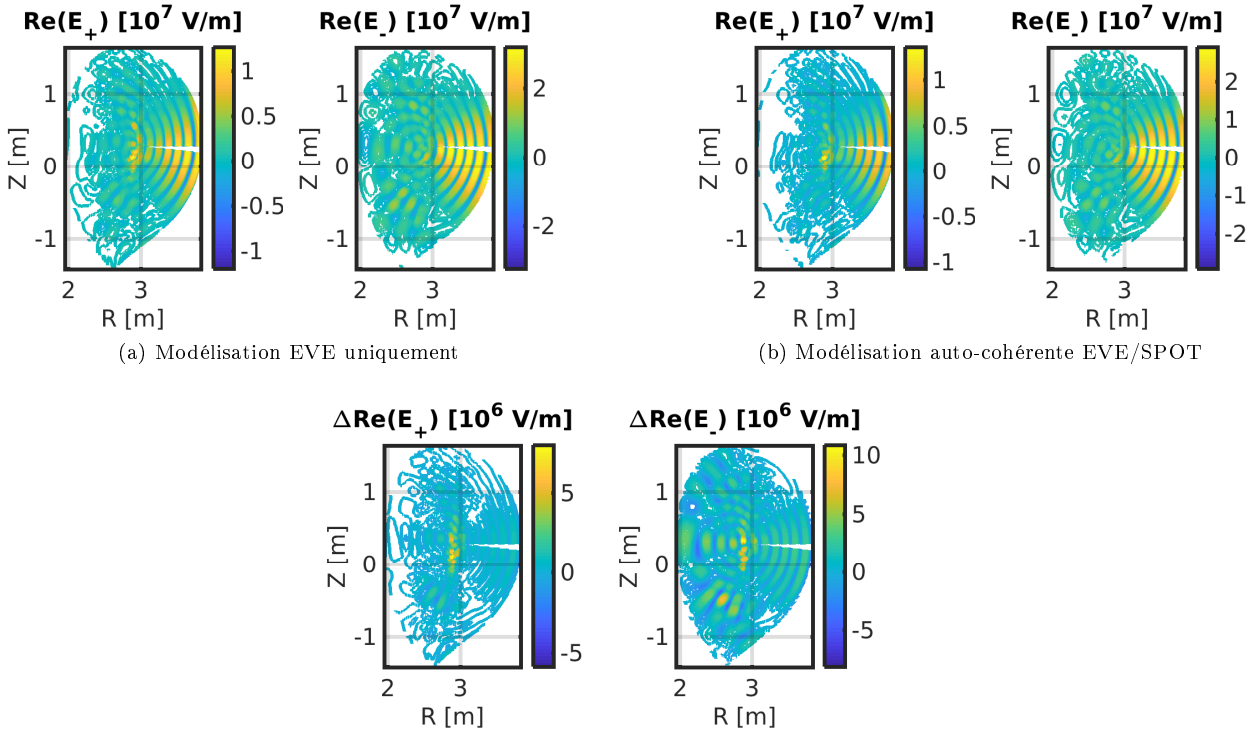


FIGURE 4.18: Comparaison de la partie réelle positive (a) et négative (b) de la composante électrique de l'onde ICRF entre la simulation auto-cohérente EVE/SPOT (en rouge) et la simulation SPOT sans itération (en bleu) dans la plan équatorial. Différence de la composante positive (c) et négative (d) du champ électrique de l'onde ICRF entre les deux modélisations.



(a) Modélisation EVE uniquement

(b) Modélisation auto-cohérente EVE/SPOT

(c) Différence

FIGURE 4.19: Comparaison de la partie réelle positive et négative du champ électrique de l'onde ICRF entre la simulation auto-cohérente EVE/SPOT (4.19b) et la simulation SPOT sans itération (4.19a) et la différence (4.19c).

La comparaison entre les simulations avec et sans itérations entre EVE et SPOT montre qu'il est nécessaire de prendre en compte la rétroaction de la distribution D rapide sur la propagation et l'absorption de l'onde ICRF. En effet, si cette rétroaction n'est pas modélisée, la simulation ne modélise pas avec précision le développement de la queue à haute énergie de la distribution du D rapide, ce qui a un impact sur la détermination du taux de neutrons ainsi que sur la propagation et l'absorption de l'onde ICRF. La simulation auto-cohérente permet de saisir l'évolution de la fonction de distribution D, ce qui se traduit par une augmentation de l'énergie perpendiculaire du D rapide, à savoir une augmentation de 12% (cf tab.4.5), induisant une augmentation de la puissance ICRH.

4.3.5 Analyse de sensibilité au profil d'input de T_i

Dans la section 4.1.2, nous avons remarqué l'incertitude sur le fit du profil d'input de T_i. Afin de s'assurer que l'incertitude sur ce profil n'a pas d'impact sur les résultats de la synergie des chauffages NBI et ICRH, j'ai modifié le profil de T_i, comme représenté par la figure 4.20 a). Suite à cette modification sur le profil de T_i, j'ai effectué une simulation du chauffage NBI avec NEMO/SPOT dont les résultats à l'état stationnaire sont représentés par la figure 4.20.

Avec une augmentation de 12% sur le centre du profil de T_i, on obtient une augmentation de 17% sur le taux de neutrons total, à savoir 35% d'augmentation sur les réactions thermiques et 1.5% sur les réactions beam-target. Comme le montre la figure 4.20 la densité et la température du D rapide restent inchangées, par conséquent l'augmentation du T_i d'input n'aura pas d'influence sur la synergie des chauffages car cette augmentation ne modifie pas les caractéristiques du D rapide. De plus les fonctions de distributions du D rapide ne sont pas affectées par le changement du profil d'input de T_i, comme le montre la figure 4.21.

D'après ces résultats l'augmentation du profil d'input de T_i n'a d'impact que sur les taux de neutrons produit par les réactions thermiques, mais n'a pas d'influence significative sur la synergie des chauffages NBI et ICRH.

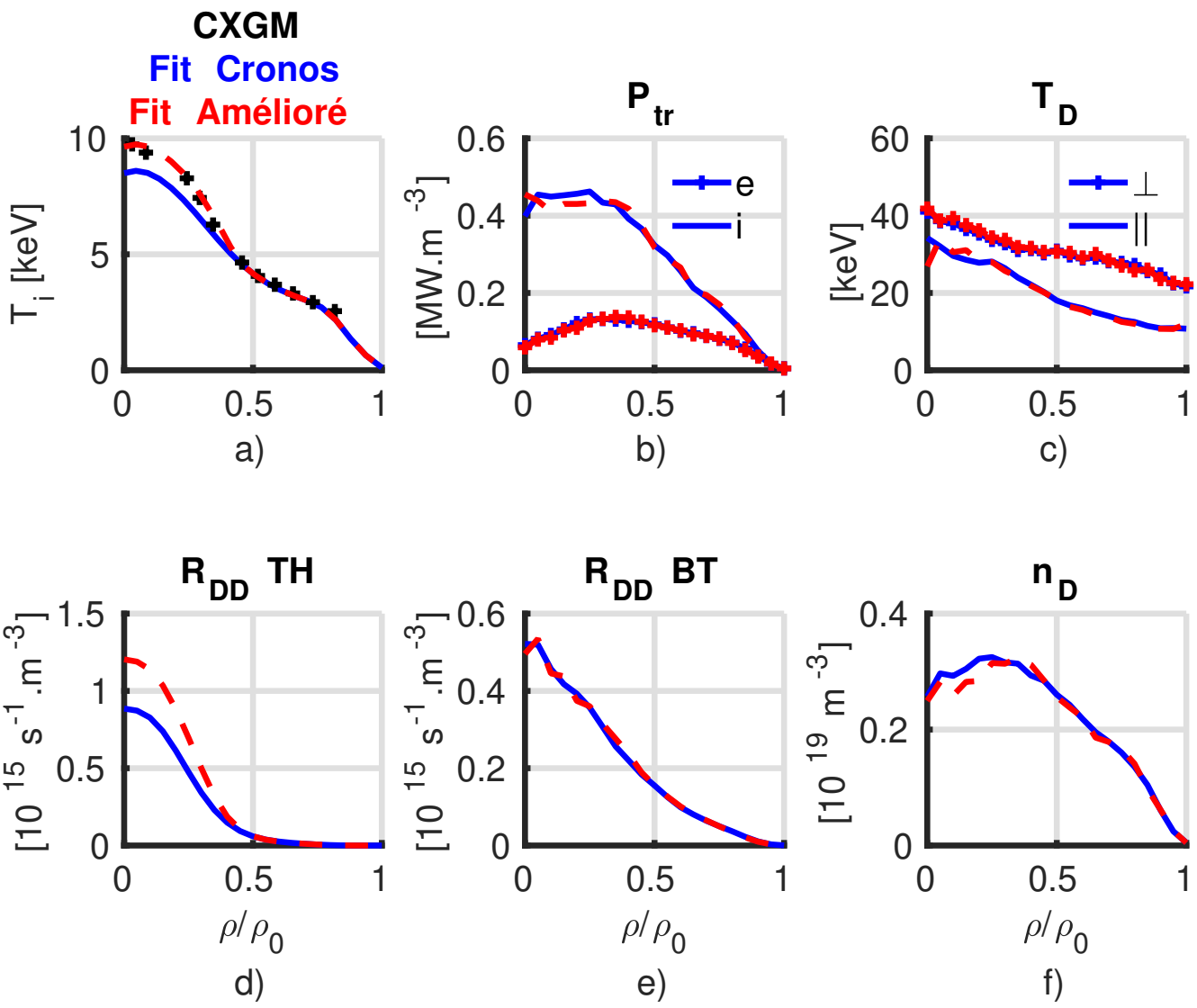


FIGURE 4.20: Comparaison des profils obtenus par les modélisations NEMO/SPOT pour différents profils d'input de T_i. a) Profils d'input de T_i. b) Profils de la puissance transférée aux ions et électrons du plasma. c) Profils des températures effectives perpendiculaire et parallèle. d) Profils des taux de neutrons des réactions thermiques. e) Profils des taux de neutrons des réactions beam-target. f) Profils de la densité de D rapide.

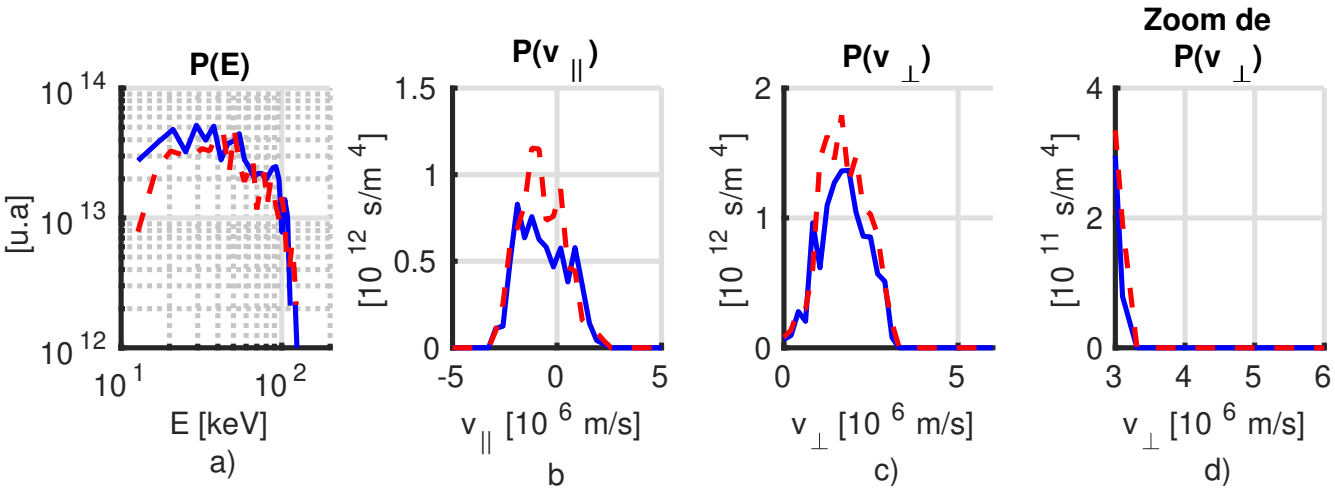


FIGURE 4.21: Comparaison de la distribution énergétique (a), de la distribution en vitesse parallèle (b) et de la distribution en vitesse perpendiculaire (c et d) du D rapide à $\rho/\rho_0 = 0.1$ obtenus par NEMO/SPOT avec différents profils d'input de T_i.

4.4 Comparaison du chauffage NBI et de la synergie NBI et ICRH

Dans l'objectif d'augmenter les réactions de fusion et afin de caractériser l'impact du schéma de chauffage sur la distribution du D rapide, j'ai comparé le chauffage NBI avec la synergie des chauffages NBI et ICRH à puissance équivalente. Pour cela j'ai effectué trois modélisations :

— une simulation itérative entre EVE et SPOT (où dt=50ms) des chauffages NBI (22 MW) et ICRH (5 MW)
— une simulation NEMO/SPOT du chauffage NBI avec 22 MW de puissance
— une simulation NEMO/SPOT du chauffage NBI avec 27 MW de puissance

La figure 4.22 présente les profils des quantités globales obtenus par les modélisations des trois schémas de chauffage. Les résultats montrent qu'avec la synergie des chauffage NBI et ICRH la puissance transférée sur les électrons est plus importante que dans le cas du chauffage uniquement NBI, de même que pour la puissance transférée aux ions proche du centre du plasma. Cette différence est due au fait que la synergie des chauffages NBI et ICRH produit des ions rapides plus énergétiques que le chauffage NBI pur comme en attestent les profils des températures effectives. Dans le cas du chauffage NBI pur, les températures effectives parallèle et perpendiculaire du D rapide restent les mêmes, même si la puissance NBI est augmentée. Alors qu'avec la synergie des chauffages NBI et ICRH, la température effective perpendiculaire est plus importante et augmente de 28% au centre du plasma. Cependant augmenter la puissance NBI augmente la densité de D rapide de 17% tandis qu'ajouter le chauffage ICRH au chauffage NBI augmente seulement de 5% la densité de D rapide. Mais en augmentant la température effective perpendiculaire, ce que la synergie NBI et ICRH rend possible, le taux de neutrons de la réaction D-D est augmenté de 15% comparé au chauffage uniquement NBI à puissance équivalente. De plus le chauffage uniquement NBI augmente la densité de D rapide sur la totalité du volume de plasma (dû à l'augmentation de la source) alors qu'avec la synergie des chauffages NBI et ICRH l'augmentation de la densité du D rapide est localisé dans la région $\rho/\rho_0 < 0.4$, soit lorsqu'il existe une synergie entre les deux systèmes de chauffage.

La figure 4.23 présente la distribution énergétique et la distribution en vitesse perpendiculaire et parallèle du D rapide à $\rho/\rho_0 = 0.1$ obtenue avec les trois modélisations des schémas de chauffage. La comparaison entre ces trois distributions montre que la synergie des chauffages NBI et ICRH modifie la distribution en énergie et en vitesse de l'ion chauffé en augmentant la queue à haute énergie $\left(E > 10^5 keV\right)$ et la queue de la distribution des vitesses perpendiculaires $\left(v_\perp > 3.10^6 m.s^{-1}\right)$, alors que l'augmentation de la puissance NBI n'induit aucun changement dans la forme de la distribution.

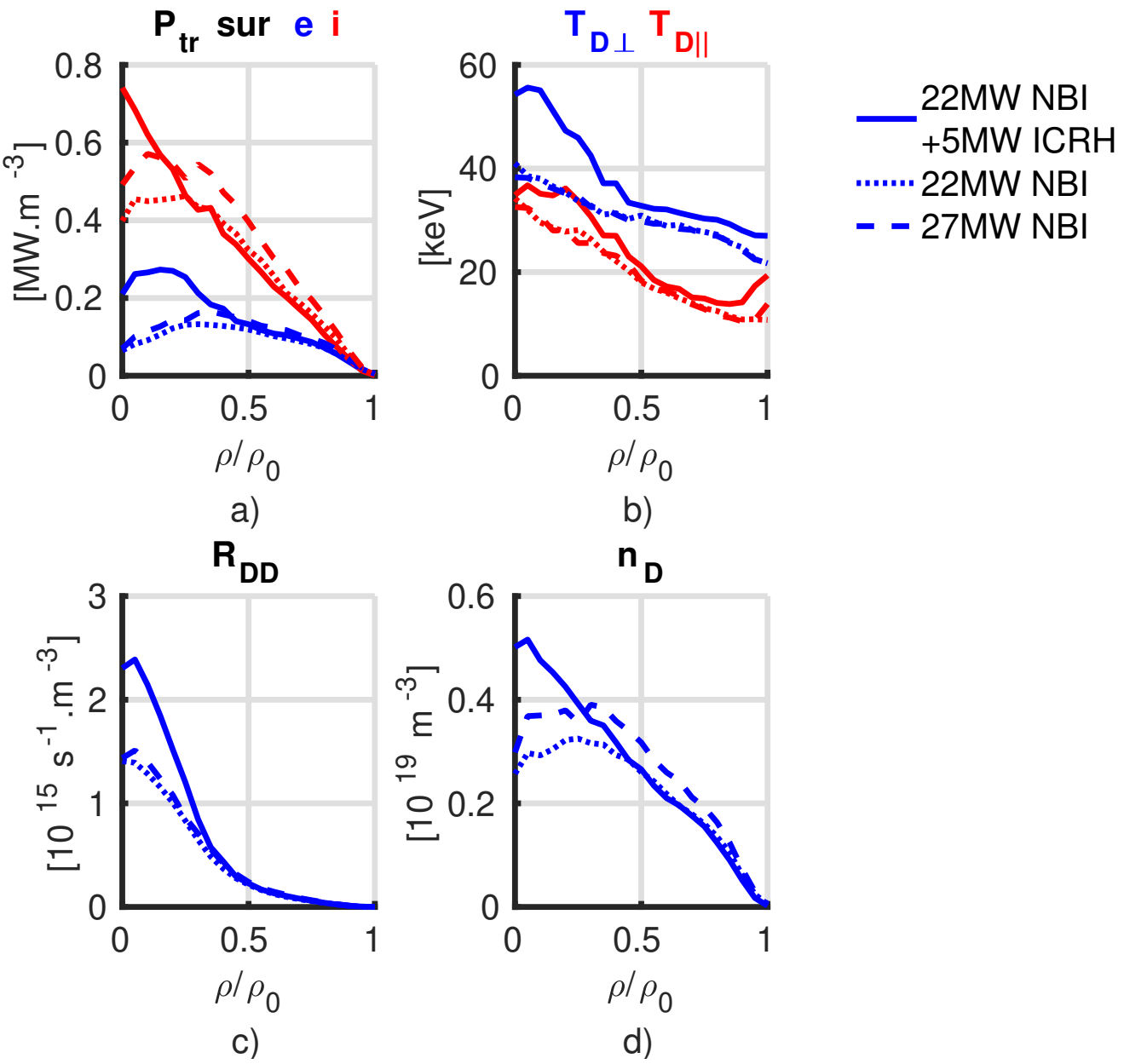


FIGURE 4.22: Comparaison des profils obtenus par la modélisation avec 27MW de puissance NBI (en tiret), la modélisation avec 22MW de puissance NBI et 5MW d'ICRH (en ligne pleine) et la modélisation avec 22MW de puissance NBI (en pointillés). a) Profils de la puissance transférée aux ions (en rouge) et électrons (en bleu) du plasma. b) Profils des températures effectives perpendiculaire (en bleu) et parallèle (en rouge). c) Profils des taux de neutrons de la réaction D-D. d) Profils de la densité de D rapide.

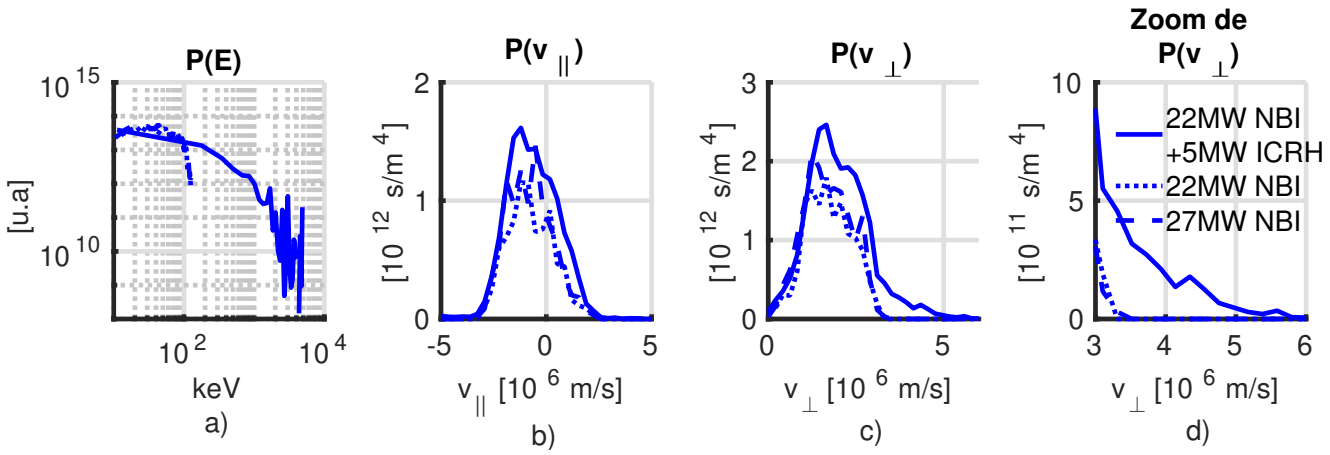


FIGURE 4.23: Comparaison de la distribution énergétique (a) et des distributions en vitesses parallèles (b) et perpendiculaires (c et d) à $\rho/\rho_0 = 0.1$ obtenus par la modélisation avec 27MW de puissance NBI (en bleu), par la modélisation avec 22MW de puissance NBI et 5MW d'ICRH (en rouge) et par la modélisation avec 22MW de puissance NBI (en vert).

Les résultats montrent donc que pour augmenter la production de réactions de fusion, il est plus efficace d'utiliser le chauffage NBI combiné au chauffage ICRH qu'uniquement le chauffage NBI, car la synergie produit des ions rapides avec une énergie plus élevée pour une puissance de chauffage équivalente. De plus, grâce au chauffage ICRH, l'augmentation de la densité d'ions rapides ainsi que son contenu énergétique sont plus localisés au centre du plasma ($\rho/\rho_0 < 0.4$).

4.5 Impact de la concentration du minoritaire sur la synergie NBI et ICRH

Dans cette section nous allons étudier l'impact de la concentration de l'espèce minoritaire sur la synergie des chauffage NBI et ICRH. L'impact dominant de l'augmentation de 1 à 6 % de la concentration d'H est l'augmentation de l'absorption de la puissance ICRH par l'hydrogène (espèce minoritaire), entrainant une diminution de la puissance restante à transférer sur le D rapide (cf tableau 4.6). Cette modification à une influence sur la synergie NBI et ICRH en diminuant la densité et le contenu énergétique du D rapide ainsi que le taux de réaction D-D.

[H] %	$P_{abs}D_f$ MW	$P_{abs}D_t$ MW	$P_{abs}H$ MW	n_{Df} $10^{18}m^{-3}$	R_{DD} $10^{16}s^{-1}$	$W_{D\perp}$ MJ	$W_{D\parallel}$ MJ
1	1.16	2.00	0.93	1.92	2.39	0.80	0.28
2	0.90	1.64	1.53	1.86	2.16	0.77	0.27
4	0.62	1.17	2.26	1.84	1.95	0.73	0.26
6	0.53	0.92	2.58	1.80	1.86	0.71	0.25

TABLE 4.6: Résumé des résultats auto-cohérents pour différentes concentration d'H. $P_{abs}D_f$, $P_{abs}D_t$ et $P_{abs}H$ sont respectivement la puissance ICRH absorbée par le D rapide, le D thermique et l'H. n_{Df} est la densité de D rapide. R_{DD} est le taux de neutrons de la réaction D-D. $W_{D\perp}$ et $W_{D\parallel}$ sont respectivement le contenu énergétique dans la direction perpendiculaire et parallèle du D rapide.

La figure 4.24 présente la comparaison de l'évolution des quantités globales du plasma obtenues par des modélisations auto-cohérentes EVE/SPOT pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%). Les résultats montrent que le temps nécessaire pour atteindre l'état stationnaire est indépendant de la concentration de l'espèce minoritaire et toutes les simulations atteignent l'état stationnaire au bout de 0.5s ce qui correspond à 10 itérations entre EVE et SPOT.

L'impact de la concentration de l'espèce minoritaire sur la synergie des chauffages NBI et ICRH n'est pas proportionnel entre la puissance ICRH absorbée par le D rapide, les caractéristiques du D rapide et le taux de neutrons de la réaction D-D, dû à la nature non linéaire de la synergie NBI et ICRH. Entre la simulation à 1% et 4% d'H, la puissance ICRH absorbée par le D rapide augmente de 50%, la puissance transférée au plasma ainsi que la densité et le contenu énergétique parallèle du D rapide augmente de quelques %, le contenu énergétique

perpendiculaire augmente de 10% et le taux de neutrons de la réaction D-D augmente de 25%, avec la concentration d'H.

D'autre part entre 4 et 6% d'H, on obtient une certaine stabilité dans la distribution de la puissance ICRH entre les différents ions du plasma, ce qui explique la moindre sensibilité des différentes quantités.

Les changements résultant de la variation de la concentration d'H sont principalement localisés dans la région $\rho/\rho_0 < 0.2$, comme le montre la figure 4.25 qui présente la comparaison des profils obtenus pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%).

La figure 4.26 présente la comparaison des distributions énergétiques et des distributions en vitesses perpendiculaires et parallèles du D rapide à $\rho/\rho_0 = 0.1$ obtenus pour différentes concentrations d'H (1 %, 2 %, 4 %, 6 %). Le graphique 4.26 a) montre qu'à partir de $10^5 keV$ la queue à haute énergie augmente à mesure que la concentration d'H diminue. Les graphiques 4.26 b), c) et d) montrent que l'impact de la concentration d'H sur les distributions des vitesses perpendiculaires est le même que pour les distributions énergétiques. En revanche la concentration d'H n'influe pas sur les distributions de vitesse parallèle.

L'efficacité de la synergie NBI et ICRH dépend donc de la concentration en H. Les résultats de cette étude montrent que l'augmentation d'H de 1% à 6% diminue l'efficacité de la synergie due à la concurrence entre le chauffage minoritaire d'H et le chauffage du second harmonique du D.

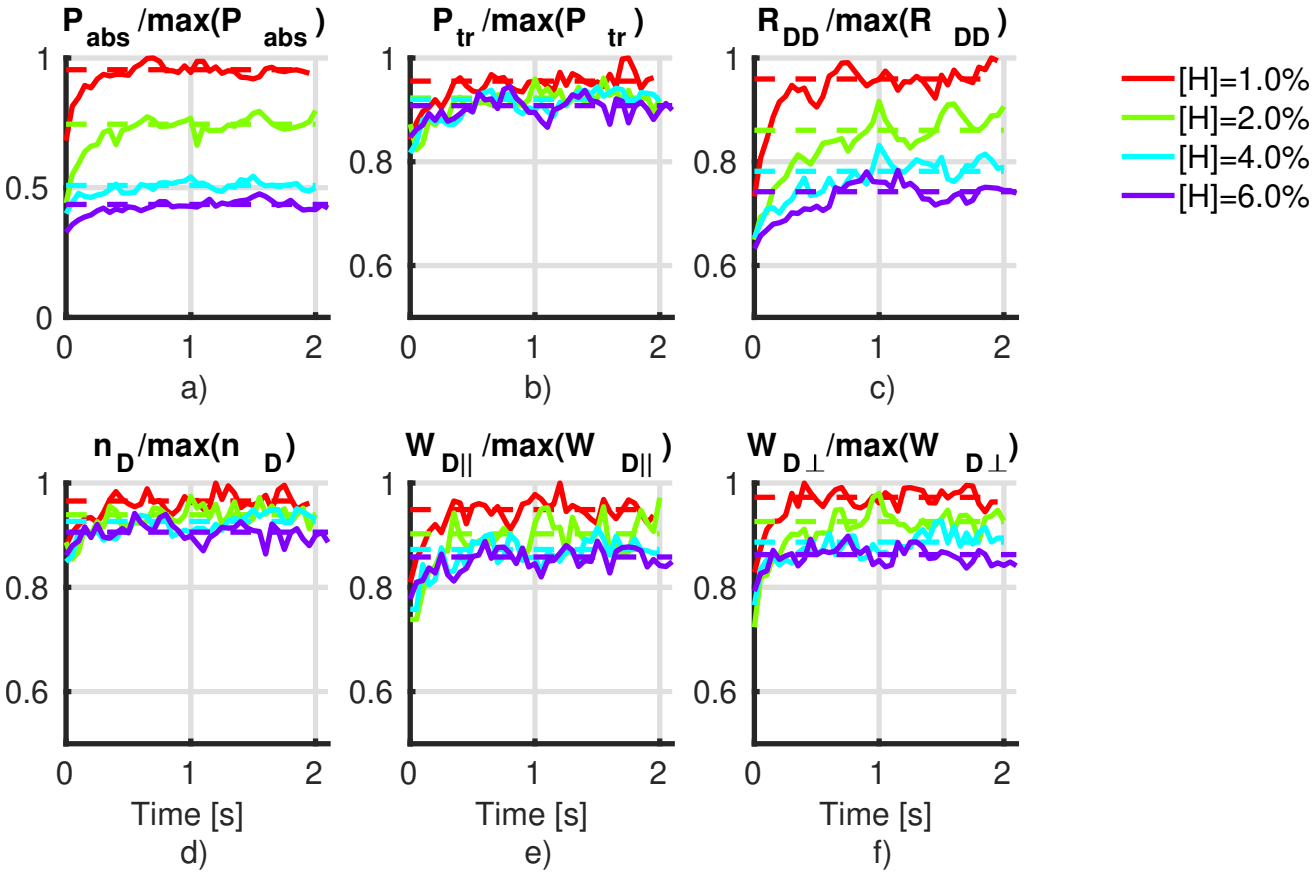


FIGURE 4.24: Évolution des quantités globales du plasma des modélisations auto-cohérentes EVE/SPOT pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%). a) Évolution de la puissance ICRH absorbée par le D rapide. b) Évolution de la puissance NBI et ICRH transférée au plasma. c) Évolution du taux de neutrons de la réaction D-D. d) Évolution de la densité de D rapide. e) Évolution du contenu énergétique parallèle du D rapide. f) Évolution du contenu énergétique perpendiculaire du D rapide.

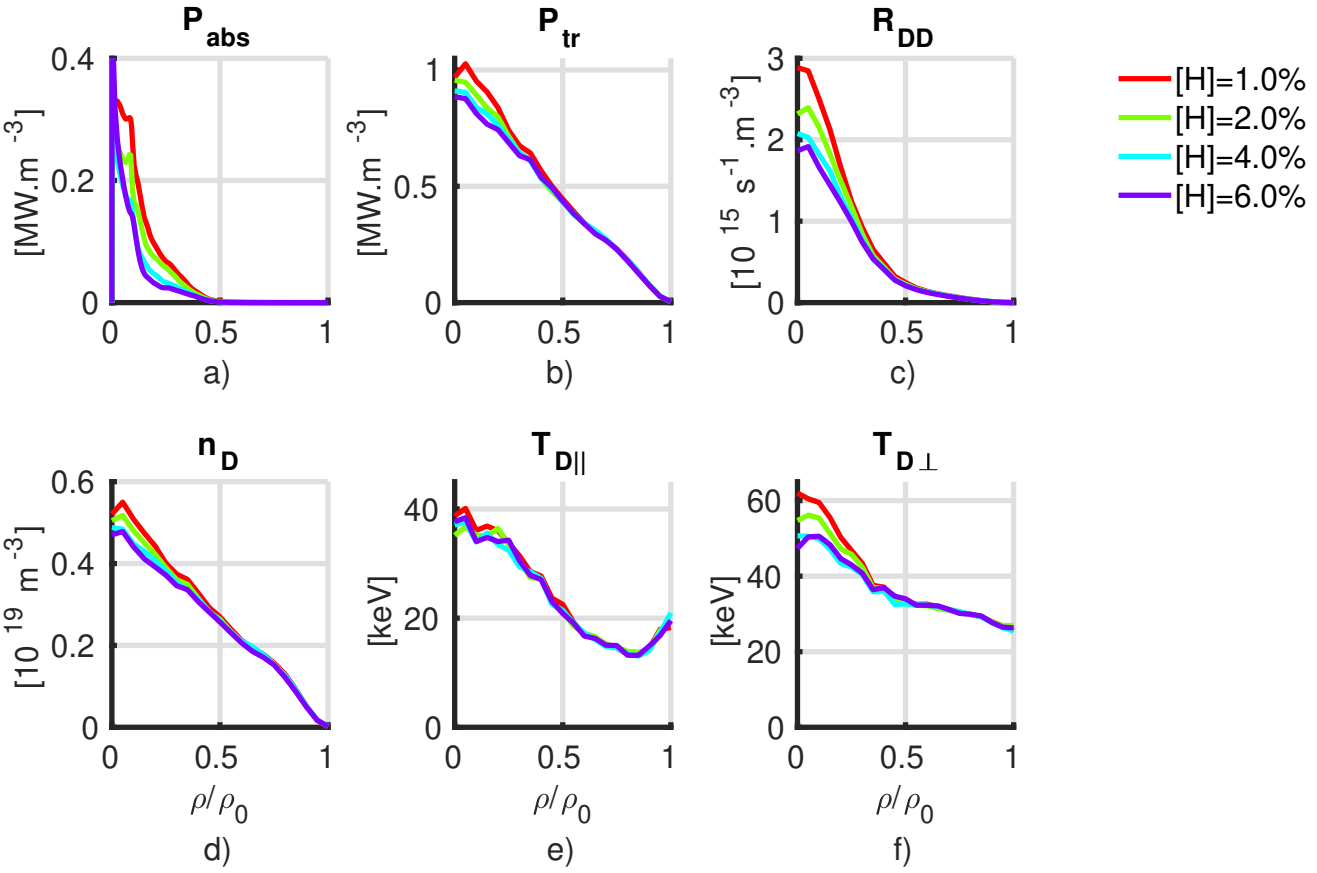


FIGURE 4.25: Comparaison des profils des modélisations auto-cohérentes EVE/SPOT pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%). a) Profils de la puissance ICRH absorbée par le D rapide b) Profils de la puissance transférée au plasma. c) Profils du taux de neutrons de la réaction D-D. d) Profils de la densité de D rapide. e) Profils de la température effective parallèle du D rapide. f) Profils de la température effective perpendiculaire du D rapide.

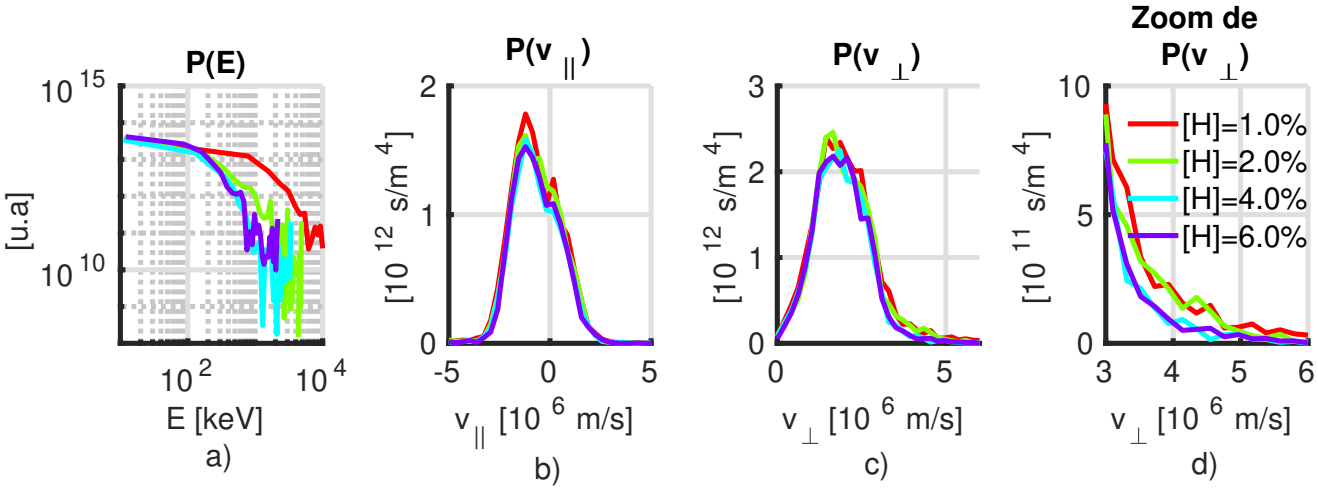


FIGURE 4.26: a) Comparaison de la distribution énergétique du D rapide pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%) à $\rho/\rho_0 = 0.1$. b) Comparaison de la distribution des vitesses parallèles du D rapide pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%) à $\rho/\rho_0 = 0.1$. c) et d) Comparaison de la distribution des vitesses perpendiculaires du D rapide pour différentes concentrations d'H (1%, 2%, 4%, 6%) à $\rho/\rho_0 = 0.1$.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

La transition énergétique des énergies fossiles à une énergie de masse, propre et décarbonée a une grande chance de voir le jour grâce à la fusion thermonucléaire. De plus l'absence de réaction en chaîne dans la fusion nucléaire permet la production d'énergie sans risque pour les populations et l'environnement. Afin de contrôler et d'utiliser cette énergie de façon industrielle, le confinement magnétique et le Tokamak sont actuellement les technologies les plus avancées. Le programme ITER, de coopération scientifique mondiale, a d'ailleurs pour objectif l'obtention d'un gain de puissance fusion au niveau du plasma de l'ordre de 10.

Pour mettre au point cette nouvelle source d'énergie, une discipline a vu le jour dans les années cinquante : *la physique des plasmas thermonucléaires.* Cette physique regroupe des défis aussi bien d'ordre théorique que technologique en passant entre autres du confinement du plasma dans l'enceinte du Tokamak, via le critère de Lawson et la technologie des bobines magnétiques, à l'interaction plasma/paroi via les processus de physique atomique et les problèmes liés aux matériaux à utiliser.

Afin d'assurer l'ignition des réactions de fusion, un point clé de cette physique est le chauffage des plasmas de Tokamak, comprenant aussi des challenges théoriques par le choix du type de chauffage à utiliser suivant les caractéristiques plasmas voulues et technologiques par l'augmentation de la puissance fournie par les antennes radio fréquence pour l'ICRH et le LHCD, le système gyrotron pour l'ECRH et l'injecteur de neutre pour le NBI.

Nous avons vu dans cette thèse, l'intérêt des chauffages ioniques (NBI et ICRH) pour produire et augmenter les réactions de fusion de par la production d'ions rapides. Ce propos reste à relativiser suivant la taille du Tokamak où une étude sur le future Tokamak DEMO [79, 80, 81] démontre que la thermalisation du chauffage des électrons par ECRH est aussi efficace dans la production des réactions de fusion que le chauffage ionique direct.

Mon travail a reposé sur l'amélioration de la modélisation des chauffages ioniques en tenant compte de la rétroaction de la distribution ionique sur la propagation de l'onde ICRF par la création d'un nouveau workflow pour la simulation auto-cohérente de la synergie des chauffages NBI et ICRH détaillé dans le chapitre 3. Trois codes développés au sein du CEA ont été utilisés pour ce couplage. Le premier EVE qui est un code full-wave permettant de modéliser en quelques seconde la propagation et l'absorption d'onde ICRF dans un plasma de Tokamak multi-espèces. Les seconds NEMO et SPOT, déjà couplés ensemble, permettant respectivement de modéliser l'ionisation du faisceau de neutre optimisé pour une exécution rapide et de simuler la dynamique d'une distribution d'ions rapides via un suivi d'orbite utilisant la méthode Monte-Carlo. De plus la librairie RFOF, développée par l'Institut Royal des Technologies de Stockholm, utilisée par SPOT, permet de calculer l'opérateur quasi-linéaire de l'interaction onde/particule.

Pour atteindre l'objectif d'une simulation auto-cohérente, j'ai donc, dans un premier temps, couplé les codes précédemment cités (cf section 3.4) en ajoutant à SPOT le calcul des taux de neutrons produit par les réactions DD, DT et TT permettant une vérification expérimentale de la modélisation auto-cohérente (cf section 2.3.4). De plus j'ai effectué ce couplage sur la plateforme de la modélisation intégrée Européenne (EUITM) afin d'une part de faciliter l'accès au couplage des futures utilisateurs et d'autre part pour simplifier d'éventuelles comparaisons.

Afin de tester la nécessité ou non d'effectuer un couplage auto-cohérent pour modéliser le chauffage ICRH, je l'ai appliqué à une décharge JET, #86614, ayant un chauffage NBI (22MW) injectant du D et un chauffage ICRH significatif (5MW) ciblé sur l'H minoritaire dont la résonance du second harmonique du D coïncide avec celle de l'H.

Une étude de cette décharge avait été réalisée en 2015 avec le code PION [77] dont le résultat évoquait une augmentation du taux de neutrons de 20% produite par la synergie NBI-ICRH pour que la modélisation soit en accord avec les résultats expérimentaux des taux de neutrons. Ma modélisation auto-cohérente présente d'une part

un bon accord avec la mesure expérimentale et une augmentation de plus de 18% du taux de neutrons suite à la simulation auto-consistante de la synergie NBI-ICRH. Les raisons possibles de cet écart feront l'objet d'analyses futures.

Il a été démontré, par mon étude (cf 4.3.4), que la modélisation auto-cohérente sus-nommée est indispensable à la modélisation du chauffage ICRH dans le cas où des ions rapides sont les cibles de ce chauffage ce qui est le principe de la synergie NBI-ICRH. La prise en compte de la rétroaction de la distribution d'ions rapides sur la propagation et l'absorption de l'onde ICRF et inversement, via la modélisation auto-cohérente, permet de considérer l'évolution de la distribution d'ions rapides dans le processus du chauffage ICRH de part l'augmentation progressive de l'énergie perpendiculaire des ions rapides [82]. Ainsi, l'impact de la prise en compte de l'auto-cohérence sur la fonction de distribution et sur la puissance couplée au plasma a été quantifié et documenté. La comparaison aux taux de neutrons, diagnostic indirect d'ions rapides, obtenus expérimentalement, résumé dans le tableau 5.1, permet de corroborer la nécessité d'une simulation auto-consistante. La comparaison de la distribution énergétique des ions rapides avec le spectre neutronique produit par le diagnostic expérimental nommé TOFOR [52] permettrait une validation expérimentale détaillée qui n'a pu être faite durant ma thèse.

Par ailleurs j'ai mené une étude sur l'impact du temps d'évolution de la distribution entre chaque itération détaillé dans la section 4.3.3 qui montre que nous n'avons pas besoin de simuler l'état stationnaire de la distribution (estimé à 300ms dans le cas détaillé) entre chaque itération pour résoudre l'évolution temporelle conjointe de la fonction de distribution et du champ électrique de l'onde ICRF.

R_{DD} du shot #86614	valeurs $[10^{16}s^{-1}]$	écarts absolus %
expérimental	2.19	/
modélisé avec couplage	2.16	1.4
modélisé sans couplage	1.96	10.5

TABLE 5.1: Résumé des valeurs moyennées sur le volume plasma du taux de neutron R_{DD} du shot #86614 obtenues expérimentalement, par la modélisation auto-consistante et sans auto-cohérence avec les écarts absolus par rapport à la donnée expérimentale.

Dans le cadre de l'utilisation des ions rapides dans le processus de production des réactions de fusion, j'ai réalisé un protocole comparatif de trois chauffages ioniques, détaillé dans la section 4.4, démontrant l'efficacité de la synergie NBI-ICRH à augmenter la production de réactions de fusion comparé au chauffage NBI seul à puissance équivalente. Les résultats montrent que pour la même puissance de chauffage, si 19% d'ICRH est ajouté au chauffage NBI, la production du taux de neutrons augmente de 15% par rapport au chauffage NBI seul. Les effets de synergie sont significatifs dans cette décharge car le dépôt NBI pour le scénario hybride JET sélectionné, s'étend loin dans le cœur du plasma et dont le maximum de la source d'ions rapides produit par NBI coïncide avec le dépôt ICRH ainsi la production d'ions rapides fourni par la synergie est plus énergétique que celle apportée par le chauffage NBI seul. Une étude intéressante consisterait à augmenter le ratio ICRH/NBI pour estimer son impact sur la production de taux neutroniques, en particulier dans le cas d'ITER.

Cependant, l'interaction NBI-ICRH dépend fortement de la concentration en H utilisée, comme le démontre mon étude effectuée avec la modélisation auto-cohérente détaillée dans la section 4.5, car l'augmentation de la concentration en H entraîne une diminution rapide de l'efficacité du mécanisme de synergie du fait que le chauffage minoritaire H devient le schéma dominant (par rapport au chauffage du second harmonique du D). Une étude inverse où l'on diminuerait la concentration d'H jusqu'à son absence pourrait éventuellement permettre d'obtenir une concentration d'H seuil pour laquelle les effets de la synergie sont maximum. Cette étude n'a pas été faite durant cette thèse par manque de temps. Par conséquent, afin de maximiser le taux de réaction DD au JET, le contrôle de la concentration en H et de l'emplacement de la résonance ICRH est essentiel pour optimiser l'effet synergique sur la population du D rapide préchauffée avec NBI.

En résumé la modélisation auto-cohérente exposée dans cette thèse est nécessaire pour étudier la dynamique des ions rapides chauffés par ICRH. Ce type de modélisation pourra pleinement être exploité pour des études prédictives des scénarios hybride DT de JET [83] dans l'intérêt d'optimiser la production des réactions de fusion. De plus de récentes études [76, 75, 84, 85, 86] ont prouvé l'implication du chauffage ICRH pour éviter l'accumulation centrale d'impuretés lourdes et l'utilisation de la modélisation auto-cohérente permettrait un approfondissement sur l'impact de la dynamique des ions rapides produits par ICRH sur cette accumulation. Pour cela il faudra combiner la modélisation auto-cohérente des sources de chauffage ICRH avec un code de transport et d'équilibre disponible sur la plateforme de modélisation intégrée Européenne comme représenté sur la figure 3.13.

Bibliographie

[1] J.M.Rax. Stabilité et réactivité nucléaire. In *Physique Des Tokamaks*, page 10. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[2] *http ://www-fusion-magnetique.cea.fr/fusion/principes/principes01.htm.*

[3] *http ://www-fusion-magnetique.cea.fr/fusion/physique/plasma.htm.*

[4] A.B.Mounaix. La fusion pourquoi et comment. In *La Fusion Nucléaire.*, pages 26–27. Paris, belin-pour la science edition, 2008.

[5] https ://www.jp-petit.org/NUCLEAIRE/ITER/ITER_fusion_non_controlee/PLS_nov_2011.pdf.

[6] *http ://www-fusion-magnetique.cea.fr/gb/fusion/physique/modesconfinement.htm.*

[7] Alain Simonin, Hubert De-Esch, Pascal Garibaldi, Christian Grand, Jean-Pierre Boeuf, Gwenael Fubiani, and Gerardus Hagelaar. Les sources d'ions négatifs pour le chauffage par injection d'atomes à haute énergie dans les plasmas de fusion. *Reflets de la physique*, (40) :15–19, July 2014.

[8] M. Kikuchi and Y. Okumura. PLASMA HEATING AND CURRENT DRIVE BY NEUTRAL BEAM AND ALPHA PARTICLES. In *FUSION PHYSICS*, page 538. MITSURU KIKUCHI KARL LACKNER MINH QUANG TRAN, VIENNA, international atomic energy agency edition, 2012.

[9] J.M.Rax. Stabilité et réactivité nucléaire. In *Physique Des Tokamaks*, pages 12–13. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[10] J.M.Rax. Transport des champs et des neutrons. In *Physique Des Tokamaks*, pages 408–417. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[11] A.B.Mounaix. La fusion magnétique. In *La Fusion Nucléaire.*, pages 51–75. Paris, belin-pour la science edition, 2008.

[12] A.B.Mounaix. La fusion inertielle. In *La Fusion Nucléaire.*, pages 77–109. Paris, belin-pour la science edition, 2008.

[13] A.B.Mounaix. La fusion dans l'univers. In *La Fusion Nucléaire.*, page 41. Paris, belin-pour la science edition, 2008.

[14] J.M.Rax. Confinement orbital. In *Physique Des Tokamaks*, pages 130–142. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[15] Jonh Wesson. Plasma physics. In *Tokamaks (Second Edition)*, pages 40–41. Clarendon Press, Oxford, 1997.

[16] J.M.Rax. Cohérence et dissipation. In *Physique Des Tokamaks*, pages 42–44. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[17] J.M.Rax. Confinement orbital. In *Physique Des Tokamaks*, pages 125–129. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[18] J.M.Rax. Confinement thermonucléaire. In *Physique Des Tokamaks*, pages 27–31. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[19] J.M.Rax. Transport néo-classique et turbulent. In *Physique Des Tokamaks*, pages 292–309. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[20] Jonh Wesson. Heating. In *Tokamaks (Second Edition)*, pages 218–221. Clarendon Press, Oxford, 1997.

[21] J.M.Rax. Injection et extraction des particules. In *Physique Des Tokamaks*, pages 367–375. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[22] J.M.Rax. Chauffage et génération de courant. In *Physique Des Tokamaks*, pages 323–326. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[23] J.M.Rax. Transport néo-classique et turbulent. In *Physique Des Tokamaks*, pages 310–313. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[24] J.M.Rax. Transport néo-classique et turbulent. In *Physique Des Tokamaks*, pages 267–270. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[25] J.M.Rax. Instabilités, dérives, échange et torsion. In *Physique Des Tokamaks*, pages 213–217. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[26] L.-G. Eriksson and al. Comparison of time dependent simulations with experiments in ion cyclotron heated plasmas. *Nucl. Fusion*, 33(7) :1037, 1993.

[27] T. Hellsten and al. Effects of finite drift orbit width and RF-induced spatial transport on plasma heated by ICRH. *Nucl. Fusion*, 44(8) :892, 2004.

[28] M Brambilla. Numerical simulation of ion cyclotron waves in tokamak plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 41(1) :1–34, January 1999.

[29] M. Jucker, J. P. Graves, W. A. Cooper, N. Mellet, T. Johnson, and S. Brunner. Integrated modeling for ion cyclotron resonant heating in toroidal systems. *Computer Physics Communications*, 182(4) :912–925, April 2011.

[30] R. J. Dumont. Variational approach to radiofrequency waves in magnetic fusion devices. *Nucl. Fusion*, 49(7) :075033, 2009.

[31] M. Kikuchi and Y. Okumura. PLASMA HEATING AND CURRENT DRIVE BY NEUTRAL BEAM AND ALPHA PARTICLES. In *FUSION PHYSICS*, pages 535–537. MITSURU KIKUCHI KARL LACKNER MINH QUANG TRAN, VIENNA, international atomic energy agency edition, 2012.

[32] G. Fubiani, H. P. L. de Esch, A. Simonin, and R. S. Hemsworth. Modeling of secondary emission processes in the negative ion based electrostatic accelerator of the International Thermonuclear Experimental Reactor. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 11(1), January 2008.

[33] Yevgen Kazakov, Dirk Van Eester, and Jef Ongena. PLASMA HEATING IN PRESENT-DAY AND FUTURE FUSION MACHINES. page 8.

[34] R Koch and D Van Eester. FAST PARTICLE HEATING. page 11.

[35] M. Kikuchi and Y. Okumura. PLASMA HEATING AND CURRENT DRIVE BY NEUTRAL BEAM AND ALPHA PARTICLES. In *FUSION PHYSICS*, pages 537–539. MITSURU KIKUCHI KARL LACKNER MINH QUANG TRAN, VIENNA, international atomic energy agency edition, 2012.

[36] M. Schneider, L.-G. Eriksson, I. Jenkins, J. F. Artaud, V. Basiuk, F. Imbeaux, T. Oikawa, JET-EFDA contributors, and ITM-TF contributors. Simulation of the neutral beam deposition within integrated tokamak modelling frameworks. *Nucl. Fusion*, 51(6) :063019, 2011.

[37] R.Dumont. Introduction. In *Ondes Dans Les Plasmas de Tokamak Interaction Onde-Plasma : Bases Physiques*, pages 9–11. Association euratom-cea cea/dsm/drfc, centre de cadarache 13108 saint-paul lez durance, france edition, 2005.

[38] R.Dumont. Introduction. In *Ondes Dans Les Plasmas de Tokamak Interaction Onde-Plasma : Bases Physiques*, pages 14–15. Association euratom-cea cea/dsm/drfc, centre de cadarache 13108 saint-paul lez durance, france edition, 2005.

[39] J.M.Rax. Ondes, dispersion et absorption. In *Physique Des Tokamaks*, pages 186–187. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[40] J.M.Rax. Chauffage et génération de courant. In *Physique Des Tokamaks*, pages 335–343. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[41] R.Dumont. Onde dans un plasma fluide. In *Ondes Dans Les Plasmas de Tokamak Interaction Onde-Plasma : Bases Physiques*, pages 25–27. Association euratom-cea cea/dsm/drfc, centre de cadarache 13108 saint-paul lez durance, france edition, 2005.

[42] T.H.Stix. Fast wave heating of a two component plasma. *Nuclear Fusion*, (15), 1975.

[43] J.M.Rax. Chauffage et génération de courant. In *Physique Des Tokamaks*, pages 335–336. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[44] T. H. Stix. Heating of toroidal plasmas by neutral injection. *Plasma Physics*, 14(4) :367, 1972.

[45] R. Koch. THE ION CYCLOTRON, LOWER HYBRID AND ALFVEN WAVE HEATING METHODS. In *12th Carolus Magnus Summer School on Plasma and Fusion Energy Physics*, volume 298, pages 310–311. Kristel Crombé (Scientific Secretary CMSS 2015), Leuven (Belgium), 2015.

[46] J.M.Rax. Collision et diffusion Landau. In *Physique Des Tokamaks*, page 63. Palaiseau, ed. de l'ecole polytechnique edition, 2011.

[47] M.Schneider. *Initiation to Orbit Following Monte Carlo Techniques for Fusion Plasmas.* CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France, 2015.

[48] *NRL Plasma Formulary.* Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375,2013.

[49] M. Kikuchi and Y. Okumura. PLASMA HEATING AND CURRENT DRIVE BY NEUTRAL BEAM AND ALPHA PARTICLES. In *FUSION PHYSICS*, pages 544–546. MITSURU KIKUCHI KARL LACKNER MINH QUANG TRAN, VIENNA, international atomic energy agency edition, 2012.

[50] M. J. Mantsinen et (Nom). Evidence for regions of nearly suppressed velocity space diffusion caused by fnite Larmor radius effects during ICRF heating. *Nuclear Fusion*, 39(4), 1999.

[51] L.G. Eriksson and P. Helander. Monte Carlo operators for orbit averaged Fokker-Planck equations. *Physics of Plasmas*, 1(2) :308–314, February 1994.

[52] M. Gatu Johnson, L. Giacomelli, A. Hjalmarsson, J. Källne, M. Weiszflog, E. Andersson Sundén, S. Conroy, G. Ericsson, C. Hellesen, E. Ronchi, H. Sjöstrand, G. Gorini, M. Tardocchi, A. Combo, N. Cruz, J. Sousa, and S. Popovichev. The 2.5-MeV neutron time-of-flight spectrometer TOFOR for experiments at JET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 591(2) :417–430, June 2008.

[53] B. WOLLE. TOKAMAK PLASMA DIAGNOSTICS BASED ON MEASURED NEUTRON SIGNALS. *Physics Reports*, 312, 1999.

[54] G.M. HALE H.-S. BOSCH. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities. *Nuclear Fusion*, 32(4), 1992.

[55] Asher Peres. Fusion cross sections and thermonuclear reaction rates. *Journal of Applied Physics*, 50(9) :5569–5571, September 1979.

[56] H.-S. Bosch and G. M. Hale. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities. *Nucl. Fusion*, 33(12) :1919, 1993.

[57] D. R. Mikkelsen. Approximation for non-resonant beam target fusion reactivities. *Nucl. Fusion*, 29(7) :1113, 1989.

[58] B. Wolle et al. Time-dependent neutron-rate interpretation for neutral-beam-heated tokamak plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 36, 1994.

[59] G.Duesing and al. Neutral beam injection system. *Fusion Technology*, 11(1) :163–202, 1987.

[60] Y. Feng, B. Wolle, and K. Hübner. New, simplified technique for calculating particle source rates due to neutral beam injection into tokamaks. *Computer Physics Communications*, 88(2) :161–172, August 1995.

[61] D. J. Gambier and A. Samain. Variational theory of ion cyclotron resonance heating in tokamak plasmas. *Nucl. Fusion*, 25(3) :283, 1985.

[62] P. U. Lamalle. On the radiofrequency response of tokamak plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 39(9) :1409, 1997.

[63] M. Schneider, L.-G. Eriksson, V. Basiuk, and F. Imbeaux. On alpha particle effects in tokamaks with a current hole. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47(12) :2087, 2005.

[64] (Prénom) Press, H William, and all. Chapitre 16. In *Numerical Recipes in Fortran 77 : The Art of Scientifc Computing*. Cambridge university press edition, 2001.

[65] L.G. Eriksson and P. Helander. Monte Carlo operators for orbit averaged Fokker-Planck equations. *Physics of Plasmas*, 1(2) :308–314, February 1994.

[66] T. Johnson, A. Salmi, G. Steinbrecher, L.G. Eriksson, T. Hellsten, L. J. Höök, and M. Schneider. Library for RF Interactions in Orbit Following Codes. *AIP Conference Proceedings*, 1406(1) :373–376, December 2011.

[67] M.Schneider and al. Modelling third harmonic ion cyclotron acceleration of deuterium beams for JET fusion product studies experiments. *Nuclear Fusion*, (56), 2016.

[68] R. J Goldston, D. C McCune, H. H Towner, S. L Davis, R. J Hawryluk, and G. L Schmidt. New techniques for calculating heat and particle source rates due to neutral beam injection in axisymmetric tokamaks. *Journal of Computational Physics*, 43(1) :61–78, September 1981.

[69] Alexei Pankin. The tokamak Monte Carlo fast ion module NUBEAM in the National Transport Code Collaboration library. *Computer Physics Communications*, (159), 2004.

[70] J. F. Artaud and al. Metis : A fast integrated tokamak modelling tool for scenario design. *Nucl. Fusion*, 58(10) :105001, 2018.

[71] D. Kalupin, I. Ivanova-Stanik, I. Voitsekhovitch, J. Ferreira, D. Coster, L. L. Alves, Th Aniel, J.F Artaud, V. Basiuk, João P. S. Bizarro, R. Coelho, A. Czarnecka, Ph Huynh, A. Figueiredo, J. Garcia, L. Garzotti, F. Imbeaux, F. Köchl, M. F. Nave, G. Pereverzev, O. Sauter, B. D. Scott, R. Stankiewicz, P. Strand, ITM-TF contributors, and JET-EFDA Contributors. Numerical analysis of JET discharges with the European Transport Simulator. *Nucl. Fusion*, 53(12) :123007, 2013.

[72] G. L. Falchetto and al. The European Integrated Tokamak Modelling (ITM) effort : Achievements and first physics results. *Nucl. Fusion*, 54(4) :043018, 2014.

[73] F. Imbeaux, J. B. Lister, G. T. A. Huysmans, W. Zwingmann, M. Airaj, L. Appel, V. Basiuk, D. Coster, L. G. Eriksson, B. Guillerminet, D. Kalupin, C. Konz, G. Manduchi, M. Ottaviani, G. Pereverzev, Y. Peysson, O. Sauter, J. Signoret, and P. Strand. A generic data structure for integrated modelling of tokamak physics and subsystems. *Computer Physics Communications*, 181(6) :987–998, June 2010.

[74] J. Garcia and al. Challenges in the extrapolation from DD to DT plasmas : Experimental analysis and theory based predictions for JET-DT. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 59(1) :014023, 2017.

[75] E. Lerche and al. Optimization of ICRH for core impurity control in JET-ILW. *Nuclear Fusion*, 56(3) :036022, February 2016.

[76] M. Goniche and al. Ion cyclotron resonance heating for tungsten control in various JET H-mode scenarios. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 59(5) :055001, March 2017.

[77] Mervi Mantsinen and al. ICRH analysis of high-performance JET hybrid discharges using PION modelling and neutron spectrometry measurements. volume 39E. European Physical Society (EPS), 2015.

[78] J. F. Artaud and al. The CRONOS suite of codes for integrated tokamak modelling. *Nucl. Fusion*, 50(4) :043001, 2010.

[79] T. Franke, P. Agostinetti, K. Avramidis, A. Bader, Ch. Bachmann, W. Biel, T. Bolzonella, S. Ciattaglia, M. Coleman, F. Cismondi, G. Granucci, G. Grossetti, J. Jelonnek, I. Jenkins, M. Kalsey, R. Kembleton, N. Mantel, J. M. Noterdaeme, N. Rispoli, A. Simonin, P. Sonato, M. Q. Tran, P. Vincenzi, and R. Wenninger. Heating & current drive efficiencies, TBR and RAMI considerations for DEMO. *Fusion Engineering and Design*, 123 :495–499, November 2017.

[80] P. Vincenzi, R. Ambrosino, J. F. Artaud, T. Bolzonella, L. Garzotti, G. Giruzzi, G. Granucci, F. Köchl, M. Mattei, M. Q. Tran, and R. Wenninger. EU DEMO transient phases : Main constraints and heating mix studies for ramp-up and ramp-down. *Fusion Engineering and Design*, 123 :473–476, November 2017.

[81] F Wagner, A Becoulet, R Budny, V Erckmann, D Farina, G Giruzzi, Y Kamada, A Kaye, F Koechl, K Lackner, N Marushchenko, M Murakami, T Oikawa, V Parail, J M Park, G Ramponi, O Sauter, D Stork, P R Thomas, Q M Tran, D Ward, H Zohm, and C Zucca. On the heating mix of ITER. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 52(12) :124044, December 2010.

[82] J. Joly, J. Garcia, F. Imbeaux, R. Dumont, M. Schneider, T. Johnson, and J. F. Artaud. Self-consistent modelling of heating synergy between NBI and ICRH in JET deuterium plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 61(7) :075017, June 2019.

[83] D. Gallart and al. Modelling of JET hybrid plasmas with emphasis on performance of combined ICRF and NBI heating. *Nucl. Fusion*, 58(10) :106037, 2018.

[84] F J Casson, C Angioni, E A Belli, R Bilato, P Mantica, T Odstrcil, T Pütterich, M Valisa, L Garzotti, C Giroud, J Hobirk, C F Maggi, J Mlynar, and M L Reinke. Theoretical description of heavy impurity transport and its application to the modelling of tungsten in JET and ASDEX upgrade. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 57(1) :014031, January 2015.

[85] M. Valisa, L. Carraro, I. Predebon, M.E. Puiatti, C. Angioni, I. Coffey, C. Giroud, L. Lauro Taroni, B. Alper, M. Baruzzo, P. Belo daSilva, P. Buratti, L. Garzotti, D. Van Eester, E. Lerche, P. Mantica, V. Naulin, T. Tala, M. Tsalas, and JET-EFDA contributors. Metal impurity transport control in JET H-mode plasmas with central ion cyclotron radiofrequency power injection. *Nuclear Fusion*, 51(3) :033002, March 2011.

[86] S. Breton, F.J. Casson, C. Bourdelle, J. Citrin, Y. Baranov, Y. Camenen, C. Challis, G. Corrigan, J. Garcia, L. Garzotti, S. Henderson, F. Koechl, E. Militello-Asp, M. OMullane, T. Pütterich, M. Sertoli, M. Valisa, and The JET Contributors. First principle integrated modeling of multi-channel transport including Tungsten in JET. *Nuclear Fusion*, 58(9) :096003, September 2018.

Résumé

La fusion thermonucléaire est le grand défi scientifique de notre siècle pour résoudre la transition énergétique des énergies fossiles à une énergie de masse, propre et décarbonée. La technologie des Tokamaks est celle la plus avancée à ce jour pour la réussite de ce défi. L'importance de la transition énergétique dans ce sens est telle qu'une coopération scientifique mondiale à vue le jour en novembre 1985 sous le programme ITER (de l'anglais : International Thermonuclear Experimental Reactor) basé dans le sud de la France à coté de Cadarache grand centre de recherche nucléaire français.

Les réactions de fusions se produisent naturellement au cœur du soleil et donc demande des conditions de température et de densité extrêmes. En terme d'ordre de grandeur, pour assurer l'ignition de la fusion par confinement magnétique le plasma doit être à une température d'une dizaine de keV et à une densité de 10^{20} $particules/m^3$.

L'étude des systèmes de chauffage des plasmas de Tokamak permet en grande partie de répondre à ces conditions extrêmes. Pour cela trois grandes classes de chauffage existent. Le chauffage ohmique produit par le courant plasma généralement utilisé pour initier le plasma dans le Tokamak. Le chauffage par injection de neutres nommé NBI (de l'anglais Neutral Beam Injection) qui consiste à injecter des neutres rapides qui en se ionisant augmentent par collisions l'énergie du plasma. Le chauffage par onde électromagnétique qui consiste à envoyer une onde dans le plasma qui va se coupler avec celui-ci et regroupe trois catégories de chauffage, un chauffage ionique nommé ICRH (de l'anglais Ion Cyclotron Resonance Heating), un chauffage électronique nommé ECRH (de l'anglais Electron Cyclotron Resonance Heating) et un chauffage ionique et électronique nommé LHCD (de l'anglais Lower Hybrid Current Drive).

Le travail présenté dans cette thèse a consisté à améliorer la modélisation des chauffages ioniques en tenant compte de la rétroaction de la distribution ionique de plasma sur la propagation et l'absorption de l'onde ICRF (de l'anglais Ion Cyclotron Resonance Frequency), utilisée dans le chauffage ICRH, par la création d'un couplage de codes (NEMO/EVE/SPOT/RFOF) formant un workflow disponible sur une plateforme de modélisation intégrée européenne nommé EUITM. En effet lorsque la distribution ionique du plasma présente une part significative d'ions rapides les modélisations précédentes ne retrouvaient pas la totalité des taux de neutrons, diagnostic indirect d'ions rapides, produits par les réactions de fusion.

Ce nouveau workflow a été testé à partir des données d'une décharge de JET (Tokamak Européen basé à Culham) utilisant la synergie des chauffages NBI et ICRH, scénario de chauffage produisant une grande part d'ions rapides dans le plasma. La comparaison des taux de neutron trouvés expérimentalement et via la modélisation auto-cohérente a prouvé l'importance de tenir compte de la rétroaction de la distribution ionique dans l'absorption de l'onde ICRF dans la modélisation de la synergie des chauffages ioniques.

Par ailleurs nos simulations ont permis de démontrer l'efficacité des effets de synergie des chauffages NBI et ICRH (par rapport à leur application de façon purement additive) lorsque le dépôt de particules ionique produit par NBI est localisé proche de la couche de résonance du chauffage ICRH.

Une des perspectives de ce travail est la combinaison de la modélisation auto-cohérente des sources de chauffage ionique à un code de transport de d'équilibre. Cela permettrait une meilleure prise en compte de la dynamique des ions rapides produit par ICRH dans le cadre des études d'accumulation centrale d'impuretés lourdes.

Summary

Thermonuclear fusion is the great scientific challenge of our century to solve the energy transition from fossil fuels to clean, carbon-free mass energy. Tokamak technology is the most advanced technology to date for the success of this challenge. The importance of the energy transition in this sense is such that a world-wide scientific cooperation was launched in November 1985 under the ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) programme based in the south of France near Cadarache, a major French nuclear research centre.

Fusion reactions occur naturally in the heart of the sun and therefore require extreme temperature and density conditions. In terms of scale, to ensure the ignition of fusion by magnetic confinement, the plasma must be at a temperature of about ten keV and a density of 10^{20} $particles/m^3$.

The study of Tokamak's plasma heating systems is largely adequate to meet these extreme conditions. For this purpose three main heating classes exist. The ohmic heating produced by the plasma current generally used to initiate the plasma in Tokamak. Neutral Beam Injection (NBI) heating, which consists in injecting fast neutrals that increase the plasma energy by colliding with each other. Electromagnetic wave heating, which consists of sending a wave into the plasma that will couple with it and includes three categories of heating, an ion heater called ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating), an electronic heater called ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating) and an ion and electronic heater called LHCD (Lower Hybrid Current Drive).

The work presented in this thesis consisted in improving the modeling of ionic heaters by taking into account the feedback of the ionic distribution of plasma on the propagation and absorption of the ICRF wave (from the English Ion Cyclotron Resonance Frequency), used in ICRH heating, by creating a code coupling (NEMO/EVE/SPOT/RFOF) forming a workflow available on a European integrated modelling platform called EUITM. Indeed, when the ionic distribution of the plasma presents a significant proportion of fast ions, previous models did not find all the neutron levels, indirect diagnosis of fast ions, produced by fusion reactions.

This new workflow was tested using data from JET (Tokamak European based in Culham) using the synergy of NBI and ICRH, a heating scenario producing a large proportion of fast ions in the plasma. The comparison of neutron levels found experimentally and via self-coherent modeling has demonstrated the importance of taking into account the feedback of ion distribution in the absorption of the ICRF wave in the modeling of the synergy of ion heating systems.

In addition, our simulations have demonstrated the effectiveness of the synergy effects of NBI and ICRH (compared to their purely additive application) when the deposition of ionic particles produced by NBI is located near the resonance layer of the ICRH.

One of the perspectives of this work is the combination of self-coherent modelling of ion heating sources with a equilibrium transport code. This would allow better consideration of the rapid ion dynamics produced by ICRH in studies of central accumulation of heavy impurities.