



**HAL**  
open science

# Caractérisation et modélisation d'un propulseur plasma à résonance cyclotronique des électrons

Félix Cannat

► **To cite this version:**

Félix Cannat. Caractérisation et modélisation d'un propulseur plasma à résonance cyclotronique des électrons. Physique [physics]. Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique, 2015. Français. NNT : . tel-01271986v1

**HAL Id: tel-01271986**

**<https://pastel.hal.science/tel-01271986v1>**

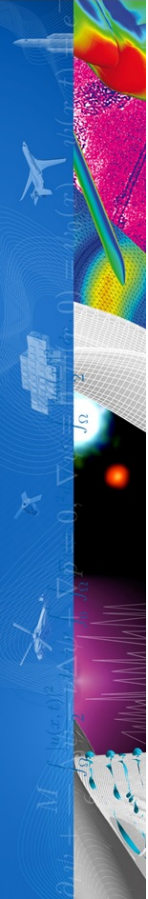
Submitted on 9 Feb 2016 (v1), last revised 14 Feb 2016 (v2)

**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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0  
International License



Thèse présentée pour obtenir le grade de

**Docteur de l'école Polytechnique**

**Spécialité Physique**

*présentée et soutenue publiquement par*

**Félix CANNAT**

le 25 novembre 2015

## **Caractérisation et modélisation d'un propulseur plasma à résonance cyclotronique des électrons**

Directeur de thèse : **Dr. Pascal CHABERT**  
Co-encadrant de thèse : **Dr. Julien JARRIGE**

### **Jury**

<b>Dr. Ane Aanesland,</b>	CR1	Président du jury
<b>Dr. Laurent Garrigues,</b>	DR	Rapporteur
<b>Dr. Stéphane Mazouffre,</b>	DR	Rapporteur
<b>Dr. Claude Boniface,</b>	Ingénieur CNES	Examineur
<b>M. Thierry Lamy,</b>	Ingénieur CNRS	Examineur
<b>M. Matias Wartelski,</b>	Ingénieur Airbus Defence and Space	Invité

**Ecole Polytechnique ParisTech  
91128 Palaiseau Cedex, FRANCE**

---

À Pap,  
à ma famille,  
à mes amis

---

---

*"Les physiciens passent une bonne partie de leur vie dans un état de confusion. Ce sont les risques du métier. Exceller dans le domaine de la physique implique de composer avec le doute, tout en parcourant les voies tortueuses de la clarté. C'est l'inconfort frustrant de la perplexité qui donne à des hommes et des femmes, ordinaires par ailleurs, l'inspiration leur permettant de déployer de véritables trésors d'ingéniosité et de créativité; rien n'accapare plus l'esprit que des détails dissonants en attente d'une résolution harmonieuse. Mais, sur la voie de l'explication - par leur recherche de nouvelles théories capables de répondre aux questions en suspens -, les théoriciens doivent progresser à pas mesurés à travers cette jungle d'incertitude, guidés essentiellement par des intuitions, des présages, des indices et des calculs. Et la majorité des chercheurs ayant tendance à recouvrir leurs traces, les grandes découvertes sont souvent peu représentatives du chemin parcouru. Mais n'oublions pas que l'on n'a rien sans rien... La nature ne dévoile pas ses secrets si facilement."*

La magie du Cosmos, Brian Greene



# Remerciements

Tout d'abord je tiens à saluer tous ceux qui permettent à la jeunesse de découvrir et d'étudier des thèmes qui la passionne. Pour moi, depuis le collège ce fut les sciences et les technologies. Ce manuscrit est le point final de mes études académiques, je l'ai écrit avec une volonté didactique afin que chacun puisse l'apprécier à sa juste valeur.

Premièrement, je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury. Merci au Dr. Laurent Garrigues et au Dr. Stéphane Mazouffre d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit. Vos appréciations et remarques m'ont permis de compléter cette version définitive. J'espère que vous l'utiliserez à des fins pédagogiques et de recherche pour promouvoir la propulsion plasma à juste titre. Je remercie également le Dr. Claude Boniface du CNES, Thierry Lamy du CNRS et Matias Wartelski de Airbus Defence and Space d'avoir participé à cette journée de soutenance, de l'intérêt que vous avez apporté à mon travail et de vos nombreux commentaires. Enfin un grand merci au Dr. Ane Aanesland d'avoir eu la gentillesse de présider le jury.

Ensuite, je tiens à remercier l'ensemble de l'ONERA et plus particulièrement l'unité de recherche Foudre Plasmas et Applications du département de mesures physiques de Palaiseau qui m'a accueilli durant ces trois années de thèse. Un grand merci au chef de l'unité Dr. Philippe Lalande, Dr. Denis Packan, Dr. Paul-Quentin Elias, Dr. Clément Zaepffel, Dr. Laurent Chemartin et Dr. Julien Labaune, et également à mes compagnons thésards Philippe Castera diplômé peu de temps avant moi et Raphaël Sousa Martins. Quel encadrement et ambiance exceptionnelle ! Merci à toi Denis pour ta bonne humeur, ton engagement et ton sens de l'intuition particulièrement affuté. J'espère que tes projets de caissons à vide se concrétiseront, pour toujours plus de débit et de puissance. Un grand merci à Paul-Quentin pour m'avoir accueilli dans ton bureau, je te dois mon intégration à l'ONERA. J'ai toujours été fasciné par ta capacité à imaginer, entreprendre tes recherches, ton esprit libre et enthousiaste. Je suis désormais moi aussi en open-source. Je remercie Laurent, Clément et Raphaël, l'équipe du banc foudre et perchistes aux



---

heures perdues, pour leurs bons conseils et leurs gentilleses. Martyrisez bien les composites de ma part mais gare aux coups de foudre. Merci à Julien L. pour toute ta sympathie, ton humeur fracassante ainsi que tes conseils. Je n'ai plus de doute sur les noms futurs des programmes de recherche de l'ONERA. Une pensée également pour Philippe Castera, je me souviens de la méthode de normalisation du tore gaussien, de ton romantisme allemand ou encore de ta culture infinie, quel talent !

Un grand merci à mon encadrant de thèse Dr. Julien Jarrige, mon directeur de Thèse Dr. Pascal Chabert et Dr. Trevor Laffleur. Julien tu as su me canaliser et me donner les moyens pour la réalisation de mes travaux. Je te suis reconnaissant pour le temps que tu m'as accordé et les multiples conseils apportés. J'aimerais saluer ta patience et ton discernement face à la complexité de la physique, qui par ailleurs nous rends si enthousiaste. Pascal, merci pour ta direction menée d'une main de velours. Je me souviens d'une réunion où tu avais dit "lorsque tu as Fé l'iX tu fais ce que tu veux", alors bravo tu as réussi à faire ce qu'on voulait de moi, un jeune docteur. Je te remercie infiniment pour le temps que tu m'as accordé avec le souci de simplicité et d'efficacité. Dear Trevor, thank you for your awesome participation as postdoctoral research on the ECR thruster. Some explanations and experiments with you. I wish you a nice continuity in plasma physics and thrusters. In plasma thruster we trust !

Et enfin un immense merci à toute ma famille et à mes amis pour leur soutien. Je tiens en particulier à rendre hommage à mon grand père Pap, parti pendant ces trois dernières années. Il me demandait avec impatience à partir de quand il pourrait m'appeler "docteur", maintenant vous pouvez Pap. Une pensée me viens alors à Mam, merci pour toute votre aide et affection. Je te remercie également Maman d'avoir pu me soutenir pendant ces dernières années, j'ai pu rester grâce à toi dans un environnement serein pour parvenir à mes fins. Je remercie également mon père Jean-Jacques et mes sœurs Alice et Louise qui ont toujours cru en moi. Vient alors le tour de mes amis aussi nombreux soient-ils, Aurélien, Charlie, Frank, Kévin, Cyril, Arnaud, Normann, Lisa, Alison, Angelina... vous avez contribué bien malgré vous à mes efforts. Toujours intéressés par mes recherches, vous avez sans cesse stimulé mon imagination et ma motivation. Vous m'avez offert de magnifiques moments de détente et de plénitude.

Je pourrais remercier encore bien d'autres personnes, alors à tous ceux qui lisent cette thèse un profond merci pour votre contribution (passé ou avenir), bonne lecture !

---



---

## Présentation du déroulement de l'étude dans son contexte

De tout temps l'Homme n'a cessé de voyager avec de nombreux moyens de transport. C'est seulement au XX<sup>ème</sup> siècle de notre ère que la technologie lui a permis d'aller au-delà de l'atmosphère, dans l'espace. Aujourd'hui l'utilisation de l'espace est un sujet incontournable pour chaque pays pour des applications telles que la météo, les communications, la localisation, les études scientifiques ou encore l'exploration. Une fois dans l'espace un véhicule spatial ne peut être ralenti ou accéléré que sous l'effet de la gravité ou de sa capacité à expulser le plus vite possible une partie de sa masse embarquée. L'organe de propulsion est l'élément critique pour réaliser cette fonction. Il est utilisé pour des missions telles que la mise et le maintien à poste, le changement de trajectoire, le contrôle d'attitude ou tout simplement l'accélération du véhicule vers une nouvelle destination. Il convient alors d'utiliser au mieux la masse d'appui disponible à son bord pour prolonger sa durée de vie.

Depuis maintenant plusieurs décennies on voit l'arrivée d'un nouveau type de propulsion dite électrique. Celui-ci permet d'accélérer la masse d'appui plus vite que la propulsion chimique grâce à l'ionisation et à l'accélération de la matière à l'aide des champs électromagnétiques. Dans ce cadre, l'ONERA (The French Aerospace Lab) détient un brevet de propulseur électrique basé sur le concept de la résonance cyclotronique des électrons. Son originalité réside dans l'emploi de micro-ondes comme source de puissance, de la production d'un faisceau neutre et l'absence de cathode et des grilles d'accélération. L'étude de ce propulseur est le sujet de cette thèse.

L'objectif de cette étude est d'améliorer la compréhension physique du propulseur (transfert d'énergie par résonance cyclotronique, processus d'ionisation, couplage micro-onde/plasma, processus d'accélération). Le travail se décompose en deux axes principaux de recherche (travail théorique/numérique et caractérisation expérimentale). A terme ces travaux de recherche doivent permettre d'augmenter les performances et l'efficacité du propulseur ainsi que le développement d'outils de dimensionnement.

Afin d'avoir toutes les clés en main pour comprendre la démarche de recherche effectuée, cette étude est présentée en cinq chapitres. Tout d'abord la propulsion spatiale et la propulsion électrique sont abordé pour situer le propulseur par rapport aux autres technologies.

Ensuite les notions relatives au plasma nécessaires à la compréhension du propulseur sont définies pour avoir le cadre théorique de la physique discutée. Puis la résonance cyclotronique des électrons et le processus d'accélération sont expliqués

---

afin d'avoir une première idée de ces phénomènes. Ceux-ci montrent quels sont les paramètres qui ont une influence sur le fonctionnement du propulseur tels que la fréquence, la puissance micro-onde et le champ magnétique.

A partir de cela, la caractérisation expérimentale du propulseur est réalisée avec un prototype qui permet d'explorer les paramètres indiqués ci-dessus ainsi que la géométrie de la source. Les résultats obtenus en terme de courant d'ions, d'énergie des ions, de température électronique et de rendement confirment l'influence de ces paramètres et permettent de définir des points de fonctionnement nominaux.

En parallèle de ces résultats, un modèle de décharge est adapté à la configuration du propulseur. Il estime les performances, permet d'identifier les points importants et apporte des perspectives de dimensionnement pour une nouvelle version du propulseur optimisée. Pour compléter ce modèle, des simulations préliminaire de propagation d'ondes électromagnétiques dans la source du propulseur sont réalisées pour déterminer comment le champ électrique est modifié par le plasma et avec quelle efficacité la puissance micro-onde est transmise au plasma.

Ces travaux de thèse ont fait l'objet de deux articles publiés dans une revue à comité de lecture et de plusieurs communications à des congrès internationaux.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction à la propulsion spatiale électrique</b>	<b>1</b>
1.1	Principes fondamentaux de la propulsion spatiale . . . . .	1
1.1.1	Performances des systèmes de propulsion . . . . .	1
1.1.2	Propulsion chimique conventionnelle . . . . .	3
1.2	Propulsion spatiale électrique . . . . .	4
1.2.1	Familles de propulseur électrique . . . . .	4
1.2.2	Histoire de la propulsion électrique . . . . .	7
1.2.3	Propulseur électrique parfait . . . . .	8
1.2.4	Propulseur électrique réel . . . . .	10
1.2.5	Limites d'efficacité des propulseurs électriques . . . . .	11
1.3	Systèmes de propulsion électrique en développement . . . . .	13
1.3.1	Amélioration des concepts existants . . . . .	13
1.3.2	Nouveaux concepts de propulseurs électriques . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Généralités sur les plasmas</b>	<b>19</b>
2.1	Notions fondamentales sur les plasmas . . . . .	20
2.1.1	Phénomènes collectifs . . . . .	20
2.1.2	Génération d'un plasma . . . . .	22
2.2	Description globale d'un plasma froid . . . . .	25
2.2.1	Phénomène de gaine . . . . .	25
2.2.2	Bilan de puissance dans un plasma froid . . . . .	28
2.3	Propagation d'onde EM dans un plasma . . . . .	32
2.3.1	Propagation d'onde EM dans un plasma froid magnétisé . . . . .	32
2.3.2	Mode de propagation dans un plasma magnétisé . . . . .	34
2.3.3	Modèle 1D de propagation d'onde EM dans un plasma magnétisé . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Principe de fonctionnement du propulseur ECR</b>	<b>39</b>
3.1	Transfert d'énergie par ECR . . . . .	39
3.1.1	Historique des sources ECR . . . . .	39
3.1.2	Phénomène de résonance cyclotronique électronique . . . . .	42

3.1.3	Phénomène ECR en champ B et E non-uniforme . . . . .	48
3.2	Tuyère magnétique . . . . .	55
3.2.1	Principe d'une tuyère magnétique . . . . .	56
3.2.2	Modèle 1D de tuyère self-consistent . . . . .	57
3.2.3	Détachement magnétique . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Caractérisation expérimentale du propulseur ECR</b>	<b>63</b>
4.1	État de l'art du propulseur ECR au début de la thèse . . . . .	63
4.1.1	Propulseur ECR au début de la thèse . . . . .	63
4.1.2	Perspectives de développement et nouvelle version d'étude . . . . .	66
4.2	Moyen d'essais et diagnostics . . . . .	71
4.2.1	Enceinte à vide . . . . .	71
4.2.2	Mise en place du propulseur ECR . . . . .	76
4.2.3	Sondes électrostatiques . . . . .	78
4.3	Résultats expérimentaux . . . . .	86
4.3.1	Géométrie et position de la source . . . . .	86
4.3.2	Effet de la fréquence micro-onde et du champ magnétique . . . . .	88
4.3.3	Effet de la puissance micro-onde transmise . . . . .	98
4.3.4	Effet du débit de gaz injecté . . . . .	101
4.3.5	Effet de la géométrie . . . . .	108
4.4	Synthèse des résultats et perspectives . . . . .	113
4.4.1	Synthèse des résultats . . . . .	113
4.4.2	Perspectives de développement . . . . .	114
<b>5</b>	<b>Modélisation du propulseur ECR</b>	<b>115</b>
5.1	Modèle global du propulseur à l'état stationnaire . . . . .	115
5.1.1	Modèle de la source plasma du propulseur . . . . .	116
5.1.2	Modèle de tuyère adiabatique . . . . .	119
5.1.3	Résultats du modèle et comparaison avec les expériences . . . . .	122
5.1.4	Limites et prospective du propulseur par le modèle global . . . . .	126
5.2	Propagation d'onde et couplage micro-onde plasma . . . . .	133
5.2.1	Mise en place de la simulation et outils d'analyse . . . . .	133
5.2.2	Propagation à vide d'une onde EM dans une structure coaxiale . . . . .	135
5.2.3	Calcul des modes de propagation d'une onde EM dans un plasma magnétisé infini . . . . .	137
5.2.4	Propagation de l'onde EM dans la source coaxiale avec un plasma uniforme magnétisé . . . . .	138
5.2.5	Propagation de l'onde EM dans la source coaxiale avec un plasma non uniforme magnétisé . . . . .	146

*TABLE DES MATIÈRES*

---

<b>6 Conclusion</b>	<b>157</b>
6.1 Principaux apports de l'étude . . . . .	157
6.2 Perspectives de recherche et d'utilisation . . . . .	159
<b>A Méthode de Runge Kutta d'ordre 4</b>	<b>171</b>
<b>B Modélisation d'un champ magnétique d'une bobine</b>	<b>173</b>
<b>C Tenseur diélectrique d'un plasma magnétisé avec collision</b>	<b>175</b>





# Table des figures

1.2.1 Propulseurs à ions / Propulseur NEXT de la NASA [5] . . . . .	5
1.2.2 Propulseur à Effet Hall / SPT-50 en fonctionnement à l'Onera . . . . .	6
1.2.3 Propulseur MagnétoPlasmaDynamique [6]. . . . .	6
1.2.4 Propulseur à Plasma Pulsé (PPT) de l'université de Tokyo [7]. . . . .	7
1.3.1 Schéma d'un cluster de propulseurs à Effet Hall . . . . .	14
1.3.2 Schéma du Propulseur PEGASES . . . . .	16
1.3.3 Schéma d'un propulseur Hélicon . . . . .	16
1.3.4 Schéma du Propulseur VASIMR[27] . . . . .	17
1.3.5 Schéma d'un Propulseur ECR à Guide d'onde . . . . .	18
2.0.1 Types de plasmas . . . . .	20
2.1.1 Section efficace de l'Argon et du Xénon. . . . .	23
2.2.1 Schéma de la structure d'une gaine . . . . .	25
2.2.2 Schéma répartition de densité dans le volume plasma . . . . .	27
2.2.3 Répartition de la puissance dans le plasma froid . . . . .	29
2.2.4 (a) Constante de réaction des collisions élastique $K_{el}$ , d'excitation $K_{exc}$ et d'ionisation $K_{iz}$ du xénon en fonction de la température électronique. (b) Évolution de $\varepsilon_c$ et du rapport $\varepsilon_c/T_e$ en fonction de la température électronique. . . . .	30
2.2.5 $n_g d_{eff}$ en fonction de $T_e$ pour l'argon et le xénon. . . . .	31
2.3.1 Évolution de l'indice de réfraction d'une onde circulaire droite et gauche dans un plasma magnétisé avec $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$ . . . . .	35
2.3.2 Évolution de l'indice de réfraction d'une onde circulaire droite et gauche dans un plasma magnétisé avec $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ . . . . .	36
2.3.3 Variation d'amplitude spatiale du champ électrique d'une onde électromagnétique à 2.45 GHz : Milieu vide en vert et milieu plasma froid magnétisé ( $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ ) en bleu. . . . .	37
3.1.1 Trajectoire et énergie de l'électron avec $\omega_{ce} \ll \omega_{em}$ , $\omega_{ce} = 1.1\omega_{em}$ , $\omega_{ce} = \omega_{em}$ , $\omega_{ce} = 1.54 \cdot 10^{10} \text{ rad/s}$ , $E_0 = 1000 \text{ V/m}$ uniforme, $v_0 = (0, 0, 0)$ et $x_0 = (1, 0, 0)$ . . . . .	46

3.1.2	Gain d'énergie par résonance cyclotronique pour 25 périodes, (a) en fonction d'une polarisation rectiligne, circulaire gauche et circulaire droite, $E_0 = 1000 V/m$ , $\omega_{em} = \omega_{ce} = 1.54 \cdot 10^{10} rad/s$ , (b) en fonction de la puissance électrique appliquée pour la polarisation rectiligne et circulaire droite. . . . .	47
3.1.3	Champ magnétique le long de l'axe z et champ magnétique radial dans le propulseur, pour $I_0 = 160 A$ . . . . .	49
3.1.4	Structure coaxiale . . . . .	49
3.1.5	Champ électrique radial à vide dans le propulseur $P_d = 50 W$ . . .	50
3.1.6	Trajectoire 3D de trois électrons dans un champ magnétique et électrique non-uniforme avec une condition ECR. . . . .	51
3.1.7	Transfert d'énergie ECR d'un électron simple le long de l'axe z dans le propulseur, cas onde-particule test. . . . .	52
3.1.8	Gain d'énergie d'un électron en fonction des paramètres du modèle (a) puissance électrique $P_d$ , (b) position radiale $r_0$ , (c) fréquence micro-onde $f_{em}$ , (d) courant bobine $I_0$ . . . . .	53
3.1.9	Transfert d'énergie ECR d'un électron simple le long de l'axe z dans le propulseur, Cas onde-particule test avec prise en compte de l'absorption de l'onde par le plasma. . . . .	55
3.2.1	Ordre de grandeur rayon de Larmor d'un électron d'un ion argon et xénon, (a) en fonction du champ magnétique pour une énergie de $10 eV$ , (b) en fonction de l'énergie pour un champ magnétique de $1000 Gauss$ . . . . .	58
3.2.2	Schéma du modèle de tuyère 1D . . . . .	59
3.2.3	Résultat du modèle de tuyère isotherme en fonction de l'axe z pour différent $T_e$ , (a) rayon de la tuyère, (b) profil de densité, (c) potentiel plasma, (d) vitesse ionique. . . . .	60
3.2.4	Évolution du rapport $E_i/T_e$ du modèle de tuyère isotherme en fonction du rapport de section $A(z)/A_0$ . . . . .	60
4.1.1	Version initiale du propulseur ECR à aimants permanents. . . . .	64
4.1.2	Caractéristiques de la bobine de la nouvelle version du propulseur ECR. . . . .	67
4.1.3	Calibration de la fréquence du générateur micro-ondes Kuhne. . . .	68
4.1.4	Schéma des éléments de la ligne de transmission de la puissance micro-onde. . . . .	69
4.1.5	Schéma de principe du Propulseur ECR . . . . .	70
4.2.1	Enceinte à vide B09. . . . .	72
4.2.2	Enceinte à vide B61. . . . .	73
4.2.3	Vitesse de pompage nécessaire pour maintenir un vide de $10^{-5} mbar$ pour l'argon et le xénon. . . . .	74

4.2.4	Évolution de la pression de xénon dans la source plasma en fonction du débit dans le B61 (8000 $l/s$ ) pour 2 diamètres de propulseur. . .	75
4.2.5	Libre parcours moyen d'échange de charge du xénon pour différentes pressions. . . . .	76
4.2.6	Propulseur ECR dans le B09 . . . . .	77
4.2.7	Propulseur ECR dans le B61 . . . . .	78
4.2.8	Coupleur ATM avec atténuateur et diode de détection . . . . .	78
4.2.9	Exemple de caractéristique I-V [87]. . . . .	80
4.2.10	Sonde de Langmuir. . . . .	80
4.2.11	Sonde de Faraday à grille. . . . .	82
4.2.12	Schéma du montage électrique pour l'acquisition du signal de la sonde de Faraday. . . . .	82
4.2.13	Comparaison des sondes électrostatiques. . . . .	83
4.2.14	Analyseur d'ion Hiden . . . . .	84
4.3.1	Configurations du propulseur ECR caractérisées : - Configuration 1 $D_2 = 13\text{ mm}$ et $z_0 = 20\text{ mm}$ - Configuration 2 $D_2 = 13\text{ mm}$ et $z_0 = 0\text{ mm}$ - Configuration 3 $D_2 = 27\text{ mm}$ et $z_0 = 20\text{ mm}$ . . . . .	87
4.3.2	Profil de champ magnétique sur l'axe de la source plasma ( $r = 0$ ) pour les trois configurations pour un courant $I_0$ entre 50 et 160 A, (a) champ magnétique, (b) gradient de champ magnétique. . . . .	88
4.3.3	Propulseur ECR configuration 3 en fonctionnement dans le B61 avec du xénon. . . . .	88
4.3.4	Densité de courant ionique @30 $cm$ dans l'axe du propulseur en fonction de la fréquence pour différentes conditions de champ magnétique avec 0.2 $mg/s$ d'argon avec une puissance incidente de 35 W dans la configuration 1. . . . .	89
4.3.5	Puissance transmise $P_d$ en fonction de la fréquence et densité de courant ionique en fonction de la puissance transmise avec 0.2 $mg/s$ d'argon dans la configuration 1. . . . .	90
4.3.6	Densité de courant ionique dans l'axe du propulseur @30 $cm$ en fonction du champ magnétique avec 0.1 $mg/s$ , (a) configuration 1 et 2 avec de l'argon $P_d = 22\text{ W}$ et $f_{em} = 2.45\text{ GHz}$ , (b) configuration 2 avec du xénon $P_d = 20\text{ W}$ et $f_{em} = 2.432\text{ GHz}$ . . . . .	91
4.3.7	(a) Distributions angulaires de densité de courant, (b) distributions angulaires de densité de courant normalisées. Pour plusieurs champs magnétiques avec la configuration 1 et 2 à $f_{em} = 2.45\text{ GHz}$ , $P_d = 35\text{ W}$ et $\dot{m}_g = 0.1\text{ mg/s}$ d'argon, @30 $cm$ . . . . .	92

4.3.8	Configuration 1 à $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ , $P_d = 35 \text{ W}$ et $\dot{m}_g = 0.1$ et $0.2 \text{ mg/s}$ d'argon. (a) Évolution du rendement d'utilisation massique en fonction du courant bobine $I_0$ , (b) Évolution du rendement de divergence en fonction du courant bobine $I_0$ . . . . .	93
4.3.9	Configuration du propulseur avec un champ magnétique en forme de palier. . . . .	93
4.3.10	FDEI normalisée pour plusieurs champs magnétiques. Configuration 1 à $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ , $P_d = 25 \text{ W}$ et $\dot{m}_g = 0.1 \text{ mg/s}$ d'argon. . . . .	94
4.3.11	(a) Évolution du rendement énergétique du propulseur en fonction du courant bobine $I_0$ , (b) Évolution de l' $I_{sp}$ des ions du propulseur en fonction du courant bobine $I_0$ . Configuration 1 à $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ $P_d = 35 \text{ W}$ et $\dot{m}_g = 0.1$ et $0.2 \text{ mg/s}$ d'argon. . . . .	95
4.3.12	Évolution de la poussée du propulseur en fonction du courant bobine $I_0$ dans la configuration 1 à $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ $P_d = 35 \text{ W}$ et $\dot{m}_g = 0.1$ et $0.2 \text{ mg/s}$ d'argon. . . . .	95
4.3.13	FDEI mesurée pour deux champs magnétiques dans la configuration 3. $\dot{m}_g = 0.1$ et $0.2 \text{ mg/s}$ de xénon à $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ et $P_d = 40 \text{ W}$ . . . . .	96
4.3.14	Efficacité de couplage micro-onde plasma $C_{MW}$ en fonction du champ magnétique, pour $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ et $P_d = 30 \text{ W}$ . (a) configuration 1 et 2 à $\dot{m}_g = 0.1 \text{ mg/s}$ d'argon, (b) configuration 3 à $\dot{m}_g = 0.4$ et $0.2 \text{ mg/s}$ de xénon. . . . .	97
4.3.15	Densité de courant ionique dans l'axe du propulseur @30 cm en fonction de la puissance transmise $P_d$ à $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ , (a) configuration 1 et 2 avec $0.1 \text{ mg/s}$ d'argon, (b) configuration 3 avec $0.1, 0.2$ et $0.4 \text{ mg/s}$ de xénon. . . . .	98
4.3.16	(a) Distributions angulaires de densité de courant, (b) distributions angulaires de densité de courant normalisées. Configuration 3, @30 cm, pour $P_d = 10, 20$ et $30 \text{ W}$ à $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ , $0.2 \text{ mg/s}$ de xénon et $I_0 = 130 \text{ A}$ . . . . .	99
4.3.17	FDEI normalisée pour plusieurs puissance transmise $P_d$ , (a) configuration 2 à $0.12 \text{ mg/s}$ d'argon et $I_0 = 105 \text{ A}$ , (b) configuration 3 à $0.16 \text{ mg/s}$ de xénon, $I_0 = 130 \text{ A}$ et $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ . . . . .	100
4.3.18	Énergie des ions dans la configuration 3 en fonction de la puissance transmise, avec du xénon à $0.1$ et $0.2 \text{ mg/s}$ de xénon pour $I_0 = 130 \text{ A}$ et $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ . . . . .	100
4.3.19	Évolution de la densité de courant dans l'axe du propulseur pour la configuration 3 @30 cm, $P_d = 20 \text{ W}$ et $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ . . . . .	102

TABLE DES FIGURES

---

4.3.20(a) Distributions angulaires de densité de courant, (b) distributions angulaires de densité de courant normalisées. Avec 0.1, 0.2 et 0.4  $mg/s$  de xénon,  $I_0 = 130 A$  et  $f_{em} = 2.45 GHz$  dans la configuration 3, @30  $cm$ . . . . . 102

4.3.21 Fonction de Probabilité d'Energies des Electrons avec la sonde de Langmuir pour 0.42 et 0.2  $mg/s$  de xénon. Configuration 3 avec  $P_d = 20 W$ ,  $f_{em} = 2.45 GHz$  et  $I_0 = 130 A$ . . . . . 103

4.3.22 Température électronique en fonction du débit de xénon dans la configuration 3 pour  $I_0 = 0, 130$  et  $160 A$ ,  $P_d = 20 W$  et  $f_{em} = 2.45 GHz$ . 104

4.3.23 FDEI pour 0.1, 0.16, 0.2 et 0.4  $mg/s$  de xénon dans la configuration 3 à  $P_d = 40 W$ ,  $f_{em} = 2.45 GHz$  et  $I_0 = 160 A$ . . . . . 105

4.3.24 Energie des ions en fonction du débit de xénon dans la configuration 3 pour trois champs magnétiques différents  $I_0 = 0, 130$  et  $160 A$ ,  $P_d = 20 W$  et  $f_{em} = 2.45 GHz$ . . . . . 106

4.3.25 Rapport  $E_i/T_e$  en fonction du débit de xénon dans la configuration 3 pour  $I_0 = 0, 130$  et  $160 A$ ,  $P_d = 20 W$  et  $f_{em} = 2.45 GHz$ . . . . . 107

4.3.26 Comparaison de la température électronique pour les configurations 1 et 3 en fonction du débit,  $P_d = 20 W$ ,  $f_{em} = 2.45 GHz$  et  $I_0 = 130 A$ . 108

4.3.27(a) Distribution angulaire de densité de courant, (b) distribution angulaire de densité de courant normalisée. Configuration 1 et 3 à 0.2  $mg/s$  de xénon,  $P_d = 30 W$ ,  $f_{em} = 2.45 GHz$  et  $I_0 = 130 A$ , @30  $cm$ . . . . . 109

4.3.28 Propulseur ECR avec l'orifice de sortie en nitrure de bore . . . . . 111

4.3.29(a) Distributions angulaires de courant @30  $cm$ , (b) FDEI. Propulseur ECR avec l'orifice de sortie en nitrure de bore à  $P_d = 50 W$ ,  $f_{em} = 2.45 GHz$  et  $I_0 = 160 A$ . . . . . 111

5.1.1 Profil d'expansion adiabatique, (a) variation du potentiel ambipolaire dans la tuyère, (b) variation du nombre de Mach, pour  $T_{e0} = 20 eV$ ,  $\gamma_e = 1, 1.2, 1.3, 1.4$  et  $5/3$ . . . . . 121

5.1.2 Coefficient adiabatique de la tuyère magnétique pour 3 champs magnétiques différents dans la configuration 3 à  $P_d = 20 W$ , (a)  $I_0 = 0 A$ , (b)  $I_0 = 130 A$  et (c)  $I_0 = 160 A$  . . . . . 122

5.1.3 Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle global pour la configuration 1 et 3, (a) température électronique à  $20 W$  en fonction du débit, (b) rendement du propulseur à  $I_0 = 130 A$  en fonction de la puissance. . . . . 123

5.1.4 Comparaison des expériences avec le modèle global pour la configuration 3 à  $P_d = 30 W$  et  $I_0 = 130 A$  en fonction du débit, (a) courant Total, (b) Poussé du propulseur. . . . . 124

5.1.5	Comparaison du rendement total du propulseur estimé par les expériences et le modèle global pour la configuration 3 à $P_d = 30 W$ et $I_0 = 130 A$ en fonction du débit. . . . .	125
5.1.6	Profils le long de l'axe $z$ calculés par le modèle global pour les débits de 0.1, 0.2 et 0.4 $mg/s$ de xénon à $P_d = 30 W$ et $I_0 = 130 A$ , (a) profils de densité de neutre, (b) profils de densité ionique, (c) profils de fréquences de collision et (d) profils de fraction d'ionisation. . . . .	126
5.1.7	Évolution du rendement énergétique pour plusieurs $\gamma_e$ en fonction du rendement d'utilisation massique pour la configuration 3 à $T_{e0} = 62.8 eV$ . . . . .	128
5.1.8	(a) Évolution du rendement massique en fonction de $R_2$ , (b) évolution du rendement total en fonction du rayon $R_2$ . Pour 0.1, 0.2 et 0.4 $mg/s$ de débit de xénon et $P_d = 30 W$ . . . . .	130
5.1.9	Évolution de la température électronique en fonction de $R_2$ pour 0.1, 0.2 et 0.4 $mg/s$ de débit de xénon et $P_d = 30 W$ . . . . .	130
5.1.10	(a) Évolution du rendement massique en fonction de $R_2$ , (b) évolution du rendement total en fonction du rayon $R_2$ . Pour $P_d = 30$ et 100 $W$ à 0.2 $mg/s$ de débit de xénon. . . . .	131
5.1.11	(a) Evolution du rendement massique en fonction de la puissance transmise, (b) évolution du rendement total en fonction de la puissance transmise. Pour le rayon optimum de la source $R_2 = 10.6, 15.34$ et $22.46 mm$ pour respectivement 0.1, 0.2 et 0.4 $mg/s$ de xénon. . . . .	131
5.2.1	Domaine de simulation du milieu de propagation. En bleu : les conditions de types conducteur parfait. En rouge : les ports injections et de transmission de puissance, (a) géométrie 2D plan, (b) géométrie 2D axisymétrique. . . . .	134
5.2.2	Champ électrique radial normalisé dans une structure coaxiale avec un milieu de propagation vide ( $\overline{\epsilon_r} = \overline{1}$ ). . . . .	135
5.2.3	(a) Mode de propagation d'onde EM, (b) paramètres S. Géométrie coaxiale et un milieu de propagation vide ( $\overline{\epsilon_r} = \overline{1}$ ). . . . .	136
5.2.4	Tenseur diélectrique du milieu défini dans Comsol®. . . . .	137
5.2.5	Modes de propagation calculés par Comsol® pour un plasma magnétisé dans un domaine infini $\vec{k} \parallel \vec{B}$ , (a) $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ et (b) $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$ . . . . .	138
5.2.6	Modes de propagation de l'onde EM dans la source coaxiale avec un plasma uniforme. (a) $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$ , (b) $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ . . . . .	139
5.2.7	Champs électriques transverses et longitudinaux du mode quasi-TEM dans un plasma sous-critique pour $B_0 = 1050 G$ (a)(b), $B_0 = 900 G$ (c)(d) et $B_0 = 875.5 G$ (e)(f). . . . .	141

5.2.8	Champ électrique du mode quasi-TEM proche de la résonance pour un plasma sur-critique uniforme.(a) Champ électrique transverse, (b) champ électrique longitudinal. . . . .	142
5.2.9	Champ électrique de l'onde EM le long de la structure coaxiale 2D axisymétrique pour le plasma sous-critique ( $n_e = 5 \times 10^{16} m^{-3}$ ), (a) champ électrique radial, (b) champ électrique longitudinal, (c) champ électrique azimutal. . . . .	142
5.2.10	Champ électrique de l'onde EM le long de la structure coaxiale 2D axisymétrique pour le plasma sur-critique ( $n_e = 5 \times 10^{17} m^{-3}$ ), (a) champ électrique radial, (b) champ électrique longitudinal, (c) champ électrique azimutal. . . . .	143
5.2.11	Absorption de puissance MW le long de la source coaxiale pour un plasma uniforme, (a) plasma sous-critique, (b) plasma sur-critique. .	144
5.2.12	Simulation des paramètres S en fonction du courant $I_0$ de la bobine, (a) plasma sous-critique, (b) plasma sur-critique. . . . .	145
5.2.13	Simulation de l'efficacité de couplage en fonction de la densité du plasma uniforme pour $I_0 = 160 A$ . (a) Paramètres S, (b) efficacité de couplage $C_{MW}$ . . . . .	146
5.2.14	Profils de densité normalisé utilisés dans les simulations, (a) 2D plan et (b) 2D axisymétrique. . . . .	147
5.2.15	Exemple de distribution spatiale pour la simulation 2D axisymétrique pour un cas particulier où $I_0 = 160 A$ et $n_0 = 10^{18} m^{-3}$ . (a) permittivité moyenne $\epsilon_{rr}$ et (b) constante de propagation $k$ . . . . .	148
5.2.16	Modes de propagation dans une structure coaxiale avec un plasma non uniforme et condition ECR. (a) Mode avant la résonance, (b) Mode après la résonance. . . . .	149
5.2.17	Champs électriques transverses et longitudinaux du mode principal dans un plasma non-uniforme pour $B_0 = 1050 G$ (a)(b), $B_0 = 900 G$ (c)(d) et $B_0 = 875.5 G$ (e)(f). . . . .	150
5.2.18	Champ électrique de l'onde EM dans le plasma magnétisé non uniforme avec condition de résonance. (a) champ électrique radial, (b) champ électrique longitudinal et (c) champ électrique azimutal. . .	151
5.2.19	Absorption de puissance MW le long de la source coaxiale pour un plasma non-uniforme avec $I_0 = 160 A$ et $n_0 = 10^{18} m^{-3}$ . . . . .	152
5.2.20	Simulation d'absorption de puissance micro-onde en fonction du champ magnétique pour plusieurs fréquences de collisions. (a) évolution des paramètres S pour $\nu_m = 10^8 Hz$ , (b) efficacité de couplage pour $\nu_m = 10^7, 10^8$ et $10^9 Hz$ , comparaison avec résultat expérimentaux dans la configuration 3 à 0.2 et 0.4 $mg/s$ . . . . .	152



5.2.2 Simulation d'absorption de puissance micro-onde en fonction de la densité plasma, (a) paramètres S et (b) efficacité de couplage  $C_{MW}$  %.154

# Liste des tableaux

1.1	Performances typiques des propulseurs électriques classiques . . . . .	11
4.1	Performances du propulseur ECR au début de la thèse [75] [76]. . . . .	65
4.2	Pression effective théorique dans le B09 et le B61 pour l'argon et le xénon pour différents débit de gaz utilisés. . . . .	74
4.3	Performances du propulseur ECR dans la configuration 3 en fonction de la puissance transmise $P_d$ . Avec $0.2 \text{ mg/s}$ de xénon, $I_0 = 130 \text{ A}$ et $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ . . . . .	101
4.4	Performances du propulseur dans la configuration 3 en fonction du débit de xénon. Avec $P_d = 30 \text{ W}$ , $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ et $I_0 = 130 \text{ A}$ . . . . .	107
4.5	Performances obtenues avec le propulseur ECR pour les configurations 1 et 3 à $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ , $I_0 = 130 \text{ A}$ et $0.2 \text{ mg/s}$ de xénon. . . . .	110
4.6	Comparaison des performances de la configuration 3 avec ou sans réducteur d'orifice. . . . .	112
5.1	Atténuation de puissance en $dB$ . . . . .	135



# Notations

$\beta$	Densité moyenne radiale
$\chi_H$	Paramètre de Hall
$\dot{m}$	Débit de masse [ $kg.s^{-1}$ ]
$\dot{m}_{eau}$	Débit d'eau [ $kg.s^{-1}$ ]
$\dot{m}_e$	Débit d'électrons [ $kg.s^{-1}$ ]
$\dot{m}_g$	Débit de gaz [ $kg.s^{-1}$ ]
$\dot{m}_i$	Débit d'ions [ $kg.s^{-1}$ ]
$\epsilon_0$	Permittivité du vide [ $m^{-3}.kg^{-1}.s^4.A^2$ ]
$\eta_D$	Rendement de divergence
$\eta_e$	Rendement d'utilisation énergétique
$\eta_m$	Rendement d'utilisation massique
$\eta_T$	Rendement total du propulseur
$\gamma$	Coefficient adiabatique
$\gamma_e$	Coefficient adiabatique des électrons
$\lambda$	Longueur d'onde [ $m$ ]
$\lambda_D$	Longueur de Debye [ $m$ ]
$\lambda_{lpm}$	Libre parcours moyen [ $m$ ]
$\mu$	Invariant adiabatique [ $kg.m^3.s^{-2}.A^{-1}$ ]
$\mu_0$	Perméabilité du vide [ $m.kg.s^{-2}.A^{-2}$ ]
$\nu_m$	Fréquence de collision [ $Hz$ ]
$\omega_{ce}$	Pulsation cyclotronique électronique [ $rad.s^{-1}$ ]
$\omega_{em}$	Pulsation de l'onde électromagnétique [ $rad.s^{-1}$ ]

---

$\omega_L$	Pulsation de coupure du mode gauche [ $rad.s^{-1}$ ]
$\omega_{pe}$	Pulsation plasma [ $rad.s^{-1}$ ]
$\omega_R$	Pulsation de coupure du mode droite [ $rad.s^{-1}$ ]
$\overline{\epsilon_r}$	Tenseur de diélectrique relatif
$\overline{\sigma}$	Tenseur de conductivité [ $S.m^{-1}$ ]
$\overline{I}$	Tenseur identité [ $S.m^{-1}$ ]
$\phi$	Potentiel électrique [ $V$ ]
$\phi_0$	Potentiel plasma à la sortie du propulseur [ $V$ ]
$\phi_a$	Potentiel cylindre intérieur [ $V$ ]
$\phi_f$	Chute de potentiel total en parois flottantes [ $V$ ]
$\phi_g$	Chute de potentiel dans la gaine [ $V$ ]
$\phi_{pg}$	Chute de potentiel dans la pré-gaine [ $V$ ]
$\rho$	Densité de charge [ $C.m^{-3}$ ]
$\sigma$	section efficace [ $m^2$ ]
$\varepsilon$	énergie [ $eV$ ]
$\varepsilon_c$	énergie de collisions [ $eV$ ]
$\varepsilon_{ex}$	énergie d'excitation [ $eV$ ]
$\varepsilon_{iz}$	énergie d'ionisation [ $eV$ ]
$\varepsilon_t$	énergie de chute de gaine [ $eV$ ]
$\varphi$	Polarisation de l'onde [ $rad$ ]
$A$	Surface [ $m^2$ ]
$A_0$	Section de sortie du propulseur [ $m^2$ ]
$A_{eff}$	Surface effective du plasma [ $m^2$ ]
$A_s$	Surface de grille [ $m^2$ ]
$B$	Champ magnétique [ $A.m^{-1}$ ]
$c$	Célérité de la lumière [ $m.s^{-1}$ ]
$C_{MW}$	Efficacité de couplage micro-onde plasma
$D$	Distance de la sonde Faraday au propulseur [ $m$ ]

## LISTE DES TABLEAUX

---

$d$	Distance grille [ $m$ ]
$D_1$	Diamètre du cylindre intérieur [ $m$ ]
$D_2$	Diamètre du cylindre extérieur [ $m$ ]
$E$	Champ électrique [ $V.m^{-1}$ ]
$E_i$	Énergie des ions [ $eV$ ]
$f_{em}$	Fréquence électromagnétique [ $s^{-1}$ ]
$F_p$	Force de poussée [ $N$ ]
$f_p$	Fonction de probabilité d'énergie des électrons
$g_0$	Accélération de la pesanteur terrestre [ $m.s^{-2}$ ]
$h_L$	rapport de densité pour surface plane
$h_{RB}$	rapport de densité pour surface cylindrique et plasma magnétisé
$h_R$	rapport de densité pour surface cylindrique
$i$	nombre complexe
$I_0$	Courant circulant dans la bobine [ $A$ ]
$I_d$	Courant de décharge [ $A$ ]
$I_i$	Courant d'ion total [ $A$ ]
$I_p$	Courant collecté par la Faraday [ $A$ ]
$I_{sp}$	Impulsion spécifique [ $s$ ]
$J$	Densité de courant [ $A.m^{-2}$ ]
$J_i$	Densité de courant ionique [ $A.m^{-2}$ ]
$K$	Constante de taux de réaction [ $m^{-3}.s^{-1}$ ]
$k$	Nombre d'onde [ $rad.m^{-1}$ ]
$k_B$	Constante de Boltzmann [ $J.K^{-1}$ ]
$L_a$	Longueur du cylindre intérieur [ $m$ ]
$L_s$	Longueur du cylindre extérieur [ $m$ ]
$M$	nombre de Mach
$m$	Masse [ $kg$ ]
$m_e$	Masse d'élémentaire d'un électron [ $kg$ ]

---

$m_{fin}$	Masse finale [ $kg$ ]
$m_{ini}$	Masse initiale [ $kg$ ]
$m_i$	Masse d'élémentaire d'un ion [ $kg$ ]
$M_{molaire}$	Masse molaire [ $g.mol^{-1}$ ]
$N$	Indice de réfraction
$n$	Densité [ $m^{-3}$ ]
$n_0$	Densité plasma [ $m^{-3}$ ]
$n_{e0}$	Densité électronique en section de sortie du propulseur [ $m^{-3}$ ]
$n_{es}$	Densité électronique en entrée de gaine [ $m^{-3}$ ]
$n_e$	Densité électronique [ $m^{-3}$ ]
$n_g$	Densité de gaz neutre [ $m^{-3}$ ]
$n_{is}$	Densité ionique en entrée de gaine [ $m^{-3}$ ]
$n_i$	Densité ionique [ $m^{-3}$ ]
$n_s$	Densité en entrée de gaine [ $m^{-3}$ ]
$P_a$	Puissance à l'anode [ $W$ ]
$P_{caisson}$	Pression du caisson [ $mbar$ ]
$P_d$	Puissance transmise au plasma [ $W$ ]
$P_{inc}$	Puissance incidente [ $W$ ]
$P_{jet}$	Puissance mécanique du jet [ $W$ ]
$P_{Joule}$	Puissance d'effet joule [ $W$ ]
$P_{ref}$	Puissance réfléchie [ $W$ ]
$P_{trans}$	Puissance transmise/traverse sans absorption [ $W$ ]
$P_w$	Puissance aux parois [ $W$ ]
$q$	Charge élémentaire [ $C$ ]
$R$	Constante des gaz [ $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ]
$R_1$	Rayon du cylindre intérieur [ $m$ ]
$R_2$	Rayon du cylindre extérieur [ $m$ ]
$r_L$	Rayon de Larmor [ $m$ ]

## LISTE DES TABLEAUX

---

$S_{11}$	Coefficient de réflexion de puissance [dB]
$S_{21}$	Coefficient de transmission de puissance [dB]
$t$	Temps [s]
$T_c$	Température de combustion [K]
$T_{e0}$	Température des électrons à l'intérieur de la source [eV]
$T_{eau}$	Température de l'eau [K]
$T_e$	Température des électrons [eV]
$T_i$	Température des ions [eV]
$T_s$	Coefficient de transparence de grille
$TTPR$	Thrust To Power Ration [ $mN.kW^{-1}$ ]
$u_B$	vitesse de Bohm [ $m.s^{-1}$ ]
$V$	Tension électrique [V]
$v$	vitesse d'éjection [ $m.s^{-1}$ ]
$V_d$	Tension de décharge [V]
$v_e$	vitesse des électrons [ $m.s^{-1}$ ]
$v_g$	vitesse des neutres [ $m.s^{-1}$ ]
$v_i$	vitesse des ions [ $m.s^{-1}$ ]
$V_{molaire}$	Volume molaire [ $l.mol^{-1}$ ]
$V_{pompage}$	Vitesse de pompage [l/s]
$V_s$	Volume source [ $m^3$ ]
$v_v$	vitesse véhicule [ $m.s^{-1}$ ]
$Z$	Coefficient de niveau d'ionisation
$z_0$	Position du fond du propulseur dans la bobine [m]
$Z_{coax}$	Impédance de la structure coaxiale [Ohm]





# Chapitre 1

## Introduction à la propulsion spatiale électrique

### 1.1 Principes fondamentaux de la propulsion spatiale

La propulsion spatiale correspond à l'ensemble des techniques permettant à un véhicule (fusée, satellite, sonde d'exploration, vaisseau, etc.) de se déplacer dans l'espace [1] [2]. Les différentes techniques de propulsion utilisent le principe des actions réciproques énoncé par Isaac Newton. Ce principe correspond à la troisième loi de la mécanique classique. Elle s'énonce de la manière suivante :

" Tout corps exerçant une force sur un second corps subit une force d'intensité égale, de même direction mais de sens opposé, exercée par le second corps."

Avec ce principe des actions réciproques et la conservation de la quantité de mouvement, l'équation fondamentale de l'aérospatiale a été formulée. Lorsqu'un véhicule éjecte une quantité de matière  $dm$  à une vitesse  $v$  une force égale en intensité et de sens opposé est subie par le véhicule. Le véhicule perd un peu de masse  $dm$  dans un sens pour gagner un peu de vitesse  $dv$  dans l'autre sens. La quantité de mouvement est conservée. Ce principe est le fondement de la propulsion spatiale moderne.

#### 1.1.1 Performances des systèmes de propulsion

En 1903 Konstantin Tsiolkovsky publia la première forme mathématique de l'équation de propulsion, "the rocket equation", dérivée de la troisième loi de Newton. Elle relie la variation de vitesse  $\Delta v_v$  d'un véhicule à la vitesse  $v$  d'éjection de

masse et au rapport de sa masse initiale  $m_{ini}$  sur sa masse finale  $m_{fin}$  :

$$\Delta v_v = v \ln \frac{m_{ini}}{m_{fin}} \quad (1.1.1)$$

Cette formulation simplifiée est valable uniquement pour les véhicules soumis à aucune autre force extérieure et une vitesse d'éjection constante. La force  $F_p$  de poussée subie par le véhicule est égale au produit du débit d'éjection de masse  $\dot{m}$  par sa vitesse  $v$  :

$$F_p = \dot{m}v \quad (1.1.2)$$

La quantité de matière embarquée sur un véhicule est limitée. Pour augmenter l'efficacité de son système de propulsion il faut éjecter la masse d'appui (masse éjectée) avec une vitesse maximum. L'efficacité des systèmes de propulsion est définie par l'impulsion spécifique  $I_{sp}$ . Cette grandeur correspond à la durée pendant laquelle un système de propulsion est capable de produire une poussée équivalente à un kilogramme sur Terre (soit  $9.81 \text{ N}$ ) avec un kilogramme de masse d'appui. Elle s'exprime en secondes, elle est équivalente au rapport de la force poussée par l'accélération de la pesanteur terrestre  $g_0$  et du débit massique éjecté :

$$I_{sp} = \frac{F_p}{\dot{m}g_0} = \frac{v}{g_0} \quad (1.1.3)$$

Plus la valeur de l'impulsion spécifique est élevée, moins le système propulsif consomme de masse d'appui pour produire une poussée équivalente à celle d'un kilogramme. En combinant les équations (1.1.2) et (1.1.3), l'impulsion spécifique dépend uniquement du rapport de la vitesse d'éjection  $v$  sur la gravité  $g_0$ . Plus la vitesse d'éjection est grande, meilleure est l'utilisation de la masse d'appui pour produire la force de poussée. Ce résultat pilote l'ensemble des architectures de propulsions spatiales actuelles. La masse initiale d'un véhicule spatial est composée d'une masse de structure (armature, moteur, réservoir), d'une masse de charge utile (instruments) et d'une masse d'appui. En améliorant la vitesse d'éjection de la masse d'appui, la durée de manœuvrabilité du véhicule peut être prolongée, la charge utile peut être augmentée, la masse totale du véhicule peut être allégée, les trajectoires de missions peuvent être optimisées. L'amélioration du  $\Delta v_v$  fournie par le système de propulsion d'un véhicule spatial est un bras de levier de compétitivité majeur pour l'industrie aérospatiale.

### 1.1.2 Propulsion chimique conventionnelle

Les principaux systèmes de propulsion spatiale utilisés sont de type chimiques. Cette technologie est issue des missiles balistiques militaires développés pendant la seconde guerre mondiale. Elle utilise la libération d'une énergie chimique stockée dans la masse d'appui. Celle-ci est composée d'un carburant et d'un comburant. La réaction exothermique entre ces deux constituants génère des gaz chauds qui sont accélérés dans une tuyère et produisent une poussée. Il existe trois types de propulsion chimique : solide, liquide et hybride. La propulsion solide est principalement utilisée sur les premiers étages des lanceurs fusées. Une fois démarré le propulseur ne peut plus être arrêté, la masse d'appui brûle avec une vitesse prévisible. La propulsion solide peut fournir une poussée très importante jusqu'à  $10^6 N$  et une  $I_{sp}$  de l'ordre de 300 s, cette forte poussée est indispensable pour s'extraire de la gravité terrestre. La propulsion liquide est plus utilisée pour les manœuvres d'approches, de mise en orbite, maintien en position, changement de trajectoire et contrôle d'attitude. Elle présente l'avantage de pouvoir être arrêtée et ré-allumée pour obtenir l'impulsion nécessaire au moment voulu. La propulsion liquide peut fournir une poussée entre 1 et  $10^6 N$  pour une  $I_{sp}$  comprise entre 200 et 400 s. La propulsion hybride est un mixte entre la propulsion solide et hybride, son utilisation est jusqu'à présent limitée par manque de performances comparées aux deux autres types de propulsion.

La vitesse d'éjection de masse des propulseurs chimiques ( $v \sim 3000 m.s^{-1}$ ) est déterminée par le fonctionnement thermodynamique de la tuyère. Celle-ci est principalement limitée par l'énergie libérée lors de la réaction exothermique qui génère la pression du gaz détendu dans la tuyère. La vitesse d'éjection théorique maximum à la sortie d'une tuyère adaptée dépend de la température adiabatique de combustion de la réaction  $T_c$ , de la constante des gaz  $R$ , du coefficient d'expansion polytropique du gaz  $\gamma$  :

$$v = \sqrt{T_c R \frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (1.1.4)$$

La température  $T_c$  de combustion varie entre 2000 K et 4000 K selon la nature du mélange. L'augmentation de la température de combustion rend le milieu extrêmement corrosif et destructif pour les matériaux présents. La vitesse d'éjection des propulseurs chimiques est limitée par des considérations structurelles et matérielles pour sauvegarder l'intégrité du véhicule spatial.

Pour augmenter la vitesse d'éjection de la masse d'appui, une autre méthode d'accélération est nécessaire. Les forces électriques et magnétiques ont un très

fort potentiel d'action. L'utilisation de ces champs de forces sur la masse d'appui permet d'obtenir des vitesses très supérieures à une détente thermodynamique classique. Cette famille de système de propulsion constitue ce que l'on appelle la propulsion électrique.

## 1.2 Généralités sur la propulsion spatiale électrique

La propulsion spatiale électrique [3] [4] a pour principe d'utiliser de l'énergie électrique pour accélérer la masse d'appui. Celle-ci est en général un gaz facile à stocker et à ioniser (xénon, argon, krypton). Le fonctionnement de ces propulseurs n'est possible que dans l'espace. La pression doit être très faible dans le propulseur ( $\sim 10^{-3}$  mbar) pour ioniser efficacement la masse d'appui. Les propulseurs électriques éjectent la masse d'appui à une vitesse plus rapide que la propulsion chimique (10 à 100 km/s). Les gammes de poussée fournie par les propulseurs électriques sont du microNewton au Newton du fait des limitations sur la puissance embarquée. Pour un  $\Delta v_v$  équivalent, un propulseur électrique consomme beaucoup moins de masse d'appui qu'un propulseur chimique.

### 1.2.1 Familles de propulseur électrique

Il existe trois grandes familles de propulseur électrique : les propulseurs électrothermiques, les propulseurs électrostatiques et les propulseurs électromagnétiques. Ces familles correspondent à la méthode d'accélération de la masse d'appui.

#### Propulseurs électrothermiques

Les propulseurs électrothermiques utilisent de l'énergie électrique pour chauffer la masse d'appui par effet joule. Celle-ci est détendue dans une tuyère sur les mêmes principes thermodynamiques que la propulsion chimique. Il existe deux méthodes pour chauffer un gaz par effet Joule. La première méthode consiste à chauffer le gaz avec une dissipation de chaleur venant de résistances électriques (Résistojet). Le chauffage du gaz se fait principalement par convection, la température du gaz atteint jusqu'à 3000 K, ce qui limite son efficacité par rapport au chimique. La seconde technique consiste à chauffer le gaz avec une décharge électrique entre une cathode centrale et une anode externe (Arcjet) ou une décharge micro-onde (Microwave Electrothermal Thruster). Dans la décharge, le gaz est ionisé et sa température cinétique va fortement s'élever et permettre d'obtenir, pour l'Arcjet, une  $I_{sp}$  de 700 s pour une poussée de plusieurs centaines de milliNewton.

## Propulseurs électrostatiques

Les propulseurs électrostatiques utilisent de l'énergie électrique pour ioniser et accélérer la masse d'appui. Les deux principaux types de propulseurs électrostatiques sont les propulseurs à ions et les propulseurs à Effet Hall. Ils sont composés de trois étages de fonctionnement : un premier étage d'ionisation, un second étage d'accélération et un troisième étage de neutralisation.

Un exemple de propulseurs à ions est présenté sur la figure (1.2.1). Le gaz pénètre dans un premier étage où une décharge électrique est créée pour le ioniser. Il existe différentes méthodes pour réaliser la décharge. Celle-ci peut être aidée par un champ magnétique. Les ions créés sont accélérés dans le second étage par un champ électrique appliqué entre des grilles d'extraction. C'est cette tension électrostatique entre les deux grilles qui fournit l'énergie cinétique aux ions. Le troisième étage est une cathode qui permet de neutraliser le faisceau d'ions en émettant des électrons. La neutralisation du jet d'ions empêche le véhicule de se charger négativement et par réaction d'annuler la poussée en attirant les ions éjectés.

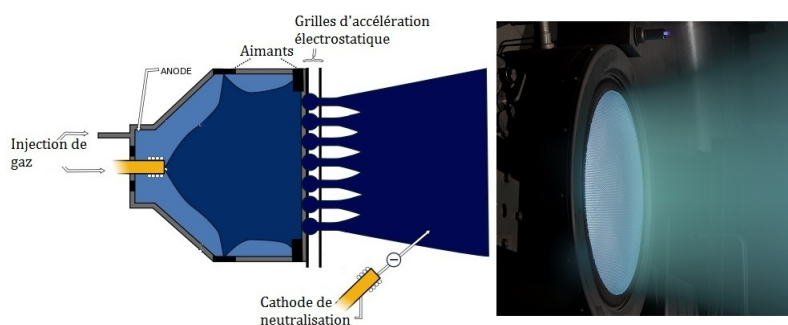


FIGURE 1.2.1 – Propulseurs à ions / Propulseur NEXT de la NASA [5]

Un exemple de propulseur à Effet Hall est présenté sur la figure (1.2.2). Le gaz neutre pénètre dans la chambre d'ionisation par une anode cylindrique polarisée à un potentiel électrostatique positif. Celle-ci attire une partie des électrons fournis par la cathode qui ionisent le gaz. Un champ magnétique radial est fourni par des bobines pour confiner les électrons afin d'optimiser le processus d'ionisation en réduisant leur mobilité axiale, ce qui crée un courant de Hall. La combinaison du courant de Hall et du champ magnétique radial accélère les ions pour produire la poussée. La seconde partie des électrons provenant de la cathode sert à neutraliser le jet d'ions.

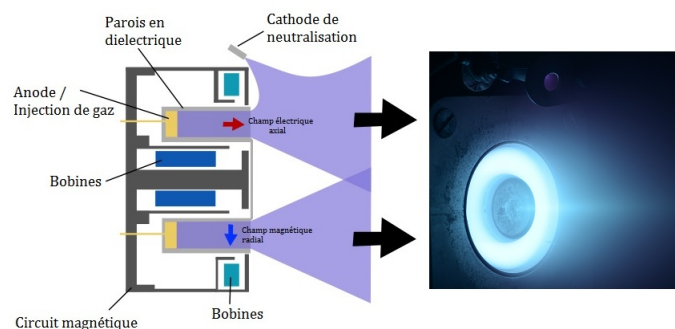


FIGURE 1.2.2 – Propulseur à Effet Hall / SPT-50 en fonctionnement à l’Onera

### Propulseurs électromagnétiques

Les propulseurs électromagnétiques utilisent de l’énergie électrique pour ioniser la masse d’appui et un champ magnétique pour l’accélérer. Les deux principaux types de propulseurs électromagnétiques sont les propulseurs magnétoplasma-dynamiques (MPD) et les propulseurs à plasma pulsé (PPT). Il n’y a pas de cathode de neutralisation sur ces propulseurs car ils éjectent les ions et les électrons simultanément.

Un exemple de propulseur MPD est présenté figure (1.2.3) [6]. Il est composé de deux éléments coaxiaux : une cathode axiale au centre et une anode circulaire. Le gaz pénètre dans la cavité coaxiale où un arc électrique de forte intensité est créé entre les deux électrodes pour ioniser le gaz. Le courant électrique induit un champ magnétique azimuthal et crée une force électromagnétique qui propulse le gaz ionisé pour produire la poussée.

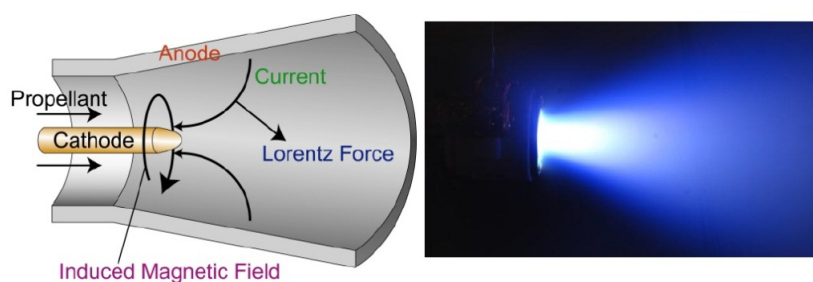


FIGURE 1.2.3 – Propulseur MagnétoPlasmaDynamique [6].

Un exemple de propulseur plasma pulsé PPT est présenté sur la figure (1.2.4)[7]. Il est composé d’une anode et d’une cathode qui forment un condensateur. La masse d’appui est stockée sous forme solide (en général du Teflon). Une décharge

## CHAPITRE 1. INTRODUCTION À LA PROPULSION SPATIALE ÉLECTRIQUE

est produite dans le condensateur pour ablater et ioniser la masse d'appui. Le fort courant résultant de la décharge produit un champ magnétique et crée une force électromagnétique qui propulse la masse ionisée et produit la poussée.

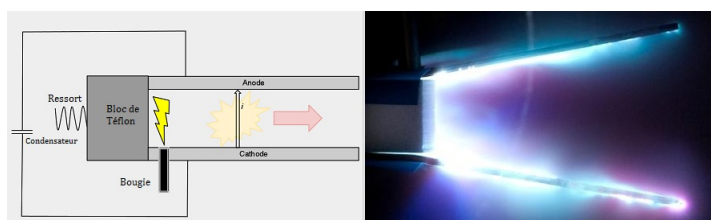


FIGURE 1.2.4 – Propulseur à Plasma Pulsé (PPT) de l’université de Tokyo [7].

### 1.2.2 Histoire de la propulsion électrique

Les technologies présentées précédemment sont les premiers concepts de propulseur qui ont vu le jour. Historiquement la propulsion électrique a été imaginée par Robert H. Goddard en 1906 [8]. Le premier brevet de propulseur électrique a été déposé en 1917. A cette époque peu de recherche est réalisée sur la propulsion électrique, en particulier à cause de la pénalité de la puissance électrique nécessaire pour utiliser ce type de propulsion. Ce n’est pas avant 1948 que les premières études sérieuses de faisabilité ont été menées pour intégrer un système de propulsion électrique à bord d’un véhicule spatial. Les expériences en laboratoire ont commencé à partir des années 1950. Les premiers travaux publiés par Ernst Stuhlinger en 1954 [9] [10], donnent les premières indications pour optimiser les performances des propulseurs électriques. A l’époque seulement quelques laboratoires gouvernementaux et des compagnies privées travaillent sur le sujet. En 1962, des groupes de travail aux États-unis d’Amérique, en union soviétique et en Europe font une première description des propulseurs électrostatiques. Parallèlement, Adriano Ducati imagine le principe du propulseur MPD [11]. Le premier vol réussi avec un propulseur électrique est effectué le 20 juillet 1964 avec un propulseur de type électrostatique à ions, qui a rempli sa mission de 25 minutes d’utilisation (SERT-I). Le premier vol réussi d’un propulseur à effet Hall est réalisé par l’union soviétique sur un satellite de leur constellation Meteor. A cette époque la propulsion électrique est très avant-gardiste et son utilisation est très rare dans le domaine de la propulsion spatiale.

Durant les 30 dernières années, l’utilisation de la propulsion électrique est devenue de plus en plus courante. Celle-ci est devenue compétitive par rapport à la



propulsion chimique classique pour des manœuvres de satellite telles que le maintien en position, le changement de trajectoire et le contrôle d'attitude. En 1999, la NASA a lancé la première sonde d'exploration spatiale Deep Space 1 propulsée avec un propulseur électrique à ions (NSTAR). Celui-ci a fonctionné de manière continue pendant 162 jours avec une impulsion spécifique de 3100 s. Aujourd'hui la propulsion électrique est un secteur d'activité en plein essor. C'est une brique technologique très convoitée dans l'industrie spatiale. Cette technologie permet d'économiser jusqu'à un facteur 10 en masse embarquée pour les manœuvres orbitales. L'industriel Boeing propose une plateforme de satellite (702SP) tout électrique pour la mise à poste et le maintien en position. Il annonce déjà une réduction des coûts de 20 %. En Europe, l'agence Spatiale Européenne (ESA) a lancé un projet en 2014 de plateforme nouvelle génération Neosat destinée aux satellites de télécommunications. L'objectif du programme est de diminuer les coûts de satellite de 30 %. La plateforme sera optimisée pour la propulsion électrique. Ce projet européen a pour maîtres d'œuvre principaux les industriels Airbus Defence and Space et Thales Alenia Space.

### 1.2.3 Propulseur électrique parfait

Pour obtenir un propulseur électrique à rendement total unitaire il y a plusieurs conditions à obtenir. Il faut que tout le débit de masse d'appui soit ionisé, que la puissance électrique soit utilisée uniquement pour l'accélération des ions et que le faisceau d'ions soit parfaitement collimaté.

Pour un débit de masse d'appui de gaz neutre  $\dot{m}_g$  on obtient par ionisation un débit d'ions  $\dot{m}_i$  et d'électrons  $\dot{m}_e$ . Le débit de masse des électrons est négligeable par rapport au débit des ions à cause du rapport des masses électronique et ionique  $\frac{m_e}{m_i} < 10^{-4}$ . Le débit massique fournissant la poussée est celui des ions, il correspond au courant électrique  $I_i$  défini pour des ions simplement chargés.

$$I_i = q \frac{\dot{m}_i}{m_i} \tag{1.2.1}$$

où  $q$  est la charge électrique élémentaire et  $m_i$  est la masse élémentaire d'un ion. La puissance électrique pour ioniser la masse d'appui est très faible par rapport à la puissance du faisceau.

La puissance électrique injectée dans la source doit servir à accélérer les ions pour fournir la puissance mécanique propulsive du faisceau. Une fois accélérées à

## CHAPITRE 1. INTRODUCTION À LA PROPULSION SPATIALE ÉLECTRIQUE

---

une vitesse  $v_i$ , les ions possèdent une énergie cinétique  $E_i$  exprimée en électron-volt  $eV$ .

$$E_i = \frac{m_i v_i^2}{2q} \quad (1.2.2)$$

La puissance mécanique d'un jet de particule électrique peut être exprimée comme une puissance électrique en combinant les équations (1.2.1) et (1.2.2).

$$P_{jet} = \frac{1}{2} \dot{m}_i v_i^2 = I_i E_i \quad (1.2.3)$$

Par exemple avec une puissance électrique de  $1 kW$  et un débit de  $1 mg/s$  de xénon, un propulseur parfait aura un courant d'ion  $I_i$  collimaté de  $735 mA$  et une énergie  $E_i$  de  $1360 eV$ . Cela correspond à une vitesse d'éjection des ions  $v_i$  de  $44.7 km/s$ , une poussée  $F_p$  de  $44.7 mN$  et une  $I_{sp}$  de  $4560 s$ .

Pour la propulsion électrique, en parallèle de l'impulsion spécifique, un second critère de performance est défini : le rapport Poussée/Puissance électrique, "Thrust To Power Ratio" (TTPR). Ce critère caractérise l'efficacité d'un propulseur à convertir de la puissance électrique en force de poussée.

$$TTPR = \frac{\dot{m}_i v_i}{I_i E_i} = \frac{2}{v_i} \quad (1.2.4)$$

La relation simplifiée dépendant uniquement de la vitesse  $v_i$  est valable uniquement pour un propulseur parfait. Si la vitesse des ions augmente le TTPR diminue. Cela signifie qu'il faut plus de puissance électrique pour produire la même poussée. En prenant l'exemple ci-dessus du propulseur parfait, celui-ci a un TTPR de  $44.7 mN/kW$ . Si maintenant la vitesse d'éjection des ions est de  $100 km/s$ , pour produire une poussée équivalente à  $44.7 mN$  il faut un débit  $0.447 mg/s$  soit une puissance totale de  $2200 W$ . Dans ce cas l'impulsion spécifique est de  $10200 s$  et le TTPR est de  $20 mN/kW$ . Selon le type de besoin et la puissance électrique disponible, on privilégiera une forte consommation d'énergie pour préserver un maximum la masse d'appui disponible ou la consommation de masse pour obtenir la poussée nécessaire à la manœuvre.

### 1.2.4 Propulseur électrique réel

Dans la réalité les propulseurs électriques présentent des imperfections (mauvaise ionisation et accélération de la masse d'appui, dissipation de l'énergie électrique, faisceau d'ion non-collimaté). Ces imperfections permettent de définir trois grandeurs qui caractérisent le rendement d'un propulseur électrique : le rendement d'utilisation massique, le rendement d'utilisation énergétique et le rendement de divergence du jet.

Le rendement d'utilisation massique  $\eta_m$  d'un propulseur électrique est défini par sa capacité à ioniser le gaz propulsif et à l'utiliser pour produire la poussée. Ce rendement est défini par le rapport entre le débit d'ions et le débit de gaz injecté.

$$\eta_m = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_g} = \frac{I_i m_i}{q \dot{m}_g} \quad (1.2.5)$$

Le rendement d'utilisation énergétique  $\eta_e$  compare la puissance mécanique du jet du propulseur par la puissance électrique transmise  $P_d$ .

$$\eta_e = \frac{P_{jet}}{P_d} = \frac{I_i E_i}{P_d} \quad (1.2.6)$$

Le rendement de divergence  $\eta_D$  caractérise la directivité de l'expansion du jet. On compare la poussée effective du propulseur et celle qu'il fournirait si le jet était parfaitement collimaté.

$$\eta_D = \frac{F_p}{\dot{m}_i v_i} \quad (1.2.7)$$

L'efficacité totale du propulseur  $\eta_T$  est définie avec ces trois rendements.

$$\eta_T = \eta_m \eta_e \eta_D^2 = \frac{F_p^2}{2 \dot{m}_g P_d} \quad (1.2.8)$$

Le tableau (1.1) présente les performances typiques de propulseurs électriques. Les propulseurs électrostatiques sont les plus performants avec un rendement total de près de 60 %.

Les performances et rendements d'un propulseur électrique sont intrinsèquement liés à son principe de fonctionnement. Les études menées sur ce sujet constituent un véritable domaine de recherche appliquée.

## CHAPITRE 1. INTRODUCTION À LA PROPULSION SPATIALE ÉLECTRIQUE

Propulseur électrique	Poussée ( $mN$ )	$I_{sp}$ (s)	TTPR ( $mN/kW$ )	$\eta_T$ (%)
Résistojet (Aerojet MR 501)	$\sim 400$	$\sim 300$	$\sim 70$	$\sim 10$
Arcjet (Aerojet MR 510)	$\sim 250$	$\sim 600$	$\sim 12.5$	$\sim 35$
P. à Ions (NSTAR - RIT 10)	90-15	3120-3400	40-30	60-50
P. Effet Hall (SPT100 - PPS1350)	80-88	1600-1650	60-58	50-55
MPD	$10^4$	5000	10	30
Plasma Pulsé (PRS 101)	1	1350	10	$\sim 8$

TABLEAU 1.1 – Performances typiques des propulseurs électriques classiques

### 1.2.5 Limites d'efficacité des propulseurs électriques

Les systèmes de propulsion électrique n'ont pas un rendement d'efficacité unitaire, leur durée de vie n'est pas illimitée et le besoin croissant en différentes gammes de poussée alimente l'innovation dans ce domaine. Les propulseurs électrostatiques sont actuellement les plus efficaces (50 à 60 % de rendement total). Ces propulseurs ionisent efficacement tout le gaz neutre injecté et le faisceau d'ions est très collimaté. Les pertes sont essentiellement dues au rendement d'efficacité énergétique. L'efficacité de fonctionnement des propulseurs électrostatiques est décrit en détail dans le livre [4]. Par ailleurs, durant leur fonctionnement, la fiabilité des propulseurs est mise à l'épreuve. Il est important de maîtriser l'érosion des matériaux [12]. Cette dégradation peut provoquer le dysfonctionnement du propulseur. L'un des éléments les plus critiques sur les propulseurs électrostatiques est la cathode de neutralisation. Cette cathode émettrice d'électrons est dégradée pendant son utilisation par l'érosion continue des matériaux la composant sous l'effet du bombardement des ions. Les impuretés présents dans le gaz d'alimentation et l'exposition à l'air dégrade également sa durée de vie.

#### Limites d'efficacité des propulseurs à ions

Pour les propulseurs à ions, la perte d'énergie est appelée perte de décharge. Celle-ci est définie par le rapport entre la puissance électrique transmise au propulseur  $P_d$  et le courant d'ions expulsés  $I_i$ . D'une manière simplifiée, le courant d'ions expulsés est proportionnel à la surface de la grille  $A_s$  et à sa transparence  $T_s$ .

$$I_i = \frac{1}{2} n_i q u_B A_s T_s \quad (1.2.9)$$

Pour augmenter le courant d'ions expulsé, il faut augmenter la surface d'extraction et la transparence de la grille. La puissance transmise au propulseur  $P_d = I_d V_d$  est plus complexe à calculer [4]. Une manière d'augmenter l'efficacité de la décharge est d'augmenter la tension de décharge  $V_d$  et ainsi d'augmenter l'efficacité d'ionisation et le courant  $I_i$ . Un bon confinement des électrons dans la source à l'aide d'un champ magnétique permet de minimiser les pertes aux parois. Enfin les grilles d'accélération font également l'objet d'une limite physique définie par la loi de Child-Langmuir. La densité de courant ionique  $J_i$  d'extraction maximale possible entre deux grilles séparées d'une distance  $d$  avec une différence de potentiel  $V$  est limitée par la charge d'espace.

$$J_i \leq J_{cl} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q}{m_i}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2} \quad (1.2.10)$$

Ces grilles sont soumises en permanence au flux d'ions durant leur fonctionnement. Elles doivent résister à l'impact des ions. Leur durée de vie doit être supérieure au temps de mission du propulseur.

### Limites d'efficacité des propulseurs à Effet Hall

Pour les propulseurs à Effet Hall, la puissance présente dans la décharge se répartit principalement entre le jet d'ions expulsé  $P_{jet}$ , la puissance perdue aux parois par les ions et les électrons  $P_w$ , et la puissance à l'anode due au flux d'électrons  $P_a$ . Pour les propulseurs à Effet Hall avec des parois en diélectrique, les pertes aux parois représentent la perte la plus significative de puissance. Cette puissance est estimée en considérant les gaines présentes aux parois [13] [14]. Celle-ci dépend notamment de la température électronique et de l'émission électronique secondaire issue du matériau diélectrique. Un propulseur du type SPT-100 à parois diélectriques a un rendement énergétique d'environ 60%. Pour les propulseurs à Effet Hall à parois métalliques la perte énergétique la plus significative est due au courant d'électrons allant directement à l'anode. Pour transférer un maximum d'énergie aux ions via les électrons, le potentiel de l'anode doit être proche de celui du plasma. La puissance déposée à l'anode via les électrons équivaut à  $P_a \sim 2T_e I_d$ . Pour un propulseur bien conçu, le taux de conversion du courant d'électrons en courant d'ions est entre 60 % et 80 %. Un propulseur du type D-55 TAL à un rendement énergétique de 72 %.

## Contraintes au développement et à l'intégration de la propulsion électrique

Les propulseurs électriques nécessitent une énergie électrique importante pour leur fonctionnement. Cette énergie peut provenir de panneaux solaires pour des missions proches du soleil ou d'une source nucléaire pour des missions plus lointaines. Les générateurs électriques de puissances nécessaires alourdissent le véhicule et réduisent le gain potentiel en  $\Delta v_v$  par rapport à la propulsion chimique classique. Le rendement de ces générateurs électriques, leur densité de puissance et la chaîne de transfert d'énergie électrique jusqu'à la génération de poussée doivent être optimisés.

L'interaction des propulseurs électriques avec le véhicule n'est pas nulle. Les jets ioniques à haute énergie peuvent impacter les matériaux recouvrant le satellite et provoquer leur érosion et la contamination d'instruments. L'utilisation de forte tension électrique présente un risque de décharge électrostatique sur le satellite qui peut causer un mauvais fonctionnement des équipements.

L'investissement pour cette activité spatiale est importante. Les moyens d'essais nécessaires pour la recherche, le développement et la qualification de nouveaux propulseurs sont également très coûteux (caisson à vide et instrumentations).

## 1.3 Systèmes de propulsion électrique en développement

### 1.3.1 Amélioration des concepts existants

Les travaux d'améliorations de la propulsion électrique sont orientés selon deux axes principaux : amélioration de la fiabilité et diversification de la gamme de poussée.

L'amélioration de la fiabilité d'un propulseur est investiguée en cherchant des moyens de réduire l'interaction du plasma avec les composants du propulseur. De nouveaux matériaux sont envisagés pour la cathode de neutralisation, l'anode et les parois en contact avec le plasma. Ceux-ci doivent notamment moins subir l'érosion et mieux dissiper la chaleur [15]. Des études pour améliorer le confinement magnétique et l'interaction directe aux parois sont réalisées [16]. Des recherches sont également menées pour améliorer le couplage électrique et les problèmes électriques dus à l'utilisation de fortes tensions et de forts courants.

La diversification de la gamme de poussée (du  $\mu N$  au  $N$ ) est très attendue par l'industrie spatiale en raison de la diversité des missions envisagées. Les propulseurs électriques ont une plage de fonctionnement réduite. Pour obtenir une forte poussée deux possibilités sont envisagées : soit l'utilisation d'un nouveau moteur très puissant et de taille importante, soit l'utilisation de plusieurs moteurs les uns à côté des autres pour former un cluster comme présenté sur la figure 1.3.1 [17] [18]. Dans les projets en développement de propulseur haute puissance, il existe notamment le projet NASA'S Evolutionary Xenon Thruster (NEXT) Ion propulsion system [5]. Il a pour objectif de préparer la prochaine génération de propulseur électrique électrostatique. Le système NEXT est un propulseur haute performance de 7 kW. Il cherche particulièrement à avoir un système d'une haute efficacité et une haute impulsion spécifique tout en réduisant le poids total du système. Les performances indiquent une  $I_{sp}$  de 4100 s, une poussée maximum de 236 mN et une efficacité de propulsion de plus de 70 %. Les essais ont permis de qualifier ce propulseur pour une durée de vie de plus de 48000 heures soit 5 ans et demi. Les États-Unis développent également un second propulseur à Effet Hall forte puissance 3.5 kW, High Voltage Hall Accelerator (HIVHAC) Thruster [19]. En 2008 il a fait 4700 heures de test avec 100 kg de xénon consommés avec une impulsion spécifique de 2780 s et une efficacité totale de 55 %.

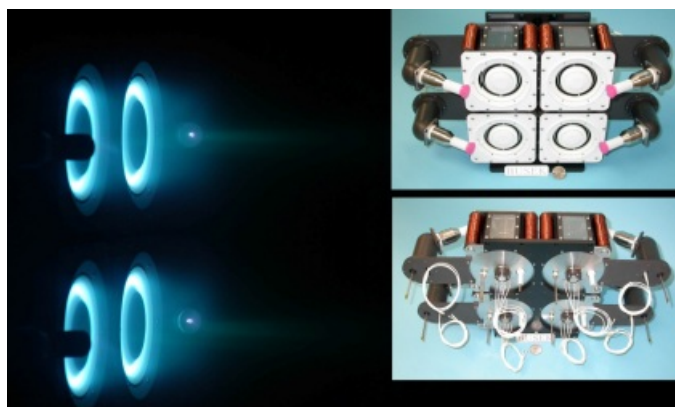


FIGURE 1.3.1 – Schéma d'un cluster de propulseurs à Effet Hall

En Europe l'industriel SAFRAN développe toute une gamme de propulseurs à Effet Hall de 500 W à 20 kW. Depuis les années 2000, les améliorations successives de leur technologie ont permis d'augmenter significativement l'efficacité de ceux-ci. Pour le PPS 5000, une réduction de 26 % de masse, de 37 % de dissipation de puissance dans les bobines, une réduction des surfaces en contact avec le plasma de 17 % ainsi qu'une optimisation thermique et magnétique, ont pu être réalisées. Les premiers modèles pour le vol dans l'espace doivent être livrés fin 2016 [20]. Au

niveau de la recherche française, le CNRS (ICARE, LAPLACE) a récemment mis au point un propulseur à Effet Hall à champ magnétique ajustable, le PPS-Flex. Le plasma a pu être produit et accéléré en dehors du réacteur sans perte de rendement avec une nouvelle configuration magnétique. Les interactions entre le plasma et les parois ont été éliminées ce qui améliore significativement la durée de vie du propulseur [21][22].

Dans la gamme de la micro propulsion ( $\mu N$ ), la propulsion électrique est intéressante même avec une faible  $I_{sp}$ . Ce niveau de poussée est requis pour des manœuvres extrêmement précises où pour des véhicules très légers. Actuellement dans cette gamme de poussée les propulseurs chimiques conventionnels manquent d'efficacité et de contrôlabilité, on utilise des propulseurs à gaz froid qui ont une  $I_{sp}$  de 60 s.

### 1.3.2 Nouveaux concepts de propulseurs électriques

Les laboratoires de recherche sur la propulsion spatiale et la physique des plasmas étudient de nouveaux concepts de propulseurs électriques. De nombreux brevets sont déposés et font l'objet d'une recherche amont afin de confirmer leur potentiel d'utilisation pour la propulsion. Les technologies qui voient le jour actuellement s'affranchissent pour la plupart de cathode de neutralisation et/ou de grilles d'accélération. La génération du plasma se fait par couplage radio fréquence. Certains de ces concepts prometteurs sont présentés ci-dessous.

Le propulseur PEGASES (Plasma Propulsion with Electronegative GASES) présenté sur la figure (1.3.2) est un concept développé par le Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP) de l'École Polytechnique (France) [23]. C'est un propulseur électrostatique sans cathode de neutralisation. Le fonctionnement de celui-ci peut être décomposé en trois parties : un étage d'ionisation d'un gaz électronégatif, un filtre magnétique pour confiner les électrons et améliorer la formation d'un plasma d'ions positifs et d'ions négatifs et un étage d'accélération constitué de grilles polarisées à une tension alternative pour accélérer les ions positifs et négatifs. Ce propulseur a été caractérisé avec du SF6 comme masse d'appui. A terme celui-ci devrait utiliser de l' $I_2$  plus facile à ioniser, peu cher et stockable facilement sous forme solide à température ambiante. Actuellement les performances envisagées pour PEGASES sont une  $I_{sp}$  de 3970 s et un TTPR de  $17 mN.kW^{-1}$ .

Le propulseur de type Hélicon présenté sur la figure (1.3.3) est un concept développé dans de nombreux laboratoires [24][25][26]. Il fonctionne sans électrode en contact avec le plasma. L'énergie électrique est transférée par un couplage inductif avec une antenne radio-fréquence ( $1-27 MHz$ ). Les ondes émises servent à donner



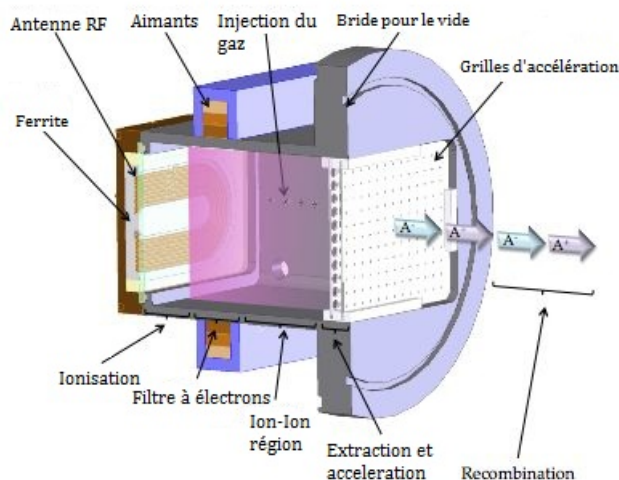


FIGURE 1.3.2 – Schéma du Propulseur PEGASES

de l'énergie aux électrons et à ioniser le gaz. La source à la forme d'un tube cylindrique constitué d'un matériau diélectrique. Pour améliorer ses performances un champ magnétique axial est utilisé. Celui-ci permet de réduire les pertes aux parois, d'améliorer le transfert par couplage inductif, la directivité et l'accélération du jet de plasma dans le tube de champ magnétique. Actuellement les performances envisagées sont une  $I_{sp}$  de 2000 s pour  $7.5 \text{ mN.kW}^{-1}$  [26].

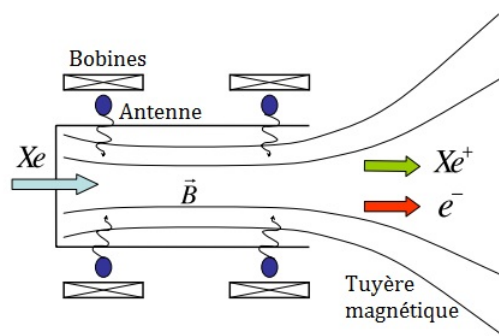


FIGURE 1.3.3 – Schéma d'un propulseur Hélicon

Le propulseur VASIMR (Variable specific impulse magnetoplasma rocket) présenté sur la figure (1.3.4) est un concept de propulseur électrique haute puissance [27]. Il est actuellement développé par la société Ad Astro Rocket au USA. Il est composé de trois étages de fonctionnement : un étage hélicon pour créer une première source plasma, un étage de chauffage cyclotronique des ions pour augmenter

## CHAPITRE 1. INTRODUCTION À LA PROPULSION SPATIALE ÉLECTRIQUE

leur l'énergie cinétique et un étage d'éjection et d'accélération par tuyère magnétique des ions chauds [28]. Les performances mesurées donnent pour le moment une poussée de  $5.7 N$  pour  $200 kW$  de puissance avec une efficacité énergétique de 72 % et une impulsion spécifique de  $5000 s$ . Pour fournir la puissance électrique à son fonctionnement une source nucléaire ou des panneaux solaires de très grandes tailles sont nécessaires.

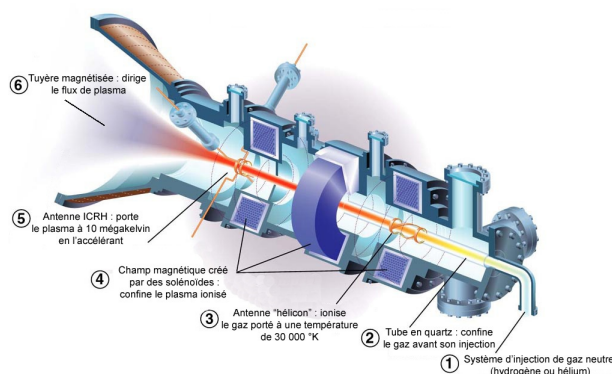


FIGURE 1.3.4 – Schéma du Propulseur VASIMR[27]

Le propulseur de type ECR (Electron Cyclotron Resonance) présenté sur la figure (1.3.5) utilise un champ électrique micro-onde pour chauffer les électrons par absorption résonante et créer un plasma. Le champ micro-onde se propage le long d'un guide d'onde et pénètre dans la source plasma au travers d'une fenêtre. Celle-ci doit être transparente aux micro-ondes mais tenir le flux de plasma à l'intérieur. La résonance cyclotronique des électrons est obtenue lorsque la fréquence du champ micro-onde et la fréquence cyclotronique des électrons (2.1.10) dans un champ magnétique coïncident. Le champ magnétique permet également de confiner le plasma, d'améliorer la directivité et l'accélération du jet d'ions.

Le concept de propulseur ECR a été étudié pour la première fois dans les années 60. A l'époque deux groupes de chercheurs travaillent sur ce concept pour l'application à la propulsion : General Electric (USA)[29] [30] et l'université de Tokyo (Japon) [31]. Les premiers travaux montrent que l'efficacité de couplage est possible à plus de 95 % entre le champ micro-onde et le plasma. En 1967 Kosmahl [32] réalise une étude théorique pour la NASA sur l'accélération d'un plasma ECR dans une tuyère magnétique. Il montre que l'efficacité de propulsion dépend principalement de la topologie du champ magnétique et de la position de la zone d'ionisation. A l'époque l'efficacité des générateurs micro-onde est très faible par rapport à leur poids et ne permettent pas une intégration optimum sur un véhicule

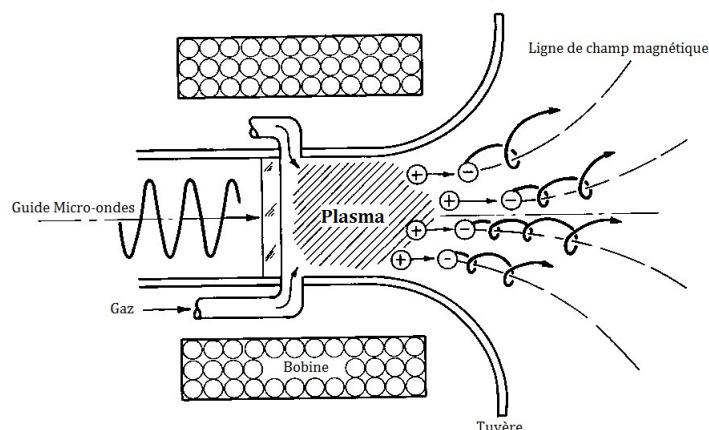


FIGURE 1.3.5 – Schéma d'un Propulseur ECR à Guide d'onde

spatial comparé aux autres types de propulseurs (Propulseurs électrostatiques). En 1990 de nouveaux travaux sont réalisés sur la propulsion ECR à l'institut de technologie de Californie [33]. Les expériences réalisées montrent que l'efficacité énergétique du propulseur est limitée par la pression résiduelle dans leur moyen d'essai, les pertes au parois importantes et la mauvaise efficacité de divergence du jet. Dans la thèse de J. C. Sercel [34], on trouve des performances de 85 % pour l'utilisation massique, 30 % d'efficacité énergétique et seulement 24 % sur le rendement de divergence (ce dernier est très affecté par la pression résiduelle de l'installation) pour plusieurs  $kW$  de puissance.

De nos jours, différents laboratoires étudient les concepts de propulseurs ECR. Aux États-Unis, le laboratoire Plasmadynamic & Electric Propulsion étudie un concept (ECR-GDM) [35] pour une forte poussée. C'est un système avec un confinement magnétique important reposant sur le principe de bouteille magnétique pour limiter les pertes aux parois et optimiser le chauffage de la masse d'appui par résonance ECR. En Europe, l'ONERA (France) a breveté [36] une configuration qui s'approche du propulseur de type ECR à guide d'onde. L'originalité du brevet repose sur l'utilisation d'une géométrie coaxiale. L'étude et le développement de ce propulseur ECR est la raison de la réalisation de cette thèse de doctorat.

# Chapitre 2

## Généralités sur les plasmas

La physique au cœur du fonctionnement d'un propulseur électrique est la physique des plasmas. La propulsion électrique utilise une masse d'appui à l'état de plasma pour produire une poussée. Dans la littérature on trouve également le nom de propulseur plasma pour désigner la propulsion électrique [37]. Le plasma est considéré comme le quatrième état de la matière (solide, liquide, gazeux, plasma). A l'état de plasma une partie ou la totalité des atomes constituant la matière sont dissociés en électrons et en ions. La physique des plasmas [38] [39] [40] est une branche à part entière de la physique. Elle utilise les connaissances de nombreux autres domaines de la physique (électromagnétisme, particules, statistique, nucléaire). Le mot plasma a été utilisé la première fois par Irving Langmuir en 1923 dans le cadre d'études sur les décharges électriques dans les gaz. L'état de plasma représente 99.9 % de la matière visible de l'Univers. Dans notre environnement proche, les aurores boréales, issues de l'interaction des rayons cosmiques et de notre atmosphère, et la foudre sont des plasmas naturels avec des propriétés différentes. Depuis une cinquantaine d'années, les plasmas sont utilisés dans les procédés industriels [41] tels que, la fabrication de composants électroniques, le dépôt, la gravure, la découpe de métaux, la décontamination et bien sûr les propulseurs plasmas. Les applications potentielles des procédés plasmas sont très nombreuses et s'agrandissent de jour en jour. Les différents types de plasmas classés selon leur densité et leur température sont présentés sur la figure (2.0.1). La physique qui en découle est extrêmement variée selon les cas et les procédés d'utilisations. Le plasma des propulseurs électriques est soit un plasma thermique (Arcjet) soit un plasma froid ( $n \sim 10^{11} \text{cm}^{-3}$ ,  $T \sim 10^4 - 10^5 \text{K}$ ) proche des réacteurs industriels. Il existe de nombreux phénomènes communs entre les différents types de plasmas. Certains d'entre eux sont indispensables pour l'étude des propulseurs plasmas.

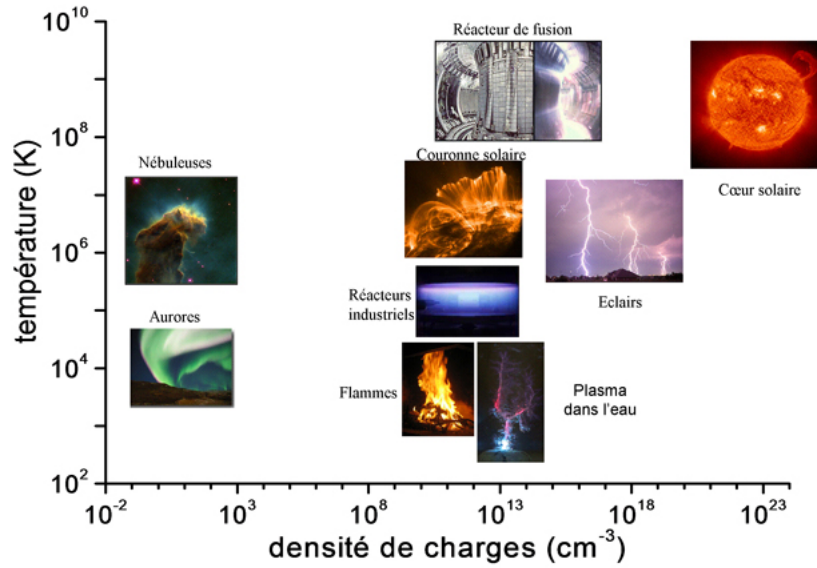


FIGURE 2.0.1 – Types de plasmas

## 2.1 Notions fondamentales sur les plasmas

### 2.1.1 Phénomènes collectifs

D'un point de vue macroscopique, la propriété fondamentale d'un plasma est "la quasi-neutralité". Il y a autant de charges négatives que de charges positives. La densité globale de particules chargées  $\rho$  est défini par l'équation (2.1.1), où  $Z$  est la charge électrique des ions,  $n_i$  et  $n_e$  la densité volumique des ions et des électrons.

$$\rho = q(Zn_i - n_e) \quad (2.1.1)$$

La quasi-neutralité d'un plasma est vérifiée sur un volume suffisamment grand. A l'échelle atomique, chaque particule chargée à un potentiel d'interaction autour d'elle. Les particules de même signe électrique se repoussent et les charges de signe opposé s'attirent, c'est la force de Coulomb. Chaque charge va s'entourer d'une sphère de charge de signe opposé, on parle de sphère de Debye. Ces sphères sont une représentation statistique du phénomène, un électron peut participer à plusieurs sphères de Debye et lui même possédant une sphère ionique. La longueur de Debye d'un plasma est défini par l'équation (2.1.2). Elle représente la distance minimum à respecter pour observer la quasi-neutralité, où  $\epsilon_0$  est la permittivité relative du vide et  $k_B$  la constante de Boltzmann. Les électrons sont beaucoup plus mobiles et

dynamiques que les ions du fait de leur masse beaucoup plus faible. Les propriétés d'un plasma sont en générales données avec les caractéristiques de densité et de température des électrons  $(n_e, T_e)$ .

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{q^2 n_e}} \quad (2.1.2)$$

L'écart spatial à la neutralité d'un plasma est limité à quelques  $\lambda_D$ . Lorsque l'on essaye de rompre la neutralité en injectant de l'énergie extérieure, le plasma va naturellement tendre à revenir à son état d'équilibre en oscillant autour de l'état de neutralité. La fréquence caractéristique de l'oscillation plasma est appelée fréquence plasma, définie par l'équation (2.1.3).

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{q^2 n_e}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.1.3)$$

En se déplaçant les particules chargées génèrent un courant électrique, défini par l'équation (2.1.4), qui vont induire un champ magnétique et un champ électrique. Ce phénomène inductif de champ électromagnétique est décrit par les quatre lois de Maxwell, définies par les équations (2.1.5) à (2.1.8).

$$\vec{J} = q (Z n_i \vec{v}_i - n_e \vec{v}_e) \quad (2.1.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1.5)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.1.6)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1.7)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.1.8)$$

Le déplacement des particules de charge électrique  $q$  et de masse  $m$  est décrit par la force de Lorentz appliquée au principe fondamental de la dynamique tel que :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.1.9)$$

où  $\vec{v}$  la vitesse et  $t$  le temps. Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  sont les résultantes de la superposition des champs induits par les particules chargées (équation de Maxwell) et les champs extérieurs appliqués. Les champs électriques extérieurs sont transmis par la polarisation d'électrodes et les champs magnétiques par des aimants ou des bobines. Le champ électrique accélère la particule proportionnellement à son intensité. Le champ magnétique modifie sa trajectoire mais la vitesse absolue reste constante. Une particule tourne autour des lignes de champ avec une pulsation cyclotronique  $\omega_c$  tel que :

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (2.1.10)$$

Lorsque les conditions de densité et d'excitation du plasma sont réunies pour entretenir l'agitation des particules, la matière reste dans cet état de plasma.

### 2.1.2 Génération d'un plasma

Pour obtenir un plasma à partir d'un gaz il faut dissocier les électrons de leur atome. Cette dissociation est réalisable en utilisant de l'énergie électrique. La formation d'un plasma à partir d'un gaz est essentiellement un processus collisionnel entre les particules. Il existe différents types de collisions. Dans les gaz atomiques, les trois principaux types sont les collisions élastiques, les collisions d'excitations, les collisions d'ionisations. En générant un champ électrique les électrons germes naturellement présents dans le milieu sont accélérés. Lorsqu'un électron  $e^-$  a une énergie supérieure au potentiel d'ionisation de l'atome  $A$  et rentre en collision avec celui-ci, l'ionisation de l'atome peut se produire par impact électronique défini par l'équation (2.1.11). L'électron arrache un des électrons de la bande de valence de l'atome. A titre d'exemple, le potentiel d'ionisation de l'argon et du xénon sont de 15.8 et 12.1 eV respectivement.



Lors de l'ionisation, l'atome  $A$  libère un électron et devient un ion chargé positivement. Les deux électrons libres vont gagner à leur tour de l'énergie cinétique et rentrer en collision avec d'autre atome de gaz neutre, etc... c'est le phénomène d'avalanche électronique, une décharge électrique se produit. Le maintien du champ électrique dans le gaz entretient le plasma.

Pour qu'une collision se réalise, l'électron et l'atome doivent se rencontrer. Le libre parcours moyen  $\lambda_{lpm}$  est défini par l'équation (2.1.12). Il définit la distance moyenne entre chaque collision. Il dépend de la densité du gaz d'atomes neutres du milieu  $n_g$  et de la section efficace  $\sigma$  (surface d'interaction de l'atome avec l'électron).

$$\lambda_{lpm} = \frac{1}{\sigma(\varepsilon) n_g} \quad (2.1.12)$$

La valeur de la section efficace est différente selon l'espèce atomique, la nature de la collision et l'énergie de l'électron impactant [42]. Les sections efficaces de l'argon et du xénon sont présentées sur la figure 2.1.1.

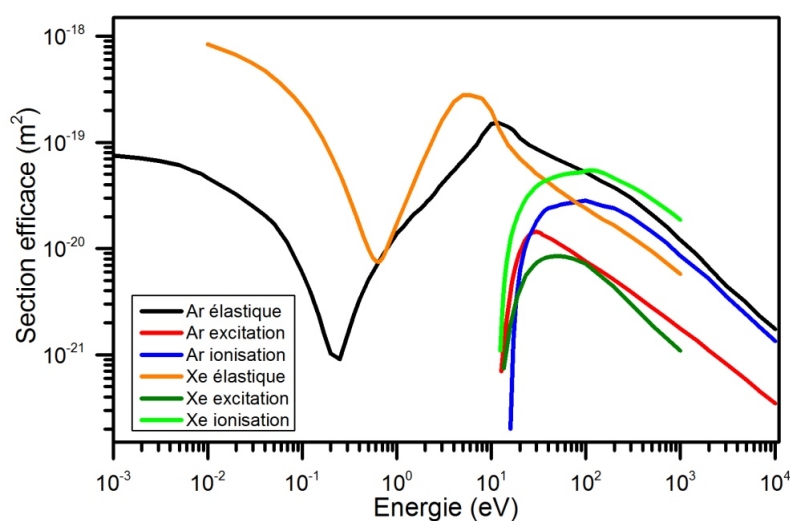


FIGURE 2.1.1 – Section efficace de l'Argon et du Xénon.

Pour la propulsion plasma il existe plusieurs méthodes de chauffage des électrons pour générer le plasma. Pour chacun des cas, le plasma se forme si les conditions de densité (libre parcours moyen) et d'énergie des électrons est suffisante



pour déclencher la décharge électrique :

La première consiste à réaliser une différence de potentiel entre deux électrodes. Les électrons issus de la cathode sont accélérés vers l'anode où est injecté le gaz neutre. Un champ magnétique est parfois utilisé pour confiner les électrons dans un canal de décharge (Propulseur à effet Hall).

La seconde méthode utilisée pour la propulsion plasma est l'utilisation de couplage radio fréquence. Le couplage inductif (ICP : Inductively Coupled Plasma) et le couplage capacitif (CCP : Capacitively Coupled Plasma). Pour le couplage inductif, une antenne électromagnétique ou une bobine entoure la source où est injecté le gaz. Celle-ci induit un champ électrique radio-fréquence à l'intérieur qui chauffe les électrons. Pour le couplage capacitif, un champ électrique radio fréquence est réalisé entre deux électrodes plongées dans le plasma.

Les sections suivantes de ce chapitre présentent les deux théories de base utilisées pour décrire un plasma froid de propulseur électrique et l'interaction entre une onde électromagnétique et un plasma froid magnétisé. Celles-ci donnent les fondations pour la compréhension de la physique au cœur du propulseur ECR.

## 2.2 Description globale d'un plasma froid

Dans un plasma froid, la température des atomes neutres  $T$  et des ions  $T_i$  est très faible par rapport à la température électronique ( $T, T_i \ll T_e$ ). En général, seul un petit groupe d'électrons énergétiques issus des processus d'excitation et/ou de résonance vont permettre d'entretenir le plasma. Les électrons très mobiles quittent le volume plasma plus vite que les ions. Un déséquilibre de charge se produit et un gradient de potentiel se forme en périphérie. C'est la conséquence naturelle de la différence de masse et de température des ions et des électrons. Cette région périphérique est appelée une "gaine".

### 2.2.1 Phénomène de gaine

Le modèle classique d'une gaine dans une source plasma est, par exemple, décrit dans la référence [41]. C'est une région où des particules rentrent et sortent en permanence pour satisfaire l'équilibre de la quasi-neutralité au cœur du plasma. Une gaine est une structure non neutre. Cette gaine a pour effet de repousser les électrons vers le cœur du plasma et d'attirer les ions vers les parois qui délimitent le plasma. Dans le cas des propulseurs plasma, des gaines se forment aux interfaces entre le plasma et les parois de la source. La structure d'une gaine est schématisée sur la figure (2.2.1).

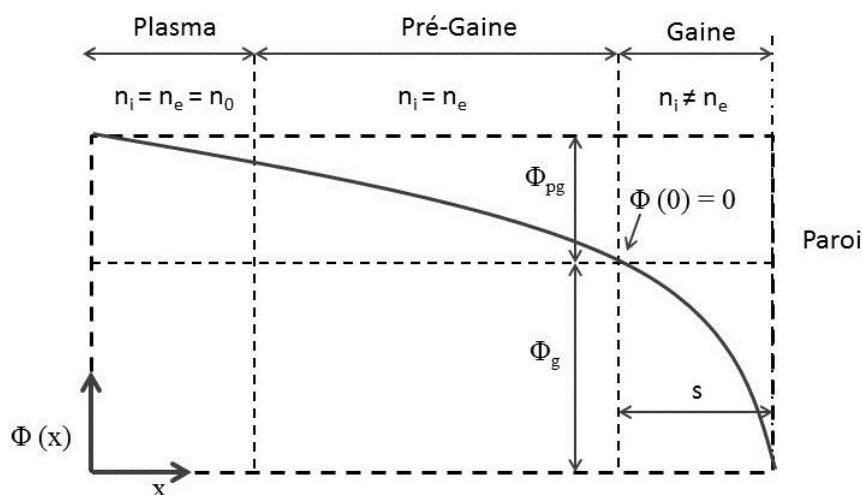


FIGURE 2.2.1 – Schéma de la structure d'une gaine

L'accélération des ions est provoquée par le gradient de potentiel  $\vec{E} = -\nabla\phi$  selon la direction  $\vec{x}$ . La vitesse  $u_B$  est la vitesse des ions en entrée de gaine. Le profil de vitesse des ions dans la gaine est obtenu en résolvant la conservation de l'énergie tel que :

$$\frac{1}{2}m_i u_B^2 = \frac{1}{2}m_i v_i(x)^2 + q\phi(x) \quad (2.2.1)$$

$$v_i(x) = \sqrt{u_B^2 - \frac{2q\phi(x)}{m_i}} \quad (2.2.2)$$

$n_{is}$  étant la densité ionique en entrée de gaine, la conservation du flux d'ions entrant dans la gaine  $n_{is}u_B = n_i(x)v_i(x)$  permet d'en déduire la densité ionique dans la gaine tel que :

$$n_i(x) = \frac{n_{is}}{\sqrt{1 - \frac{2q\phi(x)}{m_i u_B^2}}} \quad (2.2.3)$$

En utilisant l'hypothèse que les électrons sont très mobiles et isothermes. Ils ont uniquement une variation de densité qui suit la relation de Boltzmann tel que :

$$0 = -k_B T_e \frac{\partial n_e}{\partial x} + q n_e \frac{\partial \phi(x)}{\partial x} \longleftrightarrow n_e(x) = n_{es} \exp\left(\frac{q\phi(x)}{k_B T_e}\right) \quad (2.2.4)$$

L'équation de poisson permet de calculer la chute de potentiel dans la gaine tel que :

$$\frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial x^2} = \frac{q(n_e(x) - n_i(x))}{\epsilon_0} = \frac{q n_s}{\epsilon_0} \left\{ \exp\left(\frac{q\phi(x)}{k_B T_e}\right) - \left(1 - \frac{2q\phi(x)}{m_i u_B^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \right\} \quad (2.2.5)$$

Avec  $n_{es} = n_{is} = n_s$  la densité à l'entrée de gaine, la valeur de la vitesse d'entrée de gaine pour les ions est  $u_B$ . C'est la vitesse acoustique ionique ou vitesse de Bohm définie à l'équation (2.2.6). C'est le critère de vitesse minimum nécessaire d'entrée de gaine des ions pour qu'ils puissent être accélérés dans la gaine selon l'équation (2.2.5).

$$u_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (2.2.6)$$

A l'intérieur d'un plasma froid, les ions ont une vitesse très faible. Pour atteindre la vitesse de Bohm, les ions sont progressivement accélérés dans une région appelée pré-gaine, voir la figure (2.2.1). Pour satisfaire le critère de Bohm, le potentiel d'accélération des ions dans la pré-gaine est de  $T_e/2$ .

Pour un plasma dans un volume cylindrique de longueur  $L$  et de rayon  $R$  présenté sur la figure (2.2.2), la chute de densité entre le cœur du plasma et l'entrée de gaine est défini par le critère  $h_{L,R}$  "edge-to-center density ratio", avec  $L$  pour les surfaces planes et  $R$  pour les surface cylindriques [41].

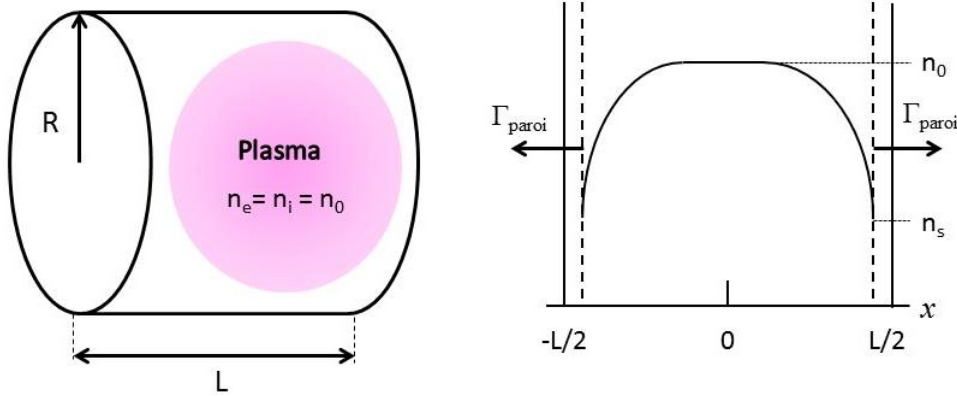


FIGURE 2.2.2 – Schéma répartition de densité dans le volume plasma

$$h_L = \frac{n_s}{n_0} \approx \frac{0.86}{(3 + L/2\lambda_i)^{1/2}} \quad (2.2.7)$$

$$h_R = \frac{n_s}{n_0} \approx \frac{0.8}{(4 + R/\lambda_i)^{1/2}} \quad (2.2.8)$$

Pour les plasmas froids à très basse pression, le libre parcours moyen des ions-neutre  $\lambda_i$  peut être très grand devant la longueur caractéristique  $L$  ou  $R$  (faible taux de collisions), les valeurs de densité d'entrée de gaine sont alors  $n_{is} \approx 0.5n_0$  et  $n_{is} \approx 0.4n_0$  pour respectivement les surfaces planes et les surfaces cylindriques.

Le flux rentrant dans les gaines peut être défini avec  $n_0$  tel que  $\Gamma_{paroi} = h_{L,R}n_0u_B$ .

Lorsque les parois sont flottantes (diélectrique et/ou non reliées à la masse), le flux d'ions et d'électrons rentrant et sortant dans les gaines sont égaux, ce qui permet de définir l'équation (2.2.9) tel que :

$$n_{is}u_B = n_{es}v_e \iff \left(\frac{k_B T_e}{m_i}\right)^{1/2} = \frac{1}{4} \left(\frac{8qT_e}{\pi m_e}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{q\phi_g}{k_B T_e}\right) \quad (2.2.9)$$

La chute de potentiel dans la gaine  $\phi_g$  est alors déduite de la relation précédente et vaut :  $\phi_g = \frac{T_e}{2} \ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right)$ . La chute totale de potentiel  $\phi_f$  entre le cœur du plasma et la paroi flottante, d'après les hypothèses utilisés ci-dessus, est défini par :

$$\phi_f = \phi_{pg} + \phi_g = \frac{T_e}{2} \left(1 + \ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right)\right) \quad (2.2.10)$$

où le terme  $\phi_{pg}$  rend compte de la chute de potentiel dans la pré-gaine.

Dans le cas de l'argon,  $\phi_f = 5.2 T_e$  et pour le xénon de  $\phi_f = 5.8 T_e$ . Ce résultat est fondamental pour la suite de l'étude, l'interface entre le milieu plasma et non plasma est à la fois un lieu de perte d'énergie et d'accélération du plasma. Ce phénomène contribue beaucoup au bilan de puissance des propulseurs plasmas.

### 2.2.2 Bilan de puissance dans un plasma froid

La puissance électrique apportée à un plasma froid est principalement absorbée par les électrons dus à leur grande mobilité [41]. A l'état stationnaire la puissance incidente au plasma peut être répartie selon les différents processus en action présentés sur la figure (2.2.3) : puissance dissipée dans les collisions, puissance absorbée aux parois, puissance propulsive (pour les propulseurs électrique), puissance réfléchi.

La puissance absorbée lors des collisions dans un plasma froid à une température électronique  $T_e$ , correspond à l'énergie  $\varepsilon_c$  définie par :

$$\varepsilon_c(T_e) = \varepsilon_{iz} + \frac{K_{exc}(T_e)\varepsilon_{ex}}{K_{iz}(T_e)} + \frac{3m_e K_{el}(T_e)}{m_i K_{iz}(T_e)} T_e \quad (2.2.11)$$

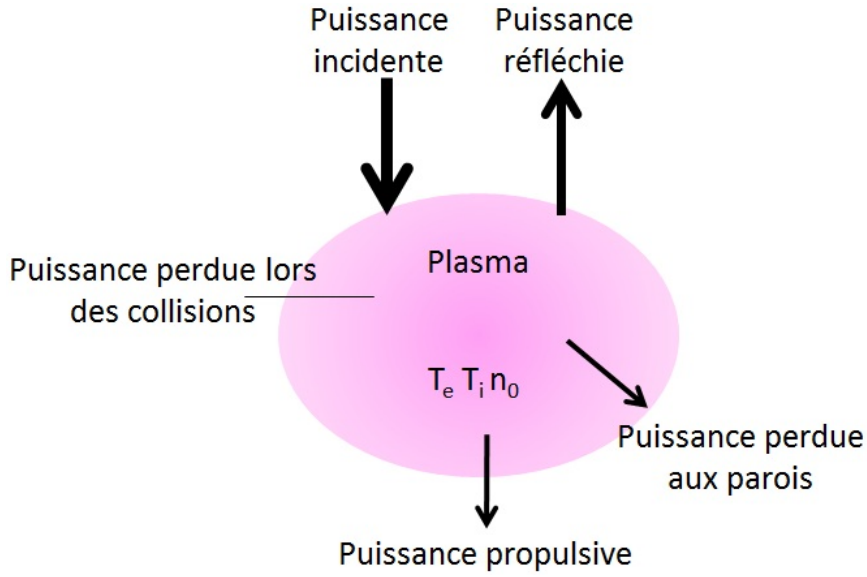


FIGURE 2.2.3 – Répartition de la puissance dans le plasma froid

où  $\varepsilon_{iz}$  et  $\varepsilon_{ex}$  sont respectivement l'énergie d'ionisation et d'excitation des atomes neutre,  $K_{el}$ ,  $K_{exc}$  et  $K_{iz}$  sont les constantes de réaction des collisions élastiques, d'excitations et d'ionisations, ils représentent le nombre de collisions par unité de volume pendant une seconde. Ces constantes de réaction des collisions sont calculées en utilisant une description isotrope maxwellienne de la distribution électronique :

$$K_{el,exc,iz}(T_e) = \left( \frac{m_e}{2\pi q T_e} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma_{el,exc,iz}(v) v \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2q T_e}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.2.12)$$

où  $\sigma_{el,exc,iz}$  sont les sections efficaces présentées sur la figure (2.1.1). L'évolution de ces constantes de réaction des collisions pour le xénon est présentée sur la figure (2.2.4)(a), avec  $\varepsilon_{iz} = 12.1 \text{ eV}$  et  $\varepsilon_{ex} = 8.3 \text{ eV}$  pour le xénon.

L'énergie  $\varepsilon_c$  en fonction de la température électronique est présentée sur la figure (2.2.4)(b). L'énergie perdue lors des collisions diminue lorsque la température électronique augmente. Le ratio  $\varepsilon_c/T_e$  est également tracé en fonction de la température électronique, celui-ci passe en dessous de 1 pour des valeurs de  $T_e$  supérieures à 18 eV.

La puissance  $P_w$  absorbée par les parois de surface  $A$  est due au flux d'énergie du plasma qui rentre dans les gaines (collisions et accélération dans la pré-gaine

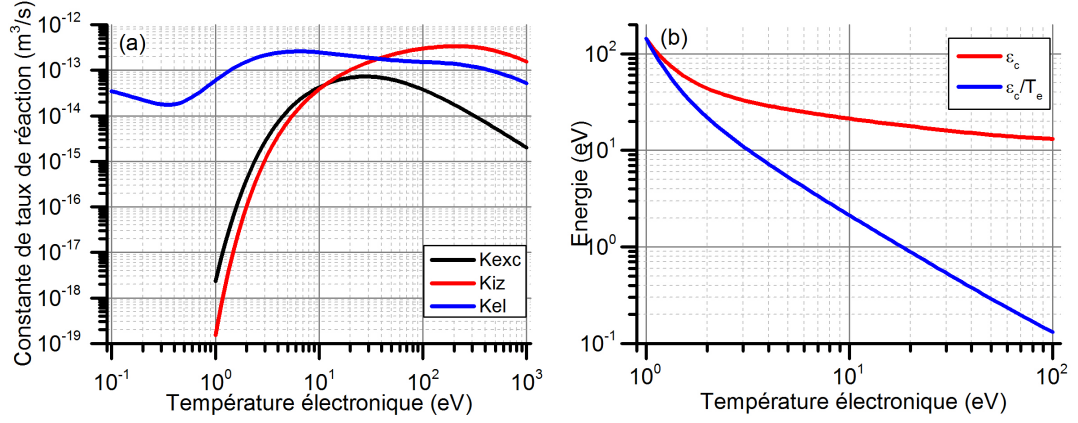


FIGURE 2.2.4 – (a) Constante de réaction des collisions élastique  $K_{el}$ , d'excitation  $K_{exc}$  et d'ionisation  $K_{iz}$  du xénon en fonction de la température électronique. (b) Évolution de  $\varepsilon_c$  et du rapport  $\varepsilon_c/T_e$  en fonction de la température électronique.

et la gaine). La puissance perdue par les électrons aux parois est  $2T_e + \varepsilon_t$ , avec  $\varepsilon_t = \phi_f$  la chute de potentiel due à la formation de la gaine. La puissance  $P_w$  absorbée aux parois d'une source plasma est défini par :

$$P_w = qn_s u_B A (\varepsilon_c + 2T_e + \varepsilon_t) \quad (2.2.13)$$

De cette dernière équation, la puissance totale dissipée dans les parois de la source de surface  $A$  contenant le plasma peut être calculée en connaissant la température  $T_e$  du plasma et la densité des ions en entrée de gaine  $n_s$ .

Pour déterminer la température électronique et la densité du plasma  $n_0$ , la source plasma est considérée à l'état stationnaire. La somme du flux de particule perdu aux interfaces de la source est égale au taux d'ionisation total dans le volume  $V_s$  de la source :

$$\sum_i n_s u_B A_i = K_{iz} n_g n_0 V_s \quad (2.2.14)$$

où  $A_i$  est la surface  $i$  de la source,  $n_g$  est la densité de neutre dans la source et  $V_s$  le volume totale de la source. En introduisant la surface effective  $A_{eff}$  tel que  $\int n_s dA = n_0 A_{eff}$ , la densité  $n_0$  du plasma est définie par :

$$n_0 = \frac{P_d}{qu_B A_{eff} (\varepsilon_c + 2T_e + \varepsilon_t)} \quad (2.2.15)$$

Dans le cas de la source plasma de forme cylindrique fermée de rayon  $R$  et de longueur  $L$  présentée sur la figure (2.2.2), la puissance transmise au plasma  $P_d$  est égale à la puissance perdue aux parois  $P_w$ . La surface effective est égale à  $A_{eff} = 2\pi R(Rh_l + Lh_R)$ . L'équation (2.2.15) se simplifie :

$$\frac{K_{iz}(T_e)}{u_B(T_e)} = \frac{1}{n_g d_{eff}} \quad (2.2.16)$$

où  $d_{eff} = \frac{RL}{2(Rh_l + Lh_R)}$

Ainsi la température électronique  $T_e$  dépend uniquement de la taille effective du plasma dans la source et de la densité de gaz neutre. La température électronique ne dépend pas de la puissance déposée dans le plasma. Le produit  $n_g d_{eff}$  est tracé sur la figure (2.2.5) pour l'argon et le xénon.

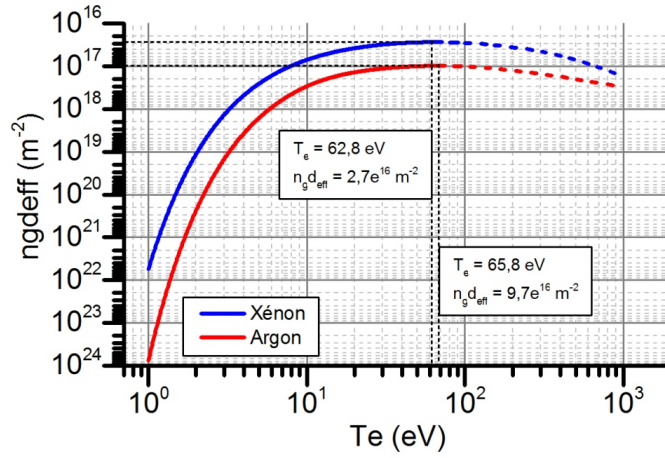


FIGURE 2.2.5 –  $n_g d_{eff}$  en fonction de  $T_e$  pour l'argon et le xénon.

A l'équilibre la température électronique maximale est de 65.8 et 62.8 eV pour  $n_g d_{eff}$  de  $9.7 \times 10^{16}$  et  $2.72 \times 10^{16} m^{-2}$  pour l'argon et le xénon respectivement. Au delà, le produit  $n_g d_{eff}$  diminue et ne correspond plus physiquement à l'équilibre dans la source, car celui-ci peut être atteint pour une valeur plus faible de  $T_e$ . Cette limite en température électronique est fondamentale dans la suite de l'étude.



## 2.3 Propagation d'onde EM dans un plasma

Les propriétés de propagation des ondes électromagnétiques (EM) dans le vide ( $\rho = 0$  et  $\vec{J} = 0$ ) décrites par les équations de Maxwell (2.1.5) à (2.1.8) sont modifiées lorsque le milieu de propagation est constitué des ions et des électrons ( $\rho \neq 0$  et  $\vec{J} \neq 0$ ) présents dans le plasma[43]. Selon ses propriétés, le plasma peut potentiellement interagir de façon significative avec les champs électrique et magnétique associés à l'onde et modifier ses propriétés de propagation. L'onde peut être absorbée, réfléchi ou transmise selon les conditions. L'équation de propagation d'une onde EM est obtenue en combinant les équations (2.1.7) et (2.1.8) :

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla \times \left( -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \Leftrightarrow \nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (2.3.1)$$

En utilisant la relation entre le courant et le champ électrique  $\vec{J} = \bar{\sigma} \vec{E}$  avec  $\bar{\sigma}$  le tenseur de conductivité du plasma, l'équation de propagation du champ électrique de l'onde électromagnétique est définie de la façon suivante :

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \mu_0 \left( \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial^2 \bar{I}}{\partial t^2} \right) \vec{E} = 0 \quad (2.3.2)$$

où  $\bar{I}$  est le tenseur identité. En décomposant l'onde électromagnétique en ondes sinusoïdales, l'équation de propagation (2.3.2) se simplifie en appliquant la transformée de Fourier inverse :

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) + \frac{\omega_{em}^2}{c^2} \left( \bar{I} + \frac{i\bar{\sigma}}{\epsilon_0 \omega_{em}} \right) \vec{E} = 0 \quad (2.3.3)$$

Pour résoudre cette équation, le tenseur de conductivité  $\bar{\sigma}$  est déterminé en utilisant l'équation (2.1.4) de courant.

### 2.3.1 Propagation d'onde EM dans un plasma froid magnétisé

Dans le cas d'un plasma froid où le mouvement des ions est très faible comparé aux électrons, le courant électrique est principalement celui des électrons, il s'écrit

$\vec{J} = -qn_e\vec{v}_e$ . La vitesse des électrons est déterminée par l'équation de Lorentz (2.1.9). Pour un plasma froid magnétisé avec un champ magnétique  $\vec{B}$  uniforme selon l'axe  $z$ , le mouvement des électrons est défini par :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} \Leftrightarrow \begin{cases} \dot{v}_x = \frac{qE_x}{m_e} + \omega_{ce}v_y \\ \dot{v}_y = \frac{qE_y}{m_e} - \omega_{ce}v_x \\ \dot{v}_z = \frac{qE_z}{m_e} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} v_x = \frac{q}{m_e} \frac{i\omega_{em}E_x + \omega_{ce}E_y}{\omega_{ce}^2 - \omega_{em}^2} \\ v_y = \frac{q}{m_e} \frac{i\omega_{em}E_y - \omega_{ce}E_x}{\omega_{ce}^2 - \omega_{em}^2} \\ v_z = \frac{qE_z}{i\omega_{em}m_e} \end{cases} \quad (2.3.4)$$

Avec cette expression, il est possible de déduire le tenseur de conductivité du plasma  $\bar{\bar{\sigma}}$  tel que :

$$\vec{J} = -qn_e \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \Leftrightarrow \vec{J} = -\frac{q^2n_e}{m_e} \begin{pmatrix} \frac{i\omega_{em}}{\omega_{ce}^2 - \omega_{em}^2} & \frac{\omega_{ce}}{\omega_{ce}^2 - \omega_{em}^2} & 0 \\ \frac{-\omega_{ce}}{\omega_{ce}^2 - \omega_{em}^2} & \frac{i\omega_{em}}{\omega_{ce}^2 - \omega_{em}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{i\omega_{em}} \end{pmatrix} \vec{E} \quad (2.3.5)$$

Le tenseur de conductivité peut ainsi s'écrire sous la forme :

$$\bar{\bar{\sigma}} = \epsilon_0\omega_{pe}^2 \begin{pmatrix} \frac{i\omega_{em}}{\omega_{em}^2 - \omega_{ce}^2} & \frac{\omega_{ce}}{\omega_{em}^2 - \omega_{ce}^2} & 0 \\ \frac{-\omega_{ce}}{\omega_{em}^2 - \omega_{ce}^2} & \frac{i\omega_{em}}{\omega_{em}^2 - \omega_{ce}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{i}{\omega_{em}} \end{pmatrix} \quad (2.3.6)$$

L'équation de propagation de l'onde peut également s'écrire sous sa forme diélectrique avec  $\bar{\bar{\epsilon}} = \epsilon_0\bar{\bar{\epsilon}}_r = \left( \bar{\bar{I}} + \frac{i\bar{\bar{\sigma}}}{\epsilon_0\omega_{em}} \right)$  :

$$\vec{k} \times \left( \vec{k} \times \vec{E} \right) + \frac{\omega_{em}^2}{c^2} \epsilon_0\bar{\bar{\epsilon}}_r \vec{E} = 0 \quad (2.3.7)$$

avec

$$\bar{\bar{\epsilon}}_r = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{em}^2 - \omega_{ce}^2} & \frac{-i\omega_{ce}\omega_{pe}^2}{\omega_{em}(\omega_{em}^2 - \omega_{ce}^2)} & 0 \\ \frac{i\omega_{ce}\omega_{pe}^2}{\omega_{em}(\omega_{em}^2 - \omega_{ce}^2)} & 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{em}^2 - \omega_{ce}^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{em}^2} \end{pmatrix} \quad (2.3.8)$$

Ce tenseur est valable pour un champ magnétique uniforme selon l'axe  $z$  pour un plasma sans collisions. Les propriétés de propagation de l'onde électromagnétique dépendent de la fréquence plasma, de la pulsation cyclotronique et de la pulsation de l'onde.

### 2.3.2 Mode de propagation dans un plasma magnétisé

Pour étudier la propagation de cette onde dans le plan  $Oxz$ , l'indice de réfraction  $N = k/k_0$  est introduit où  $k_0 = \omega_{em}/c$  est la constante de propagation de l'onde dans le vide et  $\theta$  est l'angle entre  $\vec{k}$  et  $\vec{B}$  tel que  $k_z = k \cos\theta$  et  $k_x = k \sin\theta$ . L'indice  $N$  permet de connaître la propagation de l'onde dans le milieu. Il existe deux cas particuliers :  $N \rightarrow 0$  où l'onde est réfléchie (coupure) et  $N \rightarrow \infty$  où l'onde est amortie/absorbée par le plasma (résonance).

Pour déterminer les modes de propagation possibles dans le plasma. Il faut résoudre le système tel que le déterminant de l'équation de propagation soit nul.

$$\det \left[ \begin{pmatrix} N^2 \cos^2\theta - \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & -N^2 \cos\theta \sin\theta \\ \epsilon_{yx} & N^2 - \epsilon_{yy} & 0 \\ -N^2 \cos\theta \sin\theta & 0 & N^2 \sin^2\theta - \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \right] = 0 \quad (2.3.9)$$

La solution générale est de la forme  $aN^4 - bN^2 + c = 0$ , avec :

$$\begin{aligned} a &= \epsilon_{xx} \sin^2\theta + \epsilon_{zz} \cos^2\theta, \\ b &= (\epsilon_{xx}^2 - \epsilon_{xy}^2) \sin^2\theta + \epsilon_{zz} \epsilon_{xx} (1 + \cos^2\theta), \\ c &= (\epsilon_{xx}^2 - \epsilon_{xy}^2) \epsilon_{zz}. \end{aligned}$$

Dans le cas d'une propagation de l'onde parallèle au champ magnétique  $\vec{B} : \vec{k} \parallel \vec{B} \rightarrow \theta = 0$ , la solution générale se simplifie sous la forme  $\epsilon_{zz}(\epsilon_{xx} - N^2)^2 - \epsilon_{xy}^2 \epsilon_{zz} = 0$ .

Les solutions de cette équation sont :

$$\begin{aligned} - \epsilon_{zz} = 0 &\Rightarrow \omega_{em}^2 = \omega_{pe}^2, \text{ l'onde est à la fréquence plasma.} \\ - N_{\pm}^2 = \epsilon_{xx} \pm \epsilon_{xy} &\Rightarrow N_r^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{em}(\omega_{em} - \omega_{ce})} \text{ ou } N_l^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{em}(\omega_{em} + \omega_{ce})} \end{aligned}$$

Le signe  $\pm$  correspond au mode de polarisation circulaire, pour l'onde circulaire droite (sens horaire) - et l'onde circulaire gauche (sens trigonométrique) + . Avec cette dernière équation, les deux cas particuliers de fréquence de résonance ou de coupure peuvent être déduits.

Le milieu est résonant pour  $N \rightarrow \infty$ . Ce cas est seulement possible pour l'onde circulaire droite lorsque  $\omega_{em} = \omega_{ce}$ . Le milieu est considéré comme un miroir pour  $N \leq 0$ . Ce cas est possible pour les deux cas de polarisation :

- Pour l'onde circulaire droite  $N \leq 0$  pour  $\omega_{ce} < \omega_{em} \leq \frac{\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}}{2} = \omega_R$ .
- Pour l'onde circulaire gauche  $N \leq 0$  pour  $\omega_{em} \leq \frac{-\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}}{2} = \omega_L$ .

Dans un premier temps, les indices de réfraction pour la polarisation droite et gauche sont tracés sur la figure (2.3.1) pour un cas particulier où  $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$ , ce qui correspond à une densité plasma supérieur à  $1.49 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  pour une fréquence cyclotronique à  $2.45 \text{ GHz}$ .

La propagation de l'onde est possible ( $N > 0$ ) dans le milieu pour toutes valeurs de  $\omega_{em}$  sur sa composante circulaire droite et/ou gauche, avec une zone où seul la propagation circulaire droite est possible pour  $\omega_{em} < \omega_L$  et une zone où seul la propagation circulaire gauche est possible pour  $\omega_{ce} < \omega_{em} < \omega_L$ .

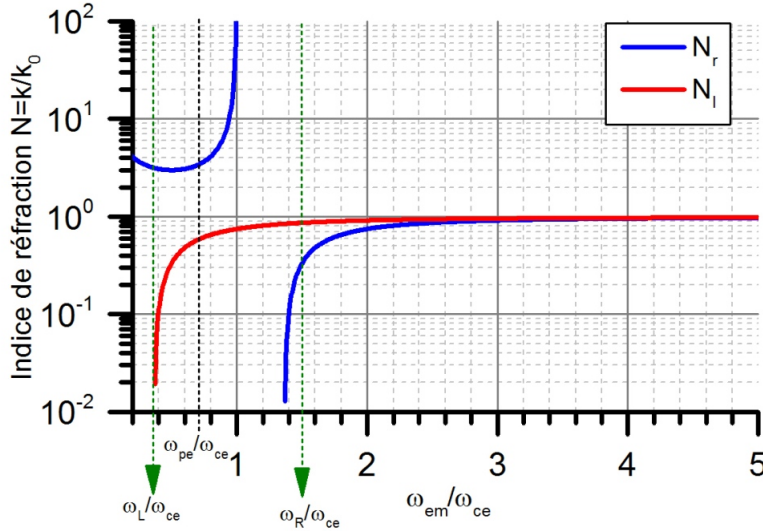


FIGURE 2.3.1 – Évolution de l'indice de réfraction d'une onde circulaire droite et gauche dans un plasma magnétisé avec  $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$ .

Dans un second temps, l'indice de réfraction pour la polarisation droite et gauche est tracé sur la figure (2.3.2) pour un cas particulier où  $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ .

La propagation de l'onde n'est pas possible dans le milieu pour toutes les valeurs de  $\omega_{em}$ . L'onde se propage sur sa composante circulaire droite pour  $\omega_{em} < \omega_{ce}$ , une zone de non propagation d'onde apparaît entre  $\omega_{ce} < \omega_{em} < \omega_L$ , puis l'onde peut se propager uniquement sur sa composante circulaire gauche entre  $\omega_L \leq \omega_{em} < \omega_R$  et enfin l'onde se propage sur ses deux composantes circulaire à partir de  $\omega_R \leq \omega_{em}$ .

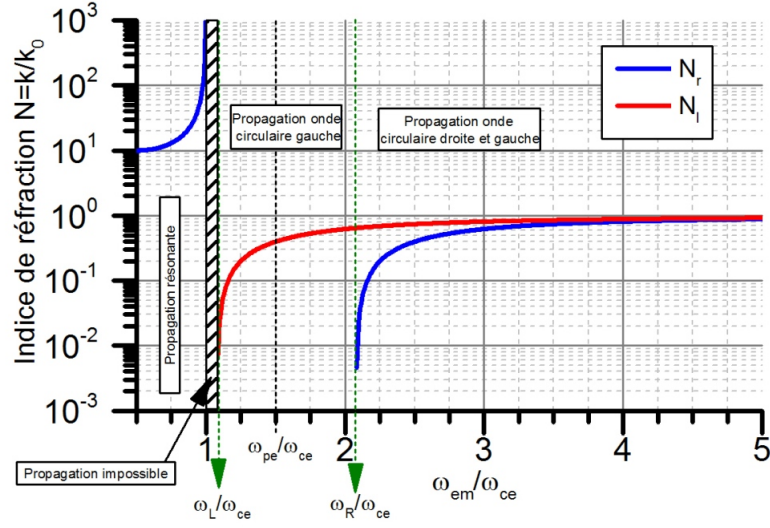


FIGURE 2.3.2 – Évolution de l'indice de réfraction d'une onde circulaire droite et gauche dans un plasma magnétisé avec  $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ .

### 2.3.3 Modèle 1D de propagation d'onde EM dans un plasma magnétisé

Avec la connaissance de l'indice de propagation  $N$  de l'onde électromagnétique dans le plasma froid magnétisé, il est possible d'écrire l'équation de propagation du champ électrique  $E$  de l'onde dans le milieu suivant l'axe  $z$  :

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + k_0^2 N_{\pm}^2 E(z) = 0 \quad (2.3.10)$$

Pour un plasma où ( $\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} > \sqrt{2}$ ), seule l'onde polarisée circulaire droite peut se propager jusqu'à la zone de résonance si  $\omega_{em} < \omega_{ce}$ . L'équation de propagation de l'onde polarisée circulaire droite suivant l'axe  $z$  s'écrit :

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + k_0^2 \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2(z)}{\omega_{em}[\omega_{em} - \omega_{ce}(z)]} \right) = 0 \quad (2.3.11)$$

La figure (2.3.3) compare la variation spatiale d'amplitude du champ électrique d'une onde EM dans le vide et d'une onde polarisée circulaire droite dans un plasma

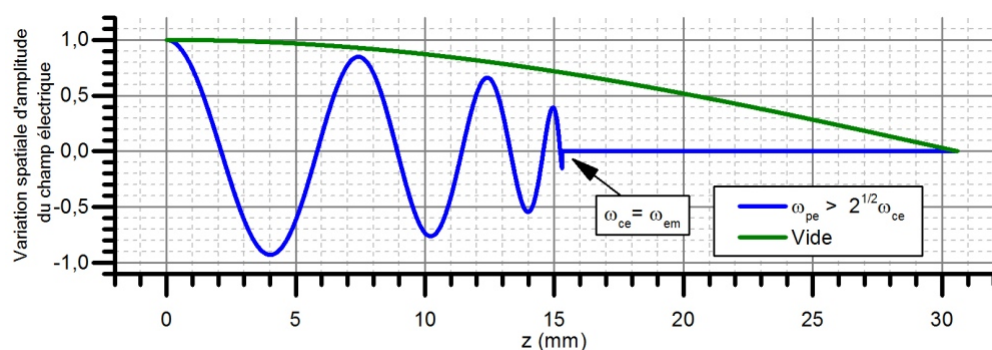


FIGURE 2.3.3 – Variation d’amplitude spatiale du champ électrique d’une onde électromagnétique à  $2.45\text{ GHz}$  : Milieu vide en vert et milieu plasma froid magnétisé ( $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ ) en bleu.

magnétisé pour une fréquence  $f_{em} = 2.45\text{ GHz}$  sur une distance de  $\lambda/4$ . Dans cet exemple, la fréquence plasma est  $\omega_{pe} = 10\omega_{em}$  et  $\omega_{ce}(z) = \omega_{em}(1.5 - \frac{98}{3}z)$ .

La variation d’amplitude de l’onde dans le vide en vert correspond bien à  $\lambda/4$  d’une fonction de propagation d’onde. La variation d’amplitude de l’onde dans le milieu plasma magnétisé en bleu est très perturbée par le milieu. La longueur d’onde et la variation d’amplitude du champ électrique dans le plasma magnétisé diminue jusqu’à tendre vers zéro lorsque l’onde se rapproche de la zone où  $\omega_{em} = \omega_{ce}$ . Puis l’onde ne se propage plus dans le milieu, elle a été absorbée par le plasma.

Ce phénomène d’absorption/résonance de l’onde EM dans le milieu plasma magnétisé est le phénomène élémentaire du couplage radio-fréquence plasma dans le propulseur ECR. La seule énergie transmise au propulseur ECR passe par cette interaction.

Ces notions de bases sur les plasmas froids permettent de mieux comprendre les résultats expérimentaux obtenus sur le propulseur ECR présentés dans le chapitre 4 et servent de base au modèle global du propulseur présenté dans le chapitre 5. Afin d’aller plus loin dans le fonctionnement théorique du propulseur ECR, le chapitre 3 présente comment l’énergie de l’onde EM est absorbée par les électrons et leur dynamique dans l’expansion du plasma avec la tuyère magnétique.



# Chapitre 3

## Principe de fonctionnement du propulseur ECR

Les deux principes fondamentaux de fonctionnement du propulseur sont présentés dans ce chapitre. Dans un premier temps le phénomène de transfert d'énergie par résonance cyclotronique est présenté puis dans un second temps l'expansion du plasma au travers un tuyère magnétique est présenté. Ces deux sections permettent d'appréhender un peu plus la physique en jeu et ainsi le principe de fonctionnement du propulseur ECR.

### 3.1 Transfert d'énergie par résonance cyclotronique

Le transfert d'énergie par résonance cyclotronique est une méthode de plus en plus utilisée dans les procédés industriels (fabrication de semi-conducteur, protonthérapie, etc.). Le phénomène de résonance cyclotronique peut s'appliquer aux différents types de particules chargées. Pour les électrons c'est la résonance cyclotronique électronique (ECR) et pour les ions c'est la résonance cyclotronique ionique (ICR). Ce mode particulier d'excitation permet de chauffer les particules chargées et, lorsqu'elles entrent en collision avec un gaz, de générer et d'entretenir un plasma. L'utilisation du phénomène de résonance permet d'avoir un chauffage très efficace des particules.

#### 3.1.1 Historique des sources ECR

Les premières machines à utiliser le principe de la résonance cyclotronique sont les accélérateurs de particules (protons) circulaires de type cyclotron. Les premiers essais ont été réalisés avec de l'hydrogène ou de l'hélium. Le premier cyclotron a été inventé à l'université de Harvard dans les années 1930 par Ernest Orlando Law-



rence et Milton S. Livingston [44]. Ce premier accélérateur a permis d'obtenir des protons à  $80\text{ keV}$ . De nos jours il existe de nombreux cyclotrons capables d'accélérer les particules à plusieurs  $\text{MeV}$ . Ils sont notamment utilisés pour la production d'isotopes radioactifs pour la médecine. Les sources à résonance cyclotronique des électrons ont commencé à être développées au début des années 1960.

R. Geller et F. Consoli font partie des pionniers des technologies ECR [45]. En 1963, ils travaillent sur la mise au point d'un premier accélérateur ECR pour le CEA à Saclay appelé PLEIADE [46] [47]. Cet accélérateur est basé sur l'utilisation d'électrons très énergétiques chauffés dans une zone ECR pour créer des ions et les accélérer avec une force diamagnétique (détaillée dans le chapitre VI). L'extraction des ions ou des électrons des premiers dispositifs se réalise à l'aide d'électrodes. Les premiers résultats sont présentés dans un rapport du CEA publié en 1965. Un courant d'électrons de  $200\text{ mA.cm}^{-2}$  et une densité de courant de protons de  $40\text{ mA.cm}^{-2}$  ont pu être extraits avec une très faible tension d'extraction. Le couplage onde-plasma de PLEIADE est basé sur une onde  $TE_{111}$  à  $3\text{ GHz}$ . Dans le même temps, d'autres sources ECR ont vu le jour avec des configurations magnétiques différentes. La source CIRCE I [48] utilise une configuration en bouteille magnétique pour confiner le plasma. Le couplage onde-plasma est réalisé avec une onde polarisée circulaire droite d'une fréquence de  $10\text{ GHz}$  avec un guide d'onde circulaire. Un courant d'ions argon de  $80\text{ mA}$  ou de  $40\text{ mA}$  de protons est obtenu avec une tension d'extraction de  $100\text{ V}$ . A cette époque, toute une série de sources d'ions ECR ont été mises au point au CEA pour l'étude du phénomène.

Dans les années 70, H. Postma propose d'utiliser une source de plasma ECR pour produire des ions multiplement chargés à l'aide d'électrons à haute énergie [49]. Cette suggestion amena à la fabrication de la source MAFIOS. Celle-ci est basée sur un couplage onde-plasma avec une onde  $TE_{321}$  à  $10\text{ GHz}$ . Le facteur de qualité de la cavité est optimisée pour avoir un champ électromagnétique le plus fort possible dans la zone ECR. Avec une puissance d'environ  $2\text{ kW}$ , des ions  $N^{7+}$  sont produits dans la source. A ce moment, les investigations pour produire de forts courants d'ions hautement chargés montrent que la configuration en bouteille magnétique n'est pas adéquate. Un meilleur confinement est nécessaire et les instabilités de fonctionnement doivent être éliminées. Ces observations amèneront plus tard à la fabrication des configurations magnétiques dite de miroir min-B.

En 1972, le Japon fabrique sa première source d'ions ECR [50] [51]. Elle repose sur un couplage micro-onde à  $2.45\text{ GHz}$ , une bouteille magnétique et des électrodes d'extractions. La source produit un courant de protons de  $500\text{ mA}$  avec une énergie de  $1\text{ keV}$ . Il a été montré pour la première fois avec cette source que

le pourcentage relatif de  $H^+$ ,  $H_2^+$  et  $H_3^+$  d'ions peut être maximisé en ajustant le débit de gaz. C'est également à cette époque que les premières études ont été menées aux États-Unis et au Japon pour réaliser des propulseurs ECR (voir dans le chapitre 2) [29] [30] [31] [32]. Le rendement d'efficacité de ces sources et des générateurs micro-ondes de l'époque ne permettaient pas d'envisager l'utilisation de ce type de propulseur pour la propulsion spatiale par rapport aux propulseurs électrostatiques.

Depuis les années 1980, les sources d'ions à résonance cyclotronique des électrons (ECRIS) ont progressivement remplacé les sources d'ions classiques (PIG ion source) dans les procédés industriels [45] [52] [53]. L'avènement de l'utilisation du principe ECR est principalement dû à leur fiabilité par rapport aux sources classiques grâce à la suppression des filaments ou de la cathode exposée au plasma. Elles peuvent fonctionner plusieurs mois sans problème. Les différents prototypes de sources ECRIS utilisés dans l'industrie sont :

- Les sources d'ions sakudo pour l'implantation d'ions[54][55].
- Le prototype NTT co développé pour la production d'un large faisceau d'ions[56].
- Les sources miniatures Ishikawa à aimants permanent pour la croissance épitaxiale par jet moléculaire [57].
- Les réacteurs ECR multipolaires pour la production d'un large faisceau d'ions simplement chargés basées sur une configuration magnétique en étoile pour le confinement du plasma [58].

Beaucoup de sources ECRIS ont été développées depuis les années 1985, le problème central de ces technologies est la configuration magnétique. Celle-ci influence les performances de la source plasma ECR et doit être adaptée selon l'application.

### **Configuration des sources ECR**

Dans la littérature, les sources ECR utilisent des fréquences allant de 2.45 à 28  $GHz$ . La fréquence couramment utilisée est 2.45  $GHz$  en raison de la grande disponibilité des générateurs micro-onde à cette fréquence. La puissance de ces générateurs est comprise entre 50 et 5000  $W$  en fonction du besoin. Les différentes configurations magnétiques utilisées sont de type simple miroir, double miroir (bouteille magnétique) et min-B (bouteille magnétique avec le champ magnétique minimum qui correspond à la condition de résonance). La configuration magnétique est choisie en fonction des applications (ions simplement ou multiplement chargés). Selon la densité du plasma, certaines sources ECR sont dites sous-critique  $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$  ou sur-critique  $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ . Les propriétés de couplage des ondes électromagnétiques dans le plasma sont différentes selon le cas [45]. Plusieurs mé-

thodes d'introduction des micro-ondes (guide d'onde, ligne coaxiale, antenne) et du gaz (lieu d'injection) sont utilisées pour le fonctionnement des ECRIS.

Dans le cas du propulseur ECR de l'Onera, la configuration magnétique est purement divergente. Selon la position de la zone ECR, il peut y avoir soit un miroir simple, soit aucun miroir (zone ECR au maximum du champ magnétique). Les micro-ondes sont injectées dans la cavité coaxiale par propagation. L'extraction du plasma se fait sans électrodes, uniquement avec le champ magnétique divergent.

La multitude des configurations et des technologies utilisées rendent les configurations de source ECR extrêmement variées. L'optimisation du rendement de ces sources passe par la modélisation de la physique au cœur de ces réacteurs. De nombreuses équipes de recherche proposent des modèles et simulations pour améliorer la compréhension du fonctionnement de ces sources [59] [60] [61] [62] [63] [64]. Le principe de base du phénomène de résonance cyclotronique électronique est expliqué dans la suite de cette section puis son application à la configuration du propulseur ECR est réalisé.

### **3.1.2 Phénomène de résonance cyclotronique électronique**

Le phénomène de résonance d'un système physique (électrique, mécanique, acoustique,...) est mis en évidence lorsque celui-ci est excité à sa fréquence naturelle avec une force extérieure. Lorsqu'un système est en résonance avec une force extérieure, le système peut emmagasiner de l'énergie jusqu'à atteindre un régime stationnaire qui dépend des éléments dissipatifs du système. Dans le cas de la résonance cyclotronique des électrons, le système est un électron dans un champ magnétique soumis à une force électrique extérieure.

#### **Fréquence naturelle d'un électron dans un champ magnétique**

La fréquence naturelle d'un système est déterminée en calculant ses modes propres d'oscillations périodiques en appliquant le principe fondamental de la dynamique. Dans un champ magnétique, l'électron est uniquement soumis à la force de Lorentz. Le système de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  est utilisé, pour simplification de révolution axisymétrique. Le champ magnétique est défini statique et uniforme de révolution axisymétrique autour de l'axe  $z$  tel que :

$$\vec{B}(r, \theta, z) = \begin{cases} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{cases}$$

Le système à résoudre pour calculer les modes propres est défini éq. (3.1.1).

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} \iff \begin{cases} m_e(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = qr\dot{\theta}B_0 \\ m_e(r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta}) = -q\dot{r}B_0 \\ m_e\ddot{z} = 0 \end{cases} \quad (3.1.1)$$

Le mode propre du système est une vitesse angulaire  $\dot{\theta} = -\frac{qB_0}{m_e} = -\omega_{ce}$  (pulsation cyclotronique). L'oscillation d'un électron soumis à un champ magnétique est un mouvement circulaire uniforme de pulsation  $-\omega_{ce}$ . Pour un électron de charge négative  $q$ ,  $\dot{\theta} = -\omega_{ce} > 0$  pour  $B_0 > 0$ . L'électron effectue un mouvement circulaire uniforme dans le sens direct autour des lignes de champ magnétique orientées positivement selon l'axe  $z$ . Le rayon du mouvement circulaire de l'électron, rayon de Larmor  $r_L$ , dépend de la vitesse  $v_{\perp} = \dot{r} + r\dot{\theta}$  perpendiculaire à l'axe de rotation est défini par :

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{|\omega_{ce}|} \quad (3.1.2)$$

Pour un électron avec une énergie cinétique perpendiculaire  $E_{c\perp}$  (en eV) soumis à un champ magnétique  $B_0$  (en Tesla), le rayon de Larmor en mètre vaut  $r_L \approx 3.8 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{E_{c\perp}}}{B_0}$

Pour mettre en résonance ce système, il faut exciter l'électron à sa pulsation cyclotronique. L'excitation doit être produite par une force extérieure, cette force est un champ électrique ondulatoire.

### Champ électrique ondulatoire

Les ondes électromagnétiques réelles sont des paquets d'ondes que l'on peut décomposer par superposition d'ondes dites monochromatiques planes (à une seule fréquence). Pour une onde monochromatique plane se propageant dans la direction  $\vec{z}$ , le champ électrique est défini :

$$\vec{E}(\vec{z}, t) = \begin{cases} E_x = E_{x0} \cos(\omega_{em}(t - z/c) + \phi_{o1}) \\ E_y = E_{y0} \cos(\omega_{em}(t - z/c) + \phi_{o2}) \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (3.1.3)$$

Avec  $E_{x0}$ ,  $E_{y0}$  les amplitudes du champ électrique,  $\omega_{em} = 2\pi f_{em}$  la pulsation temporelle,  $c$  la vitesse de propagation de la lumière et  $\phi_{o1}$ ,  $\phi_{o2}$  les phases de polarisation. La longueur d'onde est  $\lambda = cT = \frac{2\pi c}{\omega_{em}}$  et le vecteur d'onde  $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{z}$ . Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  sont transverses, le trièdre  $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$  est direct et les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  vibrent en phase.

La polarisation d'une onde électromagnétique est définie par la direction et par l'amplitude de son champ électrique. Le cas le plus général est la polarisation elliptique. Trois cas particuliers de polarisation sont définis pour les ondes électromagnétiques : la polarisation rectiligne, la polarisation circulaire droite et la polarisation circulaire gauche. Le déphasage entre les deux composantes est défini par  $\varphi = \phi_{o1} - \phi_{o2}$ . L'équation de polarisation de l'onde est obtenue en combinant les champs  $E_x$  et  $E_y$  tel que :

$$\left(\frac{E_x}{E_{x0}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{E_{x0}}\right)\left(\frac{E_y}{E_{y0}}\right)\cos(\varphi) + \left(\frac{E_y}{E_{y0}}\right)^2 = \sin^2(\varphi) \quad (3.1.4)$$

Cette équation décrit le cas le plus général de polarisation elliptique. Le cas particulier de la polarisation rectiligne est obtenu pour  $\varphi = \pm\pi$  et  $E_y/E_x = Cste$ . Dans ce cas  $\vec{E}$  garde une direction constante au cours du temps. Les deux cas de polarisation circulaire sont obtenus pour  $\varphi = \pm\pi/2$  et  $E_{y0} = E_{x0}$ . Dans ce cas on a  $E_y^2 + E_x^2 = Cste$ , c'est l'équation d'un cercle. D'après la définition de  $\varphi$  l'onde est polarisée circulaire gauche pour  $\varphi = \pi/2$  ou circulaire droite pour  $\varphi = -\pi/2$ . Une onde plane progressive monochromatique rectiligne s'écrit comme la superposition de deux ondes monochromatiques polarisées circulaire droite et circulaire gauche de même amplitude.

Le champ électrique ondulatoire issue d'une onde plane monochromatique dans le plan  $z = 0$  avec  $E_{y0} = E_{x0} = E_0$  est défini par :

$$\vec{E}(0, t) = \begin{cases} E_x = E_0 \cos(\omega_{em}t) \\ E_y = E_0 \cos(\omega_{em}t - \varphi) \end{cases} \quad (3.1.5)$$

Dans le repère cylindrique, le champ électrique de l'onde est défini par :

$$\vec{E}(0, t) = \begin{cases} E_r = E_0 \cos(\omega_{em}t)\cos\theta + E_0 \cos(\omega_{em}t - \varphi)\sin\theta \\ E_\theta = E_0 \cos(\omega_{em}t - \varphi)\cos\theta - E_0 \cos(\omega_{em}t)\sin\theta \end{cases} \quad (3.1.6)$$

L'accélération d'un électron soumis à la force de Lorentz exercé par un champ électrique ondulatoire dans le repère cylindrique est défini par :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} \iff \begin{cases} m_e(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = qE_0(\cos(\omega_{em}t)\cos\theta + \cos(\omega_{em}t - \varphi)\sin\theta) \\ m_e(r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta}) = qE_0(\cos(\omega_{em}t - \varphi)\cos\theta - \cos(\omega_{em}t)\sin\theta) \\ m_e\ddot{z} = 0 \end{cases} \quad (3.1.7)$$

Les termes des champs électriques ondulatoires sur  $r$  et  $\theta$  sont décrits par des compositions de fonction cosinus et sinus périodique. La valeur moyenne de l'accélération sur une période est nulle pour ce type de système. L'électron sera accéléré dans un sens pendant une demi période puis dans l'autre sens pendant l'autre demi période. La superposition du champ magnétique  $\vec{B}$  et du champ électrique ondulatoire  $\vec{E}$  permettent d'obtenir des effets couplés. Dans le cas de la résonance cyclotronique, le gain en énergie est significatif.

### Résonance cyclotronique électronique

Le système d'équation différentielle à résoudre pour connaître la dynamique d'un électron soumis au champ magnétique uniforme  $\vec{B}(r, \theta, z)$  et au champ électrique ondulatoire  $\vec{E}(0, t)$  est défini par :

$$\begin{cases} \ddot{r} = \frac{qE_0(\cos(\omega_{em}t)\cos\theta + \cos(\omega_{em}t - \varphi)\sin\theta)}{m_e} + r\dot{\theta}\omega_{ce} + r\dot{\theta}^2 \\ \ddot{\theta} = \frac{-1}{r} \left( \dot{r}\omega_{ce} + 2\dot{r}\dot{\theta} + \frac{m_e qE_0(\cos(\omega_{em}t - \varphi)\cos\theta - \cos(\omega_{em}t)\sin\theta)}{m_e} \right) \\ \ddot{z} = 0 \end{cases} \quad (3.1.8)$$

La résolution du système différentiel est réalisée avec une méthode de Runge Kutta (voir l'annexe A). Dans un premier temps, l'onde est choisie polarisée rectiligne. Trois cas sont présentés sur la figure (3.1.1) :  $\omega_{ce} \ll \omega_{em}$ ,  $\omega_{ce} = 1.1\omega_{em}$  et  $\omega_{ce} = \omega_{em}$ . Pour chacun de ces cas, la trajectoire de l'électron est tracé dans le repère cartésien  $(\vec{x}, \vec{y})$  et l'évolution de son énergie cinétique en eV au cours du temps.

Pour les deux premiers cas, la trajectoire décrite dans le plan est quelconque et le gain moyen d'énergie moyen est nul. Dans le cas particulier où  $\omega_{ce} = \omega_{em}$ , l'électron décrit une trajectoire de spirale. Il gagne de plus en plus d'énergie cinétique avec le temps. Celle-ci l'oblige à décrire des cercles de plus en plus grands pour conserver sa pulsation cyclotronique. C'est l'expression du phénomène de résonance cyclotronique appliqué à l'électron.

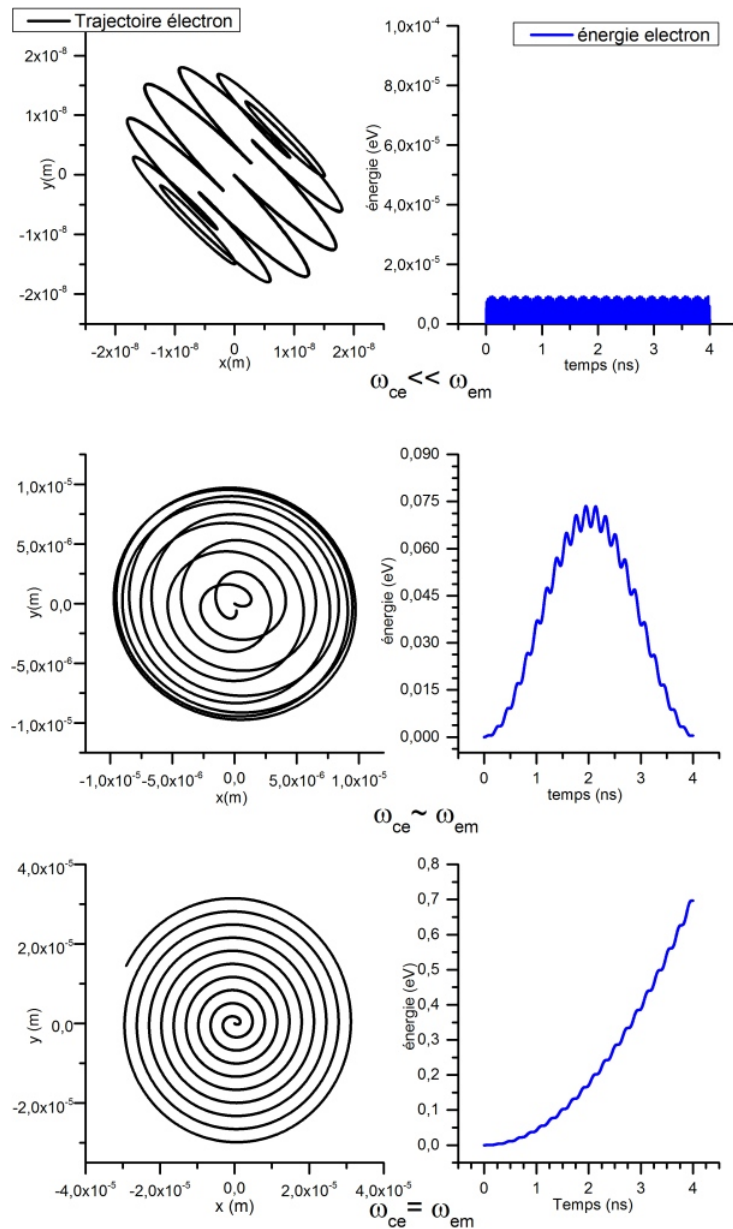


FIGURE 3.1.1 – Trajectoire et énergie de l'électron avec  $\omega_{ce} \ll \omega_{em}$ ,  $\omega_{ce} = 1.1\omega_{em}$ ,  $\omega_{ce} = \omega_{em}$ ,  $\omega_{ce} = 1.54 \cdot 10^{10} \text{ rad/s}$ ,  $E_0 = 1000 \text{ V/m}$  uniforme,  $v_0 = (0, 0, 0)$  et  $x_0 = (1, 0, 0)$ .

### Influence de la polarisation sur le gain d'énergie

La polarisation de l'onde joue un rôle important sur le transfert d'énergie par résonance. Pour les trois cas particulier de polarisation, la simulation est réalisée à la résonance  $\omega_{ce} = \omega_{em}$  avec les mêmes paramètres que la simulation précédente.

Les gains d'énergies de l'électron en fonction du temps pour une polarisation rectiligne, une polarisation circulaire gauche et une polarisation circulaire droite sont tracés sur la figure (3.1.2)(a).

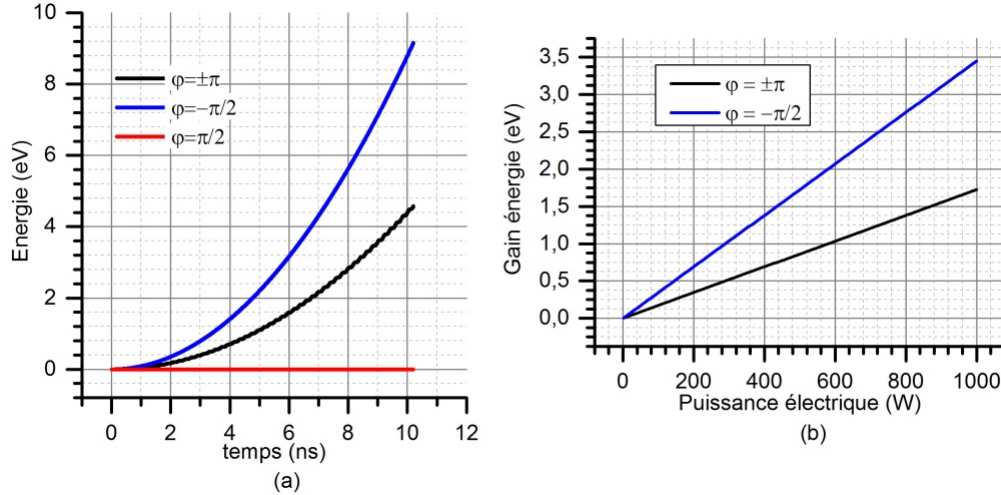


FIGURE 3.1.2 – Gain d'énergie par résonance cyclotronique pour 25 périodes, (a) en fonction d'une polarisation rectiligne, circulaire gauche et circulaire droite,  $E_0 = 1000 \text{ V/m}$ ,  $\omega_{em} = \omega_{ce} = 1.54 \cdot 10^{10} \text{ rad/s}$ , (b) en fonction de la puissance électrique appliquée pour la polarisation rectiligne et circulaire droite.

L'onde polarisée circulaire droite fournit l'énergie maximum à un électron. Cette polarisation suit le mouvement de la particule de telle sorte que l'électron voit un champ électrique constant. L'onde polarisée circulaire gauche ne fournit pas d'énergie en moyenne et ne permet pas d'avoir le phénomène de transfert d'énergie par résonance, l'électron est alternativement accéléré puis ralenti. La polarisation rectiligne permet un gain d'énergie pour l'électron mais avec une amplitude deux fois inférieure à la polarisation circulaire droite. L'onde polarisée rectiligne est la superposition de l'onde circulaire droite et gauche, l'électron est alternativement soumis à une accélération puis à un état d'équilibre par compensation des forces issues de la polarisation circulaire droite et gauche. Pour chaque période cyclotronique l'électron est accéléré d'un  $\Delta v$  constant, dans le cas de la polarisation circulaire  $\Delta v = 2\pi q E_0 / m_e \omega_{em}$ . Le gain d'énergie  $\Delta W_{ecr} = m_e (\Delta v)^2 / 2$  dépend du carré de la variation de vitesse (gain d'énergie parabolique dans le temps). Le gain d'énergie acquis par un électron pendant une période cyclotronique  $T = 2\pi / \omega_{em}$ , soumis à un champ électrique  $E_0$  de polarisation circulaire, est défini en  $eV$  :



$$\Delta W_{ecr} = \frac{2q\pi^2 E_0^2}{m_e \omega_{em}^2} \quad (3.1.9)$$

Le gain d'énergie d'un électron en fonction de la puissance électrique  $P$  est présenté sur la figure (3.1.2)(b). Pour ce cas de simulation, le champ électrique est déduit de la puissance tel que  $E_0 = \sqrt{PZ}$ , avec  $Z$  l'impédance du vide. Le gain d'énergie de l'électron avec la puissance est linéaire, le rapport 2 entre le gain d'énergie de l'onde polarisé circulaire droite et l'onde polarisé rectilignement est conservé.

Le gain d'énergie d'un électron par résonance entre la fréquence cyclotronique et la fréquence du champ électrique a été simulé avec un champ magnétique  $B_0$  uniforme et une vitesse électronique nulle selon l'axe  $\vec{z}$ . Pour se rapprocher du propulseur ECR, la suite de cette section prend en compte la non-uniformité spatiale du champ magnétique, du champ électrique dans le propulseur et enfin l'interaction onde-plasma étudié dans le chapitre précédent.

### 3.1.3 Équation de Lorentz en champ magnétique non-uniforme et résonance cyclotronique

Dans le propulseur ECR, l'axe de révolution du champ magnétique est colinéaire à l'axe de révolution de la source  $z$ . Le champ magnétique  $B_0$  est généré par une bobine et est non-uniforme. Une composante de champ magnétique radiale  $B_r$  apparaît ( $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ ). En prenant en compte cette composante dans l'équation du mouvement, l'électron va subir une force diamagnétique orientée selon l'axe  $\vec{z}$ . Le champ magnétique  $\vec{B}(r, z)$  fonction des coordonnées  $(r, z)$  est défini localement. Le champ  $\vec{B}$  utilisé pour la suite des calculs correspond au champ magnétique généré par la bobine du propulseur présenté dans le chapitre suivant sur la figure (4.1.2)). La modélisation du champ magnétique est décrite dans l'annexe B. Le champ magnétique sur l'axe  $z$  est présenté sur la figure (3.1.5) correspond à une valeur de courant  $I_0 = 160 A$ .

$$\vec{B}(r, z) = \begin{cases} B_r(r, z) \\ 0 \\ B_z(r, z) \end{cases} \quad (3.1.10)$$

Le champ électrique  $\vec{E}$  appliqué dans la source coaxiale du propulseur est fourni par une onde électromagnétique se propageant le long de l'axe de révolution  $z$ .

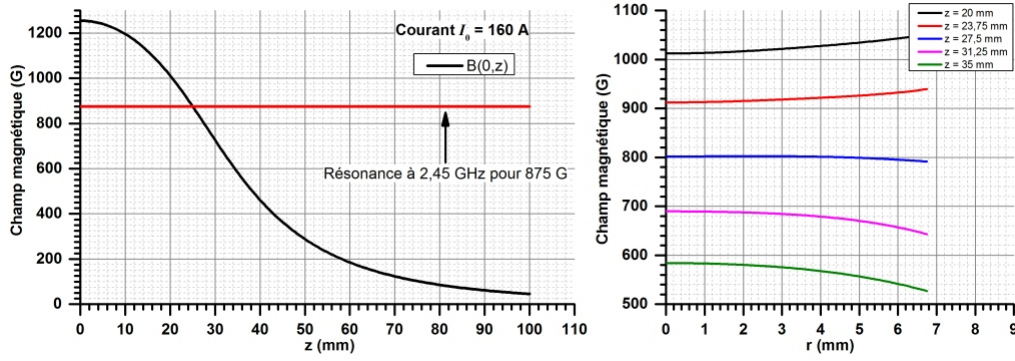


FIGURE 3.1.3 – Champ magnétique le long de l’axe  $z$  et champ magnétique radial dans le propulseur, pour  $I_0 = 160 A$

Dans le cas de cette structure présentée sur la figure (3.1.4), le champ électrique est purement radial. Le champ électrique est défini par :

$$\vec{E}(r, z) = \begin{cases} E_r = \frac{\phi_a \cos(\omega_{em}(t - z/c))}{\ln(R_2/R_1)r} \\ 0 \\ 0 \end{cases} \quad (3.1.11)$$

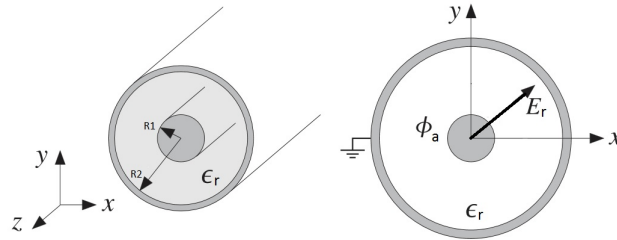


FIGURE 3.1.4 – Structure coaxiale

Le champ électrique radial  $E_r$  dépend du potentiel  $\phi_a$  du cylindre intérieur et du rapport  $R_2/R_1$ , rayon du cylindre extérieur sur rayon du cylindre intérieur de la structure coaxiale. La valeur de  $\phi_a$  dépend de la puissance électrique  $P_d$  de l’onde micro-onde et de l’impédance  $Z_{coax}$  de la structure coaxiale défini par [65][66] :

$$P_d = \frac{\phi_a^2}{2Z_{coax}} \quad (3.1.12)$$

$$Z_{coax} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \ln(R_2/R_1) \quad (3.1.13)$$

La permittivité relative  $\epsilon_r$  du vide est par définition de valeur unitaire. Pour une structure coaxiale de rayon extérieur  $R_2 = 6.5 \text{ mm}$  et de rayon intérieur  $R_1 = 0.925 \text{ mm}$ , l'impédance du propulseur à vide est  $Z_{coax} = 116.9 \Omega$ . Pour une puissance électrique  $P_d = 50 \text{ W}$  le potentiel du conducteur intérieur  $\phi_a$  est de  $108.1 \text{ V}$ . Le champ électrique radial équivalent pour  $E_r(t = 0, z = 0)$  est présenté sur la figure (3.1.5).

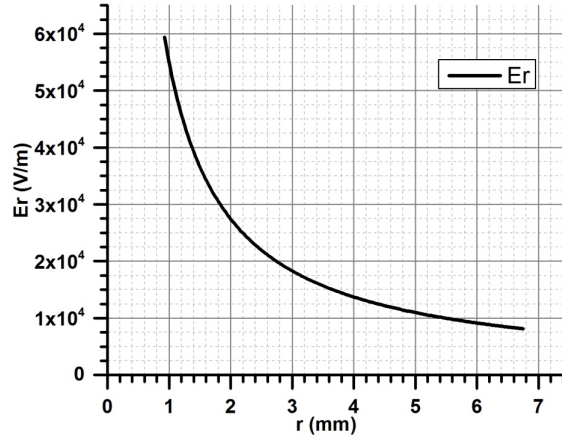


FIGURE 3.1.5 – Champ électrique radial à vide dans le propulseur  $P_d = 50 \text{ W}$

L'utilisation des champs  $\vec{B}$  et  $\vec{E}$  permet de définir le système d'équation différentielle à résoudre pour la dynamique de l'électron dans le propulseur :

$$\begin{cases} \ddot{r} = q \frac{\phi_a \cos(\omega_{em}(t - z/c))}{m_e \ln(R_2/R_1) r} + r \dot{\theta} \omega_{ce} + r \dot{\theta}^2 \\ \ddot{\theta} = \frac{-1}{r} \left( \dot{r} \omega_{ce} + 2 \dot{r} \dot{\theta} - \frac{\dot{z} q B_r}{m_e} \right) \\ \ddot{z} = -\frac{q r \dot{\theta} B_r}{m_e} \end{cases} \quad (3.1.14)$$

La résolution du système est réalisée avec les valeurs des paramètres  $I_0, \omega_{em}, P_d, R_1$  et  $R_2$  définies précédemment. La cavité coaxiale du propulseur de longueur  $L_s = L_a = 15 \text{ mm}$  est positionnée à  $20 \text{ mm}$  du centre de la bobine en entrée et à  $35 \text{ mm}$

en sortie. Le champ électrique est appliqué seulement dans la structure coaxiale. Plusieurs électrons sont initialement positionnés en  $r_0 = 3R_2/4, R_2/2$  et  $R_2/4$  pour  $\theta_0 = -\pi/2, 0$  et  $-\pi$  et  $z_0 = 20 \text{ mm}$  pour qu'ils soient positionnés au fond de la cavité coaxiale. Leur vitesse initiale est nulle  $v_0 = (0, 0, 0)$ . Les trajectoires des électrons présentées sur la figure (3.1.6) suivent un mouvement de spirale hélicoïdale et quitte le propulseur selon les lignes de champ magnétique.

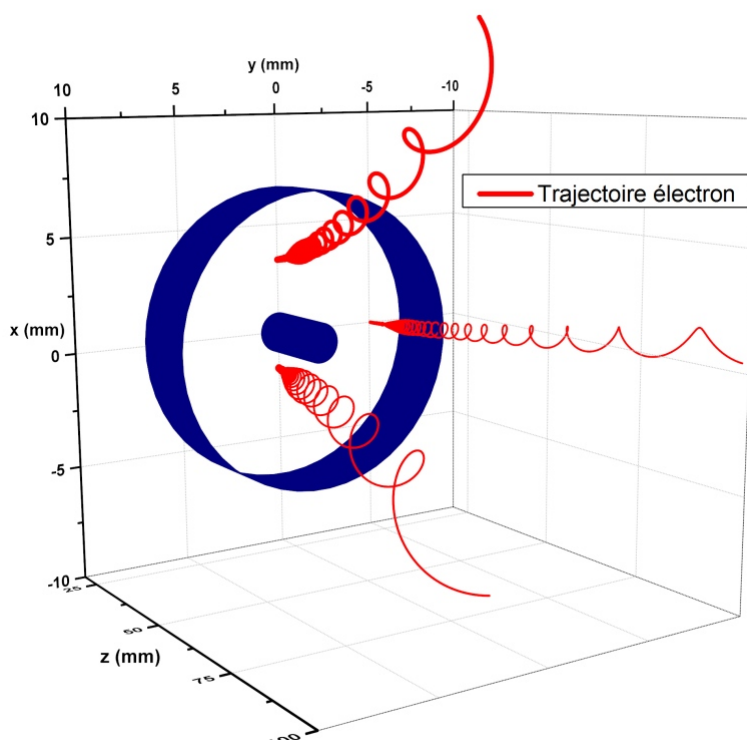


FIGURE 3.1.6 – Trajectoire 3D de trois électrons dans un champ magnétique et électrique non-uniforme avec une condition ECR.

L'évolution de l'énergie cinétique de l'électron, correspondant aux conditions initiales  $r_0 = R_2/2$  et  $\theta_0 = 0$ , traversant la source coaxiale est présentée sur la figure (3.1.7). Son énergie est décomposée en deux parties : la composante perpendiculaire et la composante longitudinale à l'axe  $z$  de révolution du propulseur. Lorsque le champ électrique est appliqué, l'énergie totale de l'électron varie. Au début de la simulation l'énergie cinétique de l'électron est nulle. Puis, petit à petit, l'électron accélère longitudinalement avec la divergence du champ magnétique. L'électron passe dans une zone où le couplage champ électrique et champ magnétique permet un gain significatif en énergie sur sa composante perpendiculaire sur le même principe de résonance décrit au début du chapitre. Le gain d'énergie dépend du champ

électrique vu par l'électron et du temps passé dans cette zone. Puis l'énergie de l'électron va à nouveau osciller autour de sa nouvelle énergie selon l'application du champ électrique. Une fois sorti de la structure coaxiale, seul le champ magnétique est appliqué. L'énergie cinétique totale de l'électron reste constante. On observe un transfert d'énergie entre la composante perpendiculaire et la composante longitudinale. Ce transfert est l'expression de l'invariant adiabatique  $\mu$ . C'est l'un des phénomènes élémentaires décrit par une particule chargée dans un champ magnétique non uniforme. Ce phénomène est décrit dans la section suivante sur le principe de la tuyère magnétique.

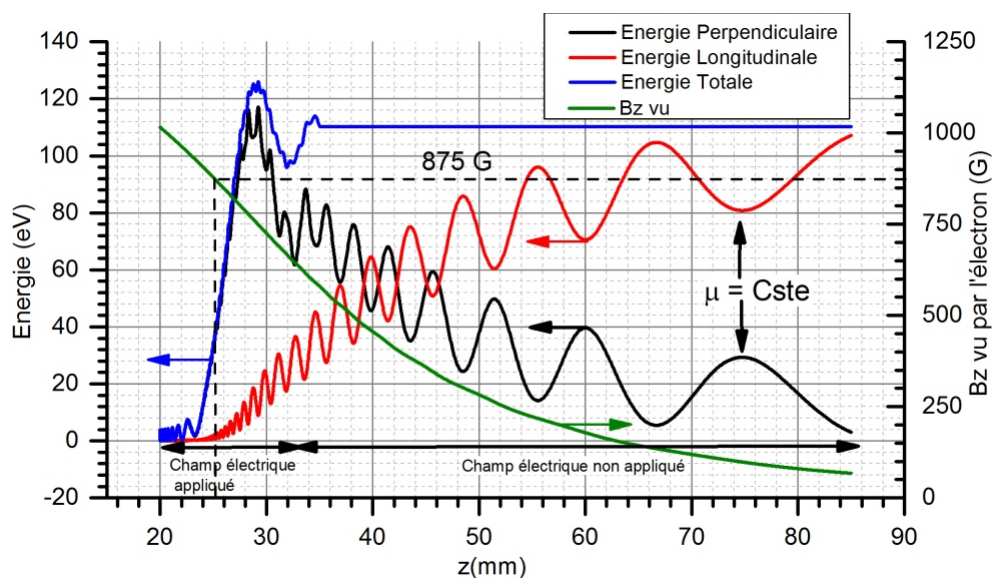


FIGURE 3.1.7 – Transfert d'énergie ECR d'un électron simple le long de l'axe  $z$  dans le propulseur, cas onde-particule test.

Une étude paramétrique du système permet de mettre en relief certains paramètres de gain en énergie des électrons et le caractère non linéaire du problème. Pour réaliser cette étude paramétrique, seule l'énergie cinétique totale maximale dans la source coaxiale est observée comme critère de performance. Pour chaque paramètre étudié, les autres paramètres sont identiques à l'étude précédente. Les quatre paramètres utilisés sont : la puissance micro-onde  $P_d$ , la position radiale initiale  $r_0$  de l'électron, la fréquence micro-onde  $f_{em}$  et l'intensité du champ magnétique  $\vec{B}(r, z)$  reliée à  $I_0$ .

L'application d'un champ électrique plus intense fournit normalement plus d'énergie aux électrons. Le niveau de puissance micro-onde et la position radiale de l'électron déterminent le champ électrique vu par l'électron, du moins initiale-

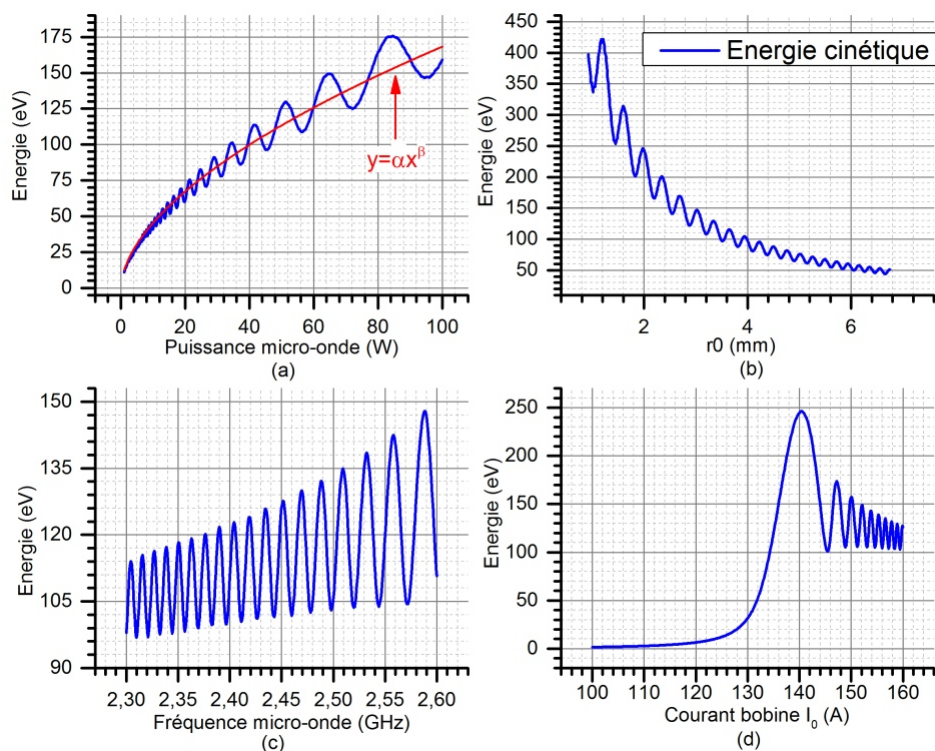


FIGURE 3.1.8 – Gain d'énergie d'un électron en fonction des paramètres du modèle (a) puissance électrique  $P_d$ , (b) position radiale  $r_0$ , (c) fréquence micro-onde  $f_{em}$ , (d) courant bobine  $I_0$

ment. L'évolution de l'énergie cinétique totale en fonction de ces deux paramètres est présentée sur la figure (3.1.8)(a) et (b). Le gain d'énergie de l'électron n'est plus linéaire avec la puissance appliquée comme vu précédemment sur la figure (3.1.2). Celui-ci augmente globalement avec la puissance mais il existe de nombreuses oscillations locales dues au gradient de champ magnétique et électrique dans la cavité. Le gain en énergie en fonction de la puissance est approché avec une fonction de puissance de formule  $y(x) = \alpha x^\beta$  avec  $\alpha = 12.2$  et  $\beta = 0.57$ . Un électron un peu plus accéléré va avoir un rayon de Larmor un peu plus grand, voir un champ électrique et un champ magnétique différent et par intégration il va avoir une énergie totale différente.

L'utilisation d'une fréquence micro-onde différente fait varier à la fois la position de la zone ECR et la vitesse à laquelle est appliquée le champ électrique résonant. L'étude de ce paramètre est présentée sur la figure (3.1.8)(c). Une petite augmentation sur l'énergie maximale est présente en augmentant la fréquence. En déplaçant la zone ECR vers la position initiale de l'électron celui-ci va arriver avec

une vitesse plus faible dans la zone ECR et rester plus longtemps dans la zone de résonance.

Le changement du courant  $I_0$  dans la bobine déplace la zone ECR dans la source coaxiale. L'énergie cinétique totale de l'électron en fonction de ce paramètre est présentée sur la figure (3.1.8)(d). L'énergie totale de l'électron a un optimum en fonction du courant  $I_0$ . Cette valeur correspond à une zone ECR située juste en entrée de la cavité coaxiale, là où est initialement positionné l'électron. Dans ces conditions, l'électron qui a une vitesse longitudinale très faible va rester longtemps dans la zone ECR et gagner plus d'énergie avant d'être accéléré longitudinalement par la divergence du champ.

Dans ce premier modèle de chauffage des électrons dans le propulseur ECR, l'interaction est de type onde-particule test. Pour mieux apprécier le chauffage ECR présent dans le propulseur, l'absorption de l'onde EM due à l'interaction onde-plasma doit être pris en compte.

Le modèle 1D de propagation d'onde dans un plasma magnétisé défini par l'équation (2.3.11) est ajouté au système d'équation différentielle utilisé pour calculer l'évolution de l'énergie d'un électron. Celui-ci est paramétré avec une densité de plasma uniforme correspondant à  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  (approximation) et  $\omega_{ce}(z)$  fonction du champ magnétique. A paramètres de simulation égaux au cas précédent ( $P_d = 50 \text{ W}$ ,  $I_0 = 160 \text{ A}$ ,  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ ,  $r_0 = R_2/2$ ,  $\theta_0 = 0.0$ ,  $v_0 = (0, 0, 0)$ ), l'évolution de l'énergie de l'électron est présentée sur la figure (3.1.9).

La prise en compte du phénomène d'absorption de l'onde par le plasma magnétisé réduit énormément l'efficacité de chauffage de l'électron par le processus de résonance. Le gain en énergie de l'électron est beaucoup moins important et atteint  $19.2 \text{ eV}$  au lieu de  $110 \text{ eV}$ . Le chauffage a lieu jusqu'à la zone de résonance, après cette résonance il n'y a pas de champ électrique appliqué par le champ micro-onde, le mouvement de l'électron est régi uniquement par l'invariant adiabatique qui amorce l'accélération du plasma dans la tuyère magnétique.

Ces premiers modèles relativement simples permettent d'appréhender le transfert d'énergie entre la puissance micro-onde incidente et les électrons présents dans le plasma. Pour aller plus loin dans l'analyse du couplage onde-plasma, la prise en compte de conditions aux limites et de l'inhomogénéité du plasma nécessitent d'utiliser des moyens de simulation plus importants. La prise en compte de ces phénomènes dans la modélisation est étudiée dans la chapitre 5 de la thèse.

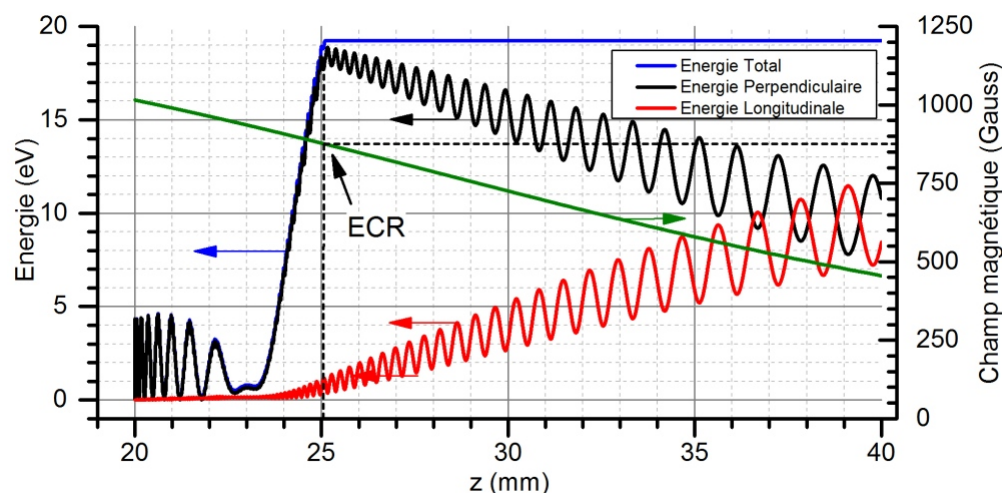


FIGURE 3.1.9 – Transfert d'énergie ECR d'un électron simple le long de l'axe  $z$  dans le propulseur, Cas onde-particule test avec prise en compte de l'absorption de l'onde par le plasma.

## 3.2 Tuyère magnétique

Une tuyère magnétique est un dispositif qui permet d'améliorer le contrôle de l'expansion d'un plasma. Pour la propulsion électrique, l'objectif d'une tuyère magnétique est d'augmenter la poussée du jet de plasma en accélérant et en colimatant le faisceau. Celle-ci est réalisée avec une bobine et/ou des aimants qui forment une topologie de champ magnétique non-uniforme. Selon la topologie du champ magnétique, la directivité et la vitesse des ions du jet de plasma sortant de la source peuvent être modifiées. L'accélération des plasmas est étudiée depuis plus d'une cinquantaine d'années [67]. Les tuyères magnétiques sont également utilisées dans les procédés industriels pour contrôler et ajuster l'énergie et la direction des ions. L'expansion du vent solaire selon des lignes de champ magnétique est un phénomène très similaire aux tuyères magnétiques. Selon la nature du plasma, différents principes de fonctionnements physiques des tuyères magnétiques existent. La physique des tuyères magnétiques est l'objet de nombreuses recherches [27] [68] [69] [70], les phénomènes d'accélération, de confinement et de détachement des lignes de champs magnétiques ne sont pas parfaitement théorisés par la communauté. Pour le propulseur ECR, le champ magnétique utilisé pour la résonance cyclotronique sert également de tuyère magnétique.



### 3.2.1 Principe d'une tuyère magnétique

Une tuyère magnétique est formée d'un champ magnétique non-uniforme. Les variations du champ magnétique permettent d'influencer le comportement dynamique du plasma. Pour un champ magnétique avec une symétrie de révolution autour de l'axe  $\vec{z}$ , les variations de valeur  $B_z$  engendrent des variations sur la valeur  $B_r$  par conservation de la divergence du champ  $\vec{B}$  :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + \frac{\partial}{\partial z}(B_z) = 0 \quad (3.2.1)$$

Cette interdépendance est l'origine des variations géométriques des lignes de champ magnétique (convergence, divergence, courbure, etc..). Les variations des lignes de champ induisent les mouvements des particules chargées selon les axes  $(r, \theta, z)$  et permettent d'influencer le comportement du plasma.

#### Force diamagnétique

L'une des conséquences les plus importantes de la convergence/divergence des lignes de champs magnétiques est l'apparition de la force diamagnétique sur la composante parallèle aux lignes de champs magnétiques défini par l'équation (3.2.2), où  $\mu = mv_{\perp 0}^2/2B_0$  est le moment magnétique de la particule chargée et  $\vec{\nabla}_{\parallel} B$  le gradient du champ magnétique selon les lignes de champ. La présence de cette force diamagnétique est valable uniquement pour des variations faibles de champ magnétique par rapport au rayon de Larmor de la particule chargée [38].

$$\langle \vec{F}_{\vec{\nabla}_{\parallel} B} \rangle = -\mu \cdot \vec{\nabla}_{\parallel} B \quad (3.2.2)$$

Cette force est responsable de l'accélération de la particule chargée selon les lignes de champ. Lorsqu'une particule se dirige vers une région de champ magnétique fort (sens convergent des lignes de champ), elle est décélérée sur sa vitesse longitudinale  $v_{\parallel}$ . De même lorsqu'une particule se dirige vers une région de champ magnétique faible (sens divergent des lignes de champ), elle est accélérée sur sa vitesse longitudinale. Le travail total d'un champ magnétique sur une particule chargée étant nul, une variation de la vitesse longitudinale d'une particule est accompagnée d'une variation opposée sur sa composante de vitesse perpendiculaire  $v_{\perp}$ . Ce phénomène est l'expression de l'invariance adiabatique du moment magnétique  $\mu$  défini à l'équation (3.2.3). C'est ce phénomène qui est observé sur les figures (3.1.7) et (3.1.9) lorsque l'électron est uniquement soumis au champ magnétique.

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right) = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 + \mu B \right) = 0 \Rightarrow \mu = Cste \quad (3.2.3)$$

Dans le cas où une particule se fait suffisamment ralentir pour avoir  $v_{\parallel} = 0$  en se dirigeant dans le sens de la convergence des lignes de champ, la particule est réfléchiée dans l'autre sens (miroir magnétique). Lorsque deux miroirs sont disposés d'un bout à l'autre d'une source, on parle de bouteille magnétique ou de configuration à double miroir.

### Paramètres de la tuyère

Pour fonctionner une tuyère magnétique doit être en mesure de magnétiser les particules chargées. La magnétisation des particules est réalisée lorsque le rapport entre la vitesse longitudinale et la fréquence cyclotronique est très inférieure à la longueur  $L$  du plasma  $v_{\parallel}/\omega_c \ll L$  et lorsque la fréquence de collision est très inférieure à la fréquence cyclotronique  $\chi_H = \omega_c/\nu \gg 1$ , où  $\chi_H$  est le paramètre de Hall. Dans la pratique, il est très facile de magnétiser les électrons qui ont une masse très faible par rapport aux ions. Le rayon de Larmor des électrons et des ions à champ magnétique et énergie équivalente est présenté sur la figure (3.2.1). Celui-ci est plus faible de trois ordres de grandeur pour les électrons par rapport aux ions. C'est généralement eux qui subissent la force diamagnétique et qui sont accélérés en premier dans le sens de la divergence de champ. La tendance du plasma à vouloir garder sa quasi-neutralité fait apparaître une charge d'espace dans le plasma qui accélère les ions en direction des électrons. Cette interaction permet d'assurer la quasi-neutralité du jet de plasma.

Le principe de fonctionnement de la tuyère magnétique du propulseur ECR est de transformer toute l'énergie cinétique perpendiculaire des électrons en énergie longitudinale avec la divergence du champ magnétique. Un champ ambipolaire de charge d'espace apparaît pour maintenir la quasi-neutralité du plasma. Les ions sont accélérés vers la sortie du propulseur et les électrons tendent à être ralentis. Seuls les électrons suffisamment énergétiques sont extraits du propulseur et assurent la quasi-neutralité du jet.

### 3.2.2 Modèle 1D de tuyère self-consistent

Un modèle fluide 1D d'expansion d'un plasma dans une tuyère magnétique est décrit dans le livre [41]. Cette première approche est un cas idéal de fonctionnement et utilise les approximations suivantes :

- Le plasma est supposé complètement ionisé, quasi-neutre  $n_e = n_i = n$ .
- Les électrons sont isothermes  $T_e = Cste$ , de distribution Boltzmannienne.

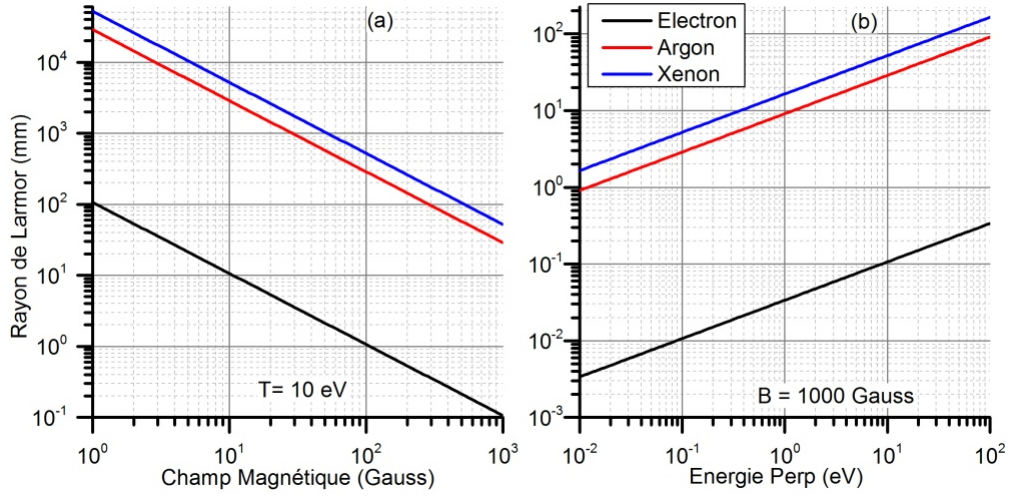


FIGURE 3.2.1 – Ordre de grandeur rayon de Larmor d'un électron d'un ion argon et xénon, (a) en fonction du champ magnétique pour une énergie de 10 eV, (b) en fonction de l'énergie pour un champ magnétique de 1000 Gauss

- La vitesse des ions  $v_i$  est égale à la vitesse de Bohm  $u_B$  à l'entrée de la tuyère de section  $A_0$ .
- L'expansion du plasma se fait sans collisions.
- Le champ magnétique a une symétrie de révolution autour de l'axe  $z$ .

Cette formulation est quasiment identique à l'accélération des ions dans une gaine sauf que la loi de conservation du flux se fait dans un tube de courant de section variable  $A(z)$  délimitée par les lignes de champ magnétique. La résolution du problème se fait avec les lois de conservations de débit et d'énergie pour les ions définies par les équations (3.2.4) et (2.2.1). Le schéma de ce modèle est présenté sur la figure (3.2.2).

$$\frac{\partial}{\partial z} n(z) v_i(z) A(z) = 0 \implies n v_i A = Cste \quad (3.2.4)$$

La conservation du débit dans le tube de courant magnétique permet de formuler l'équation à résoudre pour connaître l'accélération du plasma dans ce cas de tuyère idéale :

$$\exp\left(\frac{q\phi(z)}{k_B T_e}\right) \sqrt{1 - \frac{2q\phi(z)}{k_B T_e} A(z)} = A_0 \quad (3.2.5)$$

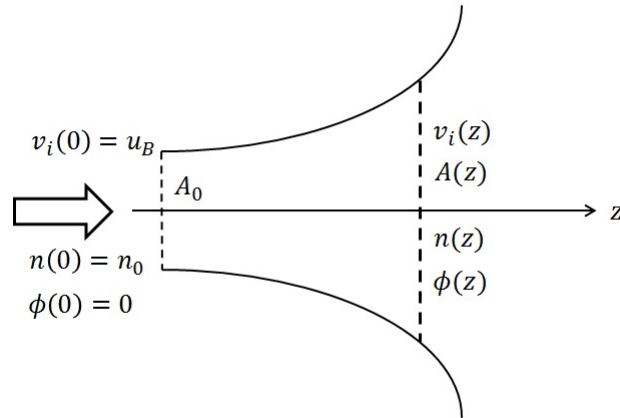


FIGURE 3.2.2 – Schéma du modèle de tuyère 1D

Les valeurs de  $A(z)$  et de  $T_e$  sont des variables d'entrée. La valeur de  $\phi(z)$  peut être résolue numériquement et donne l'évolution du champ ambipolaire qui se forme dans l'expansion du plasma. Les profils de vitesse et de densité selon l'axe  $z$  sont calculés avec les formules de gaine définies par les équations (2.2.2) et (2.2.3).

Les résultats du modèle présentés sur la figure (3.2.3) sont obtenus avec le champ magnétique de la bobine du propulseur avec un courant  $I_0 = 160 \text{ A}$ , un rayon de source  $R_2 = 6.5 \text{ mm}$  et une densité de plasma de  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  d'ions xénon. La section du tube de courant  $A(z)$  est calculée numériquement par conservation du potentiel vecteur du champ magnétique en prenant comme valeur initiale la section de sortie de la source ECR. Lorsque les lignes de champ deviennent perpendiculaire à l'axe  $z$ , le rapport  $A(z)/A_0$  devient infini et le modèle n'est plus valable. Les profils de densité (b), de potentiel plasma (c) et de vitesse ionique (d) sont calculés pour différentes valeurs de températures électroniques. Les profils de densité sont indépendants de la température électronique. Celle-ci en revanche a un effet important sur le potentiel et la vitesse ionique. Plus la température électronique est élevée, plus le potentiel plasma dans la source est élevé et l'accélération des ions va être importante lors de la chute de ce potentiel dans la tuyère. Le rapport  $E_i/T_e$  en fonction du rapport de section est présenté sur la figure (3.2.4). Il ne dépend pas de la température électronique mais suit une évolution logarithmique avec le rapport de section  $A(z)/A_0$ .

Dans ce modèle fluide isotherme, la température électronique et la variation de section du tube de courant sont les deux paramètres qui donnent l'accélération des ions à un endroit donné de la tuyère. L'hypothèse isotherme du modèle est une source d'erreur, pour une variation de section infinie, la vitesse des ions peut potentiellement devenir infinie. Dans la réalité, un échange d'énergie se produit

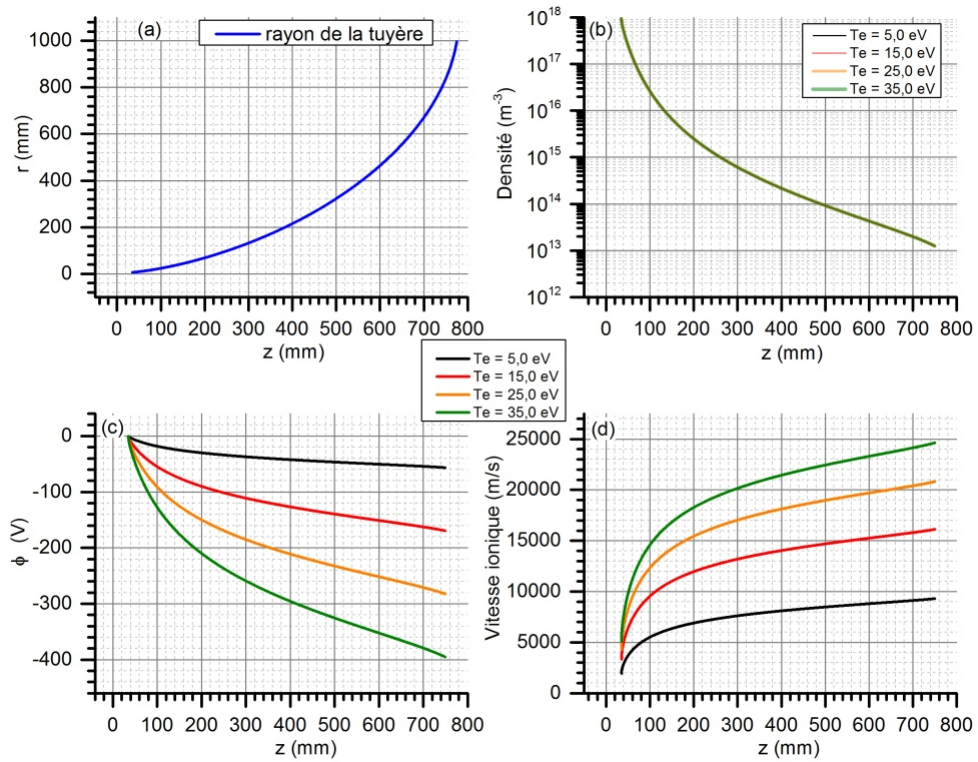


FIGURE 3.2.3 – Résultat du modèle de tuyère isotherme en fonction de l'axe  $z$  pour différent  $T_e$ , (a) rayon de la tuyère , (b) profil de densité, (c) potentiel plasma, (d) vitesse ionique.

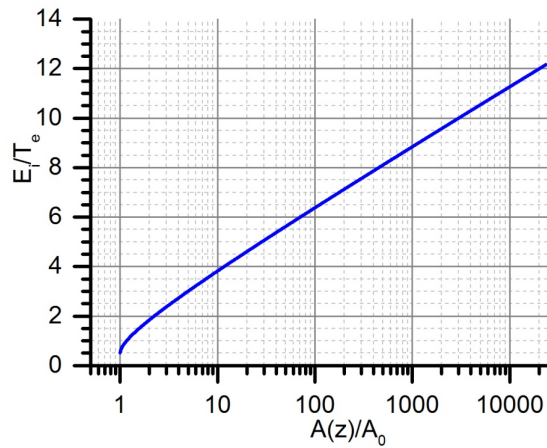


FIGURE 3.2.4 – Évolution du rapport  $E_i/T_e$  du modèle de tuyère isotherme en fonction du rapport de section  $A(z)/A_0$

entre les électrons et les ions qui limite le gain d'énergie maximal des ions. La prise en compte de ce phénomène est réalisée avec un modèle de tuyère adiabatique dans le chapitre 5. Par ailleurs, le plasma ne suit pas parfaitement ce tube de courant, lorsque les conditions le permettent, le plasma se détache des lignes de champ magnétique et garde sa direction et son énergie.

### 3.2.3 Détachement magnétique

Le détachement du plasma des lignes de champ magnétique est un point critique du fonctionnement de la tuyère magnétique. Si le plasma ne se détache pas des lignes de champ, celui-ci suit la topologie des lignes et revient sur le propulseur, ce qui annule la poussée fournie. Le phénomène de détachement est encore une question ouverte. Historiquement, plusieurs théories ont été proposées pour expliquer ce phénomène.

**Recombinaison** La solution la plus simple pour détacher le plasma des lignes de champs magnétiques est que les ions et les électrons se recombinent pour former un gaz neutre. Celui-ci ne sera plus sensible au champ magnétique de la tuyère et conservera sa direction. Cette théorie est la première qui a été proposée par Gerwin et al [71]. Cette première idée a rapidement été écartée en regardant le taux de recombinaison possible dans l'expansion de plasma [41].

**Résistivité plasma** Une seconde théorie proposée par Gerwin et al. [71] et Moses et al. [72] est d'obtenir le détachement par collisions. Lors des collisions les ions quittent leur trajectoire de lignes de champ et finissent par se détacher. Ce phénomène provient essentiellement des collisions élastiques. Néanmoins, pour être efficace une tuyère doit être sans collisions, avec un paramètre de Hall  $\chi_H \gg 1$ . Dans le cas du propulseur ECR, le paramètre de Hall pour les collisions élastiques est supérieur à un mais très proche au début de l'expansion, ce qui peut faire de cette hypothèse un candidat à ne pas écarter.

**Effet d'inertie sur les électrons** Les effets d'inertie de l'électron ont été proposés par Hooper [73] comme mécanisme principal de la séparation du plasma des lignes de champs. Le modèle de Hooper utilise un code hybride à deux fluides (électrons et ions) avec le calcul du champ ambipolaire local entre les électrons et les ions. Il montre que les électrons suffisamment énergétiques sont capables de se séparer des lignes de champs par effet d'inertie et, par ambipolarité, les ions se détachent également. Pour être valable, il doit y avoir peu de collision dans ce modèle. On retrouve d'autres études qui utilisent ce principe en ajoutant des phénomènes supplémentaires (vitesse angulaire initiale pour les ions) [74]. Dans le

cas du propulseur ECR, les électrons sont relativement énergétique ( $10 - 50 eV$ ) selon la puissance micro-onde fournie et peuvent facilement se détacher des lignes de champ magnétique lorsque celui-ci diverge selon  $z$ .

**Modification du profil du champ magnétique** Les effets électromagnétiques induits par le plasma ont été proposés par Arefiev et Breizman [27]. Lors de son déplacement dans le champ magnétique, un nouveau champ magnétique va être induit qui va lui permettre de quitter celui du propulseur. Dans ce cas, le plasma se détache de la tuyère magnétique en suivant son propre champ magnétique induit. Cette théorie a été formulé avec le théorème du gel et avec des équations de MHD idéale.

**Démagnétisation des ions** La dernière théorie proposée est la démagnétisation des ions [68]. Lorsque les ions ont été accélérés suffisamment dans la tuyère magnétique, la force d'inertie de ceux-ci domine les effets des forces électromagnétiques. Les ions quittent le tube de courant et certains restent en périphérie pour maintenir la quasi-neutralité du plasma. Dans le cas du propulseur ECR, les ions ne sont pas magnétisés, donc cette théorie ne s'applique pas.

Ainsi le scénario le plus probable pour le propulseur ECR provient de la démagnétisation des électrons les plus énergétiques par effet d'inertie, les ions suivent leur mouvement grâce au champ ambipolaire et sont simplement accélérés.

Dans cette section, une description élémentaire et un modèle idéal d'une tuyère magnétique sont présentés. Ces éléments théoriques permettent dans un premier temps de mieux comprendre l'expansion du plasma avec un champ magnétique. Ils ont notamment montré le transfert d'énergie par l'invariant adiabatique  $\mu$  des particules magnétisées et l'importance de la température électronique dans la source (potentiel plasma) pour l'accélération du plasma. Dans le chapitre 5, un nouveau modèle de tuyère magnétique est présenté et utilisé pour rendre compte des performances du propulseur ECR et du transfert d'énergie des électrons vers les ions avec un modèle d'expansion adiabatique.

# Chapitre 4

## Caractérisation expérimentale du propulseur ECR

Ce chapitre présente la caractérisation expérimentale du propulseur ECR. Dans un premier temps, l'état de l'art du propulseur ECR au début de la thèse et la nouvelle version d'étude du propulseur sont présentés. Dans un second temps, les moyens d'essais et diagnostics utilisés pour la caractérisation du propulseur sont décrits. Enfin les résultats expérimentaux obtenus au cours de la thèse sont présentés et analysés.

### 4.1 État de l'art du propulseur ECR au début de la thèse

#### 4.1.1 Propulseur ECR au début de la thèse

La configuration qui a permis d'obtenir initialement les meilleures performances est schématisée sur la figure (4.1.1)(a)(b). Le propulseur est en aluminium. La source coaxiale fait  $13\text{ mm}$  de diamètre et  $15\text{ mm}$  de long. Le cylindre central fait  $2\text{ mm}$  de diamètre et dépasse de quelques millimètres ( $\sim 5\text{ mm}$ ) de la source. Le fond de celle-ci est constitué d'une rondelle en diélectrique (nitrure de bore ou Macor®). Le champ magnétique divergent est fourni par trois aimants cylindriques à l'arrière du propulseur. Ils permettent d'avoir une zone ECR dans la source coaxiale. Leur vecteur d'aimantation nord-sud est orienté sur leurs faces planes. Ils sont fixés dans un boîtier en aluminium. Le gaz est injecté par deux trous diamétralement opposés au fond du propulseur. La puissance micro-onde est transmise par une ligne coaxiale. Un manchon en céramique protège du plasma le connecteur de la ligne micro-onde. Le propulseur ECR présenté sur la figure (4.1.1) est monté sur un support isolant pour flotter électriquement et ne pas être relié à la



masse de l'enceinte. Le propulseur ECR à aimants permanents en fonctionnement avec du xénon est montré sur la figure (4.1.1)(d).

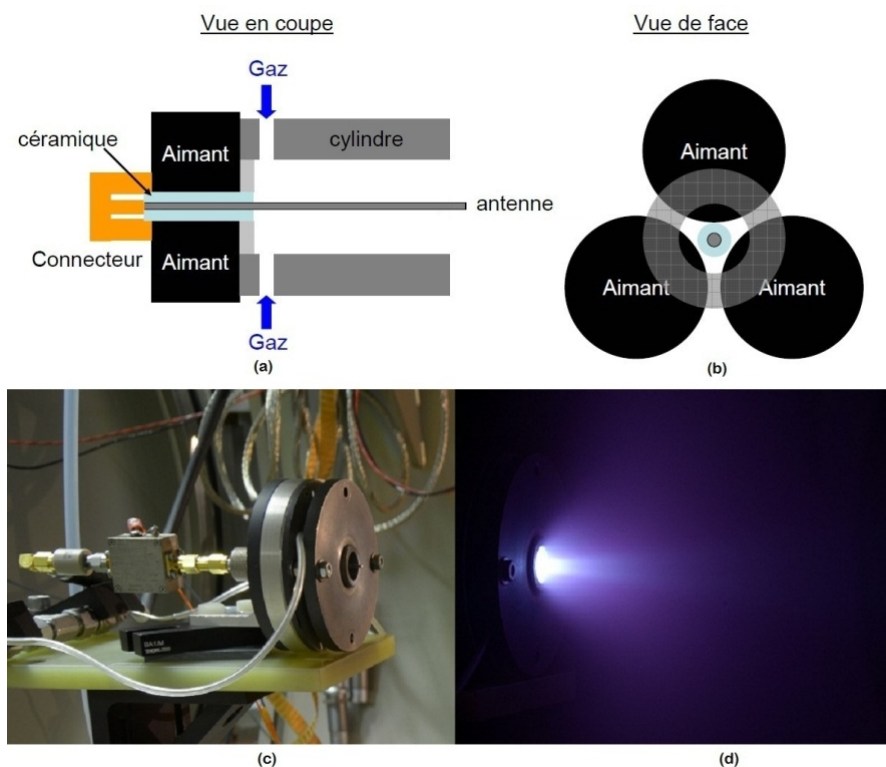


FIGURE 4.1.1 – Version initiale du propulseur ECR à aimants permanents.

### Performances du propulseur au début de la thèse

Les études réalisées sur le propulseur ECR avant le début de la thèse [75] [76] ont permis de faire plusieurs évolutions de la configuration initialement basé sur le brevet [36]. Ces études ont démontré les capacités du propulseur ECR et constituent le point de départ de la thèse. Les principales conclusions de ces études sont :

- Un champ magnétique purement divergent dans la source améliore l'extraction des ions.
- L'efficacité de divergence  $\eta_D$  du jet plasma est entre 70 % et 80 % selon le débit.
- La distribution en énergie des ions dans la plume ne dépend pas de l'angle à une distance donnée.
- L'énergie maximum des ions obtenue est de 235 eV pour l'argon et de 350 eV pour le xénon pour une puissance d'environ 50 W.

## CHAPITRE 4. CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU PROPULSEUR ECR

- La réduction de la pression dans la source augmente l'énergie des électrons et l'énergie des ions.
- Le courant et dans une moindre mesure l'énergie des ions augmentent avec la puissance micro-onde  $P_d$  transmise au plasma.
- L'extraction des ions est meilleure lorsque le propulseur est laissé à un potentiel électrique flottant (non relié à la masse du caisson).
- Les performances sont meilleures avec le xénon que l'argon notamment pour le rendement d'utilisation massique  $\eta_m$ .

Les résultats obtenus expérimentalement avec le propulseur ECR sont présentés dans le tableau (4.1) [75] [76].

	Argon		Xénon			
$\dot{m}_g$ (mg/s)	0.1	0.2	0.06	0.1	0.2	0.3
$P_d$ (W)	45	47	40	51	51	51
$E_i$ (eV)	235	125	375	280	125	90
$F_p$ (mN)	0.31	0.5	0.29	0.58	0.85	0.86
$I_{sp}$ des ions (s)	3435	2505	2393	2068	1382	1172
$I_{sp}$ (s)	313	252	488	585	429	290
$TTPR$ (mN/kW)	6.9	10.6	7.2	11.4	16.6	16.8
$I_i$ (mA)	29.4	67	11.4	29.7	65.4	80
$\eta_m$ (%)	12.27	13.99	26.18	40.92	45.05	36.74
$\eta_e$ (%)	15	18	11	16	16	14
$\eta_D$ (%)	75	73	79	70	70	68
$\eta_T$ (%)	1.07	1.33	1.73	3.31	3.53	2.41

TABLEAU 4.1 – Performances du propulseur ECR au début de la thèse [75] [76].

Les performances du propulseur sont très prometteuses, les ions sont accélérés à des vitesses assez importantes, l' $I_{sp}$  maximale des ions est de 3435 s et 2393 s avec respectivement de l'argon et du xénon à bas débit pour une puissance micro-onde de 50 W. Le rendement d'utilisation massique est meilleur avec du xénon, jusqu'à 45 %. Le rendement énergétique n'excède pas les 18 %, et le meilleur rendement d'efficacité de divergence de 79 % est atteint au plus faible débit de xénon. Cependant, l'efficacité totale du propulseur n'excède pas les 3.5 % avec une  $I_{sp}$  de 429 s et une poussée estimée de 0.85 mN avec du xénon. Pour bénéficier au mieux du potentiel du propulseur, les différents rendements doivent encore être améliorés.

A titre de comparaison, les expériences réalisées sur les propulseurs à tuyère magnétique du type hélicon montrent une énergie d'ions comprise entre 20 et 50 eV avec du xénon à 500 – 700 W [77] [78], une énergie d'ions argon de 165 eV avec

le prototype hélicon MadHex à 500 W [79] et récemment un propulseur hélium de 2 kW a fourni une poussée de 15 mN pour une  $I_{sp}$  de 2000 s [26]. Le rendement d'efficacité total de ces propulseurs excède rarement 1% [78] [80] [81].

Pour les propulseurs de type électrostatique développés pour la même gamme de poussée que le propulseur ECR, le propulseur RIT  $\mu$ X à grille, développé en Europe, possède une efficacité totale estimée à environ 5% pour une poussée entre 50 et 500  $\mu$ N, une puissance radio-fréquence inférieure à 50 W et une  $I_{sp}$  de 3500 s [82] [83] [84]. Le propulseur à effet Hall SPT-20 développé en Ukraine a une efficacité totale entre 25 et 40% pour une poussée de 1 à 4.5 mN, une puissance entre 40 et 90 W et une  $I_{sp}$  d'environ 1600 s [85].

### 4.1.2 Perspectives de développement et nouvelle version d'étude

Plusieurs pistes d'amélioration et d'étude sont envisagées pour augmenter les performances et l'efficacité du propulseur. En particulier la topologie du champ magnétique est un point critique de fonctionnement. Il est responsable du couplage du transfert d'énergie par résonance cyclotronique, du confinement du plasma dans la source, de l'accélération des ions et de la divergence du faisceau d'ions. Une version du propulseur à champ magnétique réglable est proposée pour explorer plusieurs paramètres :

- Position de la zone ECR dans la source.
- Gradient du champ magnétique.
- Fréquence micro-onde.
- Géométrie de la source coaxiale.

Ainsi la nouvelle version du propulseur ECR développée pour la thèse utilise un champ magnétique généré par une bobine et un générateur micro-onde à fréquence variable. Cette solution permet de balayer un nombre important de degré de liberté sur la position de la zone ECR et le gradient de champ magnétique dans la source coaxiale du propulseur. Le but est de trouver les paramètres optimaux pour le courant, l'énergie et la divergence du faisceau d'ions.

#### Caractéristiques de la bobine

La bobine est réalisée avec un tube de cuivre de diamètre extérieur 4 mm, de diamètre intérieur de 3 mm pour une section équivalente de 5.49 mm<sup>2</sup>. La bobine est constituée de 10 enroulements sur 5 couches (soit 50 spires) ce qui permet d'avoir les conditions de champ magnétique nécessaires pour avoir une zone de résonance cyclotronique des électrons autour de  $f_{em} = 2.45$  GHz. Une gaine

## CHAPITRE 4. CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU PROPULSEUR ECR

thermorétractable est utilisée pour isoler les spires. La bobine mesure  $55\text{ mm}$  de long, un diamètre intérieur de  $37.5\text{ mm}$  et un diamètre extérieur de  $81.5\text{ mm}$ . Un générateur avec une tension variable entre  $0$  et  $6.5\text{ V}$  est utilisé pour alimenter la bobine avec un courant  $I_0$  entre  $0$  et  $160\text{ A}$ . Les caractéristiques de la bobine sont présentées sur la figure (4.1.2). Le champ magnétique de la bobine est calculée numériquement avec le logiciel multiphysique Comsol® pour un courant  $I_0$  de  $130\text{ A}$  (figure (4.1.2)(a)). Les contours du support de la demi bobine sont représentés en noir (longueur totale de  $70\text{ mm}$ , un rayon intérieur de  $27\text{ mm}$  et un diamètre extérieur de  $80\text{ mm}$ ). Le champ magnétique produit par la bobine est mesuré expérimentalement avec un Gaussmètre Hirst GM05 avec un courant  $I_0$  de  $100\text{ A}$  (figure (4.1.2)(b)). L'axe  $z$  correspond à l'axe de revolution du propulseur, l'origine  $z = 0$  est le milieu de la bobine. Le champ magnétique présenté sur la figure (4.1.2)(d) est proportionnel au courant qui circule dans la bobine. Une photo de la bobine dans son support en aluminium est présentée sur la figure (4.1.2)(c).

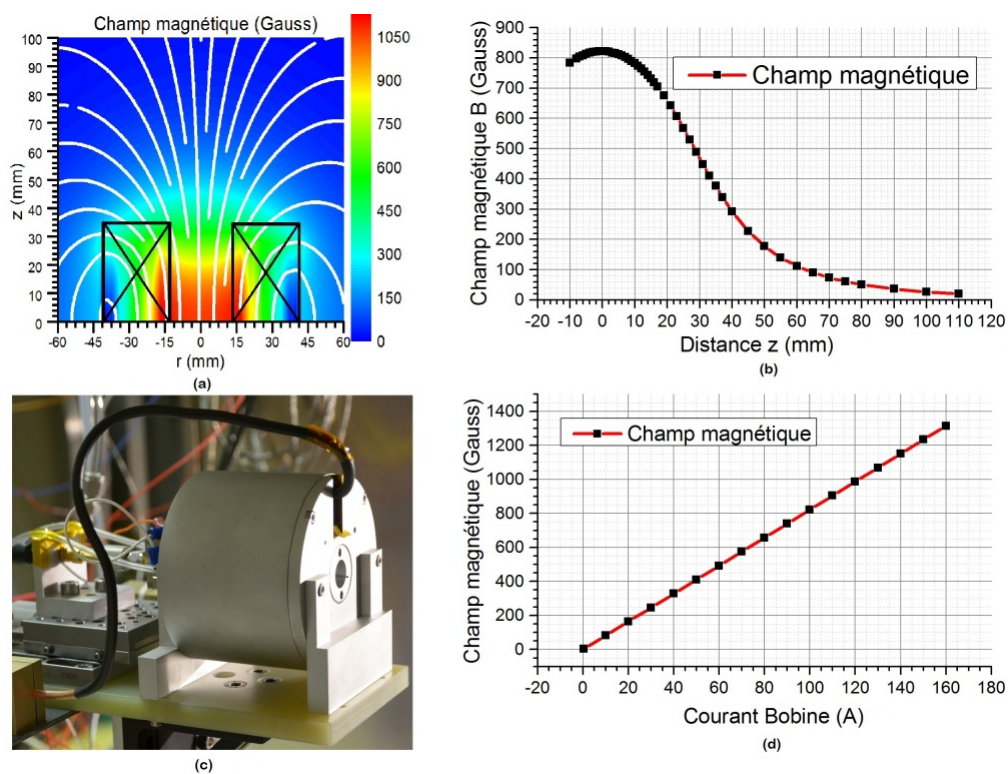


FIGURE 4.1.2 – Caractéristiques de la bobine de la nouvelle version du propulseur ECR.

La résistance équivalente de la bobine est de  $0.04\text{ Ohm}$ . A  $I_0 = 160\text{ A}$  la bobine dégage une puissance thermique par effet joule ( $P_{Joule} = RI^2$ ) d'environ  $1\text{ kW}$ . Pour dissiper cette chaleur, la bobine est refroidie par une circulation d'eau

passant par sa section creuse. Avec un débit d'eau dans la bobine de  $1.2 \text{ l/min}$  soit  $\dot{m}_{eau} = 0.02 \text{ kg/s}$ , l'augmentation en température  $\Delta T_{eau}$  est calculé à partir de l'équation (4.1.1). A  $I_0 = 160 \text{ A}$ , l'augmentation de température est de  $12 \text{ K}$ , ce qui est acceptable pour assurer le refroidissement. Le contrôle du refroidissement de la bobine est réalisé avec un débit-mètre placé sur le circuit d'eau sortant de la bobine.

$$\Delta T_{eau} = \frac{P_{Joule}}{\dot{m}_{eau} C_{p_{eau}}} \quad (4.1.1)$$

### Caractéristiques du générateur micro-onde et transmission de puissance

Le générateur micro-onde, de marque Kuhne Electronic, est constitué d'un générateur de signal, d'un amplificateur linéaire et d'un système de refroidissement par ventilation. Le générateur de signal est réglable en fréquence  $f_{em}$  entre  $2.3$  et  $2.6 \text{ GHz}$  avec une commande en tension entre  $7$  et  $14 \text{ V}$ . La calibration en fréquence du générateur avec un analyseur de spectre Rohde & Schwarz est présenté sur la figure (4.1.3). La largeur à mi-hauteur de l'onde est de  $4 \text{ MHz}$ . Le générateur de signal est réglable en puissance entre  $0$  et  $10 \text{ W}$  avec une commande en tension entre  $0$  et  $2 \text{ V}$ . Ce générateur de signal est connecté directement à un amplificateur linéaire de  $10 \text{ dB}$ . Le générateur micro-onde peut fournir une puissance de sortie de  $100 \text{ W}$  maximum.

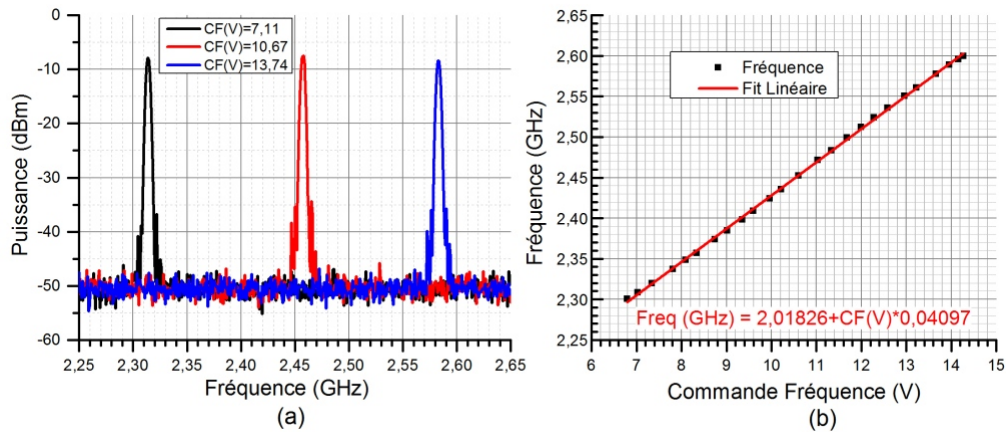


FIGURE 4.1.3 – Calibration de la fréquence du générateur micro-ondes Kuhne.

La transmission de la puissance micro-onde se fait avec un câble micro-onde coaxial d'impédance  $50 \Omega$ . Celui-ci doit avoir de bonnes propriétés de transmission

## CHAPITRE 4. CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU PROPULSEUR ECR

(faibles pertes en  $dB/m$ ). La ligne de transmission micro-onde utilisée est présentée sur la figure (4.1.4). Un circulateur connecté à une charge de  $50\ \Omega$  est utilisé pour absorber la puissance micro-onde réfléchie, un coupleur bi-directionnel avec deux diodes permet de mesurer les puissances micro-onde incidente et réfléchie, un DC block est placé devant le propulseur pour le laisser à son potentiel flottant et un Bias-T permet de mesurer les tensions flottantes du cylindre extérieur et du cylindre intérieur. Le coupleur bi-directionnel est placé au plus proche du propulseur pour mesurer au mieux la puissance réellement absorbée par la source plasma.

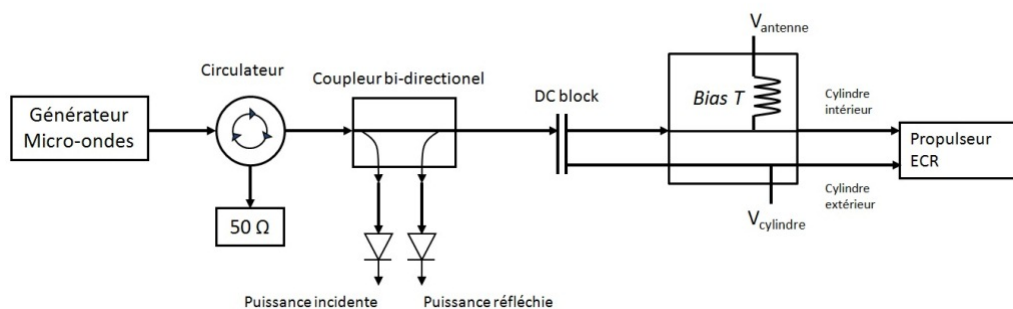


FIGURE 4.1.4 – Schéma des éléments de la ligne de transmission de la puissance micro-onde.

### Schéma du propulseur ECR

Le schéma du propulseur ECR est présenté sur la figure (4.1.5). Les paramètres géométriques de la source sont définis par le rayon  $R_1$  du cylindre intérieur de longueur  $L_a$  et le rayon  $R_2$  du cylindre extérieur de longueur  $L_S$ . Le cylindre extérieur du propulseur est en aluminium et le cylindre intérieur est en acier inoxydable. L'injection de gaz et le fond du propulseur sont identiques au design initial. La position de la source dans le champ magnétique généré par la bobine détermine le gradient de champ magnétique que voit la source. La cavité doit être positionnée de telle sorte que la bobine soit capable de fournir une zone ECR à l'intérieur. Le fond de la source est situé entre le milieu de la bobine et son extrémité pour avoir un champ magnétique purement divergent.

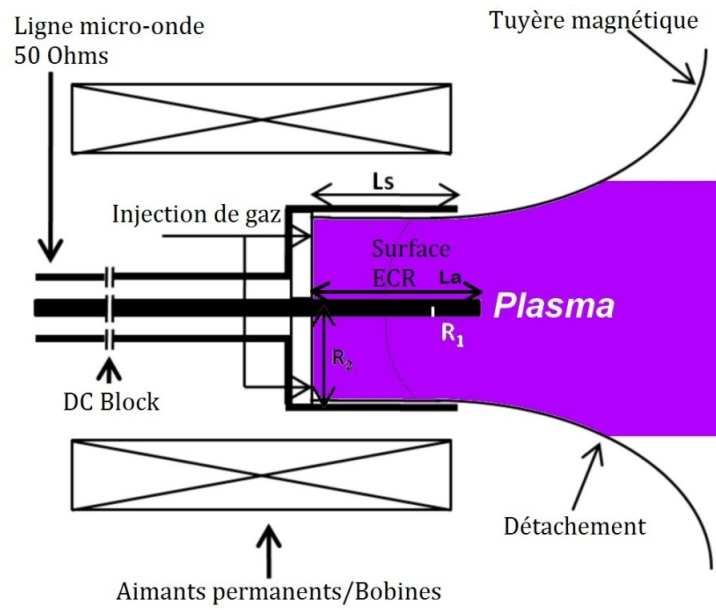


FIGURE 4.1.5 – Schéma de principe du Propulseur ECR

## 4.2 Moyen d'essais et diagnostics

Les moyens d'essais, les conditions de vide nécessaires pour le bon fonctionnement du propulseur et des diagnostics, la mise en place du propulseur ECR dans les enceintes à vide et les sondes électrostatiques sont présentés dans cette section.

### 4.2.1 Enceinte à vide pour la caractérisation du propulseur ECR

Les enceintes à vide spatial utilisées pour la caractérisation du propulseur ECR sont à Palaiseau dans les laboratoires de l'unité FPA (Foudre et Plasmas Applications) du département DMPH (Département de Mesures PHysiques) à l'ONERA. Les deux enceintes principales dédiées à la propulsion électrique sont le B09 et le B61. Le propulseur ECR a été caractérisé successivement dans ces deux enceintes. L'enjeu d'une enceinte à vide spatial est d'arriver à maintenir un vide suffisamment représentatif de l'espace tout en injectant la masse d'appui dans le propulseur, pour ne pas altérer le fonctionnement du propulseur et des diagnostics.

#### B09

L'enceinte à vide B09 présentée sur la figure (4.2.1) est une installation récente (2009) qui fait 2 m de long et 0.8 m de diamètre. L'installation est équipée d'une pompe primaire et de trois pompes turbomoléculaires Pfeiffer Hipace 2300 qui permettent d'atteindre un vide limite de  $10^{-7}$  mbar. Les sondes de pression sont des MKS 999 Quattro. La vitesse de pompage de l'installation est de 3000 l/s pour l'argon et de 2000 l/s pour le xénon. Pour atteindre le vide nécessaire à la caractérisation du propulseur il faut compter environ 4 h. La réouverture de l'enceinte se fait en une trentaine de minutes, ce qui est le temps de ralentissement des pompes turbomoléculaires.

#### B61

L'enceinte à vide B61 présenté sur la figure (4.2.2) est une installation plus ancienne (1961) qui comporte un sas propulseur de 1 m de long et 0.6 m de diamètre et une grande chambre de 4 m de long et 1 m de diamètre. L'installation a été modernisée en 1999. Le sas propulseur et la grande chambre peuvent être isolés par une vanne guillotine. L'installation est équipée d'une pompe primaire, d'une pompe turbomoléculaire Pfeiffer TPU de vitesse de pompage 2200 l/s et d'une pompe cryogénique (CTI-cryogenics Helix technologies) qui atteint une température nominale de 35 K. Le vide limite atteint dans l'enceinte est de l'ordre de



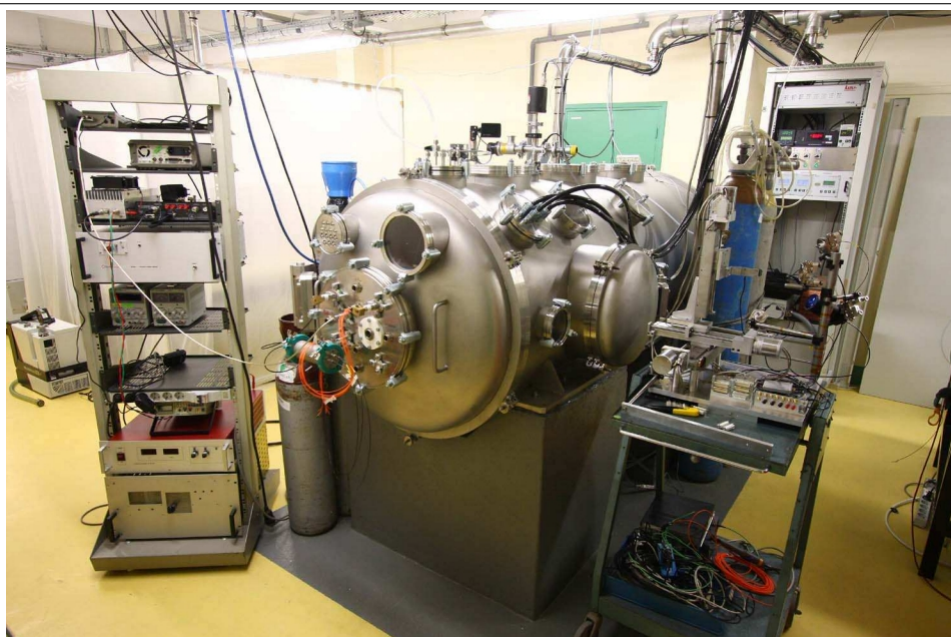


FIGURE 4.2.1 – Enceinte à vide B09.

$10^{-7}$  mbar.

Différents types de sondes de pression sont utilisés (Baratron, Quattro, Pfeiffer). La vitesse de pompage de l'installation est de  $1700$  l/s pour l'argon et de  $8000$  l/s pour le xénon. La température de la pompe cryogénique limite la vitesse de pompage de l'argon. Pour un débit de gaz compris entre  $0.1$  mg/s et  $0.5$  mg/s, la pression effective théorique dans le caisson est comprise entre  $3.3 \times 10^{-5}$  et  $1.7 \times 10^{-4}$  mbar et  $2.1 \times 10^{-6}$  et  $1.1 \times 10^{-5}$  mbar pour l'argon et le xénon respectivement. La pression effective obtenue avec de l'argon dans l'enceinte B61 ne permet pas d'avoir des conditions expérimentales satisfaisantes (ingestion de gaz, échange de charge).

Pour atteindre le vide nécessaire à la caractérisation du propulseur, il faut compter  $4 - 5$  h de descente en vide avec la pompe turbomoléculaire. A partir de  $10^{-5}$  mbar la pompe cryogénique peut être allumée. Il faut compter  $8$  h pour que la surface de la pompe cryogénique atteigne la température de  $35$  K nécessaire au pompage du xénon. Pour la remise à l'air de la grande chambre (où se situe la pompe cryogénique), il faut attendre que la température de la surface soit à température ambiante pour ne pas condenser la vapeur d'eau présente dans l'air. Le temps de descente en vide et de remise à l'air sont les plus grosses contraintes d'utilisation des enceintes à vides. Les nombreuses traversées utilisées pour alimen-

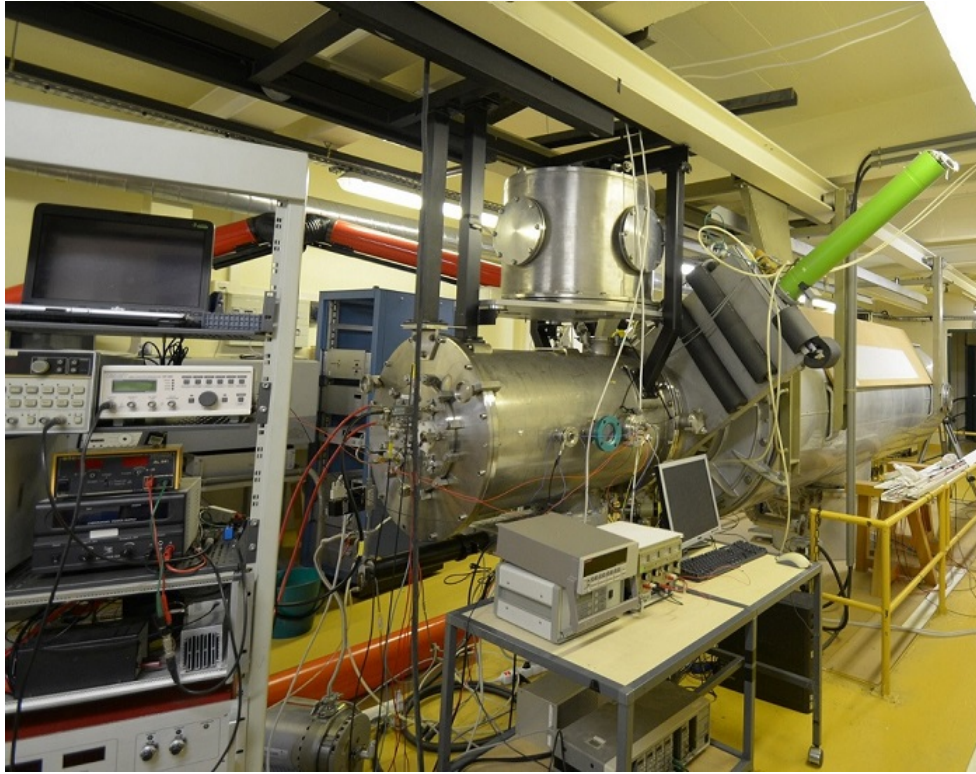


FIGURE 4.2.2 – Enceinte à vide B61.

ter et instrumenter le propulseur sont des sources de fuites et doivent être vérifiées dans le cas d'un mauvais vide.

### Vitesse de pompage

Le vitesse de pompage d'une enceinte à vide pour la caractérisation d'un propulseur spatial est un paramètre clé. L'installation doit maintenir un vide bas  $\approx 10^{-5}$  mbar en pompant la masse d'appui qui est injectée dans le propulseur pour son fonctionnement. Pour un débit donné de gaz  $\dot{m}_g$  en mg/s et une pression  $P_{caisson}$  en mbar, la vitesse de pompage en l/s est définie par :

$$V_{pompage} = \frac{V_{Molaire} \dot{m}_g}{P_{caisson} M_{molaire}} \quad (4.2.1)$$

En dessous de  $10^{-5}$  mbar de pression ambiante dans l'enceinte (avec le propulseur en fonctionnement), les collisions et les perturbations dues à la pression résiduelle dans le caisson ont un effet négligeable sur le comportement du propulseur. La vitesse de pompage nécessaire pour maintenir un vide de  $10^{-5}$  mbar pour

l'argon et le xénon en fonction du débit en  $mg/s$  est présentée sur la figure (4.2.3). Pour tester un propulseur qui utilise un débit plus important de gaz, l'installation doit avoir un système de pompage adapté.

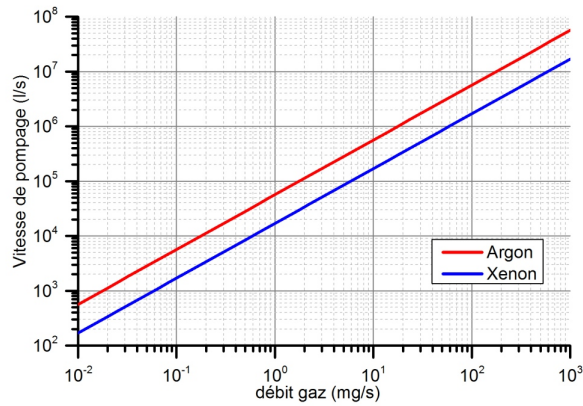


FIGURE 4.2.3 – Vitesse de pompage nécessaire pour maintenir un vide de  $10^{-5}$  mbar pour l'argon et le xénon.

Le tableau (4.2) donne les valeurs de pression effective dans les enceintes à vide B09 et B61 pour les différents débit d'argon et de xénon utilisés.

Débit( $mg/s$ )	Pression ( $mbar$ )			
	B09		B61	
	Argon	Xénon	Argon	Xénon
0.05	$9.4 \times 10^{-6}$	$4.2 \times 10^{-6}$	$1.7 \times 10^{-5}$	$1.1 \times 10^{-6}$
0.1	$1.9 \times 10^{-5}$	$8.5 \times 10^{-6}$	$3.3 \times 10^{-5}$	$2.1 \times 10^{-6}$
0.2	$3.8 \times 10^{-5}$	$1.7 \times 10^{-5}$	$6.6 \times 10^{-5}$	$4.2 \times 10^{-6}$
0.3	$5.6 \times 10^{-5}$	$2.5 \times 10^{-5}$	$1 \times 10^{-4}$	$6.4 \times 10^{-6}$
0.4	$7.5 \times 10^{-5}$	$3.4 \times 10^{-5}$	$1.3 \times 10^{-4}$	$8.5 \times 10^{-6}$

TABLEAU 4.2 – Pression effective théorique dans le B09 et le B61 pour l'argon et le xénon pour différents débit de gaz utilisés.

### Pression dans la source plasma

La pression dans la source du propulseur peut être estimée avec le modèle d'injection/ingestion de gaz décrit dans le livre [4]. La figure (4.2.4) montre l'évolution de la pression dans le propulseur en fonction du débit de xénon dans le B61 (vitesse de pompage  $8000$  l/s) pour deux diamètres de sources différents. La pression dans

## CHAPITRE 4. CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU PROPULSEUR ECR

la source due à l'ingestion de gaz représente moins de 1% de la pression totale. A partir d'une pression trop élevée dans la source l'efficacité de divergence du faisceau d'ion peut être nettement diminuée à cause de phénomène collisionnel.

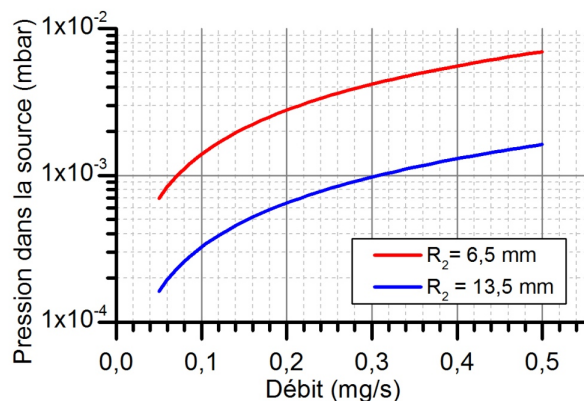


FIGURE 4.2.4 – Évolution de la pression de xénon dans la source plasma en fonction du débit dans le B61 (8000 l/s) pour 2 diamètres de propulseur.

### Échange de charge

Un des phénomènes extrêmement perturbateurs, dû à une pression trop élevée dans l'enceinte à vide, est l'échange de charge entre un ion et un neutre : on parle également de transfert de charge. Lorsque qu'un ion rapide rencontre un atome neutre lent, il est possible que l'ion arrache un électron de l'atome neutre et redevienne un atome neutre tout en gardant sa vitesse, tandis que l'atome neutre devient un ion lent.



Ce phénomène est conservatif sur le courant total mais peut fortement perturber les mesures de distribution de vitesse des ions et de distribution spatiale du courant (éclatement du faisceau d'ions). Pour calculer le libre parcours moyen de transfert de charge pour le xénon, on utilise la section efficace de collision :

$$\sigma_{cx} = A - B \cdot \log(E_i) \quad (4.2.3)$$

avec  $A = 87.3 \times 10^{-20}$  et  $B = 13.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2$  pour une énergie d'ion  $E_i$  compris entre 1 et 300 eV dans le cas du xénon [86].

En utilisant l'équation (2.1.12), le libre parcours moyen pour le transfert de charge entre un ion de xénon et un atome de neutre est tracé en fonction de l'énergie de l'ion pour trois pressions de caissons différentes sur la figure (4.2.5). Le libre parcours moyen d'échange de charge est inférieur au mètre pour une pression de  $10^{-4} \text{ mbar}$ , fait plusieurs mètres pour une pression de  $10^{-5} \text{ mbar}$  et plusieurs dizaines de mètres à  $10^{-6} \text{ mbar}$ . La probabilité d'avoir une collision d'échange de charge à 1 m est d'environ 50 % à  $10^{-4} \text{ mbar}$  et inférieur à 1% pour  $10^{-5}$  et  $10^{-6} \text{ mbar}$ .

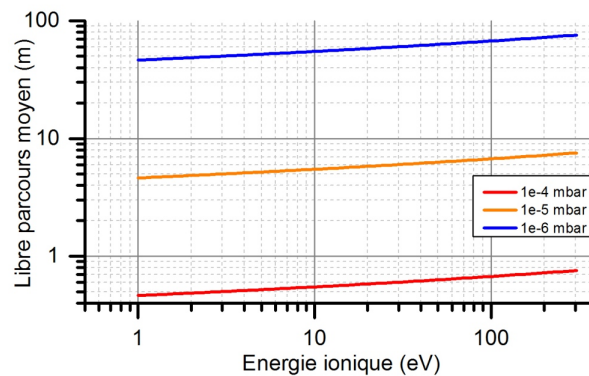


FIGURE 4.2.5 – Libre parcours moyen d'échange de charge du xénon pour différentes pressions.

## 4.2.2 Mise en place du propulseur ECR

Les différents systèmes nécessaires au fonctionnement du propulseur et à sa caractérisation sont la transmission de puissance micro-onde, l'alimentation en courant et en eau de la bobine, l'alimentation en gaz du propulseur et les instruments de mesure (sondes). Le dispositif du propulseur ECR est le même pour toutes les séries d'expérience réalisées.

L'alimentation en gaz du propulseur est réalisée avec un régulateur de débit massique. Le contrôleur de débit est un Bronkhorst El-Flow pour l'argon et un Brooks 5850E pour le xénon. Pour assurer la qualité du gaz injecté dans le propulseur, une pompe sèche est utilisée pour vider la ligne de gaz avant son remplissage par le gaz propulsif.

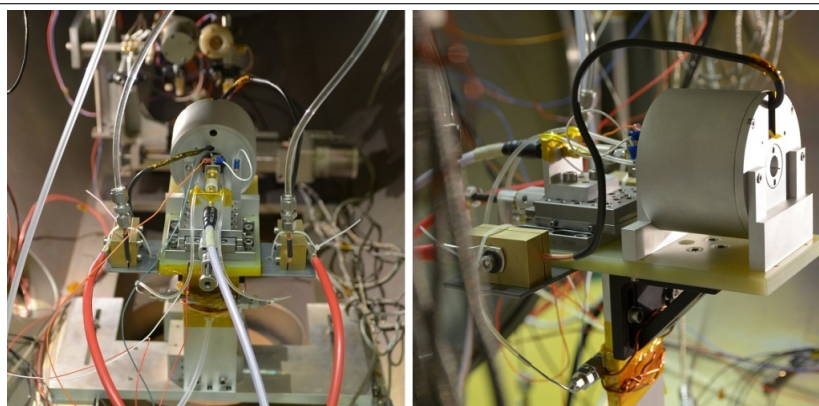


FIGURE 4.2.6 – Propulseur ECR dans le B09

Dans l'enceinte B09, le propulseur est positionné de manière concentrique avec le caisson. Le propulseur est monté sur une platine de rotation pour effectuer les mesures angulaires. Le propulseur est fixé sur une plaque en fibre de verre pour assurer son isolation électrique (figure (4.2.6)). Les sondes électrostatiques sont disposées face au propulseur et sont réglables en position avec trois platines de translation pour positionner la sonde de mesure désirée dans l'axe du propulseur à la distance choisie.

Dans le B61 le propulseur est concentrique avec le caisson principal (figure (4.2.7)). Contrairement au montage du B09, le propulseur est fixe et les sondes sont montées sur une platine de rotation Axmo (ici sonde Faraday) pour réaliser les mesures angulaires. De cette manière l'interaction du propulseur avec les parois de l'enceinte ne perturbe pas la mesure au cours d'un profil angulaire.

### Mesure de puissance micro-onde

La puissance micro-onde est mesurée avec un coupleur bi-directionnel ATM présenté sur la figure (4.2.8). Avec ce dispositif, il est possible de connaître à un endroit donné sur la ligne micro-onde la puissance incidente  $P_{inc}$  et la puissance réfléchie  $P_{ref}$ . La différence de ces deux puissances donne la puissance transmise  $P_d = P_{inc} - P_{ref}$  par le montage micro-onde en aval ainsi que l'efficacité de couplage de la source avec la ligne de transmission,  $C_{MW} = 1 - P_{ref}/P_{inc}$ . Les puissances incidente et réfléchie sont mesurées à l'aide de diodes de détection et le signal électrique est envoyé vers une carte d'acquisition. Les diodes de détection sont calibrées à l'aide d'un analyseur de réseau Rhode & Schwarz pour différents niveaux de puissance à  $f_{em} = 2.45 GHz$ .

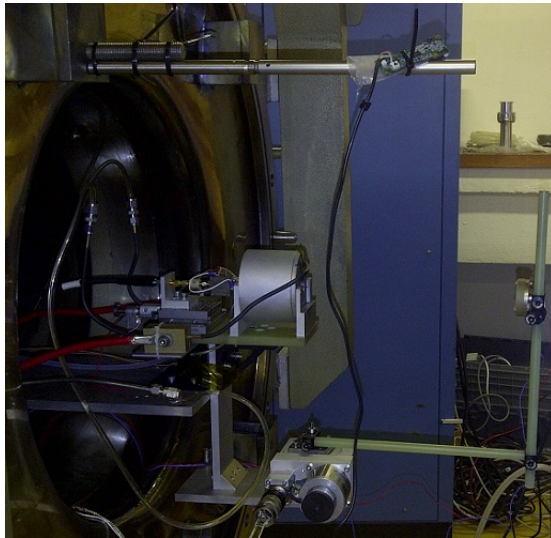


FIGURE 4.2.7 – Propulseur ECR dans le B61



FIGURE 4.2.8 – Coupleur ATM avec atténuateur et diode de détection

### 4.2.3 Sondes électrostatiques

Les sondes utilisées pour la caractérisation du propulseur ECR sont dites "électrostatiques". C'est le caractère électrique d'un jet de plasma (ions et électrons) qui nécessite d'utiliser des sondes de ce type. Les sondes utilisées permettent de connaître la densité de courant ionique (sonde Faraday), la vitesse des ions (Analy-

seur d'ions Hiden) et la température électronique (sonde de Langmuir). Les sondes sont placées directement dans l'enceinte autour du propulseur et sont en contact avec le plasma. De ce fait une gaine se forme autour de la sonde. La théorie des sondes électrostatiques est décrite dans le livre [87] et découle principalement de la théorie décrite par Irving Langmuir [88] avec la caractéristique I-V (courant-tension) des surfaces métalliques dans un plasma. Ces sondes peuvent être intrusives. Elles doivent être placées à une distance suffisamment grande pour ne pas altérer le fonctionnement du propulseur.

### Caractéristique I-V d'une sonde de Langmuir

La caractéristique I-V d'une sonde électrostatique est la réponse en courant  $I$  que la sonde collecte en fonction de sa tension de polarisation  $V$  lorsqu'elle est dans le plasma. En polarisant la sonde avec une tension négative, la sonde a tendance à repousser les électrons et à collecter les ions et inversement en polarisant la sonde positivement. Certaines propriétés du plasma peuvent être déduites de la caractéristique I-V (figure (4.2.9)). Lorsque la tension est suffisamment négative pour repousser tous les électrons (zone C de la figure), la sonde collecte uniquement des ions, on parle de saturation ionique  $J_{sat+} = A_p q n_{eg} u_B$  où  $A_p$  est la surface de collection de la sonde,  $n_{eg}$  la densité ionique à l'entrée de la gaine autour de la sonde et  $u_B$  la vitesse de Bohm. De même lorsque la sonde est suffisamment polarisée positivement (zone A de la figure), la sonde collecte uniquement des électrons, on parle de saturation électronique. Dans la partie intermédiaire (zone B de la figure), lorsque le courant collecté est nul, il y a en réalité autant d'ions que d'électrons collectés par la sonde ; c'est le potentiel flottant  $V_f$  à l'endroit de mesure. Dans cette région, la caractéristique I-V subit une inflexion. Cette inflexion est due à la valeur maximale de la fonction de distribution en énergie des électrons. Ce point d'inflexion correspond au potentiel plasma  $V_p$  de la source. Il est calculé avec le maximum de la dérivée première ou le point d'annulation de la dérivée seconde de la caractéristique. Le potentiel plasma  $V_p$  est une valeur représentative de l'état d'excitation du plasma dans la source pour maintenir la décharge et donne une bonne image du potentiel d'accélération des ions dans le champ ambipolaire de la tuyère.

### Sonde de Langmuir et interprétation de la mesure

La sonde de Langmuir est utilisée pour mesurer la température électronique  $T_e$  du plasma en un point de l'espace. Elle est présentée sur la figure (4.2.10)(a). Elle consiste en deux fils de tungstène de 0.15 mm de diamètre (figure (4.2.10)(b)), placés chacun dans un tube de céramique pour être placés à 8 cm de la sortie du propulseur. La sonde est similaire à celle de la référence [89]. L'un des fils sert de



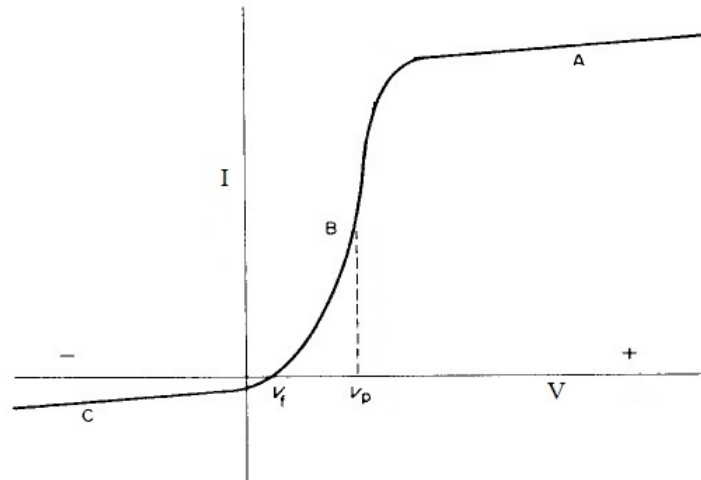


FIGURE 4.2.9 – Exemple de caractéristique I-V [87].

référence des oscillations du potentiel plasma, l'autre fil est polarisé pour mesurer les propriétés du plasma. Les deux fils dépassent de 6 mm des tubes de céramique pour être en contact avec le plasma. Le système de contrôle et d'acquisition de la sonde de Langmuir est un boîtier électronique VGPS commercialisé par la société Plasma Sensors, prêté par le Laboratoire de Physique des Plasmas (École Polytechnique).

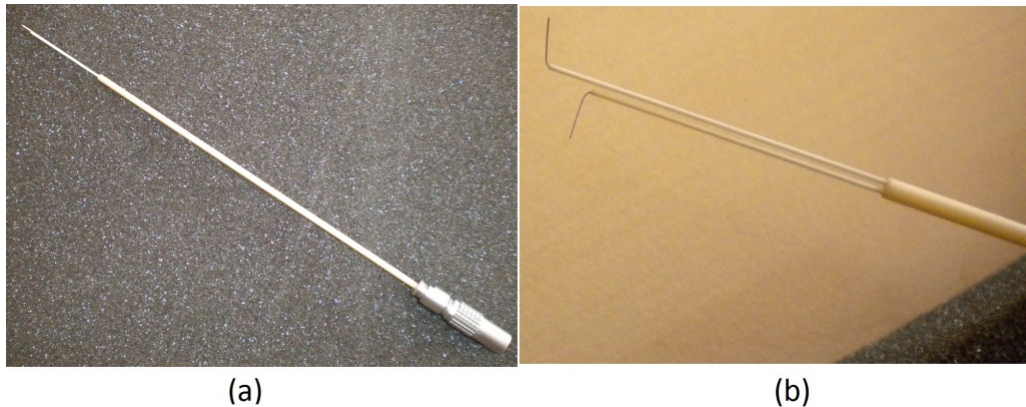


FIGURE 4.2.10 – Sonde de Langmuir.

Les deux fils de tungstène sont disposés perpendiculairement aux lignes de champ magnétique dans le jet de plasma (figure (4.2.10)(b)). Au point de mesure ( $\approx 8$  cm du propulseur) et à la température électronique estimée, le rayon de Larmor des électrons est très supérieur au rayon des électrodes de la sonde de Langmuir ( $0.4 < r_L < 2.8$  mm pour 100 G), ce qui permet d'utiliser la méthode

générale de Druyvesten pour l'interprétation de la mesure sans correction [90]. La température électronique est déterminée en mesurant le moment de la Fonction de Probabilité d'Énergie des Electrons  $f_p$  (FPEE), à partir de la caractéristique I-V de la sonde Langmuir :

$$f_p(V) = \frac{2\sqrt{2m_e}}{q^{3/2}A_p} \frac{d^2I}{dV^2} \quad (4.2.4)$$

A partir de cette mesure la densité  $n_e$  en  $cm^{-3}$  des électrons et la température  $T_e$  en  $eV$  sont déduites, équations (4.2.5) et (4.2.6).

$$n_e = \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} f_p(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.2.5)$$

$$T_e = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty \varepsilon^{3/2} f_p(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.2.6)$$

### Sonde de Faraday à grille

La sonde de Faraday est présentée sur la figure (4.2.11). Elle permet de mesurer la densité de courant ionique  $J_i$ . La sonde a une grille devant le collecteur qui sert d'écran électrostatique. La transparence de la grille est de 50 %. La surface de collection  $A_p$  de la sonde est de diamètre 6 mm. La sonde est positionnée à une distance  $D = 30\text{ cm}$  (@30 cm) du propulseur. Le courant  $I_p$  collecté au niveau du collecteur par la sonde est mesuré avec un Picoampèremètre Keithley.

Initialement plusieurs sondes de Faraday (plane, à anneau de garde) ont été testées. Lorsque la tension de saturation ionique était atteinte, la surface de collection effective augmentait à cause de la forte tension appliquée, ce qui ne permettait pas d'obtenir une saturation propre. Pour atteindre la saturation dans le jet de plasma du propulseur ECR, il est nécessaire de polariser le collecteur à une tension d'environ  $-200\text{ V}$  à cause des électrons très énergétiques. Avec une grille laissée à son potentiel flottant, le potentiel du collecteur est écranté et perturbe moins l'espace environnant.

Le schéma du montage électrique d'utilisation de la sonde de Faraday à grille est présenté sur la figure (4.2.12). Le picoampèremètre est alimenté par un transformateur d'isolement (cadre noir). De cette manière il est capable de flotter à la

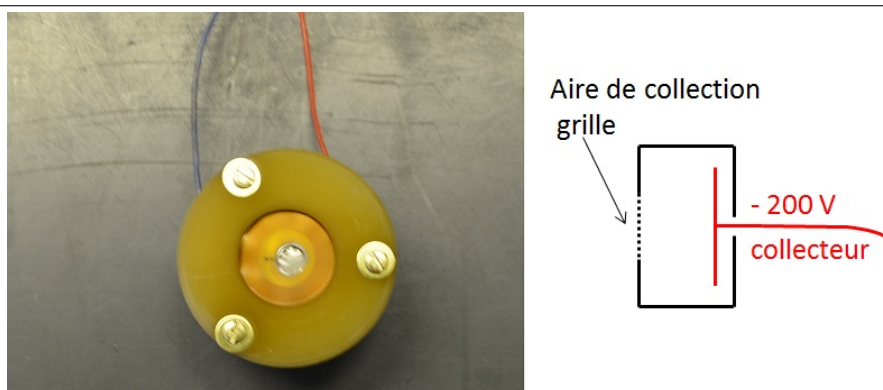


FIGURE 4.2.11 – Sonde de Faraday à grille.

tension de polarisation de la sonde fournie par un générateur de tension (Applied Kilovolt). Le signal électrique fourni par le picoampèremètre (image du courant) est envoyé à la carte d'acquisition d'un ordinateur au travers un amplificateur opérationnel d'isolement.

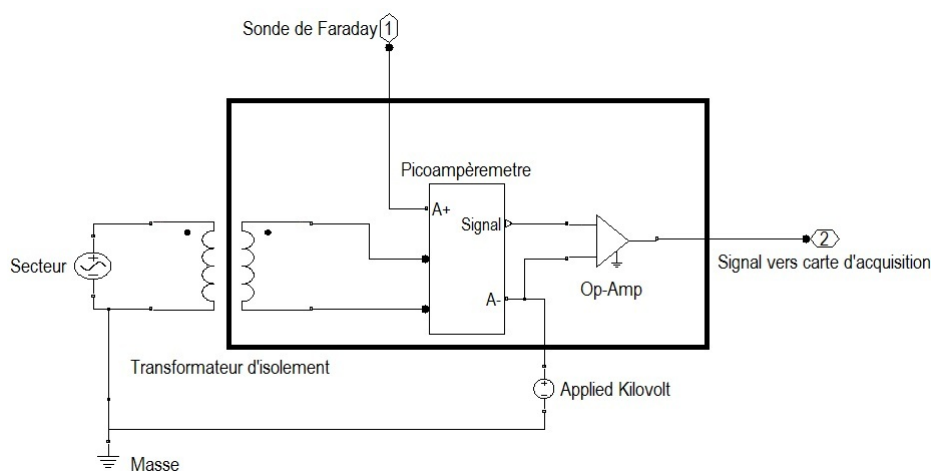


FIGURE 4.2.12 – Schéma du montage électrique pour l'acquisition du signal de la sonde de Faraday.

La densité de courant est déterminée en prenant en compte la transparence de la grille et la surface de la sonde :

$$J_i(\theta) = \frac{2I_p(\theta)}{A_p} \quad (4.2.7)$$

## CHAPITRE 4. CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU PROPULSEUR ECR

La Faraday à grille a été comparée avec d'autres sondes du LPP pour de l'argon. La figure (4.2.13)(a) compare les densités de plasma et la figure (4.2.13)(b) le potentiel plasma pour chaque sonde. Les valeurs obtenues avec ces sondes en densité et en potentiel plasma sont comparables. Dans le cas de la sonde de Faraday du LPP, il y a une différence de 25% sur les résultats de densité, cela est expliqué par l'incertitude des dimensions de sa surface de collection.

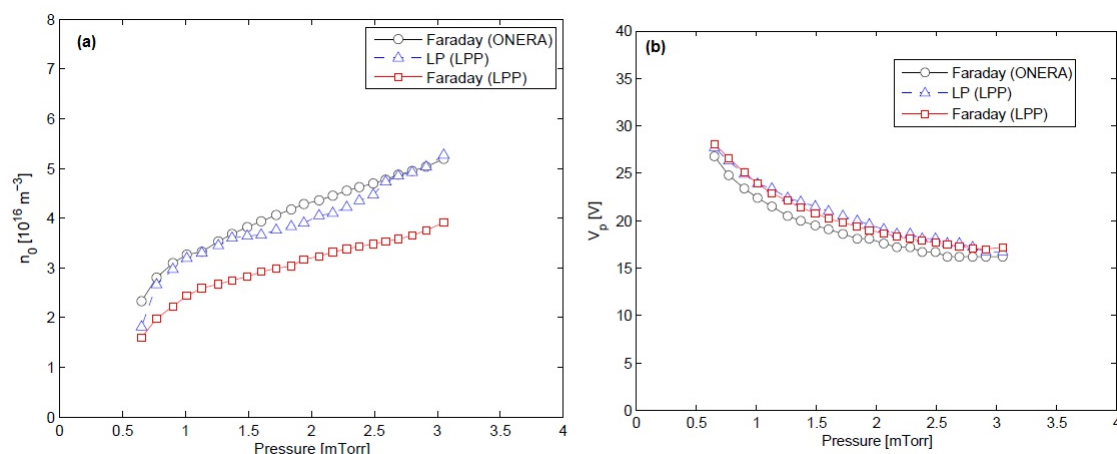


FIGURE 4.2.13 – Comparaison des sondes électrostatiques.

Les mesures angulaires de courant permettent de connaître la répartition angulaire du courant dans la plume. En faisant l'hypothèse d'axisymétrie du propulseur, le courant d'ion total  $I_i$  éjecté par le propulseur peut être déterminé. Les rendements d'utilisation massique du propulseur  $\eta_m$  et de divergence du faisceau d'ion  $\eta_D$  peuvent être déterminés grâce à cette mesure.

$$I_i = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} J_i(\theta) \pi D^2 \sin(\theta) d\theta \quad (4.2.8)$$

### Analyseur d'ions Hiden

L'analyseur d'ions Hiden PSM permet de mesurer la Fonction de Distribution en Energie des Ions (FDEI). La connaissance de cette fonction de distribution permet de déterminer la vitesse des ions éjectés par le propulseur. L'analyseur d'ions Hiden PSM est un instrument commercial. Il est présenté sur la figure (4.2.14). Il est constitué d'un filtre en énergie (Bessel Box) et d'un quadrupôle magnétique. Cet instrument est fixé sur la paroi du caisson et réalise des mesures en champ

lointain dans la plume du propulseur (1.5 m dans le B09 et 4 m dans le B61). Il existe deux modes principaux d'utilisation de l'instrument :

- Analyseur d'énergie ; le  $M/Z$  de l'espèce à caractériser est fixé (par exemple  $M/Z = 131$  pour le xénon), où  $M$  est la masse atomique de l'espèce et  $Z$  sa charge, et sa FDEI peut être mesurée jusqu'à 1000 eV.

- Spectromètre de masse ; l'énergie des ions est fixée et il mesure le spectre de masse  $M/Z$  des ions dans le plasma à cette énergie.

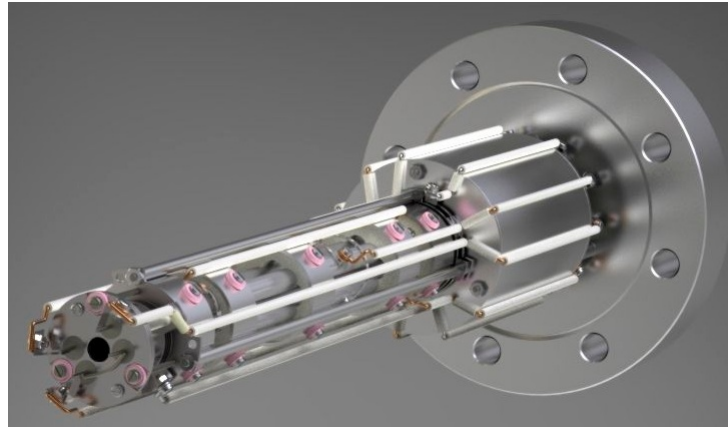


FIGURE 4.2.14 – Analyseur d'ion Hiden

A partir des mesures de FDEI dans le jet du plasma, l'énergie cinétique la plus probable des ions est déterminée. Cette énergie correspond au maximum de la FDEI. De cette valeur la vitesse des ions la plus probable  $v_i$  est déduite. Le rendement énergétique du propulseur  $\eta_e$  et l' $I_{sp}$  des ions sont déterminés. En intégrant la densité de courant angulaire  $J_i(\theta)$  et la vitesse  $v_i(\theta)$ , la force de poussée fournie par le propulseur est déterminée avec l'équation (4.2.9) en utilisant l'hypothèse d'axisymétrie de la plume, et le rendement total du propulseur  $\eta_T$  peut ainsi être estimé par l'équation (1.2.8).

$$F_p = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} J_i(\theta) \frac{M_i}{q} v_i(\theta) \pi D^2 \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta \quad (4.2.9)$$

Dans la pratique il a été montré que la vitesse des ions  $v_i$  ne dépend pas de l'angle pour le propulseur ECR [75]. La vitesse est mesurée uniquement dans l'axe du propulseur. La poussée estimée du propulseur néglige la force fournie par le gaz neutre (vitesse faible) et par les électrons (masse faible). L'expansion du plasma

#### *CHAPITRE 4. CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU PROPULSEUR ECR*

---

est supposée sans collisions d'échange de charge dans l'enceinte à vide et le plasma se détache des lignes de champ magnétique avant d'arriver au niveau des sondes de mesures.

## 4.3 Résultats expérimentaux

Les résultats présentés dans cette section sont obtenus à partir des mesures réalisées dans les enceintes à vide avec les sondes électrostatiques présentées dans la section précédente. Toutes les sondes ne peuvent pas être utilisées simultanément de par leur aspect intrusif dans le plasma et le matériel nécessaire pour leur mise en œuvre. Les effets relatifs de la fréquence micro-onde, du champ magnétique, de la puissance micro-onde, du débit de gaz et de la géométrie de la source sont présentés et analysés dans cette section. Les résultats obtenus ont permis de définir des configurations où le propulseur a un rendement d'efficacité totale supérieur à la configuration initiale du propulseur. Les résultats expérimentaux les plus importants trouvés avec le propulseur ECR version bobine ont fait l'objet de communications dans deux conférences internationales [91][92] et de deux publications dans des revues spécialisées [93][94]. Trois configurations différentes du propulseur ECR version bobine ont été étudiées.

### 4.3.1 Géométrie et position de la source

Les paramètres géométriques invariants pour les trois configurations du propulseur sont la longueur de la source  $L_s = 15 \text{ mm}$ , la longueur du cylindre intérieur  $L_a = 19 \text{ mm}$  et le diamètre du cylindre intérieur  $2R_1 = D_1 = 1.85 \text{ mm}$ . Les trois configurations présentées sur la figure (4.3.1) sont différenciées par le diamètre du cylindre extérieur  $D_2$  et la position de la source dans le champ magnétique de la bobine  $z_0$ . Les configurations 1 et 2 correspondent à un diamètre de source  $2R_2 = D_2 = 13 \text{ mm}$  et la configuration 3 à un diamètre de source  $D_2 = 27 \text{ mm}$ . Pour les configurations 1 et 3, le plan de sortie de la source plasma coïncide avec l'extrémité de la bobine ; pour la configuration 2, le fond de la source coïncide avec le milieu de la bobine ( $z_0$  est défini comme la position du fond de la source dans la bobine,  $z_0 = 0$  correspond au centre de la bobine).

Le profil du champ magnétique dans la source plasma pour les trois configurations est présenté sur la figure (4.3.2) pour différentes valeurs du courant  $I_0$  circulant dans la bobine. Pour les configurations 1 et 3, une zone ECR à  $875 \text{ G}$  apparaît dans la source plasma à partir de  $I_0 = 130 \text{ A}$  et pour la configuration 2 entre  $I_0 = 105 \text{ A}$  et  $120 \text{ A}$ . Le gradient de champ magnétique est plus faible pour la configuration 2 que pour les configurations 1 et 3, il est quasi nul pour la configuration 2 au fond du propulseur à  $z_0 = 0$ .

Un exemple du propulseur en fonctionnement dans la configuration 3 est présenté sur la figure (4.3.3).

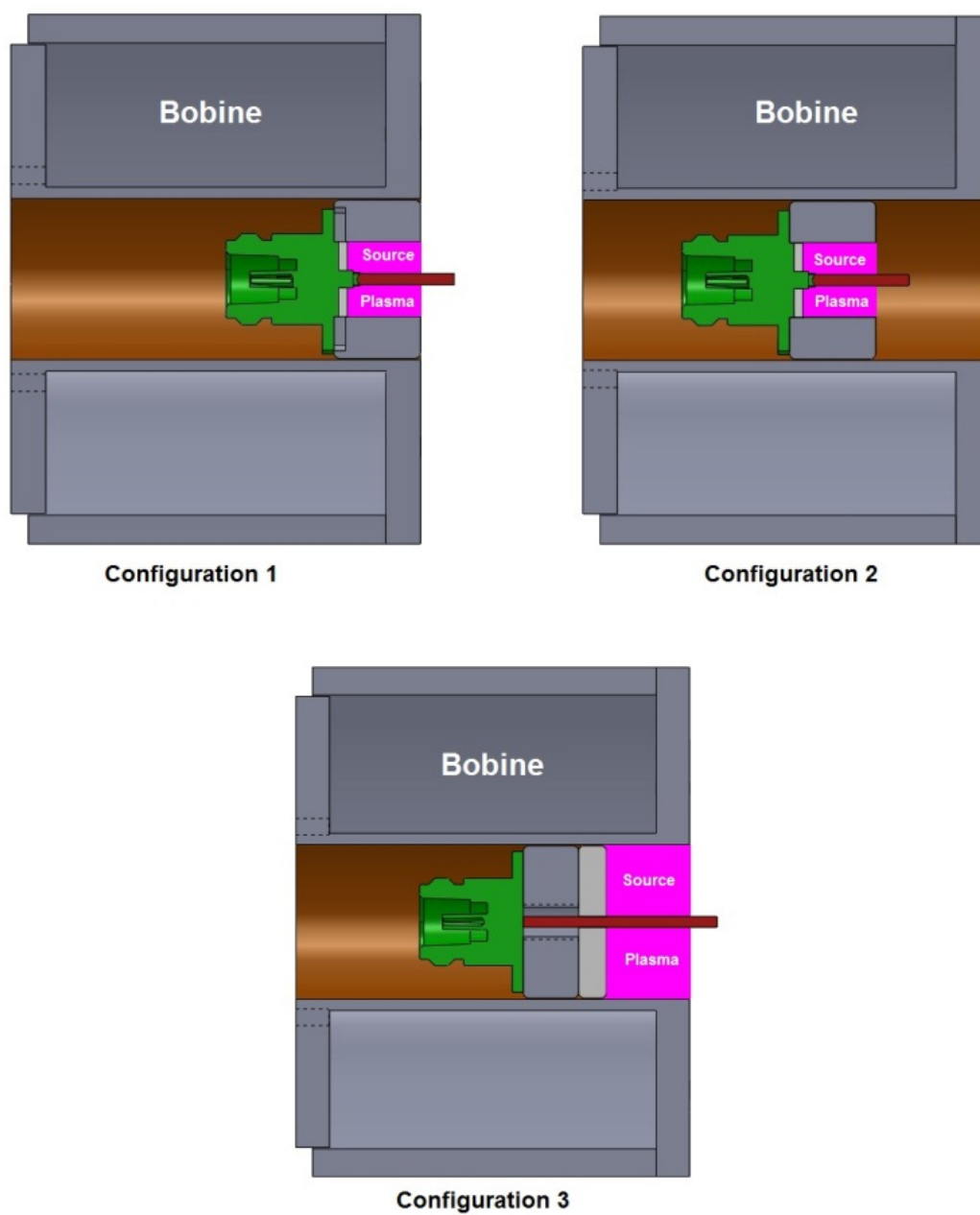


FIGURE 4.3.1 – Configurations du propulseur ECR caractérisées :

- Configuration 1  $D_2 = 13 \text{ mm}$  et  $z_0 = 20 \text{ mm}$
- Configuration 2  $D_2 = 13 \text{ mm}$  et  $z_0 = 0 \text{ mm}$
- Configuration 3  $D_2 = 27 \text{ mm}$  et  $z_0 = 20 \text{ mm}$



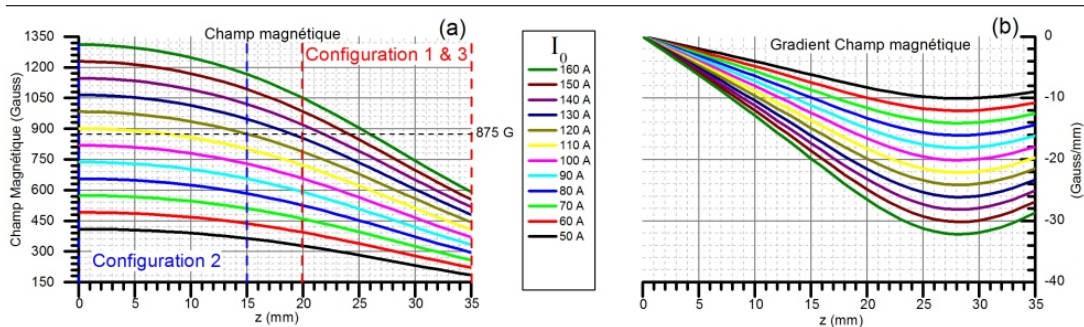


FIGURE 4.3.2 – Profil de champ magnétique sur l'axe de la source plasma ( $r = 0$ ) pour les trois configurations pour un courant  $I_0$  entre 50 et 160 A, (a) champ magnétique, (b) gradient de champ magnétique.

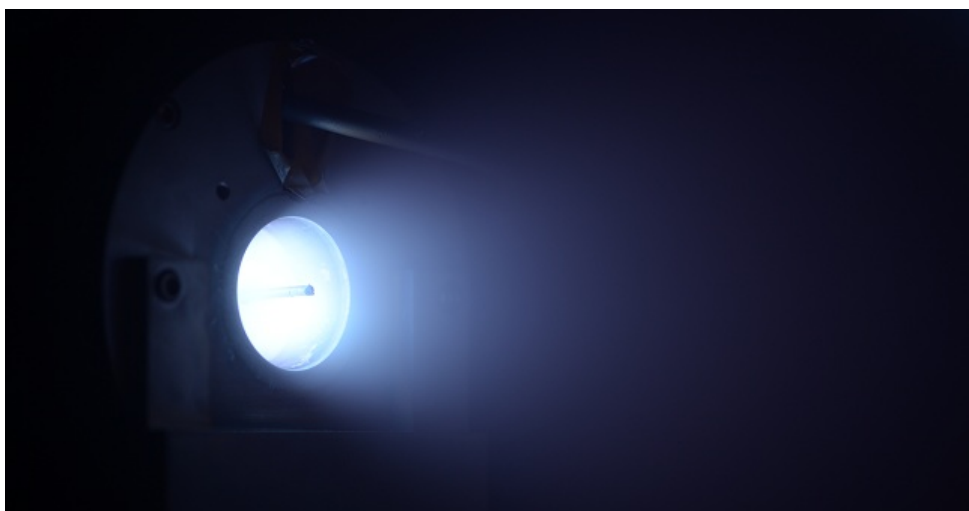


FIGURE 4.3.3 – Propulseur ECR configuration 3 en fonctionnement dans le B61 avec du xénon.

### 4.3.2 Effet de la fréquence micro-onde et du champ magnétique

D'après le principe de fonctionnement du propulseur décrit dans le chapitre 3, la fréquence micro-onde et le champ magnétique appliqué au propulseur doivent avoir un effet sur le comportement de celui-ci. La fréquence et le champ magnétique définissent la position et la taille de la zone ECR et ainsi le chauffage des électrons. La modification du champ magnétique permet également de changer le confinement du plasma dans la source et l'expansion de celui-ci dans la tuyère magnétique. Les résultats obtenus en fonction de ces deux paramètres sont présentés ici.

### Effet sur le courant de faisceau

Les premières expériences sur le propulseur ECR version bobine sont réalisées avec de l'argon dans le B09 avec la configuration 1.

La densité de courant à la saturation ionique est mesurée dans l'axe du propulseur avec la sonde de Faraday, en fonction de la fréquence micro-onde et pour plusieurs intensités de courant dans la bobine  $I_0$ . Les résultats présentés sur la figure (4.3.4) sont obtenus pour un débit de  $0.2 \text{ mg/s}$  d'argon et une puissance incidente de  $35 \text{ W}$ .

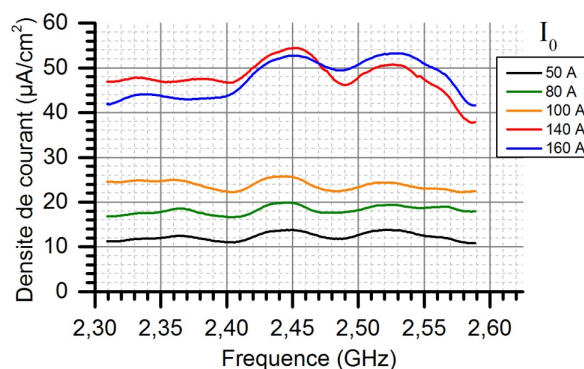


FIGURE 4.3.4 – Densité de courant ionique @30 cm dans l'axe du propulseur en fonction de la fréquence pour différentes conditions de champ magnétique avec  $0.2 \text{ mg/s}$  d'argon avec une puissance incidente de  $35 \text{ W}$  dans la configuration 1.

La densité de courant ionique augmente avec le champ magnétique quelque soit la fréquence. Entre les champs magnétiques correspondant à des courants  $I_0$  de  $50 \text{ A}$  et  $160 \text{ A}$ , la densité de courant a été multipliée par 3,5. Cet effet est dû à un meilleur confinement du plasma au sein de la source par le champ magnétique (réduction des pertes aux parois) et à la position de la zone ECR dans la source. Pour des valeurs trop faibles de champ magnétique, il n'y a pas de zone de résonance dans la source, mais il est cependant possible d'entretenir la décharge. La densité de courant dans l'axe du propulseur est alors plus faible à cause des pertes beaucoup plus importantes aux parois (moins bon confinement) et d'une ionisation moins efficace du gaz.

L'effet de la fréquence micro-onde sur la densité de courant ionique est beaucoup plus faible que celui obtenu avec le champ magnétique. Les variations en fonction de la fréquence sont principalement dues à la puissance  $P_d$  effectivement transmise à la source. Sur la figure (4.3.5) la puissance transmise au plasma varie de plusieurs dizaines de % entre  $f_{em} = 2.3$  et  $2.6 \text{ GHz}$ . Avant la source plasma,

la puissance micro-onde se propage le long de la ligne de transmission à travers différents composants. Chacun de ces éléments ont une fonction de transfert qui dépend de la fréquence. Ces variations de puissance sont corrélées avec les variations de densité de courant pour les valeurs de  $I_0 = 50, 80, 100$  A (absence de zone ECR). Alors que pour  $I_0 = 140, 160$  A (présence d'une zone ECR), à une puissance donnée, il peut y avoir un écart important de densité de courant pour deux fréquences différentes (valeurs entourées).

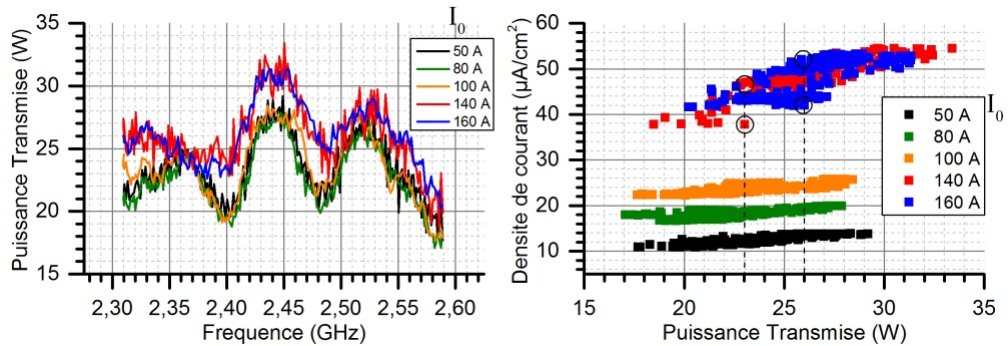


FIGURE 4.3.5 – Puissance transmise  $P_d$  en fonction de la fréquence et densité de courant ionique en fonction de la puissance transmise avec  $0.2$  mg/s d'argon dans la configuration 1.

Le gain en efficacité du propulseur grâce à la fréquence micro-onde est limité par la qualité de la transmission en puissance entre le générateur et la source plasma. Pour jouer sur les conditions ECR du propulseur il est préférable de travailler à fréquence fixe ( $f_{em} = 2.45$  GHz) et de faire varier uniquement le champ magnétique. Toutes les expériences décrites dans la suite ont été réalisées avec la fréquence de  $f_{em} = 2.45$  GHz.

L'effet du champ magnétique sur le courant des ions dans l'axe est étudiée pour les configurations 1 et 2. Les résultats présentés sur la figure (4.3.6)(a) sont obtenus pour une fréquence  $f_{em} = 2.45$  GHz, une puissance transmise constante de  $22$  W (la puissance incidente est ajustée) et pour un débit de  $0.1$  mg/s d'argon.

Dans la configuration 1, l'augmentation de la densité de courant suit l'augmentation de l'intensité du champ magnétique. Celle-ci passe de  $13$  à  $30.5$   $\mu A/cm^2$  entre  $I_0 = 90$  et  $160$  A. En augmentant le champ magnétique, la position de la zone de résonance se décale vers la sortie de la source et le confinement des électrons est amélioré. L'augmentation du champ magnétique améliore les performances tant que la résonance est présente dans la source coaxiale. A partir de  $I_0 = 130$  A la

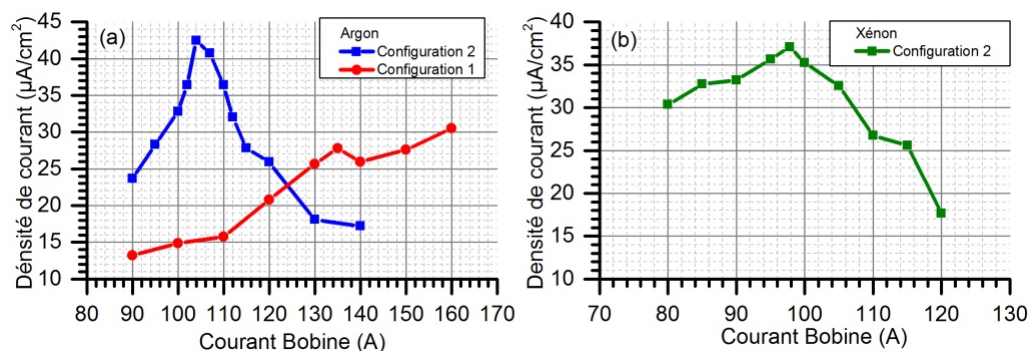


FIGURE 4.3.6 – Densité de courant ionique dans l’axe du propulseur @30 cm en fonction du champ magnétique avec 0.1 mg/s, (a) configuration 1 et 2 avec de l’argon  $P_d = 22 W$  et  $f_{em} = 2.45 GHz$ , (b) configuration 2 avec du xénon  $P_d = 20 W$  et  $f_{em} = 2.432 GHz$ .

zone ECR est présente dans la source. A partir de cette valeur, le courant dans l’axe mesuré est le maximum.

Dans la configuration 2, la densité de courant ne suit plus l’augmentation de l’intensité du champ magnétique mais présente un pic pour une valeur proche de 105 A à plus de  $42 \mu A/cm^2$ . Les variations autour de ce point de fonctionnement sont très importantes. Cette condition de champ magnétique correspond au positionnement de la zone ECR au fond de la source et près l’injection du gaz. La valeur maximum de la configuration 2 est 1.65 fois plus élevé que la valeur maximum de la configuration 1. Le même phénomène est obtenu sur la figure (4.3.6)(b) avec 0.1 mg/s de xénon pour  $P_d = 20 W$  de puissance transmise dans la configuration 2.

De ces résultats, on peut conclure que la densité de courant dans l’axe du propulseur est optimale lorsque la zone ECR est au plus proche du fond de la source et de l’injection de gaz et que le gradient du champ magnétique est le plus faible (zone ECR plus étendue).

Un exemple de distribution angulaire de densité de courant est présenté sur la figure (4.3.7)(a) pour différents champs magnétiques. Ces mesures sont réalisées pour une puissance transmise  $P_d = 35 W$  et un débit d’argon de 0.1 mg/s. Indépendamment du champ magnétique la densité de courant est maximum dans l’axe du propulseur. La densité de courant dans l’axe augmente bien avec le champ magnétique comme sur la figure (4.3.6)(a) et atteint une saturation à partir de  $I_0 = 140 A$ . Le courant total  $I_i$  extrait de la source dans la configuration 1 atteint 15.2, 21.1, 23.1, 24.4 et 24.2 mA soit  $\eta_m = 6.3, 8.7, 9.6, 10, 1$  et 10% d’utilisation massique pour respectivement  $I_0 = 80, 100, 120, 140$  et 160 A. La distribution

angulaire de densité de courant de la configuration 2 à puissance transmise équivalente et pour un courant de bobine de 105 A est superposée aux distributions de la configuration 1. La densité de courant est supérieure à la configuration 1, ce qui confirme bien le résultat obtenu sur la figure (4.3.6)(a). Le courant total  $I_i$  extrait est de 44 mA soit  $\eta_m = 18.2\%$  d'utilisation massique pour  $I_0 = 105$  A.

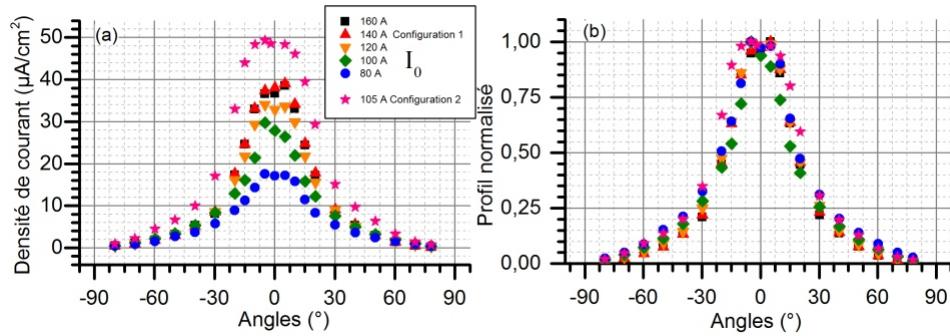


FIGURE 4.3.7 – (a) Distributions angulaires de densité de courant, (b) distributions angulaires de densité de courant normalisées. Pour plusieurs champs magnétiques avec la configuration 1 et 2 à  $f_{em} = 2.45$  GHz,  $P_d = 35$  W et  $\dot{m}_g = 0.1$  mg/s d'argon, @30 cm.

Sur la figure (4.3.7)(b) les profils angulaires ont été normalisés. Les profils de la configuration 1 sont très similaires et ont une efficacité de divergence de  $\eta_D = 83, 8, 84, 3, 83, 1, 80.2$  et  $79, 1$  % pour  $I_0 = 160, 140, 120, 100$  et  $80$  A respectivement. L'efficacité de divergence est meilleure de quelque % pour un champ magnétique plus élevé. L'efficacité de divergence du profil de la configuration 2 est de  $81.6$  %. L'effet du champ magnétique sur la divergence du faisceau est faible.

La figure (4.3.8)(a) présente l'évolution du rendement d'utilisation massique du propulseur dans la configuration 1 en fonction du champ magnétique pour  $f_{em} = 2.45$  GHz,  $P_d = 35$  W et  $\dot{m}_g = 0.1$  et  $0.2$  mg/s d'argon. Pour les deux débits, le rendement d'utilisation augmente avec le champ magnétique. Le meilleur confinement de la source permet de réduire les pertes aux parois et d'améliorer l'extraction du plasma de la source.

La figure (4.3.8)(b) présente l'évolution du rendement de divergence du faisceau d'ions dans les mêmes conditions que la figure (a). Le rendement de divergence a une légère tendance à augmenter. La variation n'est pas significative avec le champ magnétique, comme observée sur la figure (4.3.7)(b).

Afin d'augmenter la taille de la zone de résonance, une topologie de champ

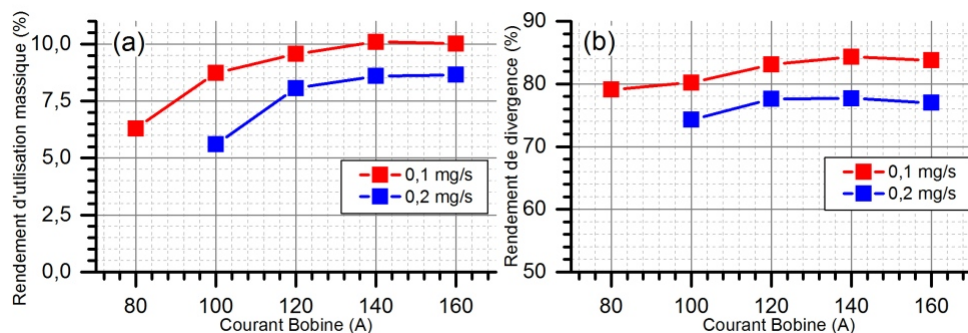


FIGURE 4.3.8 – Configuration 1 à  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ ,  $P_d = 35 \text{ W}$  et  $\dot{m}_g = 0.1$  et  $0.2 \text{ mg/s}$  d'argon. (a) Évolution du rendement d'utilisation massique en fonction du courant bobine  $I_0$ , (b) Évolution du rendement de divergence en fonction du courant bobine  $I_0$ .

magnétique avec un palier, présentée sur la figure (4.3.9), est réalisée en plaçant un aimant annulaire dans la bobine. L'idée de ce profil de champ magnétique est d'augmenter l'effet miroir au niveau du fond du propulseur et d'ajuster le palier du champ magnétique pour qu'il corresponde à la zone de résonance afin augmenter le temps de passage des électrons dans la zone de résonance et ainsi leur chauffage.

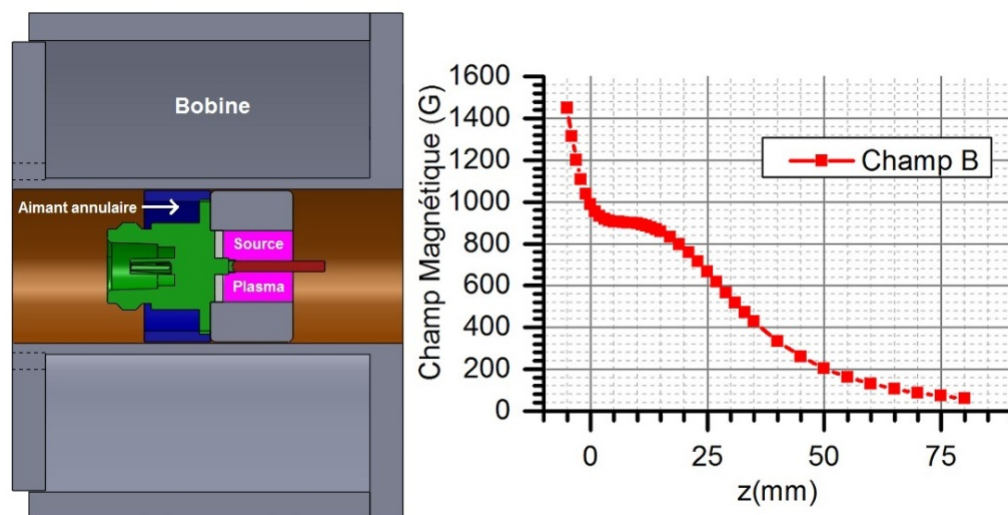


FIGURE 4.3.9 – Configuration du propulseur avec un champ magnétique en forme de palier.

Les mesures obtenues avec ce profil de champ magnétique n'ont pas montrées d'améliorations significatives. Le maximum de densité de courant dans l'axe est obtenu pour un profil de champ magnétique où le palier est inférieur à la condition

de résonance, c'est à dire lorsque la zone ECR se rapproche de l'injection de gaz. En revanche le couplage micro-onde plasma est meilleur lorsque la zone ECR est situé sur le palier. La décharge a pu être entretenue avec un débit d'argon de  $0.06 \text{ mg/s}$ , plus faible que celui avec la bobine seule. Une utilisation massique de  $\eta_m = 22.4$  et de  $14.2 \%$  a respectivement été mesurée à  $0.06 \text{ mg/s}$  et  $0.1 \text{ mg/s}$  d'argon. Cette topologie de champ magnétique a été à nouveau testée dans la configuration 3 avec du xénon. Les résultats trouvés n'ont pas montré de gain significatif du palier par rapport à la topologie magnétique de la bobine simple. L'une des raisons probable évoquée est que le confinement magnétique de cette topologie est moins performant que celle de la bobine simple, ce qui augmenterait les pertes aux parois.

### Effet sur l'énergie des ions

Un second effet du champ magnétique sur les performances du propulseur ECR est d'influencer l'énergie cinétique des ions. La fonction de distribution en énergie des ions (FDEI) est mesurée avec l'analyseur d'ions Hiden pour plusieurs champs magnétiques dans la configuration 1 à  $P_d = 25 \text{ W}$  de puissance transmise et un débit d'argon de  $0.1 \text{ mg/s}$ . Les résultats sont présentés sur la figure (4.3.10). L'énergie des ions augmente avec le champ magnétique. L'énergie des ions la plus probable atteint 119, 128, 132, 155, 176, 184 et  $198 \text{ eV}$  pour respectivement  $I_0 = 90, 100, 120, 130, 140, 150$  et  $160 \text{ A}$ . Cette augmentation est principalement due à un meilleur chauffage des électrons ce qui augmente le potentiel plasma et ainsi l'accélération des ions.

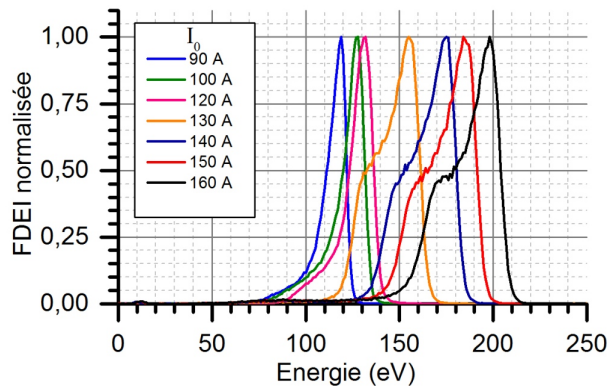


FIGURE 4.3.10 – FDEI normalisée pour plusieurs champs magnétiques. Configuration 1 à  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ ,  $P_d = 25 \text{ W}$  et  $\dot{m}_g = 0.1 \text{ mg/s}$  d'argon.

La figure (4.3.11)(a) présente l'évolution du rendement énergétique dans les

## CHAPITRE 4. CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU PROPULSEUR ECR

mêmes conditions que la figure (4.3.8). Celui-ci augmente avec le champ magnétique notamment à faible débit. Cette variation est principalement due au gain en énergie des ions avec le champ magnétique comme présenté sur la figure (4.3.10).

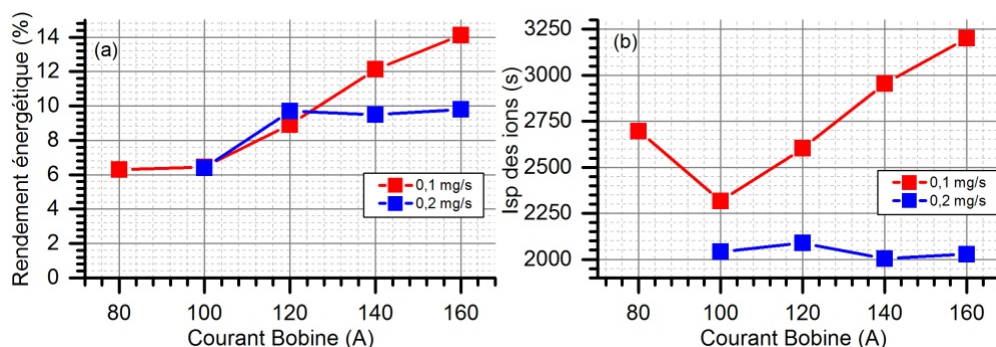


FIGURE 4.3.11 – (a) Évolution du rendement énergétique du propulseur en fonction du courant bobine  $I_0$ , (b) Évolution de l' $I_{sp}$  des ions du propulseur en fonction du courant bobine  $I_0$ . Configuration 1 à  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$   $P_d = 35 \text{ W}$  et  $\dot{m}_g = 0.1$  et  $0.2 \text{ mg/s}$  d'argon.

Pour le débit de  $0.2 \text{ mg/s}$ , l'effet du champ magnétique sur l'énergie des ions est moins significatif. L' $I_{sp}$  des ions présentée sur la figure (4.3.11)(b) montre bien cette tendance. Le rendement énergétique dépend du courant d'ions total et de l'énergie des ions.

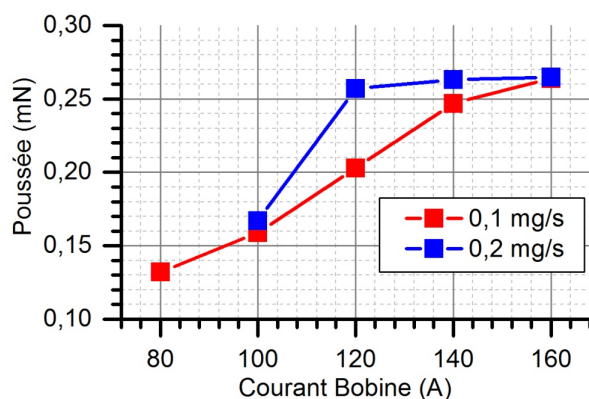


FIGURE 4.3.12 – Évolution de la poussée du propulseur en fonction du courant bobine  $I_0$  dans la configuration 1 à  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$   $P_d = 35 \text{ W}$  et  $\dot{m}_g = 0.1$  et  $0.2 \text{ mg/s}$  d'argon.

La figure (4.3.12) présente la poussée estimée dans la configuration utilisée pour les figures (4.3.8) et (4.3.11). Pour les deux débits la poussée estimée du propulseur



augmente avec le champ magnétique. Malgré cela, le rendement total du propulseur dans cette configuration 1 avec l'argon ne dépasse pas les 1 % à 0.1  $mg/s$  et 0.5 % avec 0.2  $mg/s$  d'argon.

Les mesures réalisées au B61 avec le propulseur ECR en configuration 3, un débit de xénon de 0.2 et 0.1  $mg/s$  et une puissance transmise au plasma proche de  $P_d = 40 W$  confirment la tendance des ions à avoir une énergie d'autant plus élevée que le champ magnétique est intense. Sur la figure (4.3.13), pour 0.2  $mg/s$ , l'énergie la plus probable des ions est de  $E_i = 105$  et 125  $eV$  à  $I_0 = 130$  et 160  $A$ . A 0.1  $mg/s$ , l'énergie la plus probable atteinte par les ions est de  $E_i = 240$  et 412  $eV$  à  $I_0 = 130$  et 160  $A$ . L'énergie la plus probable de 412  $eV$  est très proche de la limite théorique de 408  $eV$  estimée dans le chapitre suivant avec une distribution électronique maxwellienne et du xénon.

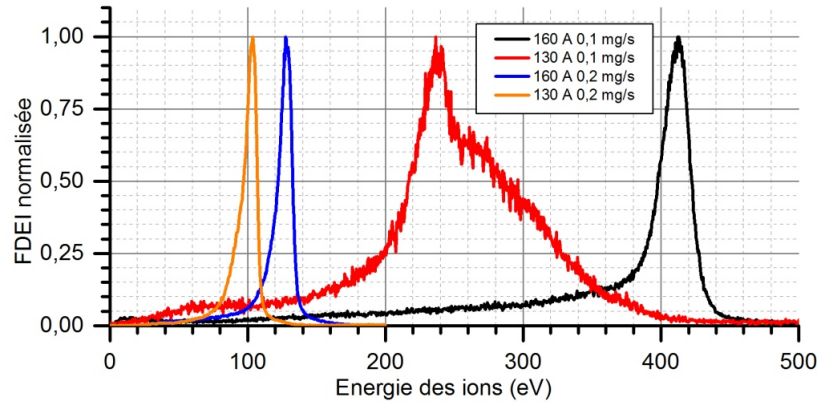


FIGURE 4.3.13 – FDEI mesurée pour deux champs magnétiques dans la configuration 3.  $\dot{m}_g = 0.1$  et 0.2  $mg/s$  de xénon à  $f_{em} = 2.45 GHz$  et  $P_d = 40 W$ .

Lors de ces mesures, le potentiel flottant du cylindre extérieur est mesuré avec un voltmètre. Pour le débit de 0.2  $mg/s$ , le potentiel du cylindre extérieur est de 54 et 70  $V$  pour respectivement  $I_0 = 130$  et 160  $A$ . Pour le débit de 0.1  $mg/s$  le potentiel du cylindre extérieur est 110 et 180  $V$  pour  $I_0 = 130$  et 160  $A$ . Le potentiel flottant du propulseur augmente avec le champ magnétique, ce qui confirme l'hypothèse de l'augmentation du potentiel plasma dans la source.

### Effet sur le couplage micro-onde plasma

Un troisième effet du champ magnétique sur le comportement du propulseur ECR est d'influencer l'efficacité du couplage micro-onde plasma  $C_{MW}$ . Pour chaque

## CHAPITRE 4. CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU PROPULSEUR ECR

valeur de champ magnétique, la puissance micro-onde incidente est ajustée pour que la puissance transmise au plasma soit constante. Sur la figure (4.3.14)(a), l'efficacité de couplage micro-onde est présentée pour un débit de  $0.1 \text{ mg/s}$  d'argon pour les configurations 1 et 2. Pour ces deux configurations l'efficacité de couplage dépasse  $90 \%$ , lorsque la zone ECR se situe dans la source plasma et que le champ magnétique est élevé. Pour la configuration 2, l'efficacité de couplage diminue lorsque la zone ECR est en aval de la source plasma. Sur la figure (4.3.14)(b), l'efficacité de couplage est présentée pour la configuration 3 pour un débit de  $0.4$  et  $0.2 \text{ mg/s}$  de xénon. Dans cette configuration, l'efficacité de couplage micro-onde varie de  $54$  à  $80 \%$  pour un champ magnétique correspondant à  $I_0$  entre  $120$  et  $160 \text{ A}$  respectivement. Dans cette configuration, à partir de  $145 \text{ A}$  l'efficacité de couplage ne change plus avec la source et atteint sa valeur maximale.

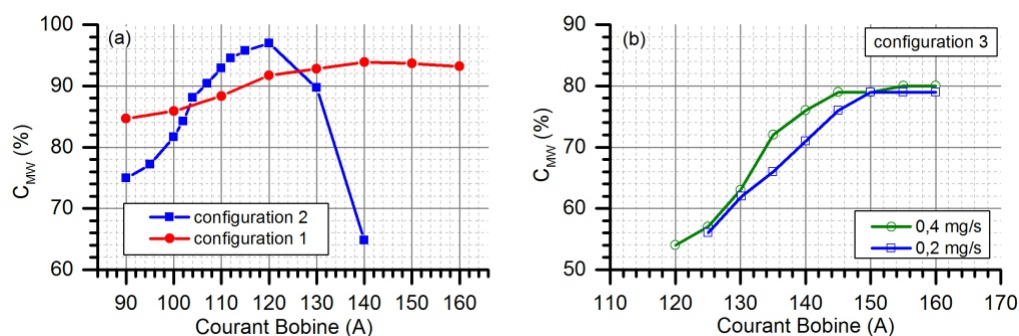


FIGURE 4.3.14 – Efficacité de couplage micro-onde plasma  $C_{MW}$  en fonction du champ magnétique, pour  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$  et  $P_d = 30 \text{ W}$ . (a) configuration 1 et 2 à  $\dot{m}_g = 0.1 \text{ mg/s}$  d'argon, (b) configuration 3 à  $\dot{m}_g = 0.4$  et  $0.2 \text{ mg/s}$  de xénon.

L'efficacité de couplage micro-onde plasma est meilleure lorsque le champ magnétique est intense (bon confinement) et lorsqu'il y a présence d'une zone ECR dans la source. Par ailleurs, il a été montré avec d'autres expériences que celui-ci peut atteindre près de  $100 \%$  avec ou sans champ magnétique. En absence de champ magnétique, le transfert de puissance se fait uniquement par collisions et le courant extrait du propulseur est extrêmement faible par absence de confinement. Le chapitre modélisation du propulseur revient sur la propagation micro-onde dans un plasma froid ECR et donne plus de d'éléments théoriques et numériques sur l'absorption de puissance dans la source ECR et l'efficacité couplage micro-onde plasma.

Ces expériences montrent que le courant ionique extrait du propulseur, l'énergie des ions, le potentiel flottant du cylindre extérieur et le couplage micro-onde plasma sont très sensibles au champ magnétique. Le meilleur rendement d'utili-

sation massive est obtenue lorsque la zone ECR est positionnée au fond de la source plasma et proche de l'injection de gaz. La meilleure énergie des ions est obtenue lorsque le champ magnétique est le plus intense. Un meilleur confinement du plasma provoque un chauffage plus efficace des électrons et ainsi un champ ambipolaire plus important pour l'accélération du faisceau. L'effet du champ magnétique sur la divergence du faisceau est assez faible (quelque %).

### 4.3.3 Effet de la puissance micro-onde transmise

La puissance transmise  $P_d$  est mesurée avec le coupleur bi-directionnel présenté sur la figure (4.2.8). Celui-ci est placé au plus près de la source coaxiale pour connaître le plus précisément possible la puissance transmise au plasma. Celle-ci doit apporter suffisamment d'énergie pour ioniser le gaz neutre et accélérer les ions.

#### Effet sur le courant de faisceau

Le premier effet d'une puissance transmise  $P_d$  plus importante à la source plasma est l'augmentation de la densité de courant ionique. La figure (4.3.15)(a) présente la densité de courant dans l'axe du propulseur en fonction de la puissance transmise pour la configuration 1 et 2 avec un débit d'argon de  $0.1 \text{ mg/s}$  et le champ magnétique optimal. La densité de courant pour les deux configurations augmente avec la puissance transmise. Pour une puissance donnée, la densité de courant de la configuration 2 est toujours supérieure à la configuration 1 avec le champ magnétique optimal pour chaque configuration.

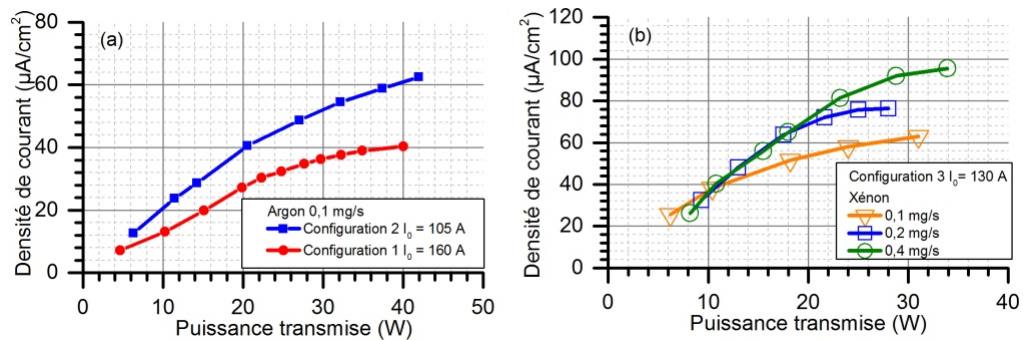


FIGURE 4.3.15 – Densité de courant ionique dans l'axe du propulseur @30 cm en fonction de la puissance transmise  $P_d$  à  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ , (a) configuration 1 et 2 avec  $0.1 \text{ mg/s}$  d'argon, (b) configuration 3 avec  $0.1, 0.2$  et  $0.4 \text{ mg/s}$  de xénon.

La figure (4.3.15)(b) présente la densité de courant dans l'axe du propulseur en fonction de la puissance transmise pour la configuration 3 avec différents débits de

xénon (0.1, 0.2 et 0.4  $mg/s$ ) et un champ magnétique correspondant à  $I_0 = 130 A$ . Pour chacun des débits utilisés, l'augmentation de la densité de courant suit l'augmentation de puissance. La valeur de la densité de courant dépend du débit de gaz utilisé et est d'autant plus grande que le débit est important.

L'évolution des distributions angulaires de densité de courant ionique en fonction de la puissance transmise dans la configuration 3 est présentée sur la figure (4.3.16)(a). Les distributions sont mesurées avec un débit 0.2  $mg/s$  de xénon et un courant  $I_0 = 130 A$ . Le courant total  $I_i$  mesuré est de 28.2, 53.9 et 64.6  $mA$  soit  $\eta_m = 19.2, 36.7$  et 43.9% d'utilisation massique pour respectivement  $P_d = 10, 20$  et 30  $W$ .

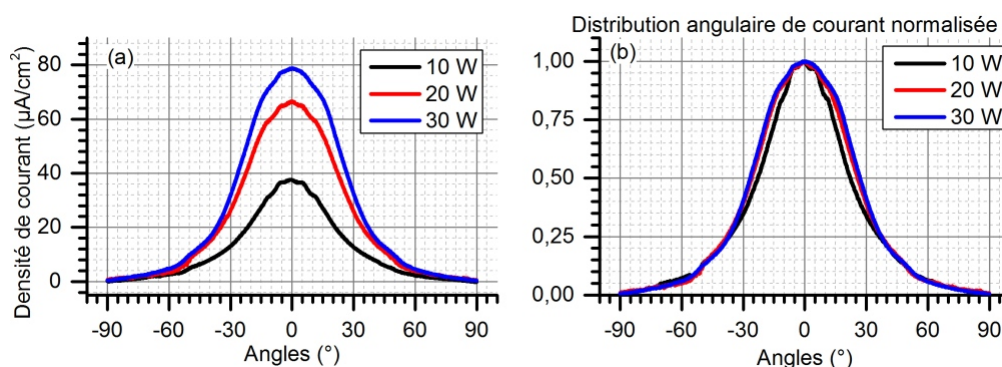


FIGURE 4.3.16 – (a) Distributions angulaires de densité de courant, (b) distributions angulaires de densité de courant normalisées. Configuration 3, @30  $cm$ , pour  $P_d = 10, 20$  et 30  $W$  à  $f_{em} = 2.45 GHz$ , 0.2  $mg/s$  de xénon et  $I_0 = 130 A$ .

Les distributions angulaires normalisées sont présentées sur la figure (4.3.16)(b). Les profils sont quasiment identiques. Le calcul de l'efficacité de divergence de ces profils donne des valeurs très proches : 80.6, 81.2, 81.9 % pour  $P_d = 10, 20, 30 W$  respectivement.

### Effet sur l'énergie des ions

Le second effet de la puissance transmise  $P_d$  au propulseur est de modifier l'énergie des ions. Sur la figure (4.3.17)(a), les FDEI normalisées sont présentées pour la configuration 2 à 0.12  $mg/s$  d'argon pour un champ magnétique correspondant à une intensité de courant de bobine de  $I_0 = 105 A$  et  $f_{em} = 2.45 GHz$ . L'énergie des ions est de  $E_i = 126, 151$  et 169  $eV$  pour respectivement  $P_d = 18, 31$  et 44  $W$  de puissance transmise. Sur la figure (4.3.17)(b), les FDEI normalisées sont présentées pour la configuration 3 à 0.16  $mg/s$  de xénon et un courant de

bobine de  $I_0 = 130 A$  et  $f_{em} = 2.45 GHz$ . L'énergie des ions  $E_i$  augmente de 102 à 137 eV pour une puissance transmise de  $P_d = 15$  à 30 W.

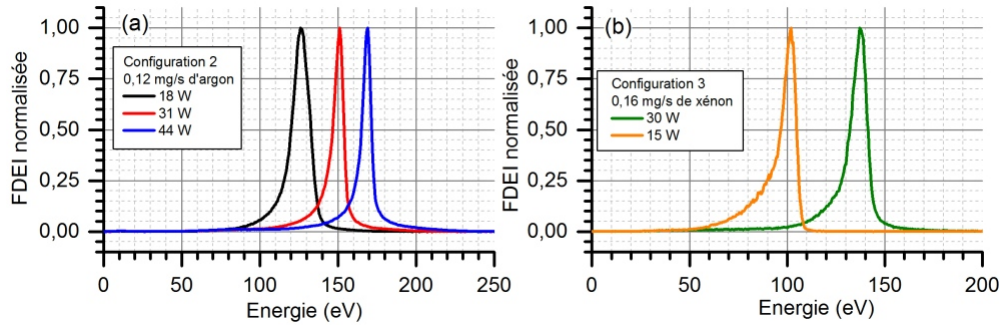


FIGURE 4.3.17 – FDEI normalisée pour plusieurs puissance transmise  $P_d$ , (a) configuration 2 à 0.12 mg/s d'argon et  $I_0 = 105 A$ , (b) configuration 3 à 0.16 mg/s de xénon,  $I_0 = 130 A$  et  $f_{em} = 2.45 GHz$ .

La figure (4.3.18) présente les valeurs d'énergie des ions la plus probable pour la configuration 3 en fonction de la puissance transmise pour deux débits différents (0.1 et 0.2 mg/s) et à  $I_0 = 130 A$ . L'énergie des ions augmente bien avec la puissance transmise et celle-ci est d'autant plus élevée que le débit de gaz utilisé est faible.

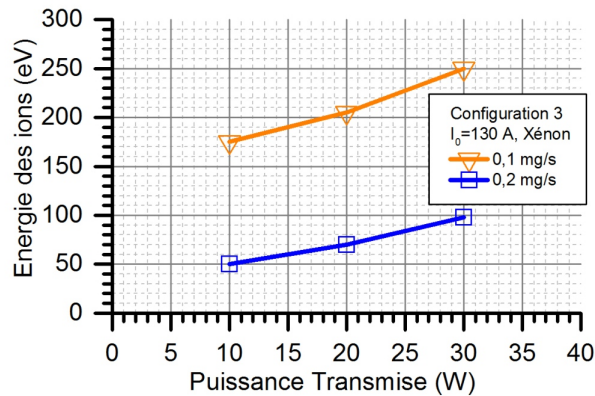


FIGURE 4.3.18 – Énergie des ions dans la configuration 3 en fonction de la puissance transmise, avec du xénon à 0.1 et 0.2 mg/s de xénon pour  $I_0 = 130 A$  et  $f_{em} = 2.45 GHz$ .

En reliant l'énergie des ions au potentiel plasma dans la source, plus la puissance transmise  $P_d$  à la source est importante plus la température électronique est importante et le potentiel plasma est élevé. La puissance transmise au plasma a

très peu d'effet sur l'efficacité du couplage micro-onde plasma.

Le tableau (4.3) présente les performances pour la configuration 3 à  $0.2 \text{ mg/s}$  pour un courant bobine  $I_0 = 130 \text{ A}$  et  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ . L'efficacité totale du propulseur et la force de poussée augmentent avec la puissance transmise au plasma, en particulier grâce à l'augmentation de l'énergie des ions et du courant total extrait.

Xénon $\dot{m}_g \text{ (mg/s)}$	0.2		
$P_d \text{ (W)}$	10	20	30
$E_i \text{ (eV)}$	50	70	100
$I_i \text{ (mA)}$	28.2	53.9	64.6
$F_p \text{ (mN)}$	0.27	0.6	0.87
$I_{sp} \text{ des ions (s)}$	874	1034	1236
$I_{sp} \text{ (s)}$	135	307	445
$TTPR \text{ (mN/kW)}$	26.5	30.2	29.1
$\eta_m \text{ (\%)}$	19.2	36.7	43.9
$\eta_e \text{ (\%)}$	14.1	18.9	21.5
$\eta_D \text{ (\%)}$	80.6	81.2	81.9
$\eta_T \text{ (\%)}$	2	5	6

TABLEAU 4.3 – Performances du propulseur ECR dans la configuration 3 en fonction de la puissance transmise  $P_d$ . Avec  $0.2 \text{ mg/s}$  de xénon,  $I_0 = 130 \text{ A}$  et  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ .

#### 4.3.4 Effet du débit de gaz injecté

Le débit de gaz propulsif a un effet direct sur la pression au sein du propulseur et de l'enceinte à vide. La pression au sein du propulseur influence l'équilibre du plasma à l'intérieur de la source et la pression ambiante dans l'enceinte d'essais doit être suffisamment basse pour ne pas fausser le fonctionnement du propulseur (ingestion du gaz, perturbation de l'accélération des ions et éclatement du faisceau d'ions).

##### Effet sur le courant de faisceau

La première expérience présentée sur la figure (4.3.19) est réalisée avec la configuration 3 et une puissance transmise  $P_d = 20 \text{ W}$ . Le débit injecté est progressivement diminué de  $0.42$  à  $0.06 \text{ mg/s}$  jusqu'à l'extinction du propulseur. Le champ magnétique est ajusté ( $I_0 = 147, 5$  à  $135 \text{ A}$ ) pour chaque débit pour avoir le maximum de densité de courant ionique mesuré par la Faraday dans l'axe du propulseur.

La figure montre que pour une puissance transmise donnée, la densité de courant augmente avec le débit, mais celle-ci se fait de plus en plus lentement à partir de  $0.2 \text{ mg/s}$ . Pour garder une bonne utilisation massique, la puissance transmise au plasma doit être augmentée pour les plus forts débits.

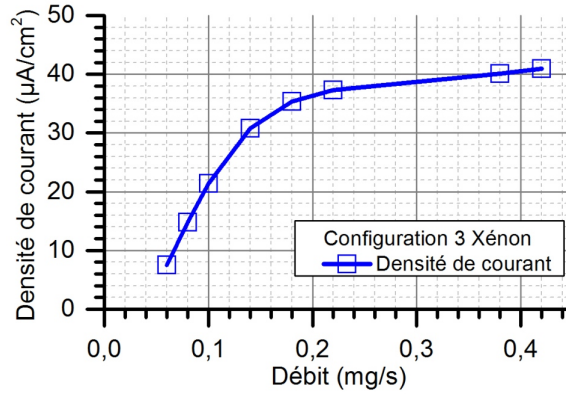


FIGURE 4.3.19 – Évolution de la densité de courant dans l'axe du propulseur pour la configuration 3 @30 cm,  $P_d = 20 \text{ W}$  et  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ .

Une autre phénomène est remarquable sur les distributions angulaires de densité de courant en fonction du débit. La figure (4.3.20)(a) présente les distributions angulaires de densité de courant mesurées dans la configuration 3 pour trois débits ( $0.1$ ,  $0.2$  et  $0.4 \text{ mg/s}$ ) de xénon avec un courant bobine de  $I_0 = 130 \text{ A}$ ,  $P_d = 30 \text{ W}$  et  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ .

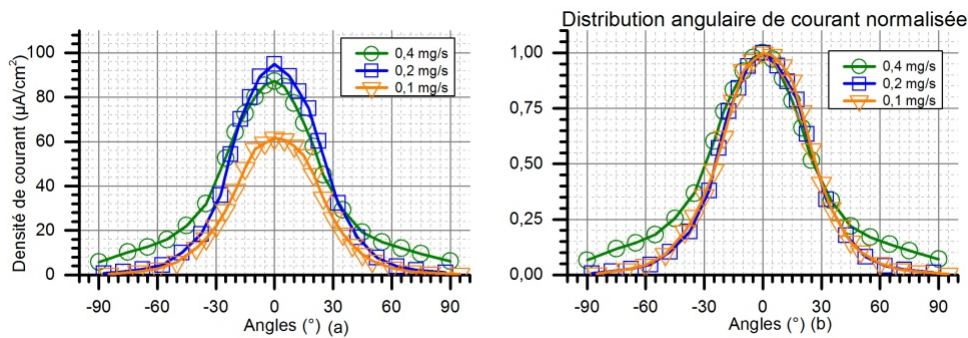


FIGURE 4.3.20 – (a) Distributions angulaires de densité de courant, (b) distributions angulaires de densité de courant normalisées. Avec  $0.1, 0.2$  et  $0.4 \text{ mg/s}$  de xénon,  $I_0 = 130 \text{ A}$  et  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$  dans la configuration 3, @30 cm.

En intégrant celles-ci, le courant extrait  $I_i$  mesuré pour chacune des distri-

butions est 45.5, 71.3, 101.5 mA soit une efficacité d'utilisation massique  $\eta_m$  de 61.2, 48.3 et 34.3 % et une efficacité de divergence  $\eta_D$  de 83,83 et 70 % pour respectivement 0.1, 0.2 et 0.4 mg/s. L'utilisation massique est meilleure à bas débit principalement parce qu'il y a moins de gaz à ioniser et que la température électronique est plus élevée. Pour un débit plus élevé, il faut transmettre plus de puissance au plasma pour augmenter l'utilisation massique. L'efficacité de divergence est moins bonne à fort débit. Les profils angulaires sont normalisés sur la figure (4.3.20)(b). Les profils à 0.1 et 0.2 mg/s sont similaires alors que le profil à 0.4 mg/s présente un courant plus élevé sur les ailes ce qui réduit significativement son efficacité de divergence. L'augmentation du débit de fonctionnement du propulseur et donc de la pression dans le faisceau d'ions augmente l'effet de divergence du faisceau par les phénomènes de collisions plus importants (échange de charge), d'où l'éclatement de celui-ci.

### Effet sur l'énergie des électrons

Un autre effet du débit de gaz dans la source est de modifier les propriétés des distributions en énergie des électrons. Deux Fonction de Probabilité d'Énergie des Electrons (FPEE) sont présentées sur la figure (4.3.21). Celles-ci sont réalisées avec la sonde de Langmuir dans la configuration 3, pour un débit de 0.42 et 0.2 mg/s à  $P_d = 20 W$ ,  $f_{em} = 2.45 GHz$  et  $I_0 = 130 A$ .

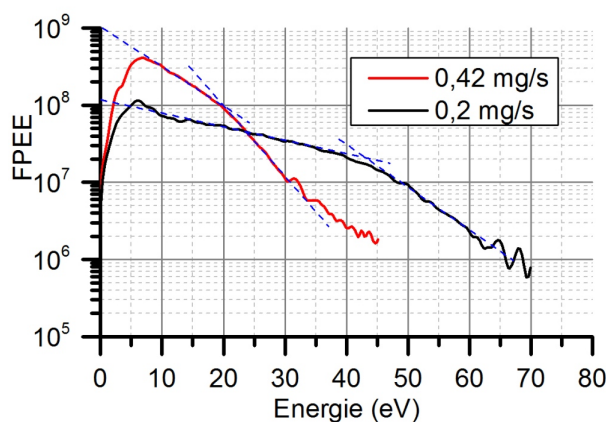


FIGURE 4.3.21 – Fonction de Probabilité d'Énergies des Electrons avec la sonde de Langmuir pour 0.42 et 0.2 mg/s de xénon. Configuration 3 avec  $P_d = 20 W$ ,  $f_{em} = 2.45 GHz$  et  $I_0 = 130 A$ .

Les FPEE mesurées ne sont pas maxwelliennes : on distingue deux pentes sur les distributions, il y a deux populations d'électrons avec des températures différentes. Cette double population est due à la dynamique des électrons dans le propulseur. Les moins énergétiques restent magnétisés et font des allers retours



entre la tuyère et la source alors que les plus énergétiques, moins nombreux, font un aller simple dans la tuyère et se détachent. La pente à basse énergie correspond à une température plus élevée que la pente à haute énergie. Dans les sources ECR ce phénomène de double population est souvent observé [45][95][96], mais la température de la population énergétique a en générale une température plus élevée. La température électronique utilisée dans la suite correspond à la température moyenne des deux populations pondérée par la population correspondante (4.2.6). A faible énergie une autre pente est présente, c'est un artéfact de mesure bien connu dû à la résistance de la sonde [97]. L'incertitude de mesure présente sur la figure (4.3.22) correspond à cet artéfact de mesure.

La FPÉE pour  $0.2 \text{ mg/s}$  présente une première pente asymptotique plus faible que celle de  $0.42 \text{ mg/s}$  ce qui montre que la température électronique est plus élevée à faible débit. L'intensité du signal est plus faible à bas débit ce qui correspond à une densité  $n_e$  plus faible. Cette observation est confirmée en utilisant le signal FPÉE pour le calcul de la densité et de la température électronique avec les équations (4.2.5) et (4.2.6). Les densités  $n_e$  correspondantes sont de  $1.57 \times 10^{10}$  et  $9.35 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  et la température électronique  $T_e$  est de 8.7 et 16.2 eV pour respectivement 0.42 et 0.2 mg/s. Pour maintenir la décharge dans la source le plasma qui possède moins d'électrons doit avoir une température électronique plus élevée.

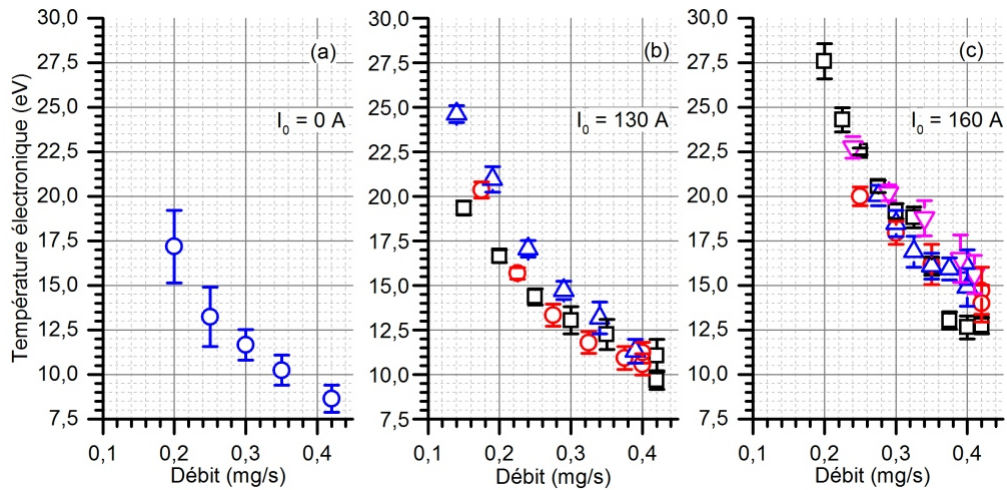


FIGURE 4.3.22 – Température électronique en fonction du débit de xénon dans la configuration 3 pour  $I_0 = 0, 130$  et  $160 \text{ A}$ ,  $P_d = 20 \text{ W}$  et  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ .

La figure (4.3.22) présente des mesures de température électronique  $T_e$  réalisées avec la sonde de Langmuir dans la configuration 3 à  $P_d = 20 \text{ W}$ . Ces mesures sont

réalisées en fonction du débit de xénon pour trois champs magnétiques différents ( $I_0 = 0, 130, 160 A$ ).

De même que précédemment, pour chacun des cas la température électronique augmente lorsque le débit diminue. En comparant les valeurs pour chacun des champs magnétiques, plus le champ magnétique est élevé plus la température électronique est élevée. Cette observation confirme l'hypothèse concernant l'effet du confinement sur l'efficacité de chauffage des électrons dans la source. Les différentes mesures présentées sur les figures (4.3.22)(b) et (c) ont été réalisées sur plusieurs semaines, les valeurs trouvées sont proches ce qui montre la répétabilité des expériences.

### Effet sur l'énergie des ions

L'énergie des ions expulsés par le propulseur dépend du potentiel plasma dans le propulseur, qui lui-même est intrinsèquement lié à la température électronique. Les résultats présentés sur la figure (4.3.23) est réalisée dans la configuration 3 avec une puissance transmise de  $P_d = 40 W$  et  $I_0 = 160 A$  dans la bobine. Les fonctions de distribution en énergie des ions sont tracées pour un débit de 0.1, 0.16, 0.2 et 0.4  $mg/s$  de xénon. Plus le débit est faible, plus la vitesse des ions est élevée, ce qui confirme bien l'effet de la pression dans la source sur la température électronique. L'énergie la plus probable des ions atteint  $E_i = 62.5, 127.5, 175.5 eV$  et  $412 eV$  pour respectivement le débit de 0.4, 0.2, 0.16 et 0.1  $mg/s$  de xénon.

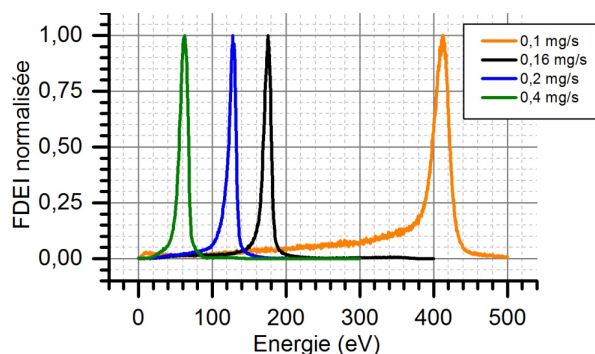


FIGURE 4.3.23 – FDEI pour 0.1, 0.16, 0.2 et 0.4  $mg/s$  de xénon dans la configuration 3 à  $P_d = 40 W$ ,  $f_{em} = 2.45GHz$  et  $I_0 = 160 A$ .

La figure (4.3.24) présente l'énergie des ions la plus probable dans la configuration 3 à  $P_d = 20 W$  et  $I_0 = 0, 130$  et  $160 A$  (mesures en parallèle des températures électroniques présentées sur la figure (4.3.22)). L'incertitude de mesure présente sur la figure est basée sur la largeur à mi-hauteur de la fonction de distribution en

énergie des ions.

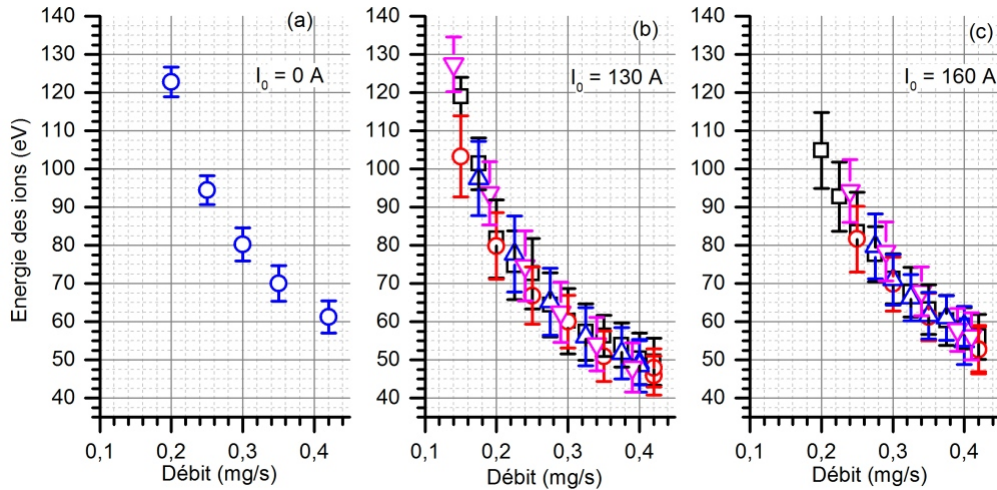


FIGURE 4.3.24 – Énergie des ions en fonction du débit de xénon dans la configuration 3 pour trois champs magnétiques différents  $I_0 = 0, 130$  et  $160$  A,  $P_d = 20$  W et  $f_{em} = 2.45$  GHz.

L'énergie des ions augmente lorsque le débit diminue. Entre  $I_0 = 130$  et  $160$  A, l'énergie des ions est plus importante pour un champ magnétique plus élevé. En l'absence de champ magnétique, l'énergie des ions est plus élevée qu'avec un champ magnétique mais l'expansion des ions dans le vide se fait sans effet de tuyère magnétique. La divergence de faisceau est très mauvaise ( $\approx 55$  %) et le courant ionique extrait de la source est extrêmement faible (pertes aux parois).

La figure (4.3.25) présente le ratio  $E_i/T_e$  pour les trois champs magnétiques issus des mesures présentées sur les figures (4.3.22) et (4.3.24) à  $P_d = 20$  W et  $f_{em} = 2.45$  GHz.

Cette dernière figure montre que le ratio  $E_i/T_e$  est constant en fonction du débit, mais change selon la valeur du champ magnétique. Le ratio vaut approximativement 7,5 et 4 pour respectivement  $I_0 = 0, 130$  et  $160$  A. Plus le champ magnétique est élevé, moins le transfert d'énergie par champ ambipolaire dans la tuyère magnétique est efficace. Ce résultat est fondamental pour la mise en place du modèle global du propulseur du chapitre 5.

Le tableau (4.4) compare les performances du propulseur pour trois débits de xénon dans la configuration 3 pour  $P_d = 30$  W et  $I_0 = 130$  A.

CHAPITRE 4. CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU PROPULSEUR ECR

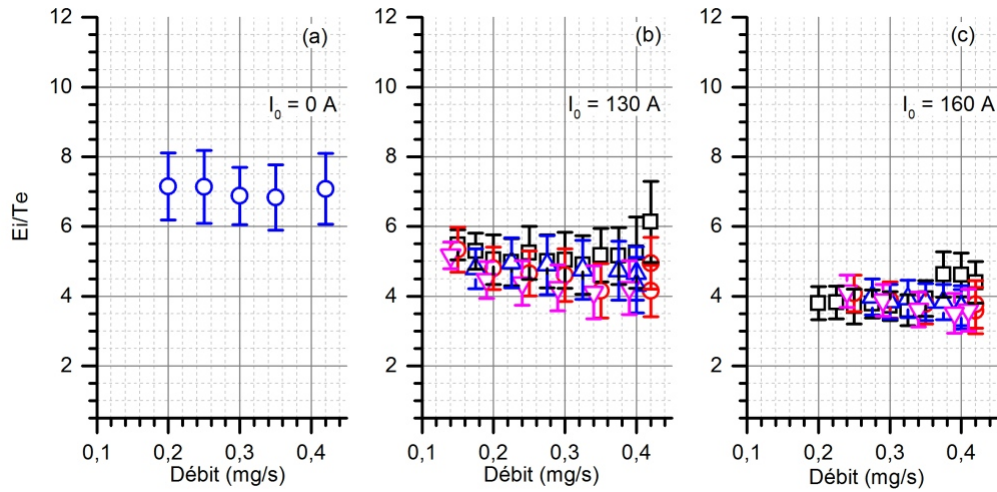


FIGURE 4.3.25 – Rapport  $E_i/T_e$  en fonction du débit de xénon dans la configuration 3 pour  $I_0 = 0, 130$  et  $160$  A,  $P_d = 20$  W et  $f_{em} = 2.45$  GHz.

Xénon $\dot{m}_g$ (mg/s)	0.1	0.2	0.4
$P_d$ (W)	<b>30</b>	30	30
$E_i$ (eV)	<b>250</b>	100	50
$I_i$ (mA)	<b>45.5</b>	71.3	101.5
$F_p$ (mN)	<b>0.99</b>	0.98	0.83
$I_{sp}$ des ions (s)	<b>1954</b>	1236	874
$I_{sp}$ (s)	<b>1004</b>	498	211
$TTPR$ (mN/kW)	<b>32.8</b>	32.5	27.6
$\eta_m$ (%)	<b>61.9</b>	48.5	34.5
$\eta_e$ (%)	<b>37.9</b>	23.8	16.9
$\eta_D$ (%)	<b>83</b>	83	70
$\eta_T$ (%)	<b>16</b>	8	3

TABEAU 4.4 – Performances du propulseur dans la configuration 3 en fonction du débit de xénon. Avec  $P_d = 30$  W,  $f_{em} = 2.45$  GHz et  $I_0 = 130$  A.

Pour une puissance donnée, les performances du propulseur sont meilleures pour un faible débit. Cela est dû à l'équilibre de la décharge qui se fait à une température électronique plus élevée, ce qui permet d'obtenir une meilleure utilisation massique ainsi qu'une accélération des ions plus efficace. Par ailleurs à faible débit le rendement de divergence est meilleur.

Les effets du débit sur le fonctionnement du propulseur montrent l'importance d'avoir une pression la plus faible possible dans le propulseur pour atteindre des

performances maximales (température électronique, énergie des ions, utilisation massique et efficacité de divergence).

### 4.3.5 Effet de la géométrie

Les effets dus à la géométrie du propulseur sont importants à prendre en compte. Les parois du propulseur sont des sources de pertes importantes. Le principal paramètre étudié ici est le diamètre  $D_2$  de la source entre la configuration 1 et 3. Pour un même débit, la pression dans la source est plus faible pour un diamètre plus grand. Les modifications des paramètres  $L_a$ ,  $D_1$  ont donné des résultats peu satisfaisants. Un diamètre d'antenne plus important réduit le champ électrique appliqué et un diamètre plus faible est difficile à mettre en place (tenue des matériaux). Le principal résultat observé concernant  $L_a$  est que les performances du propulseur sont meilleures lorsque le cylindre intérieur est un peu plus long que le cylindre extérieur (4 mm).

#### Effet sur la température électronique

La comparaison présentée sur la figure (4.3.26) est réalisée entre les configurations 1 et 3. La température électronique est mesurée en fonction du débit de xénon avec la sonde de Langmuir. Ces mesures sont réalisées pour  $P_d = 20 W$  et  $I_0 = 130 A$ .

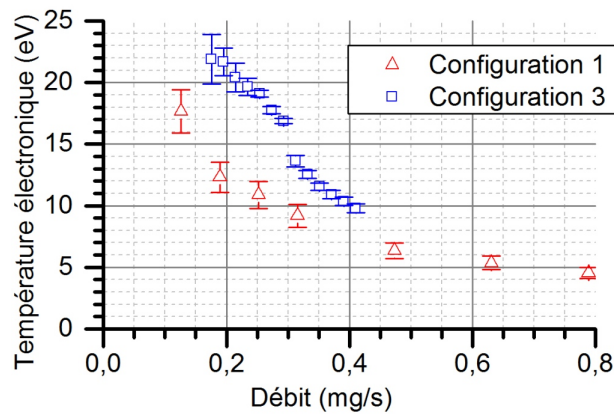


FIGURE 4.3.26 – Comparaison de la température électronique pour les configurations 1 et 3 en fonction du débit,  $P_d = 20 W$ ,  $f_{em} = 2.45 GHz$  et  $I_0 = 130 A$ .

Dans les deux configurations, la température électronique évolue de la même manière en fonction du débit. Les électrons sont plus chauds lorsque le débit diminue comme vu précédemment. Par ailleurs la température électronique est toujours

plus élevée avec le grand diamètre (à un débit donné). Cet effet est principalement dû à l'équilibre production/perte dans la source du propulseur pour maintenir la décharge.

### Effet sur le courant de faisceau

La comparaison présentée sur la figure (4.3.27)(a) entre la configuration 1 et 3 concerne la distribution angulaire de densité de courant ionique pour un même débit de  $0.2 \text{ mg/s}$  de xénon, à  $P_d = 30 \text{ W}$  et  $I_0 = 130 \text{ A}$ . Dans la configuration 3, la densité de courant est supérieure à la densité de courant de la configuration 1 entre  $\pm 45^\circ$ . Le courant total  $I_i$  extrait dans la configuration 1 est de  $62 \text{ mA}$  et dans la configuration 3 de  $71.3 \text{ mA}$ , soit une utilisation massique  $\eta_m$  de 42 et 48,5 % respectivement.

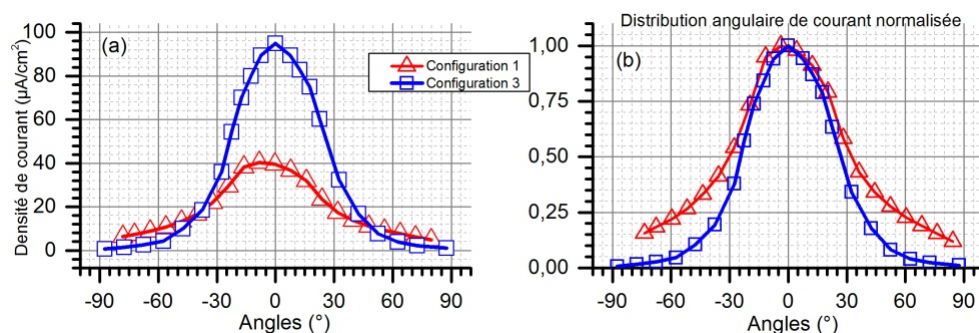


FIGURE 4.3.27 – (a) Distribution angulaire de densité de courant, (b) distribution angulaire de densité de courant normalisée. Configuration 1 et 3 à  $0.2 \text{ mg/s}$  de xénon,  $P_d = 30 \text{ W}$ ,  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$  et  $I_0 = 130 \text{ A}$ , @30 cm.

Sur la figure (4.3.27)(b), les deux distributions ont été normalisées. Pour la configuration 1 l'efficacité de divergence  $\eta_D$  est de 70 % notamment à cause des ailes présentes sur les angles supérieurs à  $30^\circ$ . Pour la configuration 3 l'efficacité de divergence est de 83 %. L'effet observé est similaire à une augmentation du débit pour un diamètre de source constant. Cela correspond aux ordres de grandeur de la figure (4.2.4) issue du modèle injection/ingestion de gaz d'un propulseur. A partir d'une pression supérieure à  $\approx 10^{-3} \text{ mbar}$  dans la source, la divergence du faisceau est dégradée avec la présence d'ailes sur les angles supérieurs à  $45^\circ$ .

Le tableau (4.5) présente les performances du propulseur ECR obtenues pour les configurations 1 et 3 à  $I_0 = 130 \text{ A}$  et  $0.2 \text{ mg/s}$  de xénon.

	Configuration 1	Configuration 3
$\dot{m}_g$ (mg/s)	0.2	0.2
$P_d$ (W)	30	30
$E_i$ (eV)	85	100
$I_i$ (mA)	62	71.3
$F_p$ (mN)	0.66	0.98
$I_{sp}$ des ions (s)	1139	1236
$I_{sp}$ (s)	336	498
$TTPR$ (mN/kW)	22	32.5
$\eta_m$ (%)	42.2	48.5
$\eta_e$ (%)	17.6	23.8
$\eta_D$ (%)	70	83
$\eta_T$ (%)	4	8

TABLEAU 4.5 – Performances obtenues avec le propulseur ECR pour les configurations 1 et 3 à  $f_{em} = 2.45$  GHz,  $I_0 = 130$  A et 0.2 mg/s de xénon.

La comparaison des performances montrent notamment que les performances sont meilleures avec la configuration 3. En particulier, cela est dû à la réduction de la pression dans la source et à l'augmentation du ratio surface d'extraction/surface de perte aux parois. Le courant d'ions  $I_i$  extrait du propulseur est plus important et la diminution de la pression dans le propulseur augmente la température électronique ce qui améliore l'accélération des ions.

### Ajout d'un réducteur d'orifice sur la configuration 3

Une autre modification géométrique présentée sur la figure (4.3.28) a été réalisée sur le propulseur. Un réducteur d'orifice est placé à la sortie du propulseur. Celui-ci est réalisé en nitrure de bore et permet de réduire le diamètre de sortie de la configuration 3 à 18.7 mm au lieu de 27 mm.

Les mesures réalisées sur cette configuration sont présentées sur la figure (4.3.29). La décharge s'allume plus facilement et le plasma peut être maintenu pour un débit de gaz plus faible (jusqu'à 0.05 mg/s). Sur la figure (a) les distributions angulaires de courant sont présentées pour un débit de 0.2 et 0.1 mg/s de xénon, une puissance transmise  $P_d$  de 50 W et un champ magnétique correspondant à  $I_0 = 160$  A. Le courant total mesuré est de 103.8 et 65.3 mA soit une utilisation massique  $\eta_m$  de 71 et 89 % et une efficacité de divergence  $\eta_D$  de 79 et 84 % pour respectivement 0.2 et 0.1 mg/s de xénon. L'ajout de cet orifice augmente pour un même débit la pression dans la source ainsi que le temps de résidence du gaz neutre à l'intérieur de la source, ce qui permet de mieux le ioniser. L'allure de la distribution angulaire

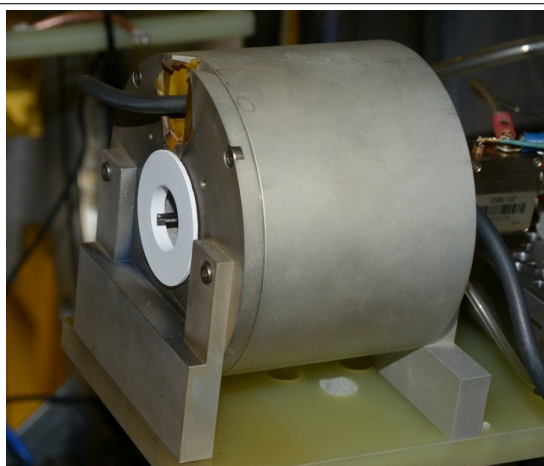


FIGURE 4.3.28 – Propulseur ECR avec l’orifice de sortie en nitrure de bore

de courant ionique est modifiée par rapport au cas sans orifice, au plus faible débit la divergence reste très bonne.

Malgré ces résultats prometteurs, l’énergie des ions présentée sur la figure (b) est nettement inférieure à la configuration 3 initiale. A  $P_d = 50 W$  l’énergie des ions est de 97.5 et 139 eV pour respectivement 0.2 et 0.1 mg/s de xénon, soit moitié moins que celle mesurée sans la pièce de nitrure de bore à 0.1 mg/s pour seulement 30 W de puissance transmise. L’explication la plus probable vient de l’augmentation de la pression dans la source et de l’émission secondaire électronique importante du nitrure de bore [4]. Pour se maintenir, le plasma a une température électronique plus faible ce qui réduit l’énergie des ions.

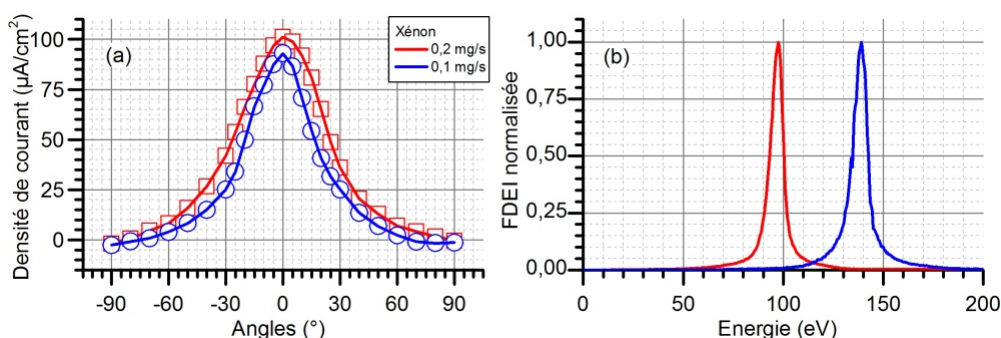


FIGURE 4.3.29 – (a) Distributions angulaires de courant @30 cm, (b) FDEI. Propulseur ECR avec l’orifice de sortie en nitrure de bore à  $P_d = 50 W$ ,  $f_{em} = 2.45 GHz$  et  $I_0 = 160 A$ .

Le tableau (4.6) compare les résultats obtenus avec la configuration 3 avec et



sans réducteur d'orifice à  $P_d = 30 \text{ W}$ ,  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$  et  $I_0 = 160 \text{ A}$ .

	Configuration 3 avec réducteur				Configuration 3	
Xénon $\dot{m}_g$ (mg/s)	0.1	0.2	0.1	0.2	0.1	0.2
$P_d$ (W)	50	50	30	30	30	30
$E_i$ (eV)	139	97.5	124	69	255	130
$I_i$ (mA)	65.3	103.8	45.2	65.7	40.5	57.3
$F_p$ (mN)	1.1	1.33	0.71	0.72	0.85	0.88
$I_{sp}$ des ions (s)	1457	1220	1376	1027	1973	1409
$I_{sp}$ (s)	1088	681	728	367	870	450
$TTPR$ (mN/kW)	21	27	23.8	24	28.5	29.5
$\eta_m$ (%)	89	71	61.5	44.7	55.1	39
$\eta_e$ (%)	18	20	18.7	15.1	34.4	24.8
$\eta_D$ (%)	84	79	86	80	80	82
$\eta_T$ (%)	11	9	9	4	12	7

TABLEAU 4.6 – Comparaison des performances de la configuration 3 avec ou sans réducteur d'orifice.

La comparaison des performances présentées sur le tableau montre bien que le gain obtenu en efficacité d'utilisation massique est au détriment du rendement énergétique. Les ions sont globalement accélérés deux fois moins vite en présence de l'orifice dans la configuration 3.

Les résultats des effets de la géométrie présentés montrent bien l'influence des parois sur les performances du propulseur. Les meilleures performances sont obtenues avec la configuration 3, en augmentant le rapport entre la surface d'extraction et la surface de pertes aux parois. Le choix des dimensions de la cavité coaxiale de la source est déterminant pour l'efficacité du propulseur.

## 4.4 Synthèse des résultats et perspectives expérimentales

### 4.4.1 Synthèse des résultats

Les résultats expérimentaux présentés ci-dessus sont représentatifs du comportement du propulseur ECR en fonction des différents paramètres étudiés. Les observations confirment les conclusions des premières études réalisées sur le propulseur ECR et de nouvelles observations ont été réalisées. Les performances et l'efficacité du propulseur ECR sont améliorées par rapport au début de la thèse. Avec une puissance transmise inférieure au début de la thèse, le courant d'ions total extrait et l'efficacité de divergence du faisceau d'ions sont supérieurs aux résultats initiaux. L'énergie des ions n'est pas améliorée par rapport au début mais est atteinte pour une puissance micro-onde transmise inférieure. L'amélioration significative de l'efficacité du propulseur ECR est notamment due à l'augmentation du diamètre du cylindre extérieur de la source. La poussée estimée du propulseur atteint  $1\text{ mN}$  pour une puissance micro-onde de  $30\text{ W}$ . C'est avec un débit de  $0.1\text{ mg/s}$  de xénon, le plus faible débit, que le rendement d'efficacité totale de  $16\%$  du propulseur ECR est trouvé, correspondant à une utilisation massique de  $62\%$ , un rendement énergétique de  $38\%$  et une efficacité de divergence de  $83\%$ . A ce débit, la vitesse des ions, l'utilisation massique et l'efficacité de divergence permettent d'atteindre une  $I_{sp}$  de  $1000\text{ s}$ . L'analyse des résultats montre également que pour une puissance de  $30\text{ W}$ , quelque soit le débit, la poussée ne dépasse pas  $1\text{ mN}$ .

En plus de ces résultats, certaines mesures montrent des performances potentielles plus importantes pour le propulseur ECR. A  $0.1\text{ mg/s}$  l'énergie maximum des ions mesurée  $E_i$  est de  $412\text{ eV}$  à  $I_0 = 160\text{ A}$  et environ  $P_d = 40\text{ W}$ . Toujours au même débit, une utilisation massique maximum de  $89\%$  à  $50\text{ W}$  et une efficacité de divergence de  $84\%$  ont été mesurées. Enfin dans certaines conditions l'efficacité de couplage micro-onde plasma  $C_{MW}$  atteint près de  $100\%$ .

L'un des points important qui n'a pas été évoqué est la durée de vie du propulseur. Dans les conditions d'utilisation, le temps d'essais cumulé représente plusieurs heures. Le plus gros effet de détérioration est le dépôt du matériau du cylindre intérieur sur le fond du propulseur. Sur le long terme ce dépôt peut provoquer un court-circuit entre le cylindre intérieur et extérieur du propulseur. De récentes expériences réalisées à la fin de la thèse montrent que l'ajout d'un tube en céramique autour du cylindre intérieur permet de limiter drastiquement le dépôt tout en gardant le même niveau de performances. Le second effet de détérioration est

provoqué par les pertes aux parois ce qui va avoir tendance à chauffer le propulseur et par conduction affaiblir le champ magnétique des aimants. Pour un propulseur bien conçu (pertes faibles) l'échauffement sera limité.

#### 4.4.2 Perspectives de développement

Au vu des résultats présentés ci-dessus, les performances du propulseur sont déjà satisfaisantes dans cette gamme de poussée mais peuvent encore être améliorées. En fait, il existe peu de propulseurs ayant une meilleur efficacité totale au niveau de poussée  $1\text{ mN}$ , ce qui permet de renforcer l'intérêt de ce propulseur et permet à l'ONERA d'étudier d'ores et déjà l'intégration de ce propulseur. Dans le cas du propulseur idéal appliqué au propulseur ECR à  $0.1\text{ mg/s}$  et  $30\text{ W}$  de puissance transmise, le courant total qui doit être extrait du propulseur est de  $73.5\text{ mA}$  avec une énergie cinétique de  $408\text{ eV}$ , ce qui correspond à une poussée de  $2.45\text{ mN}$  et une  $I_{sp}$  de  $2497\text{ s}$ . Pour atteindre ce cas d'utilisation il faut réduire le flux d'ions allant aux parois par rapport au flux d'ions sortant du propulseur et réduire la pression dans le propulseur pour maintenir la décharge à une température électronique la plus haute possible. La réduction de la longueur  $L_s$  et l'augmentation du diamètre  $D_2$  de la source peut être une solution. En jouant sur ces paramètres, la pression dans la source diminue et le maintien de la décharge risque d'être difficile. Avec la configuration actuelle de la bobine il est difficile de faire varier ces deux dimensions : le diamètre de  $27\text{ mm}$  est le maximum possible et la réduction de la longueur  $L_s$  de la source nécessite l'utilisation d'un générateur de courant de plus forte puissance pour assurer la présence d'une zone ECR dans la source du propulseur. Par ailleurs la gamme en débit et puissance d'opération du propulseur est assez large mais, pour obtenir l'efficacité maximum à un point de fonctionnement donné, les paramètres magnétique et géométrique du propulseur doivent être adaptés.

Parallèlement aux expériences réalisées sur le propulseur ECR, différents modèles analytiques et numériques ont été développés pour mieux appréhender le fonctionnement des phénomènes complexes. Ceux-ci permettent de mieux comprendre les performances obtenues avec le propulseur et peuvent servir d'outils pour la conception future du propulseur ECR. La présentation de ces modèles constitue le dernier chapitre de cette thèse.

# Chapitre 5

## Modélisation du propulseur ECR

Ce chapitre présente le travail de modélisation réalisé pour étudier la physique du propulseur. La première section du chapitre présente un modèle global du propulseur à l'état stationnaire. Les résultats obtenus suivent les tendances observées expérimentalement et permettent de mieux expliquer le fonctionnement du propulseur ainsi que ses performances. La comparaison des résultats du modèle et des résultats expérimentaux font l'objet des publications [93][94]. La seconde section du chapitre présente des simulations avec le logiciel Comsol® de couplage micro-onde plasma froid magnétisé ECR dans une structure coaxiale. Les résultats obtenus permettent d'analyser le champ électrique théorique associé à l'onde EM, ses zones de propagation et d'absorption, une comparaison est réalisée avec les résultats expérimentaux.

### 5.1 Modèle global du propulseur à l'état stationnaire

Le modèle global du propulseur est construit à partir du modèle de plasma froid présenté dans le chapitre 2. Il a été initialement développé pour un propulseur de type hélicon [98], des modifications ont été réalisées pour s'adapter au design du propulseur ECR. Le modèle se décompose en deux régions, la source coaxiale du propulseur et l'expansion du plasma dans la tuyère magnétique. Dans les deux régions le plasma est quasi-neutre, les électrons sont supposés de distribution maxwellienne, isothermes dans la source et adiabatiques dans la tuyère. Le couplage micro-onde plasma n'est pas pris en compte, la puissance transmise est déposée uniformément dans la source. Les données d'entrée du modèle sont le champ magnétique  $B_0$ , les dimensions du propulseur  $R_1$ ,  $R_2$  et  $L_s = L_a$ , le débit de gaz  $\dot{m}_g$  et l'utilisation massique  $\eta_m$ . Le modèle calcule la température électronique  $T_{e0}$  nécessaire pour maintenir la décharge à une puissance transmise  $P_d$  au plasma

et au final la poussée  $F_p$  et l'efficacité totale  $\eta_T$  de la source sont estimées.

### 5.1.1 Modèle de la source plasma du propulseur

La première étape du modèle est d'estimer le confinement radial du plasma dans la source en fonction du champ magnétique. Le modèle suppose un champ magnétique uniforme dans la source et celui-ci confine radialement le plasma. Une nouvelle formulation du rapport de  $h_R$  [98] notée ici  $h_{RB}$  est utilisée pour estimer la chute de densité entre le cœur du plasma et l'entrée de la gaine :

$$h_{RB} = \frac{n_s}{n_0} = \frac{0.4}{\sqrt{1 + c_B(R_2/r_{ci})^2}} \quad (5.1.1)$$

où  $r_{ci} = v_{ti}/\omega_{ci}$  est le rayon de Larmor d'un ion pour une vitesse thermique  $v_{ti} = \sqrt{qT_{i0}/m_i}$  et une pulsation cyclotronique  $\omega_{ci} = qB_0/m_i$ . La température des ions dans le plasma froid est fixée à  $T_{i0} = 0.2 \text{ eV}$ . Le coefficient  $c_B$  est utilisé pour suivre au mieux les données expérimentales du rapport  $h_{RB}$  dans un champ magnétique entre 0 et 1100 G [99] [100] [101]. Il est fixé à  $c_B = 0.68$  et a une enveloppe de calcul entre  $0.17 < c_B < 1.24$ . Le profil radial de la densité du plasma dans le propulseur est normalisé par la fonction  $f(\rho_r)$  où  $\rho_r = r/R_2$  telle que :

$$f(\rho_r) = \left[ 1 - (1 - h_{RB}^{1/6})\rho_r^2 \right]^6 \quad (5.1.2)$$

La valeur moyenne  $\beta$  du profil radial en densité du plasma tel que  $\langle n_0 f \rangle = \beta n_0$  est définie par :

$$\beta = \frac{R_2^2}{7d(R_1^2 - R_2^2)} \left[ (1 - d)^7 - \left( 1 - d \frac{R_1^2}{R_2^2} \right)^7 \right] \quad (5.1.3)$$

avec  $d = 1 - h_{RB}^{1/6}$ .

Une fois la valeur de  $\beta$  déterminée, la température électronique  $T_{e0}$  supposée uniforme dans la source plasma est estimée avec les autres paramètres d'entrée. L'équation de conservation des particules (2.2.15) est utilisée dans une forme différentielle pour prendre en compte la variation de densité  $n$  du plasma sur l'axe  $z$  du propulseur de longueur  $L_s$ .

$$\frac{d}{dz}(\beta n v_z A_0) = K_{iz} \beta n n_g A_0 - 2\pi(R_1 + R_2) h_{RB} n u_B \quad (5.1.4)$$

où  $A_0 = \pi(R_2^2 - R_1^2)$  est la section du propulseur,  $v_z$  la vitesse des ions dans le propulseur et  $n_g = n_g(z)$  la densité de neutres. En introduisant le débit massique de gaz neutre défini par  $\dot{m}_g = m_i \Gamma A_0$  avec  $\Gamma = n_g v_g + \beta n v_z$ ,  $v_g$  la vitesse de propagation du son dans le gaz et le nombre de Mach ionique  $M = v_z/u_B$  l'équation (5.1.4) devient :

$$\frac{d}{dz}(nM) = \left( \frac{K_{iz}\Gamma}{u_B v_g} - \frac{2h_{RB} u_B}{\beta(R_1 + R_2)} \right) n - \frac{\beta K_{iz}}{v_g} n^2 M \quad (5.1.5)$$

Dans cette dernière équation, les deux inconnues sont  $n$  et  $M$  pour connaître  $T_{e0}$ . La densité aux extrémités de la source est déduite en utilisant la relation  $\frac{n}{n_0} = \frac{1}{1+M^2}$  provenant du champ magnétique supposé uniforme dans la source et l'hypothèse d'ions sortant de celle-ci à la vitesse de Bohm  $M = 1$ . On obtient  $\frac{n(z=0)}{n_0} = \frac{n(z=L_s)}{n_0} = \frac{1}{2}$ . Le rendement d'utilisation massique  $\eta_m$  est alors égal au flux d'ions sortant du propulseur :

$$\eta_m = \frac{\beta n_0 u_B}{2\Gamma} \quad (5.1.6)$$

Ainsi une équation différentielle est obtenue pour une seule variable qui est le nombre de mach  $M$ .

$$\frac{1}{\zeta} \frac{dM}{d\bar{z}} = \frac{1 - 2\xi M + M^2}{1 - M^2} \quad (5.1.7)$$

où  $\bar{z} = z/L_s$ , et en posant

$$\zeta = a \frac{K_{iz}}{u_B} - b \quad (5.1.8)$$

$$\xi = \frac{\eta_m}{1 - \frac{u_B b}{K_{iz} a}} \quad (5.1.9)$$

$$a = \frac{\Gamma L_s}{v_g} = \frac{\dot{m}_g L_s}{v_g m_i A_0} \quad (5.1.10)$$

$$b = \frac{2h_{R_B} L_s}{\beta(R_1 + R_2)} \quad (5.1.11)$$

L'équation (5.1.7) est intégrée avec les conditions initiales  $M = -1$  pour  $\bar{z} = 0$  pour obtenir la variation axiale de  $M$  selon l'axe  $z$  tel que :

$$\begin{aligned} -1 - M - \xi \ln \left( \frac{1 - 2\xi M + M^2}{2 + 2\xi} \right) + \\ 2\sqrt{1 - \xi^2} \left[ \arctan \left( \frac{M - \xi}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right) - \arctan \left( \frac{-1 - \xi}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right) \right] = \zeta \bar{z} \end{aligned} \quad (5.1.12)$$

La température électronique  $T_{e0}$  est calculée en résolvant la condition  $M = 1$  à  $\bar{z} = 1$ , ce qui revient à résoudre l'égalité définie par :

$$\begin{aligned} -2 - \xi \ln \left( \frac{1 - \xi}{1 + \xi} \right) + 2\sqrt{1 - \xi^2} \left[ \arctan \left( \frac{1 - \xi}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right) - \arctan \left( \frac{-1 - \xi}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right) \right] = \zeta \end{aligned} \quad (5.1.13)$$

Une fois la température électronique  $T_{e0}$  dans la source déterminée, la puissance totale qui doit être transmise  $P_d$  au plasma est calculée. La puissance perdue aux parois du propulseur et la puissance propulsive sont additionnées :

$$\begin{aligned} P_d = \frac{1}{2} \beta n_0 q u_B A_0 (\varepsilon_c + 2T_e + \varepsilon_t) + 2\pi q (R_1 + R_2) h_{R_B} \left( \int_0^{L_s} n dz \right) u_B (\varepsilon_c + 2T_e + \varepsilon_t) + \\ \frac{1}{2} \beta n_0 q u_B A_0 (\varepsilon_c + 2T_e + E_i) \end{aligned} \quad (5.1.14)$$

Le premier terme du membre de droite représente les pertes au fond du propulseur, le terme  $\frac{1}{2} \beta n_0$  correspond à la densité plasma en entrée de la gaine. Le second terme correspond aux pertes radiales du propulseur sur le cylindre intérieur et extérieur, celui-ci est sous forme intégrale pour prendre en compte l'augmentation de la densité du plasma le long de l'axe du propulseur correspondant à l'ionisation du gaz neutre. Il peut être intégré pour obtenir :

$$\int_0^{L_s} ndz = n_0 L_s \int_{-1}^1 \left( \frac{1}{1+M^2} \right) \left( \frac{1-M^2}{1-2\xi M + M^2} \right) dM = \frac{n_0 L_s}{2\xi} \ln \left( \frac{1+\xi}{1-\xi} \right) \quad (5.1.15)$$

Le dernier terme de l'équation (5.1.14) est la puissance qui est dans le faisceau qui sert à la propulsion. L'énergie des ions  $E_i$  est estimée à partir d'un modèle d'expansion adiabatique du plasma, celui-ci constitue la seconde partie du modèle.

### 5.1.2 Modèle de tuyère adiabatique

Dans le cas du propulseur ECR, seule la surface ouverte permet d'utiliser le flux sortant comme puissance propulsive. En reprenant le modèle de tuyère idéale présentée dans le chapitre 3, le courant d'ions  $I_i$  sortant de la surface ouverte de section  $A_0$  du propulseur est  $\frac{1}{2}\beta n_0 q u_B A_0$ . L'énergie correspondante au flux traversant la section est  $\varepsilon_c + 2T_e + E_i$  où  $E_i$  est l'énergie que les ions acquièrent dans la tuyère, définie par :

$$E_i = \frac{T_e}{2} - \phi \quad (5.1.16)$$

où  $\phi$  est la chute de potentiel plasma dans la tuyère.

Afin de prendre en compte une chute de potentiel réaliste celle-ci doit être limitée par l'échange d'énergie entre les électrons et les ions. Pour évaluer cet échange, un modèle thermodynamique des ions avec une loi polytropique dans une tuyère magnétique est utilisé [102]. Ce modèle utilise une approximation adiabatique de l'expansion du plasma. Ce modèle permet de limiter le potentiel d'accélération  $\phi$  dans la tuyère. En effet, dans le cas de l'approximation isotherme du chapitre 3, le potentiel peut fournir une énergie infinie aux ions pour un rapport de section  $A(z)/A_0$  infini. La loi d'expansion polytropique est définie par :

$$\frac{T_e(z)}{T_{e0}} = \left( \frac{n_e(z)}{n_{e0}} \right)^{\gamma_e - 1} \quad (5.1.17)$$

où  $T_{e0}$  et  $n_{e0}$  sont la température et la densité électronique à la section de sortie  $A_0$  du propulseur,  $T_e(z)$  et  $n_e(z)$  la température et la densité électronique à la position  $z$  dans la tuyère et  $\gamma_e$  le coefficient adiabatique. En faisant les hypothèses



que l'inertie des électrons est nulle et que le tenseur de pression est isotrope, la loi de conservation de la quantité de mouvement dans le tube de courant permet d'établir la relation suivante :

$$0 = qn\nabla\phi - q\nabla(nT_e) - qnv \times B \rightarrow 0 = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \frac{1}{n_e} \frac{\partial}{\partial z}(n_e T_e) \quad (5.1.18)$$

En combinant les équations (5.1.17) et (5.1.18), le terme de densité disparaît et une relation de conservation apparaît entre  $\phi$ ,  $\gamma_e$  et  $T_e$  :

$$0 = \frac{\partial}{\partial z} \left( \phi - \frac{\gamma_e}{\gamma_e - 1} T_e \right) \Rightarrow \phi - \frac{\gamma_e}{\gamma_e - 1} T_e = \phi_0 - \frac{\gamma_e}{\gamma_e - 1} T_{e0} \quad (5.1.19)$$

où  $\phi_0$  est le potentiel à la sortie du propulseur défini à  $\phi_0 = 0$ . Lorsque  $z$  tend vers l'infini,  $T_e$  tend vers zéro. Cette dernière hypothèse permet de cadrer la chute de potentiel  $\phi$  et l'énergie des ions  $E_i$  dans la tuyère en fonction du coefficient adiabatique et de la température électronique  $T_{e0}$  de la source :

$$\phi = -\frac{\gamma_e}{\gamma_e - 1} T_{e0} \Rightarrow E_i = \left( \frac{1}{2} + \frac{\gamma_e}{\gamma_e - 1} \right) T_{e0} \quad (5.1.20)$$

Le modèle adiabatique de la tuyère utilise les mêmes lois de conservation de débit et d'énergie que le modèle isotherme présenté dans le chapitre 3. La modification du terme de densité en fonction du coefficient polytropique permet de définir l'équation à résoudre pour calculer la chute de potentiel dans le tube de courant :

$$\left( 1 + \frac{\gamma_e - 1}{\gamma_e} \frac{q\phi(z)}{k_B T_{e0}} \right)^{\frac{1}{\gamma_e - 1}} \sqrt{1 - \frac{2q\phi(z)}{k_B T_{e0}}} A(z) = A_0 \quad (5.1.21)$$

Le coefficient adiabatique  $\gamma_e$  est défini entre 1 et 5/3 pour les gaz parfaits [103][104]. Pour  $\gamma_e = 1$  les électrons sont isothermes, c'est le cas de la tuyère idéale et pour  $\gamma_e = 5/3$  la tuyère magnétique n'agit plus et opère uniquement par la détente du gaz dans le vide. D'après l'équation (5.1.20) le potentiel  $|\phi|$  tend vers  $2.5 T_{e0}$  pour  $\gamma_e = \frac{5}{3}$ . En utilisant les paramètres de la configuration 3 et une température électronique de  $T_{e0} = 20 \text{ eV}$ , l'évolution du potentiel  $\phi$  et du rapport

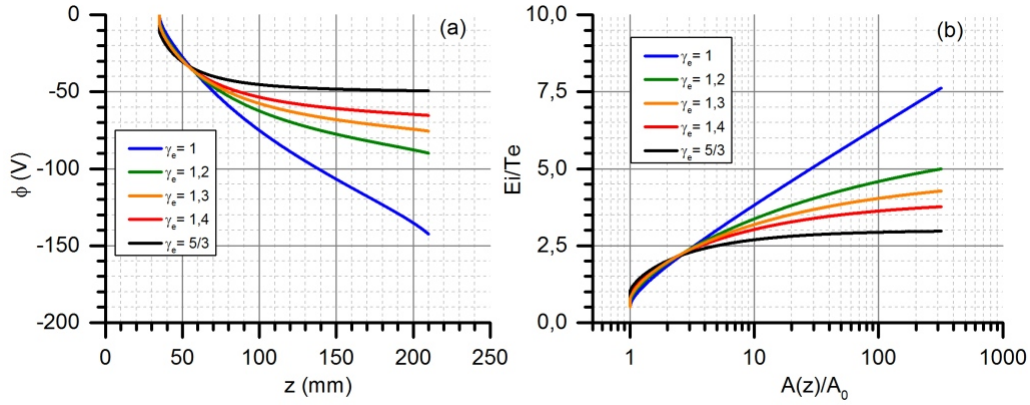


FIGURE 5.1.1 – Profil d'expansion adiabatique, (a) variation du potentiel ambipolaire dans la tuyère, (b) variation du nombre de Mach, pour  $T_{e0} = 20$  eV,  $\gamma_e = 1, 1.2, 1.3, 1.4$  et  $5/3$ .

$E_i/T_e$  pour  $\gamma_e = 1, 1.2, 1.3, 1.4, 5/3$  est présentée sur la figure (5.1.1).

Dans cette configuration la longueur du tube de courant est limité à 21 cm. Sur la figure (5.1.1)(a), le potentiel  $\phi$  a convergé pour  $\gamma_e = 1.4$  et  $5/3$ . Pour les autres valeurs de  $\gamma_e$ , la variation de section  $A(z)$  représentée sur le graphe n'est pas suffisante pour atteindre la valeur limite de  $\phi$ . Sur la figure (5.1.1)(b), le rapport  $E_i/T_e$  est tracé en fonction du rapport  $A(z)/A_0$ . L'énergie cinétique maximale est limitée par le coefficient adiabatique. La valeur la plus basse est de  $3 T_{e0}$  pour la valeur la plus restrictive de  $\gamma_e = 5/3$ .

Avec ce modèle d'expansion adiabatique, un paramètre supplémentaire ( $\gamma_e$ ) est nécessaire pour calculer l'accélération par rapport au modèle isotherme. Le choix de ce coefficient est déterminant pour estimer les performances du propulseur.

### Détermination du coefficient adiabatique

Les différentes expériences réalisées sur le propulseur ECR permettent d'estimer le coefficient adiabatique  $\gamma_e$  [94]. A partir de mesures d'énergie des ions  $E_i$  et de température électronique  $T_{e0}$  présentées sur les figures (4.3.24) et (4.3.22), le coefficient peut être déduit en inversant la relation de l'équation (5.1.20) :

$$\gamma_e = \frac{2E_i - T_{e0}}{2E_i - 3T_{e0}} \quad (5.1.22)$$

Pour les trois champs magnétiques à  $I_0 = 0, 130$  et  $160$  A dans la configuration 3 et  $P_d = 20$  W, le coefficient adiabatique  $\gamma_e$  est présenté sur la figure (5.1.2).

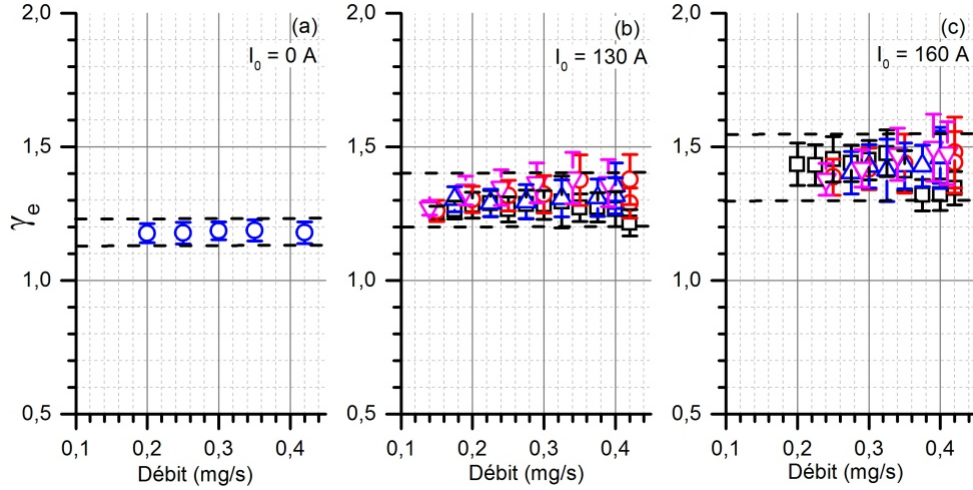


FIGURE 5.1.2 – Coefficient adiabatique de la tuyère magnétique pour 3 champs magnétiques différents dans la configuration 3 à  $P_d = 20$  W, (a)  $I_0 = 0$  A, (b)  $I_0 = 130$  A et (c)  $I_0 = 160$  A

Pour un champ magnétique donné,  $\gamma_e$  donne une valeur quasiment identique pour chaque débit. En revanche la valeur de  $\gamma_e$  est différente selon la valeur du champ magnétique. La valeur de  $\gamma_e$  est estimée expérimentalement à  $\sim 1.2$ ,  $\sim 1.3$  et  $\sim 1.4$ , ce qui correspond à une énergie  $E_i$  des ions de  $\sim 6.5 T_{e0}$ ,  $\sim 4.83 T_{e0}$  et  $\sim 4 T_{e0}$  pour les champs magnétiques correspondant aux courants  $I_0 = 0, 130$  et  $160$  A respectivement.

Ces résultats permettent d'estimer la puissance fournie par le jet propulsif et ainsi de fermer le modèle global du propulseur à l'état stationnaire.

### 5.1.3 Résultats du modèle et comparaison avec les expériences

Les résultats obtenus avec le modèle sont comparés avec les expériences présentées dans le chapitre 4. Le modèle global du propulseur à l'état stationnaire est résolu numériquement avec un programme Python/Fortran. Deux méthodes peuvent être utilisées pour résoudre l'équilibre de la décharge : la méthode directe impose le rendement d'utilisation massique (le programme trouve la puissance transmise) et la méthode indirecte impose la puissance transmise (le programme

trouve le rendement d'utilisation massique).

La première comparaison présentée sur la figure (5.1.3)(a) est réalisée avec la température électronique  $T_{e0}$ . Les valeurs expérimentales de la figure (4.3.26) sont superposées avec les valeurs fournies par le modèle pour des conditions équivalentes ( $P_d = 20\text{ W}$  et  $I_0 = 130\text{ A}$ ) en fonction du débit.

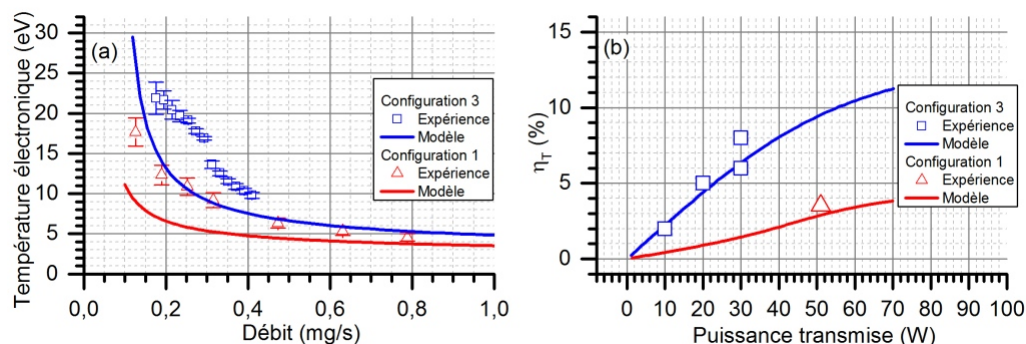


FIGURE 5.1.3 – Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle global pour la configuration 1 et 3, (a) température électronique à 20 W en fonction du débit, (b) rendement du propulseur à  $I_0 = 130\text{ A}$  en fonction de la puissance.

La température électronique estimée pour les deux configurations ne reproduit pas parfaitement la température mesurée par la sonde de Langmuir. Malgré cela deux tendances importantes sont observables. Premièrement, comme pour les expériences, la température électronique dépend de la géométrie de la source et est d'autant plus élevée que celle-ci à un grand diamètre. Pour un même débit, la pression effective dans la source est plus faible pour un diamètre supérieur, ce qui nécessite une température électronique plus élevée pour maintenir la décharge. Deuxièmement l'évolution de la température électronique en fonction du débit suit la tendance mesurée expérimentalement, plus le débit est faible plus la température électronique est élevée. La différence entre les valeurs expérimentales et calculées par le modèle s'explique principalement par l'approximation du profil de gaz neutre dans le propulseur le long de l'axe  $z$  qui est probablement surestimée par rapport à la déplétion réelle du gaz [105][106] et le chauffage par résonance des électrons qui n'est pas pris en compte dans le modèle (dépôt d'énergie non uniforme).

La seconde comparaison présentée sur la figure (5.1.3)(b) est réalisée sur le rendement total du propulseur pour la configuration 1 et la configuration 3 en fonction de la puissance avec un débit de  $0.2\text{ mg/s}$  de xénon et un champ magnétique à  $I_0 = 130\text{ A}$ . Avec un diamètre de source plus grand, le modèle estime un rende-

ment total du propulseur plus important, et il suit relativement bien l'estimation du rendement total du propulseur présentée dans le tableau (4.3). Le rendement total est supérieur pour le grand diamètre à une puissance donnée car la température électronique est plus élevée, ce qui améliore le rendement d'utilisation et l'énergie des ions.

La troisième comparaison présentée sur la figure (5.1.4) est réalisée avec les résultats expérimentaux obtenus pour plusieurs débits dans la configuration 3 à  $P_d = 30\text{ W}$  et  $I_0 = 130\text{ A}$ .

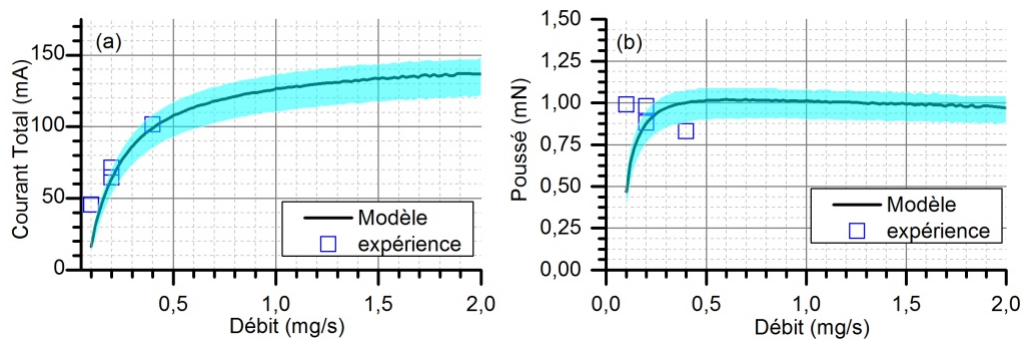


FIGURE 5.1.4 – Comparaison des expériences avec le modèle global pour la configuration 3 à  $P_d = 30\text{ W}$  et  $I_0 = 130\text{ A}$  en fonction du débit, (a) courant Total, (b) Poussé du propulseur.

Le courant total est tracé en fonction du débit de xénon sur la figure (5.1.4)(a). L'enveloppe bleue correspond au paramètre  $c_B$  du modèle de confinement du plasma qui est fonction du champ magnétique. Le modèle reproduit assez fidèlement le courant total  $I_i$  extrait de la source et donne une bonne estimation de l'utilisation massique du propulseur.

Sur la figure (5.1.4)(b), les poussées correspondantes à la configuration 3 sont tracées. Les résultats obtenus par le modèle présentent un écart avec l'estimation de poussée obtenue expérimentalement, notamment à  $0.1\text{ mg/s}$  de xénon. Cette différence est principalement due à la sous estimation du courant total par le modèle ce qui impacte la poussée finale du propulseur. Pour les deux autres débits, les résultats sont proches du modèle. Par ailleurs, à puissance transmise constante, le modèle évolue comme les expériences, lorsque le débit augmente la poussée du propulseur a tendance à diminuer.

La figure (5.1.5) compare l'évolution du rendement total du propulseur pour

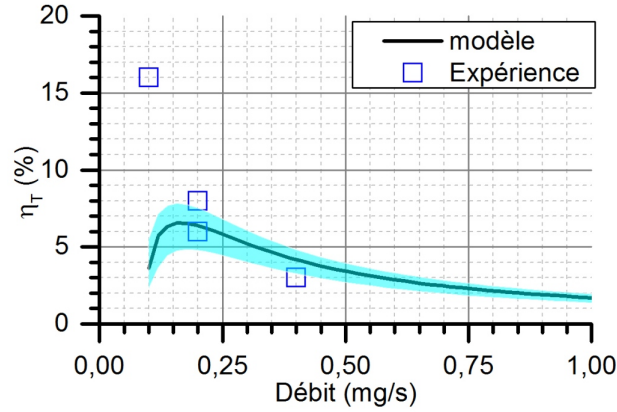


FIGURE 5.1.5 – Comparaison du rendement total du propulseur estimé par les expériences et le modèle global pour la configuration 3 à  $P_d = 30 W$  et  $I_0 = 130 A$  en fonction du débit.

les mêmes conditions que la figure précédente. L'écart entre le rendement estimé expérimentalement et calculé par le modèle est important à  $0.1 mg/s$  de xénon, où les meilleures performances ont été mesurées expérimentalement, et devient plus faible pour les autres débits. L'évolution du rendement total du propulseur fournie par le modèle est similaire à celle observée expérimentalement. Le rendement diminue lorsque le débit augmente pour une puissance constante.

Le modèle peut également calculer les profils de densité de neutre et ionique à partir de l'équation (5.1.12) dans la source du propulseur. Les figures (5.1.6)(a) et (b) présentent ces profils pour la configuration 3 avec  $0.1, 0.2$  et  $0.4 mg/s$  de xénon,  $P_d = 30 W$  et  $I_0 = 130 A$ .

La densité de neutre diminue progressivement le long de l'axe  $z$  et est comprise entre  $2 \times 10^{18}$  et  $2 \times 10^{19} m^{-3}$  selon le débit utilisé. La densité ionique atteint son maximum au centre de la décharge où  $M = 0$ , celle-ci est comprise entre  $1 \times 10^{17}$  et  $2 \times 10^{18} m^{-3}$  selon le débit. Cet ordre de grandeur sur la densité du plasma permet faire l'hypothèse que le plasma est sur-critique au milieu de la décharge ( $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ ).

Les figures (5.1.6)(c) et (d) présentent les profils de fréquence de collisions et de fraction d'ionisation dans la source. La fréquence de collision dans la source est de l'ordre de  $10^6 Hz$ , ce qui est très inférieur à la pulsation cyclotronique  $\rightarrow \chi_H \gg 1$ . La fraction d'ionisation maximum du plasma est comprise entre 5 et 12.5 % selon le débit.

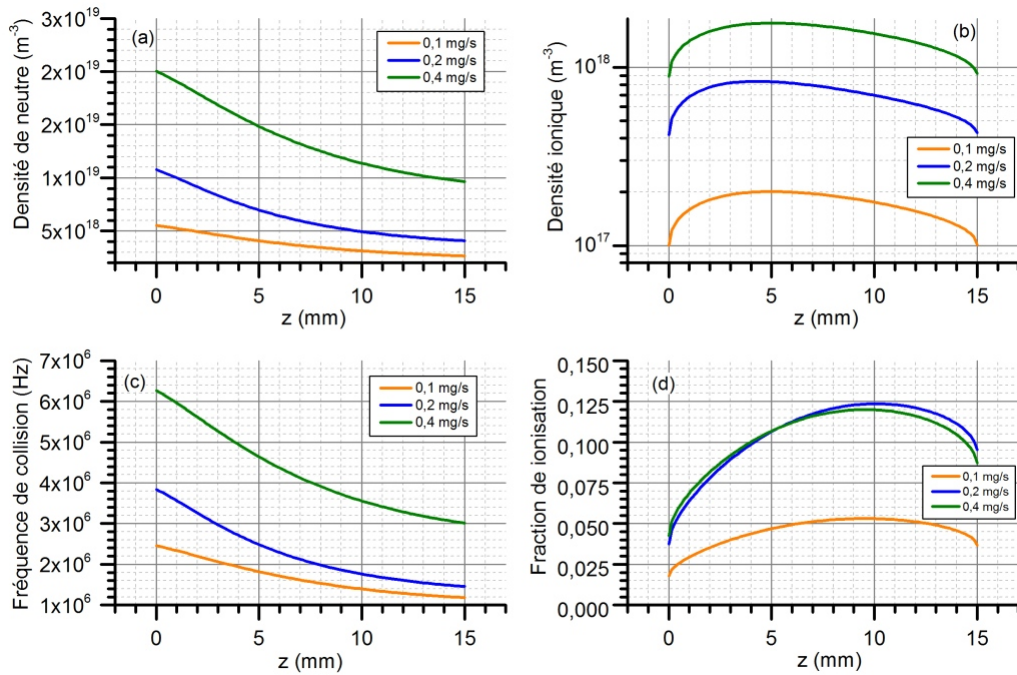


FIGURE 5.1.6 – Profils le long de l’axe  $z$  calculés par le modèle global pour les débits de 0.1, 0.2 et 0.4  $mg/s$  de xénon à  $P_d = 30 W$  et  $I_0 = 130 A$ , (a) profils de densité de neutre, (b) profils de densité ionique, (c) profils de fréquences de collision et (d) profils de fraction d’ionisation.

Bien que basé sur des hypothèses relativement simples (champ magnétique constant dans la source, dépôt d’énergie uniforme, plasma froid de distribution maxwellienne et expansion adiabatique du plasma), le modèle global du propulseur reproduit assez bien les ordres de grandeurs et les tendances observés expérimentalement. Celui-ci permet d’avoir un outil de prospection pour envisager de nouvelles configurations et des points de fonctionnements optimum pour le propulseur.

### 5.1.4 Limites et prospective du propulseur par le modèle global

Pour améliorer les performances et l’efficacité du propulseur, il convient d’explorer les limites du propulseur prévues par le modèle global. Celles-ci sont pilotées par les paramètres d’entrée du modèle (champ magnétique, débit de gaz, géométrie du propulseur et puissance transmise).

### Limites des rendements de fonctionnement définies par le modèle global

Bien que choisi par l'utilisateur lors d'une résolution directe ou déterminé à partir de la puissance transmise via la résolution indirecte, le rendement d'utilisation massique  $\eta_m$  est borné par la configuration du propulseur. Pour avoir une solution valide de l'état stationnaire le terme  $\ln\left(\frac{1+\xi}{1-\xi}\right)$  doit avoir une solution telle que  $\frac{1+\xi}{1-\xi} > 0$ . En développant ce terme, le rendement d'utilisation massique a une limite supérieure :

$$\eta_m < 1 - \frac{u_B}{K_{iz}} \frac{m_i v_g}{\dot{m}_g} \frac{2h_{RB} \pi (R_2^2 - R_1^2)}{\beta (R_2 + R_1)} \quad (5.1.23)$$

Cette limite est définie à partir du rapport  $u_B/K_{iz}$ , du débit de gaz, du confinement magnétique  $h_{RB}$  et des dimensions radiales de la source  $R_2$  et  $R_1$ . Pour un champ magnétique donné ( $h_{RB}$  fixe pour conditions ECR), chacun des autres termes a un impact relatif selon le point de fonctionnement du propulseur. A savoir que la température électronique d'équilibre dépend de tout ces autres paramètres.

On peut tout de même chercher à maximiser le rendement d'utilisation massique en minimisant les autres termes. Le premier terme  $u_B/K_{iz}$  est minimisé lorsque  $T_{e0} = 62.8 \text{ eV}$  pour le xénon. Le second terme est minimisé pour un débit de gaz maximum et le troisième terme est minimisé pour un confinement maximum du plasma  $h_{RB} \rightarrow 0$  et un rayon de source  $R_2$  minimum pour  $R_2 \gg R_1$ .

Expérimentalement il a été montré dans le chapitre 4 que le rendement d'utilisation massique et la température électronique augmente pour une puissance et un débit constant lorsque le rayon  $R_2$  de la source augmente.

Le second rendement déterminant sur l'efficacité totale du propulseur est le rendement énergétique. Celui-ci est limité par les pertes de puissance aux parois, le rendement d'utilisation massique et le processus d'accélération des ions dans la détente adiabatique. La puissance propulsive du jet de plasma est défini par :

$$P_{jet} = I_i E_i = \frac{1}{2} q n_0 \beta u_B A_0 E_i \quad (5.1.24)$$

Le rendement énergétique  $\eta_e$  défini par le rapport  $P_{jet}/P_d$  est défini par :



$$\eta_e = \frac{\beta E_i}{\beta(\varepsilon_c + 2T_e + E_i) + (\varepsilon_c + 2T_e + \varepsilon_t) \left[ \beta + \frac{u_B}{K_{iz}} \frac{2\pi(R_1+R_2)h_{RB}v_g m_i}{\eta_m \dot{m}_g} \ln \left( \frac{\frac{K_{iz}}{u_B} a(1+\eta_m) - b}{\frac{K_{iz}}{u_B} a(1-\eta_m) - b} \right) \right]} \quad (5.1.25)$$

- L'évolution du terme  $\varepsilon_c$  en fonction de  $T_e$  pour le xénon a été présentée initialement sur la figure (2.2.4)(b), à partir de  $T_{e0} > 18 \text{ eV}$ ,  $\varepsilon_c < T_{e0}$ .

- Le terme  $\varepsilon_t$  est défini par la chute de potentiel dans les gaines définie par l'équation (2.2.10) et vaut  $\varepsilon_t = 5.8T_{e0}$  pour le xénon.

- Le terme  $E_i$  est défini par le champ ambipolaire résultant de l'expansion adiabatique du plasma dans la tuyère magnétique tel que  $E_i = \left(\frac{1}{2} + \frac{\gamma_e}{\gamma_e - 1}\right)T_e$ , avec  $\gamma_e$  compris entre 1.2 et 1.4 selon le champ magnétique.

Les autres termes dépendent à la fois de la géométrie de la source, du confinement magnétique, de l'utilisation massique et de la température électronique.

La figure (5.1.7) présente l'évolution du rendement énergétique pour plusieurs valeur de  $\gamma_e$ , dans la configuration 3 pour un débit de  $0.1 \text{ mg/s}$  de xénon, un confinement magnétique correspondant à  $I_0 = 130 \text{ A}$  et  $T_{e0} = 62.8 \text{ eV}$ .

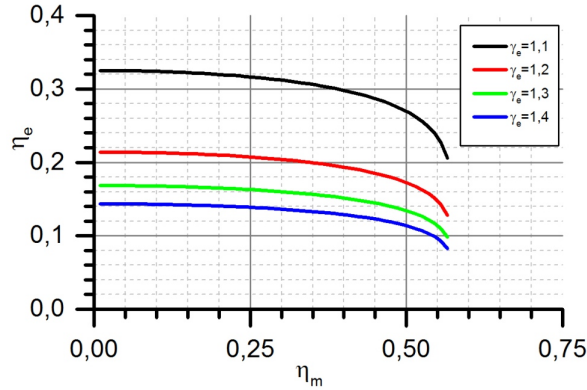


FIGURE 5.1.7 – Évolution du rendement énergétique pour plusieurs  $\gamma_e$  en fonction du rendement d'utilisation massique pour la configuration 3 à  $T_{e0} = 62.8 \text{ eV}$ .

Le rendement énergétique est très dépendant du coefficient d'expansion adiabatique  $\gamma_e$ . En effet ce coefficient représente l'efficacité de transfert d'énergie entre

les électrons et les ions lors de l'expansion du plasma dans la tuyère. L'utilisation d'une accélération par champ ambipolaire des ions est la principale limite de l'efficacité énergétique pour ce type de propulseur. Pour  $\gamma_e = 1.2, 1.3$  et  $1.4$ , l'énergie des ions  $E_i$  sera au maximum de  $408, 303$  et  $251$  eV respectivement pour  $T_{e0} = 62.8$  eV. Cette dernière remarque limite les performances du propulseur à une  $I_{sp}$  maximum de  $2494, 2151$  et  $1958$  s pour le xénon respectivement. Cette limite théorique est définie pour une distribution maxwellienne d'électrons. Si la distribution présente une double population d'électrons, cette limite peut être facilement dépassée, grâce à la contribution des électrons les plus énergétiques.

Cette analyse sur les limites des rendements du propulseur permet de mieux comprendre les résultats prospectifs concernant les performances du propulseur.

### Prospectives d'efficacité du propulseur par le modèle global

L'utilisation du modèle global permet de faire un travail prospectif sur les configurations et les conditions d'utilisation pour avoir un propulseur optimisé. Les paramètres constants de cette étude prospective sont le rayon du cylindre intérieur  $R_1 = 0.925$  mm, la longueur de la source  $L_s = L_a = 15$  mm et le champ magnétique défini pour  $I_0 = 130$  A.

La première étude présentée sur la figure (5.1.8) est réalisée en faisant varier le rayon  $R_2$  de la source pour trois débits de xénon à  $0.1, 0.2$  et  $0.4$  mg/s. La puissance transmise est constante à  $P_d = 30$  W. La figure (5.1.8)(a) présente l'évolution du rendement d'utilisation massique  $\eta_m$ . Pour chacun des débits celui-ci a un optimum en fonction du rayon. Pour une faible valeur de rayon la progression du rendement d'utilisation est due à la prédominance de la température électronique, puis lorsque le compromis entre  $T_e$  et  $R_2$  est dépassé le rendement d'utilisation diminue. La plage couverte par le rendement d'utilisation massique est déterminée par le débit de gaz utilisé. Pour des valeurs trop faibles ou trop grandes du rayon  $R_2$  l'équilibre dans la source n'est pas atteint.

La figure (5.1.8)(b) présente l'évolution du rendement total du propulseur. L'optimum est atteint pour des valeurs de rayon supérieures à la figure précédente. Ce décalage est dû à la contribution du rayon de la source sur la température électronique du propulseur. Pour un même niveau de puissance transmise, un rayon plus grand nécessite des électrons plus énergétiques et un rapport surface d'extraction/surface de pertes aux parois favorable. La chute observée après l'optimum est due à la chute du rendement d'utilisation massique malgré l'augmentation de la température électronique présentée sur la figure (5.1.9).

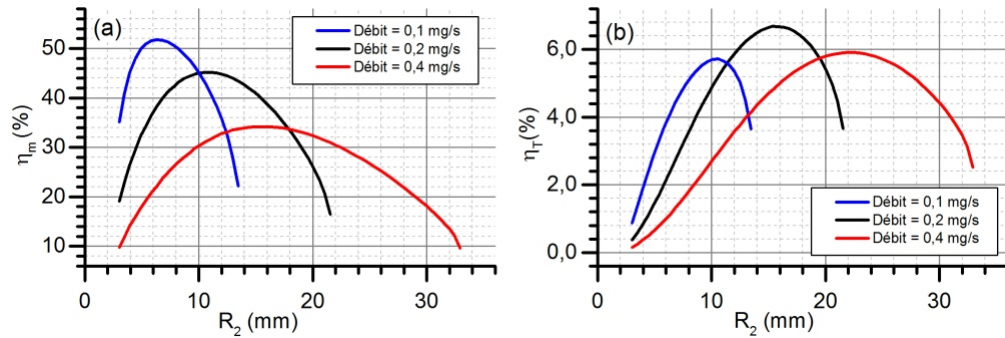


FIGURE 5.1.8 – (a) Évolution du rendement massique en fonction de  $R_2$ , (b) évolution du rendement total en fonction du rayon  $R_2$ . Pour 0.1, 0.2 et 0.4  $mg/s$  de débit de xénon et  $P_d = 30 W$ .

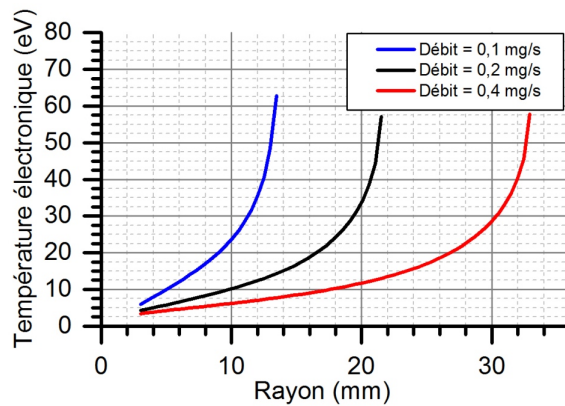


FIGURE 5.1.9 – Évolution de la température électronique en fonction de  $R_2$  pour 0.1, 0.2 et 0.4  $mg/s$  de débit de xénon et  $P_d = 30 W$ .

La seconde étude présentée sur la figure (5.1.10) est toujours réalisée en fonction du rayon extérieur de la source  $R_2$  mais pour deux puissances transmises différentes  $P_d = 30$  et  $100 W$  avec  $0.2 mg/s$  de xénon. Le rendement d'utilisation présenté sur la figure (5.1.10)(a) est meilleur pour une puissance transmise supérieure. Il est plus facile d'ioniser le gaz avec plus de puissance. En revanche, la plage d'équilibre obtenue pour une puissance de  $100 W$  est inférieure à celle de  $30 W$ .

La figure (5.1.10)(b) présente l'évolution du rendement total. Pour une puissance supérieure le rendement total du propulseur est supérieur grâce au rendement massique. Par ailleurs, cet optimum est trouvé pour un rayon  $R_2$  identique pour les deux puissances transmises.

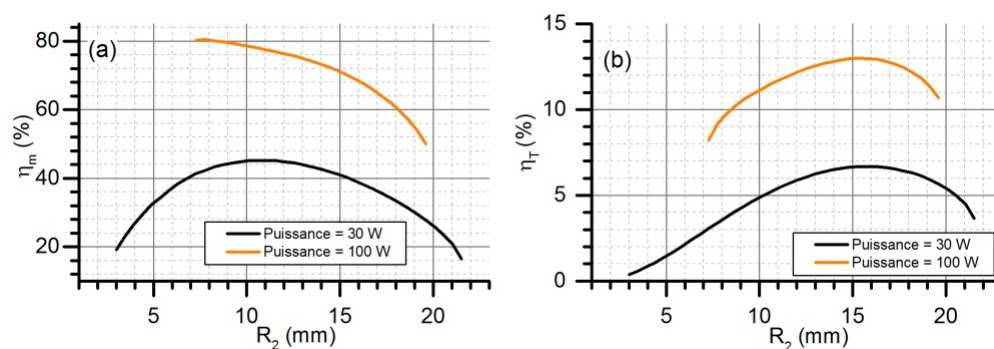


FIGURE 5.1.10 – (a) Évolution du rendement massique en fonction de  $R_2$ , (b) évolution du rendement total en fonction du rayon  $R_2$ . Pour  $P_d = 30$  et  $100$  W à  $0.2$   $mg/s$  de débit de xénon.

D'après les figures (5.1.8) et (5.1.10), un rayon  $R_2$  optimal existe pour chaque débit indépendamment de la puissance transmise. Avec les paramètres constants utilisés celui-ci vaut  $R_2 = 10.6$ ,  $15.34$  et  $22.46$   $mm$  pour respectivement  $0.1$ ,  $0.2$  et  $0.4$   $mg/s$ . La figure (5.1.11)(a) présente l'évolution du rendement d'utilisation massique pour ces trois configurations optimales. Pour chaque débit celui-ci ne fait qu'augmenter avec la puissance transmise. Le rendement arrive à saturation lorsque l'équilibre à  $T_{e0} = 62.8$   $eV$  est atteint. Le rendement d'utilisation massique est meilleur pour un débit plus important et atteint plus de  $80$  % avec  $0.4$   $mg/s$  de xénon à partir de  $P_d = 200$  W.

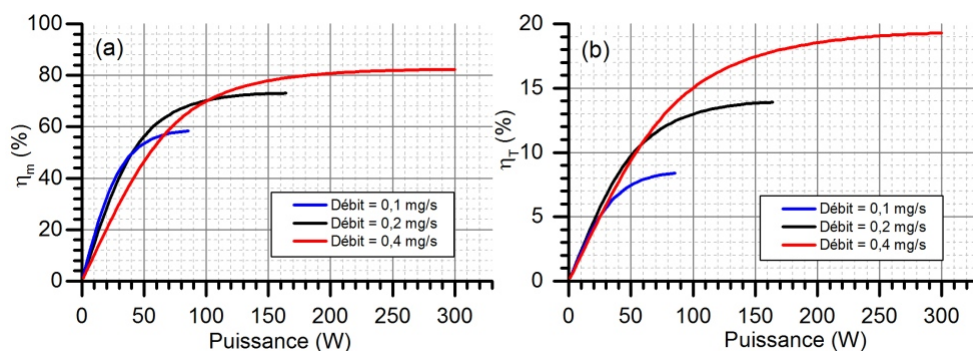


FIGURE 5.1.11 – (a) Evolution du rendement massique en fonction de la puissance transmise, (b) évolution du rendement total en fonction de la puissance transmise. Pour le rayon optimum de la source  $R_2 = 10.6$ ,  $15.34$  et  $22.46$   $mm$  pour respectivement  $0.1$ ,  $0.2$  et  $0.4$   $mg/s$  de xénon.

La figure (5.1.11)(b) présente l'évolution du rendement total du propulseur pour ces trois configurations optimales. Pour chaque débit le rendement est maximum pour la puissance transmise maximum. Celle-ci permet d'atteindre l'équilibre de la décharge avec un rendement d'utilisation massique optimisé. Le rendement total est maximum pour le plus fort débit étudié et atteint près de 20 % au final. Dans cette configuration de propulseur,  $P_d = 300 \text{ W}$ ,  $R_2 = 22.46$  et  $0.4 \text{ mg/s}$  de xénon, le modèle calcule une poussée de propulseur à  $7 \text{ mN}$ .

Au vu de ces résultats obtenus par le modèle global, l'efficacité totale du propulseur est principalement limitée par le rendement énergétique du propulseur. Ce rendement est borné par les pertes aux parois du propulseur et par l'expansion adiabatique du plasma dans la tuyère magnétique. Pour limiter les pertes aux parois, un meilleur confinement radial doit être réalisé. L'amélioration du transfert énergétique entre les électrons et les ions lors de l'expansion du plasma dans la tuyère est déterminant pour augmenter l'efficacité du propulseur.

Les résultats obtenus avec le modèle sont proches des résultats expérimentaux sauf à bas débit où le propulseur est le plus efficace. L'écart peut être réduit en changeant certaines approximations utilisées (champ magnétique uniforme dans la source, approximation radiale de la densité, modèle d'expansion du plasma 1D, dépôt d'énergie uniforme dans la source). En prenant en compte un champ magnétique non-uniforme dans la source, le flux entre la paroi du fond et la section de sortie du propulseur sera favorable pour l'efficacité énergétique du propulseur. Par ailleurs la distribution en densité du plasma dans la source coaxiale est formulée par une loi initialement utilisée pour une géométrie cylindrique adaptée en première approximation à une géométrie coaxiale. En modélisant la densité avec un modèle plus approprié la valeur de  $\beta$  peut être calculée de façon plus exacte [107]. Ensuite la variation de densité de neutre doit être améliorée pour mieux rendre compte de sa dépletion dans la source [105] [106]. L'utilisation d'un modèle d'expansion 2D du plasma dans la tuyère magnétique doit également permettre d'améliorer l'estimation du transfert d'énergie dans la tuyère [70]. Enfin la prise en compte d'un chauffage non uniforme par un couplage micro-onde plasma avec condition ECR dans la source permettra de se rapprocher de la physique au cœur du propulseur. Ce dernier point fait l'objet de la dernière section de ce chapitre.

## 5.2 Propagation d'onde et couplage micro-onde plasma froid ECR dans la source du propulseur

Cette section présente les simulation de propagation et de couplage micro-onde plasma dans la source coaxiale du propulseur ECR. En partant du cas simple théorique de propagation dans le vide, le milieu de propagation est progressivement modifié en appliquant la théorie proposée dans le chapitre 2.

### 5.2.1 Mise en place de la simulation et outils d'analyse

Les simulations sont réalisées avec le logiciel Comsol® Mutliphysics version 4.2a. Ce logiciel est basé sur une méthode aux éléments finis. Le module utilisé pour simuler l'interaction onde-plasma est "Electromagnetic waves". Ce module résout l'équation de propagation d'onde (2.3.3) sous sa forme complète en prenant en compte les propriétés diélectriques du milieu de propagation  $\epsilon_r$  et les conditions limites. Les outils du logiciel permettent de déterminer les modes de propagation et l'absorption de la puissance de l'onde EM.

#### Géométrie et conditions limites

Les deux domaines de simulations étudiés sont des surfaces fermées de géométrie coaxiale. Le premier est présenté sur la figure (5.2.1)(a). Il est de type  $2D$  dans le plan  $xy$  et permet l'étude des modes de propagation le long de l'axe  $z$  supposé infini. Le second domaine étudié est présenté sur la figure (5.2.1)(b). Il est de type  $2D$  axisymétrique autour de l'axe  $z$  et permet l'étude de l'absorption de l'onde par le milieu de propagation. Les dimensions utilisées pour la géométrie coaxiale correspondent à la configuration 3 du propulseur ( $D_1 = 1.85 \text{ mm}$ ,  $D_2 = 27 \text{ mm}$  et  $L_a = L_s = 15 \text{ mm}$ ).

Les conditions limites imposées sur le cylindre intérieur et extérieur de la structure coaxiale sont de type conducteur parfait. Le champ électrique ne pénètre pas à l'intérieur des surfaces métalliques ce qui signifie qu'il n'y a pas de perte à l'intérieur de celles-ci. Dans le cas des simulations  $2D$  axisymétriques, la puissance est injectée par le port 1 et la puissance non absorbée et non réfléchiée par le milieu est mesurée sur le port 2. Les ports 1 et 2 sont définis de type coaxial dans le logiciel.

#### Outils d'analyse

Pour chacune des simulations, le logiciel Comsol® calcule le champ électrique associé à l'onde sur les trois composantes ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  et  $E_r$ ,  $E_\phi$ ,  $E_z$ ). La visua-

lisation de ce champ permet de connaître sa distribution dans la structure coaxiale.

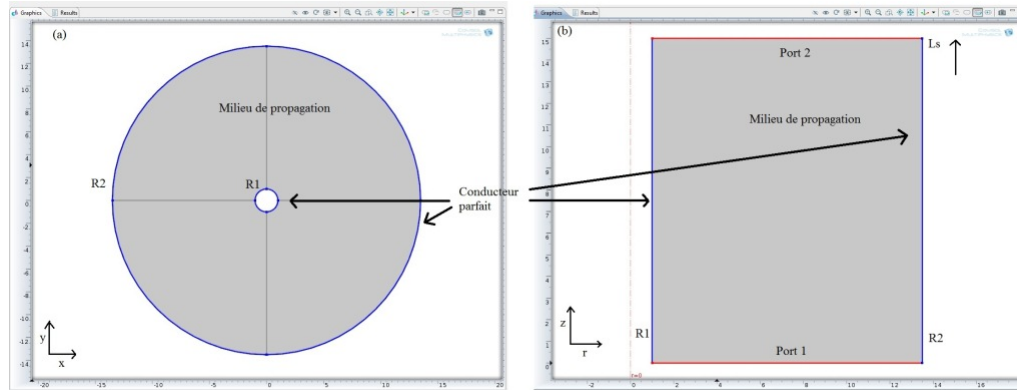


FIGURE 5.2.1 – Domaine de simulation du milieu de propagation. En bleu : les conditions de types conducteur parfait. En rouge : les ports injections et de transmission de puissance, (a) géométrie 2D plan, (b) géométrie 2D axisymétrique.

Dans le cas de la simulation 2D plan, l'étude est réalisée avec le solveur "Mode Analysis". Celui-ci calcule la constante de propagation  $k$  de l'onde EM pouvant se propager selon l'axe  $z$  normal au plan  $xy$ . On en déduit alors l'indice de réfraction  $N = k/k_0$  du milieu associé à chaque mode de propagation de l'onde EM, où  $k_0$  est la constante de propagation de l'onde dans le vide.

Dans le cas de la simulation 2D axisymétrique, l'étude est réalisée dans le domaine fréquentiel "Frequency Domain". Celui-ci permet d'injecter une onde électromagnétique à une fréquence  $f_{em}$  par le port 1 dans le milieu et d'analyser sa propagation le long de l'axe  $z$  jusqu'au port 2. Afin de quantifier l'absorption de puissance par le milieu, les paramètres S (Scattering parameters) sont utilisés aux ports 1 et 2. Les deux paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  sont définis en décibels :

- Le paramètre  $S_{11}$  est le coefficient de réflexion de puissance au port 1 tel que  $dBS_{11} = 20 \log \frac{P_{ref}}{P_{inc}}$
- Le paramètre  $S_{21}$  est le coefficient de transmission de puissance entre le port 1 et le port 2 tel que  $dBS_{21} = 20 \log \frac{P_{trans}}{P_{inc}}$ .

L'équivalent d'atténuation de puissance en % et en décibel est présenté dans le tableau (5.1).

La puissance transmise au plasma est égale à  $P_d = P_{inc} - P_{ref} - P_{trans}$ . Pour

Atténuation de puissance (%)	-10	-20	-25	-50	-75	-90	-99
$dB$	-0.92	-1.94	-2.5	-6.02	-12.04	-20	-40

 TABLEAU 5.1 – Atténuation de puissance en  $dB$ .

connaître la puissance absorbée par le plasma en fonction des paramètres  $dB_{S_{11}}$  et  $dB_{S_{21}}$  fournie par le logiciel Comsol®, le coefficient  $C_{MW}$  est défini tel que :

$$C_{MW}(\%) = \left(1 - 10^{\frac{dB_{S_{11}}}{20}} - 10^{\frac{dB_{S_{21}}}{20}}\right) \times 100 \quad (5.2.1)$$

## 5.2.2 Propagation à vide d'une onde EM dans une structure coaxiale

Le premier cas étudié est un milieu de propagation qui correspond au vide. Les propriétés diélectriques du milieu sont définies avec le tenseur identité  $\bar{\bar{I}}$  tel que  $\bar{\bar{\epsilon}}_r = \bar{\bar{I}}$ .

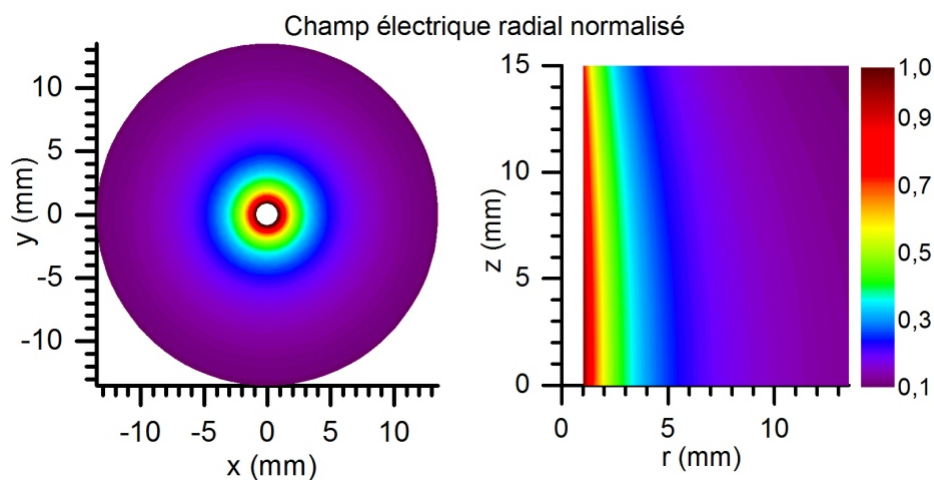


FIGURE 5.2.2 – Champ électrique radial normalisé dans une structure coaxiale avec un milieu de propagation vide ( $\bar{\bar{\epsilon}}_r = \bar{\bar{I}}$ ).

La figure (5.2.2) présente la distribution du champ électrique pour les deux domaines de simulation à  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ . Le champ électrique est purement radial compte tenu des propriétés isotropes du milieu de propagation et de la symétrie cylindrique [65][66]. Le champ électrique radial est maximum sur le cylindre intérieur et suit une évolution radiale en  $1/r$  définie par l'équation (3.1.11) du chapitre



3. Sur la simulation 2D axisymétrique, la variation longitudinale du champ électrique est visible ( $L_s/\lambda = 0.12$ ). Les champs électrique et magnétique n'ont pas de composante selon l'axe  $z$  ( $E_z = 0$ ,  $B_z = 0$ ), on parle du mode de propagation Transverse Électrique-Magnétique (TEM).

La figure (5.2.3)(a) présente les modes de propagation des ondes EM comprises entre  $10^8$  et  $10^{12}$  Hz dans la structure coaxiale. Le mode de propagation TEM en bleu est identifié. Il est le seul à se propager dans cette structure jusqu'à environ 6 GHz. Sa constante de propagation  $k$  est bien égale à celle du vide  $k_0$ . A partir de 6 GHz deux autres modes de propagation apparaissent, ce sont des modes Transverse Electric (TE) ( $E_z = 0$  et  $B_z \neq 0$ ).

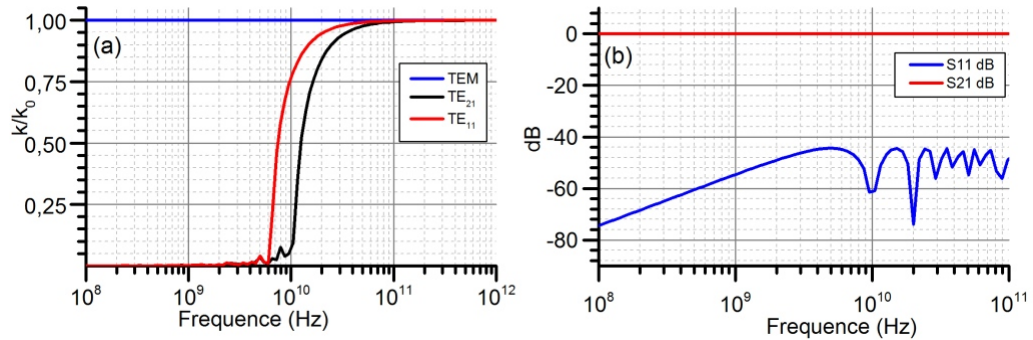


FIGURE 5.2.3 – (a) Mode de propagation d'onde EM, (b) paramètres S. Géométrie coaxiale et un milieu de propagation vide ( $\overline{\epsilon}_r = \overline{I}$ ).

La figure (5.2.3)(b) présente les paramètres S pour des ondes EM comprises entre  $10^8$  et  $10^{12}$  Hz. Le paramètre  $S_{11}$  est toujours inférieur à  $-40$  dB ce qui signifie que moins de 1% de la puissance incidente est réfléchi au port d'entrée. Le paramètre  $S_{21}$  est quasiment égale à 0 dB, ce qui signifie que toute la puissance injectée au port 1 se propage dans le milieu et arrive au port 2. L'onde EM n'est pas absorbée par le milieu vide.

Ce premier cas permet de prendre en main les outils utilisés dans la suite de cette section. Le cas dans le vide est bien connu et relativement simple à interpréter. La modification des propriétés du milieu va permettre de se rapprocher des conditions du propulseur ECR.

### 5.2.3 Calcul des modes de propagation d'une onde EM dans un plasma magnétisé infini

Les propriétés du milieu de propagation sont modifiées en utilisant le tenseur diélectrique (2.3.8) d'un plasma froid magnétisé défini dans le chapitre 2. Le champ magnétique  $B$  est uniforme selon l'axe  $z$  et vaut 875 G. Ce tenseur est introduit au niveau de la simulation dans la partie "Wave Equation, Electric" présentée sur la figure (5.2.4).

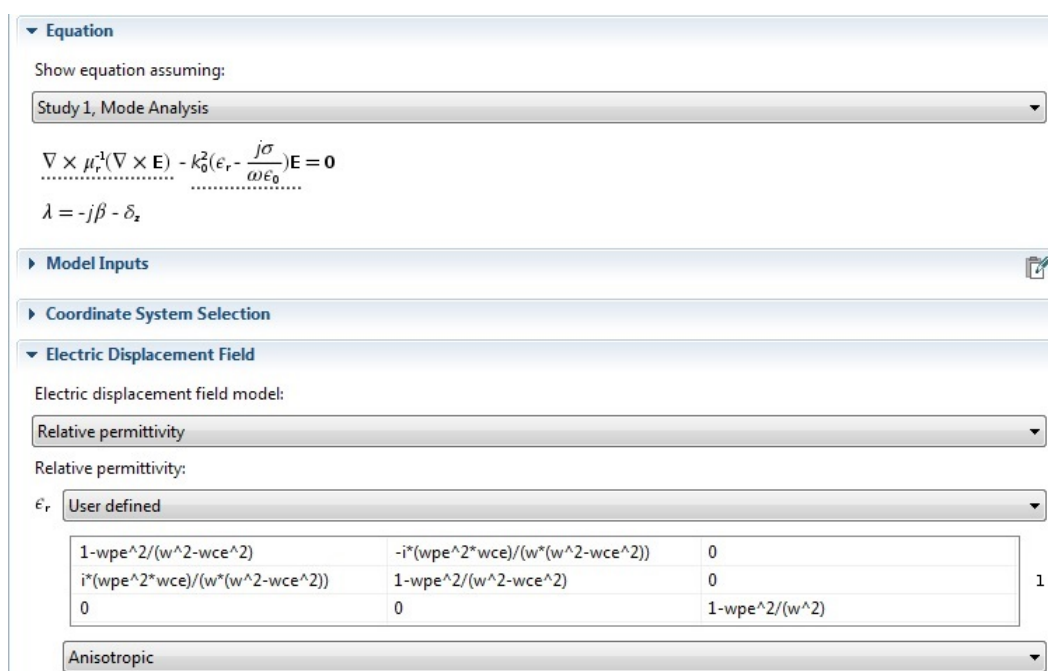


FIGURE 5.2.4 – Tenseur diélectrique du milieu défini dans Comsol®.

Pour valider l'outil de simulation Comsol®, une première simulation est réalisée dans un domaine infini (conditions limites de type continue périodique). Les modes propres de propagation des ondes EM dans ce domaine sont calculés. L'étude est réalisée pour les deux conditions critiques du plasma :  $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$  et  $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$ .

Les modes propres calculés par le logiciel sont présentés sur la figure (5.2.5). Les deux seuls modes de propagation trouvés correspondent bien à la polarisation circulaire droite et gauche de l'onde EM pour  $\vec{k} \parallel \vec{B}$ . Les constantes de propagation suivent les mêmes évolutions autour de la condition de résonance et de coupure que la théorie présente dans le chapitre 2 sur les figures (2.3.1) et (2.3.2). La résonance à  $\omega_{em} = \omega_{ce}$  et les deux fréquences de coupure  $\omega_L$  et  $\omega_R$  sont bien positionnées par

rapport à la valeur de  $\omega_{pe}$  et  $\omega_{ce}$ .

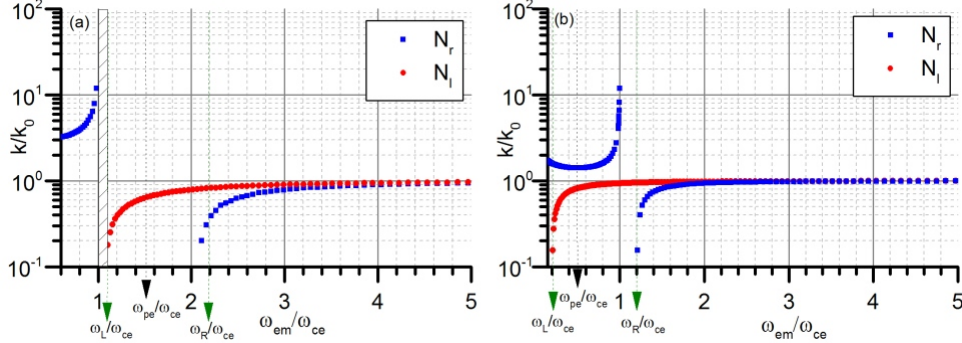


FIGURE 5.2.5 – Modes de propagation calculés par Comsol® pour un plasma magnétisé dans un domaine infini  $\vec{k} \parallel \vec{B}$ , (a)  $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$  et (b)  $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$ .

Ces premières simulations en accord avec la théorie permettent de valider l'utilisation Comsol® pour étudier la propagation d'onde EM dans un plasma magnétisé.

## 5.2.4 Propagation de l'onde EM dans la source coaxiale avec un plasma uniforme magnétisé

Les deux milieux de propagation des domaines  $2D$  plan et  $2D$  axisymétrique sont modifiés avec le tenseur diélectrique (2.3.8) utilisés juste préalablement. Dans le cas des simulations  $2D$  axisymétrique, le tenseur diélectrique défini dans l'annexe C est utilisé avec le terme de collisions  $\nu_m$ . L'utilisation du tenseur diélectrique avec des collisions permet à la puissance MW de se dissiper dans le milieu et également de limiter le nombre de mailles nécessaire à la simulation (gradient de  $\overline{\epsilon_r}$  élevé proche des conditions ECR, problème d'utilisation mémoire du logiciel). La fréquence de l'onde EM est fixée à  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ . La propagation de l'onde est étudiée en fonction du champ magnétique  $B$  dans un plasma uniforme sous-critique et sur-critique ( $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$  et  $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ ). La densité électronique est fixé à  $n_0 = 5 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$  dans le cas sous-critique et  $n_0 = 5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  dans le cas sur-critique.

### Mode de propagation dans la source coaxiale

L'étude des modes de propagation dans le domaine  $2D$  plan est réalisée en faisant varier le champ magnétique de 1050 à 600 G correspondant à  $I_0 = 160 \text{ A}$ . Le cas à  $I_0 = 130 \text{ A}$  présente un intérêt moindre car la zone ECR est à l'entrée de

la cavité. Il faudrait ajouter pour ce cas limite l'interface avec le diélectrique en Macor du fond du propulseur.

La figure (5.2.6)(a) présente les différents modes de propagation dans le cas sous-critique. Lorsque le champ magnétique du milieu se rapproche de la condition de résonance, différents modes de propagation apparaissent dans la source coaxiale. Malgré la densité sous-critique du plasma, aucun mode correspondant à la polarisation circulaire gauche ne se propage au delà de la condition de résonance. L'évolution de l'indice  $k$  montre que le milieu est de plus en plus dispersif à l'approche de la condition de résonance. Les constantes de propagation des modes existant sont environ 45 fois supérieures à celle dans le vide à  $B_0 = 875.5 G$  juste avant la résonance, ce qui signifie que la longueur d'onde devient très petite. Le mode dominant qui se propage est dit quasi-TEM car à l'approche de la zone de résonance une composante longitudinale du champ électrique apparaît progressivement. Les modes désignés 2, 3, 4 et 5 sont des modes de surface (le champ électrique est plus intense sur le cylindre extérieur). Les champs électriques associés à ces modes sont plus faibles que le mode quasi-TEM.

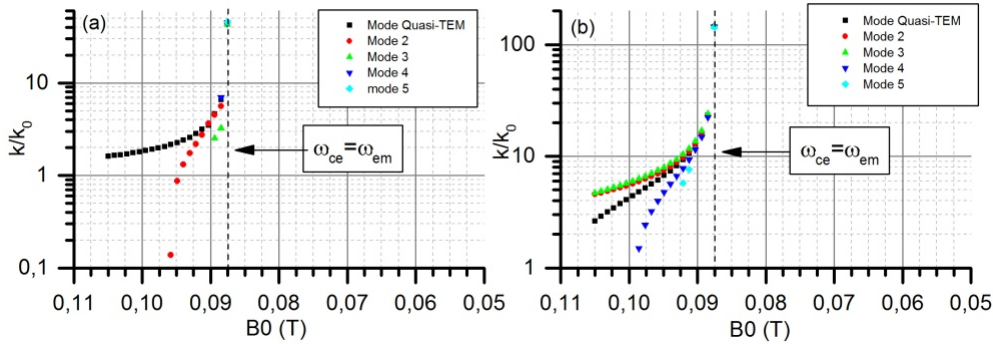


FIGURE 5.2.6 – Modes de propagation de l'onde EM dans la source coaxiale avec un plasma uniforme. (a)  $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$ , (b)  $\omega_{pe} > \omega_{ce}\sqrt{2}$ .

La figure (5.2.6)(b) présente les différents modes de propagation dans le cas sur-critique. Dans ce cas, les différents modes de propagation apparaissent dès  $B_0 = 1050 G$  et continuent de se propager dans la source coaxiale jusqu'à  $875 G$ . Les différents mode de propagation ont des constantes de propagation plus élevées que ceux du cas sous-critique en raison du milieu plasma plus dense. L'évolution des constantes à l'approche de la résonance correspondent bien à un milieu dispersif. Les modes de propagation sont environ 145 fois supérieur à celle du vide à  $B_0 = 875.5 G$ . Le mode dominant qui se propage est également le quasi-TEM. Les modes désignés 2, 3, 4 et 5 sont des modes de surface comme dans le cas

sous-critique.

Pour illustrer le phénomène de propagation quasi-TEM, les champs électriques transverses et longitudinaux loin et proche de la zone ECR sont présentés sur la figure (5.2.7) pour  $B_0 = 1050 G$ (a)(b),  $B_0 = 900 G$  (c)(d) et  $B_0 = 875.5 G$ (e)(f).

Pour les champs transverses sur les figures (5.2.7)(a)(c) et (e), le champ électrique est distribué radialement comme dans le vide. Lorsque le milieu se rapproche de la condition de résonance, l'intensité du champ radial diminue. Sur la figure (5.2.7)(e) au plus proche de la résonance, le champ électrique transverse devient très faible au cœur du milieu ( $\approx 10 V/m$ ) et augmente à nouveau au niveau du cylindre extérieur. Parallèlement, les champs électriques longitudinaux sont présentés sur les figures (5.2.7)(b)(d) et (f). Contrairement au cas du vide TEM, il existe une petite composante de champ électrique selon l'axe  $z$ . Plus le milieu se rapproche de la condition de résonance plus cette composante augmente et atteint  $\approx 100 V/m$  proche de la condition de résonance. La comparaison de ces champs électriques plus ou moins proches de la résonance montre le phénomène de dispersion du milieu sur l'onde EM avec une réduction progressive du champ électrique transverse et une augmentation du champ électrique longitudinal. Le champ électrique longitudinal est toujours plus faible que le champ électrique transverse.

Dans le cas du plasma sur-critique, le même phénomène se produit avec une dispersion plus importante du milieu. La figure (5.2.8)(a) présente le champ électrique transverse pour  $B_0 = 875.5 G$  pour le plasma sur-critique. Le champ électrique est distribué radialement et décroît plus rapidement que le cas sous-critique selon le rayon pour atteindre un champ électrique de l'ordre de  $\approx 10 V/m$ . De même celui-ci remonte lorsqu'il atteint le cylindre extérieur. La figure (5.2.8)(b) présente la composante longitudinale du champ électrique associé. La distribution du champ électrique est plus intense que dans le cas sous-critique et atteint au maximum  $330 V/m$ . L'effet de dispersion de l'onde est plus important pour un plasma plus dense, ce phénomène est observé sur les modes de propagation et sur le champ électrique associé à l'onde EM.

Dans le cas sous et sur-critique, le champ électrique est le plus élevé à proximité du cylindre central. Cette région doit être la zone où le chauffage ECR est le plus efficace.

### **Propagation le long d'un champ magnétique décroissant**

Afin d'observer la propagation de l'onde EM dans la source coaxiale et de quantifier l'absorption de l'onde EM, le domaine  $2D$  axisymétrique est utilisé. Le champ

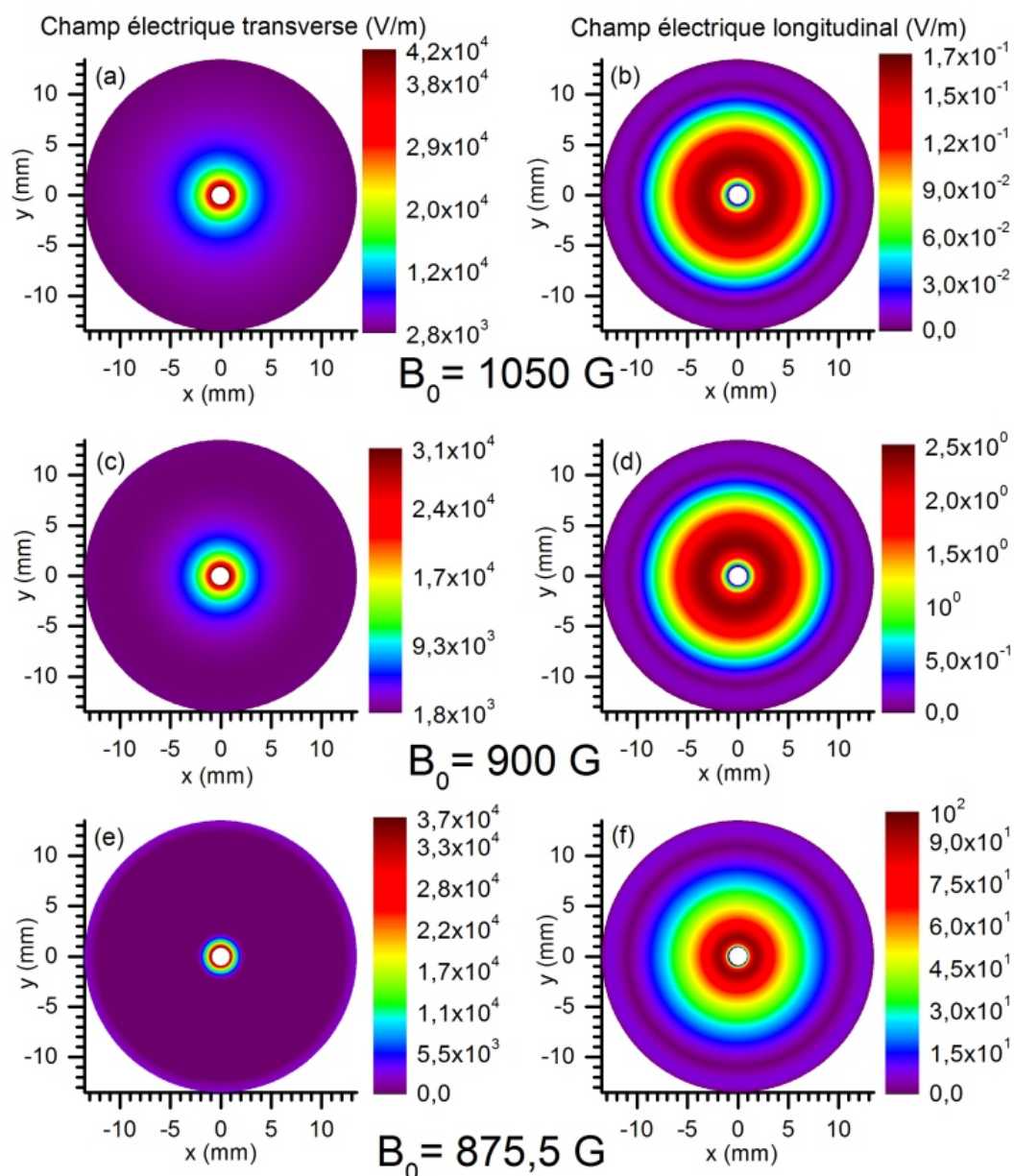


FIGURE 5.2.7 – Champs électriques transverse et longitudinaux du mode quasi-TEM dans un plasma sous-critique pour  $B_0 = 1050 \text{ G}$ (a)(b),  $B_0 = 900 \text{ G}$ (c)(d) et  $B_0 = 875.5 \text{ G}$ (e)(f).

magnétique du milieu est linéaire décroissant selon l'axe  $z$  de la source coaxiale. La puissance micro-onde injectée dans ces simulations est de  $30 \text{ W}$ , les paramètres  $S$  ne dépendent pas de l'intensité de la puissance transmise. La fréquence de col-

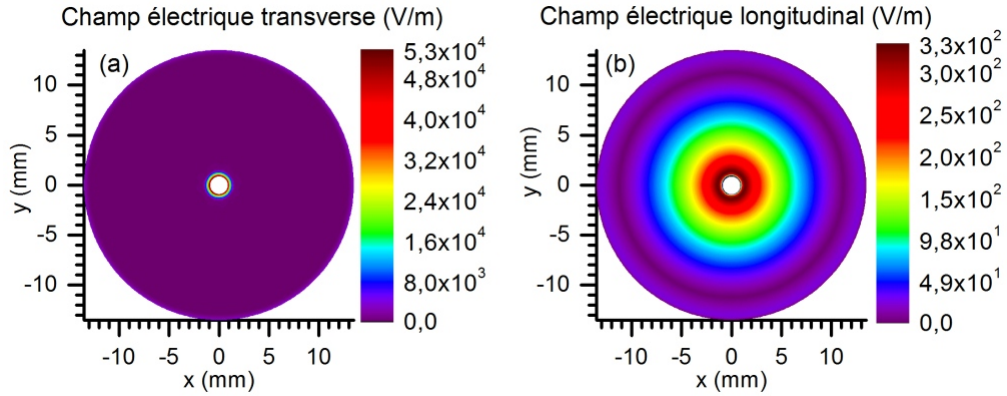


FIGURE 5.2.8 – Champ électrique du mode quasi-TEM proche de la résonance pour un plasma sur-critique uniforme.(a) Champ électrique transverse, (b) champ électrique longitudinal.

lisions  $\nu_m$  utilisée dans le tenseur diélectrique est fixée à  $10^8$  Hz pour réduire les gradients du tenseur diélectrique à l'approche de la résonance et ainsi limiter le nombre de mailles.

La figure (5.2.9) présente le champ électrique associé à l'onde dans la source coaxiale pour un champ magnétique correspondant à  $I_0 = 160$  A dans le cas du plasma sous-critique.

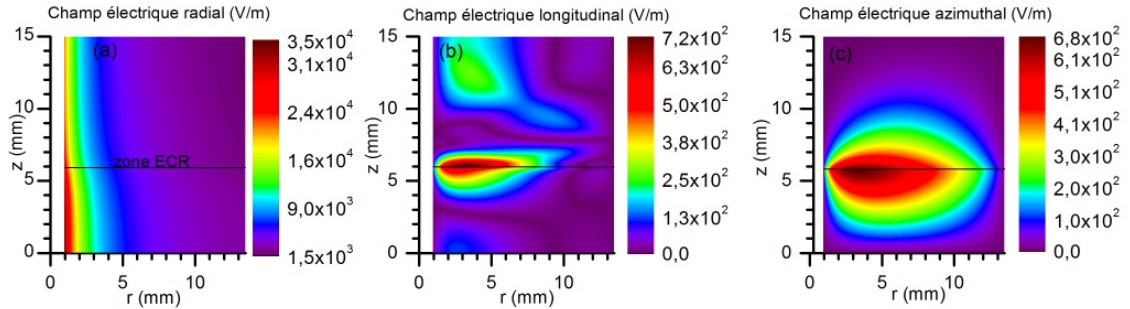


FIGURE 5.2.9 – Champ électrique de l'onde EM le long de la structure coaxiale 2D axisymétrique pour le plasma sous-critique ( $n_e = 5 \times 10^{16} m^{-3}$ ), (a) champ électrique radial, (b) champ électrique longitudinal, (c) champ électrique azimuthal.

Le champ électrique radial présenté sur la figure (5.2.9)(a) est concentré sur le cylindre intérieur de la source comme vu précédemment avec les coupes 2D plan. Lorsque l'onde arrive au niveau de la zone ECR celle-ci présente une constriction car une partie de sa puissance est absorbée. La propagation au delà de la zone

ECR est rendue possible grâce à la condition sous-critique du plasma et au terme de collisions.

Le champ électrique longitudinal présenté sur la figure (5.2.9)(b) est principalement concentré autour de la zone de résonance. Cette composante observée sur les coupes 2D plan montre bien à nouveau la dispersion de l'onde EM à proximité de la résonance. Enfin le champ électrique azimutal ( $E_\phi$ ) est présenté sur la figure (5.2.9)(c). Cette composante est également formée autour de la zone de résonance. Celle-ci n'est pas visible sur les simulations 2D plan. La valeur du champ électrique azimutal est du même ordre de grandeur que celle du champ longitudinal. Ceux-ci restent dans ce cas de deux ordres de grandeurs inférieurs au champ électrique radial. Dans cette configuration le paramètre  $S11$  vaut  $-24.5$  dB et le paramètre  $S21$  vaut  $-19.2$  dB, soit une efficacité de couplage  $C_{MW} = 83.2\%$ . La puissance non absorbée par le milieu est réfléchiée à hauteur de 5.9% au port 1 et transmise à hauteur de 10.9% au port 2.

La figure (5.2.10) présente la même simulation avec le plasma sur-critique. Dans ce cas, le champ électrique radial présenté sur la figure (5.2.10)(a) ne se propage pas plus loin que la zone ECR, l'onde est absorbée et réfléchiée par le milieu. De même pour les champs électriques longitudinal et azimutal présentés sur la figure (5.2.10)(b) et (c), ceux-ci se développent proche de la zone ECR, mais ils sont tout de suite atténués par le plasma une fois la résonance passée. Dans cette configuration le paramètre  $S11$  vaut  $-14.1$  dB et le paramètre  $S21$  vaut  $-50.1$  dB, soit une efficacité de couplage  $C_{MW} = 80\%$ . La puissance non absorbée par le milieu est réfléchiée à hauteur de 19.7% au port 1 et transmise à hauteur de 0.3% au port 2.

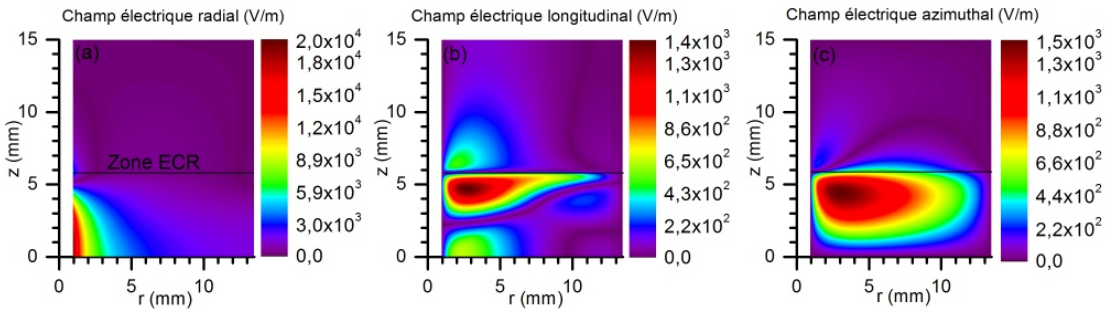


FIGURE 5.2.10 – Champ électrique de l'onde EM le long de la structure coaxiale 2D axisymétrique pour le plasma sur-critique ( $n_e = 5 \times 10^{17} m^{-3}$ ), (a) champ électrique radial, (b) champ électrique longitudinal, (c) champ électrique azimutal.

Les figures (5.2.11)(a) et (b) présentent la distribution d'absorption de puis-



sance dans le milieu pour les cas de plasma sous-critique et sur-critique. Pour les deux cas, le dépôt de puissance MW dans la source coaxiale est localisé sur la condition de résonance à proximité du cylindre intérieur.

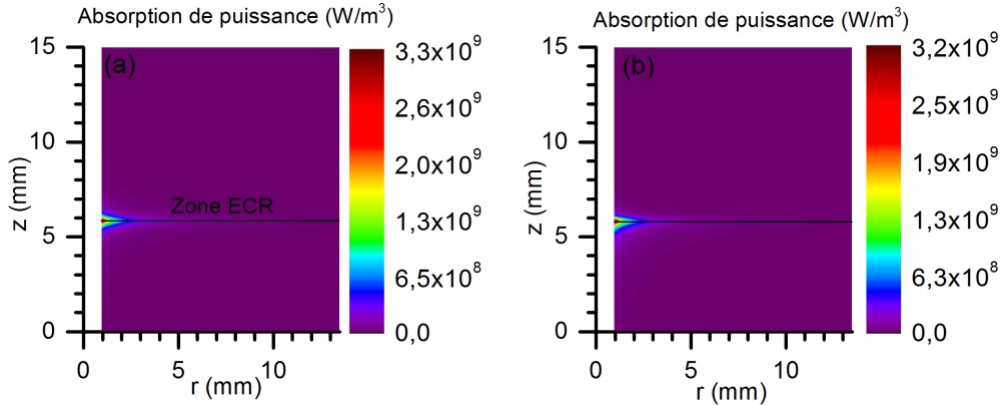


FIGURE 5.2.11 – Absorption de puissance MW le long de la source coaxiale pour un plasma uniforme, (a) plasma sous-critique, (b) plasma sur-critique.

Avec la simulation  $2D$  axisymétrique il est possible de faire une étude paramétrique sur le champ magnétique appliqué dans la source. En faisant varier le courant  $I_0$  entre 130 et 160 A, la position de la zone ECR et le gradient du champ magnétique sont modifiés dans la source. A 133 A, la zone ECR est au niveau du port 1 et à 160 A la zone est située à un peu plus d'un tiers de la source. Le gradient du champ magnétique utilisé est estimé en faisant la moyenne de celui-ci présenté sur la figure (4.3.2) sur l'axe  $z$  entre  $z = 20$  et  $35$  mm pour la configuration 3.

Les figures (5.2.12)(a) et (b) présentent l'évolution des paramètres S pour les deux cas du plasma sous et sur-critique. Dans le cas sous-critique (a), les deux paramètres S diminuent lorsque le courant  $I_0$  est augmenté. L'efficacité de couplage micro-onde plasma passe de 17 à 83%. Plus la zone ECR est déplacée vers le centre de la source, moins la puissance MW est réfléchi au port 1, et moins elle est transmise au port 2. Dans ce cas le champ magnétique appliqué à la source joue un rôle sur l'efficacité de couplage. L'augmentation du champ magnétique dans la source et le positionnement de la zone ECR a le même effet qu'observée expérimentalement qui est présentée sur la figure (4.3.14), l'efficacité de couplage augmente avec le courant circulant dans la bobine  $I_0$ . Mais celle-ci est bien inférieure à  $I_0 = 130$  A dans la simulation par rapport à l'expérience,  $C_{MW} = 17\%$  contre 62% respectivement. En revanche le maximum à  $I_0 = 160$  A atteint est comparable ( $C_{MW} \approx 80\%$ ).

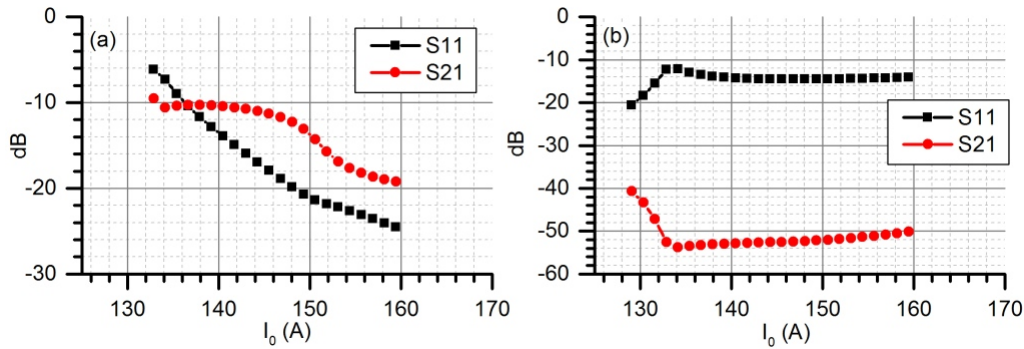


FIGURE 5.2.12 – Simulation des paramètres S en fonction du courant  $I_0$  de la bobine, (a) plasma sous-critique, (b) plasma sur-critique.

Sur la figure (5.2.12)(b) les paramètres S du cas sur-critique sont constants dès 134 A. Le champ magnétique n'a plus d'influence sur l'efficacité de couplage micro-onde plasma, celle-ci est de 80%. Dans ce cas, la puissance est réfléchié à 20% à l'entrée du propulseur et aucune puissance MW traverse le milieu jusqu'au port 2. Dans ce cas, l'efficacité de couplage simulé ne suit pas celle mesurée expérimentalement en fonction du courant dans la bobine.

La densité du plasma joue un rôle important sur les propriétés du milieu de propagation. Dans le cas d'un plasma sous-critique, la puissance non absorbée traverse le milieu et elle est très peu réfléchié. Dans le cas d'un plasma sur-critique, la puissance non-absorbée par le milieu est uniquement réfléchié à hauteur de 20 % par la zone ECR. Afin d'observer ce phénomène, une étude paramétrique est réalisée en fonction de la densité  $n_0$  entre  $10^{16}$  et  $10^{19} m^{-3}$  pour  $I_0 = 160 A$ . La figure (5.2.13)(a) présente l'évolution des paramètres S, deux plages sont clairement identifiables.

Sur la première plage entre  $n_0 = 10^{16}$  et  $4 \times 10^{16} m^{-3}$ , le paramètre  $S11$  est inférieur à  $-32 dB$  soit 2.5% de puissance réfléchié alors que le paramètre  $S21$  est entre  $-1.37$  et  $-7 dB$  ce qui correspond à une puissance non absorbée traversant le milieu entre 85 et 44%.

Sur la seconde plage entre  $n_0 = 4 \times 10^{16}$  et  $10^{19} m^{-3}$ , le paramètre  $S11$  atteint rapidement une valeur constante de  $\approx -14 dB$  soit 20% de puissance réfléchié. Cette valeur maximale est atteinte lorsque le plasma devient sur-critique ( $n_0 = 1.07 \times 10^{17} m^{-3}$ ). Le paramètre  $S21$  ne fait que diminuer en augmentant la densité pour atteindre  $\approx -100 dB$ . Plus le plasma est dense, moins la puissance MW se

propage dans celui-ci.

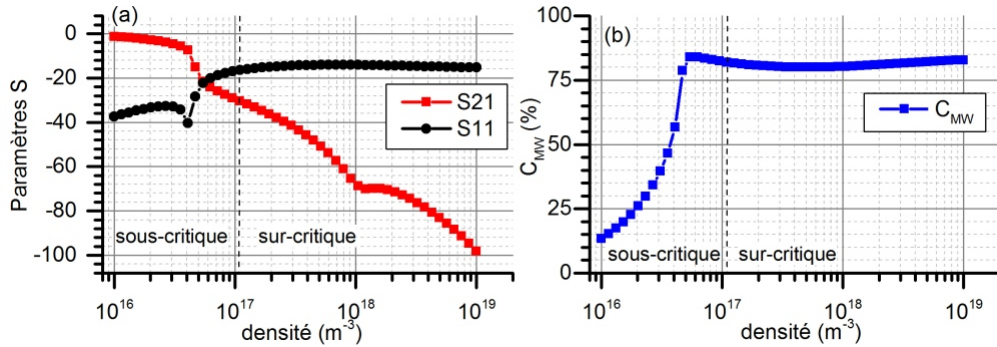


FIGURE 5.2.13 – Simulation de l'efficacité de couplage en fonction de la densité du plasma uniforme pour  $I_0 = 160 A$ . (a) Paramètres S, (b) efficacité de couplage  $C_{MW}$ .

La figure (5.2.13)(b) présente l'évolution de l'efficacité de couplage associée au paramètre S de la figure (a). Le couplage évolue très rapidement sur la première plage de densité et passe de  $\approx 13$  à  $\approx 80$  %. Sur la seconde plage le couplage reste relativement constant à  $\approx 80$  %. L'efficacité de couplage micro-onde plasma par résonance cyclotronique dans la source coaxiale atteint un niveau satisfaisant à partir d'une densité plasma minimum de  $4 \times 10^{16} m^{-3}$ .

Dans cette étude sur la propagation de puissance EM le long d'une structure coaxiale avec un champ magnétique décroissant et un plasma uniforme, plusieurs conditions sont observées pour permettre le dépôt de puissance dans le plasma. La position de la zone ECR et la densité sont les deux paramètres clés. En faisant varier ces paramètres dans les simulations certains traits du comportement expérimental du propulseur commencent à être obtenus. Pour se rapprocher du cas réel de la source ECR, la prise en compte d'un plasma non-uniforme est nécessaire.

### 5.2.5 Propagation de l'onde EM dans la source coaxiale avec un plasma non uniforme magnétisé

Le milieu de propagation de l'onde électromagnétique est modifié en définissant une densité de plasma non uniforme radialement et longitudinalement.

#### Définition du milieu plasma non-uniforme

L'inhomogénéité radiale du plasma est défini par l'équation normalisée (5.2.2), fonction du champ magnétique par l'intermédiaire du "edge to center ratio"  $h_{rB}$ . Cette fonction suit la chute de densité utilisée dans le modèle global (5.1.2) pour

le cylindre intérieur et extérieur. Le maximum en densité est placé à un tiers sur le rayon normalisé de la décharge, figure (5.2.14)(a). Le plasma peut être sous ou sur-critique proche des parois selon le confinement du champ magnétique et de la densité  $n_0$  choisie.

$$\begin{cases} f(r) = \left[ 1 - \left( 1 - h_{RB}^{\frac{1}{6}} \right) \left( \left( \frac{9}{2} \left( -r + \frac{1}{3} \right) \right)^2 \right) \right]^6 & \text{pour } 0 < r < 1/3 \\ f(r) = \left[ 1 - \left( 1 - h_{RB}^{\frac{1}{6}} \right) \left( \left( \frac{9}{4} \left( r - \frac{1}{3} \right) \right)^2 \right) \right]^6 & \text{pour } 1/3 < r < 1 \end{cases} \quad (5.2.2)$$

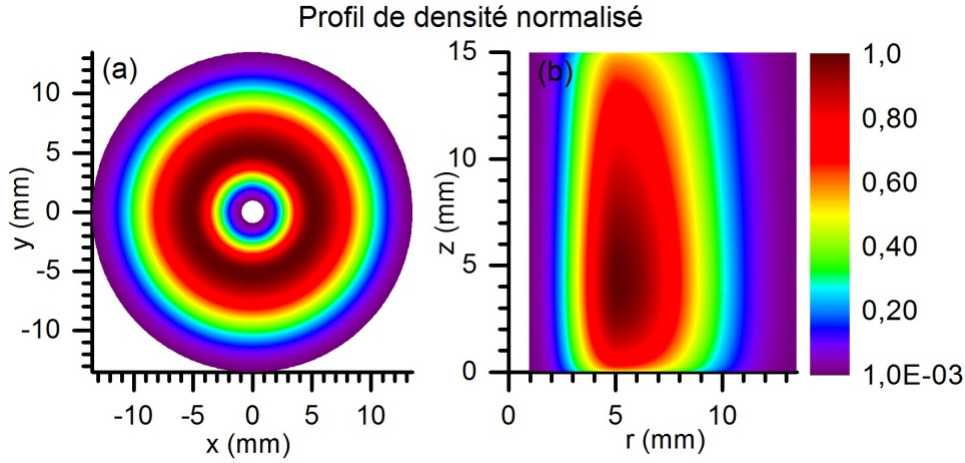


FIGURE 5.2.14 – Profils de densité normalisé utilisés dans les simulations, (a) 2D plan et (b) 2D axisymétrique.

Pour la simulation 2D axisymétrique, en plus de la prise en compte de l'inhomogénéité radiale du plasma en densité ; la densité et la fréquence des collisions varient également selon l'axe  $z$ . Celles-ci sont définies à partir des profils normalisés obtenus avec le modèle global présenté sur la figure (5.1.6)(b) et (c). La distribution normalisée du plasma non-uniforme du domaine de simulation 2D axisymétrique est présenté sur la figure (5.2.14)(b).

De cette manière le tenseur diélectrique et la constante de propagation  $k$  du milieu sont calculés localement selon la fréquence plasma, la fréquence cyclotronique, la fréquence de l'onde et la fréquence de collision. La figure (5.2.15) présente ces propriétés du milieu pour  $I_0 = 160 A$  et  $n_0 = 10^{18} m^{-3}$ . Sur la figure (a), la permittivité  $\epsilon_{rr}$  du milieu de propagation est présentée, une zone avec une très

forte variation de la permittivité est observée au niveau de la zone ECR. A cet endroit, une inversion de signe de la permittivité apparaît. A proximité des parois, la variation du tenseur diélectrique est plus faible en raison de la densité qui est moins élevée. Associée à cette figure, la constante de propagation  $k$  est présentée sur la figure (b) avec une échelle de couleur logarithmique. Les zones rouge, orange et jaune ( $k \gg 1$ ) représentent les zones où l'onde peut se propager selon l'axe  $\vec{z}$  dans le milieu dispersif. Les zones verte, bleue et violette ( $k \ll 1$ ) représentent des zones où la propagation normale de l'onde est fortement perturbée. L'interface entre ces deux zones joue un rôle important sur la propagation de l'onde.

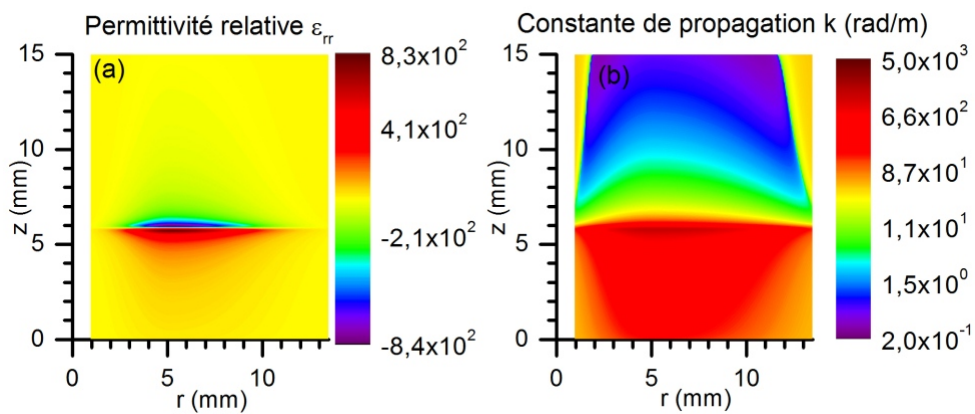


FIGURE 5.2.15 – Exemple de distribution spatiale pour la simulation 2D axisymétrique pour un cas particulier où  $I_0 = 160 A$  et  $n_0 = 10^{18} m^{-3}$ . (a) permittivité moyenne  $\epsilon_{rr}$  et (b) constante de propagation  $k$ .

Les simulations sont réalisées avec cette distribution de plasma non-uniforme. Les simulations 2D plan et 2D axisymétrique présentées auparavant sont étudiées dans le cas non-uniforme.

### Mode de propagation dans la source coaxiale

Les principaux modes de propagation de l'onde EM dans la géométrie coaxiale avec un plasma non-uniforme sont présentés sur la figure (5.2.16). Dès  $B_0 = 1050 G$  plusieurs mode de propagation apparaissent. Le phénomène de dispersion de l'onde EM est bien visible jusqu'à la résonance. Aucun mode ne se propage après la résonance, l'onde se fait absorber au niveau de la zone ECR. Dans ce cas, le mode quasi-TEM n'est pas présent dans la source. Le mode dominant se propage le long du cylindre intérieur. Il est présenté sur la figure (5.2.17). Les autres sont des modes de surface qui se propagent sur le cylindre extérieur. Tous ces modes ont

une composante de champ électrique longitudinal qui apparaît lorsqu'ils arrivent à proximité de la condition de résonance avant de se faire absorber.

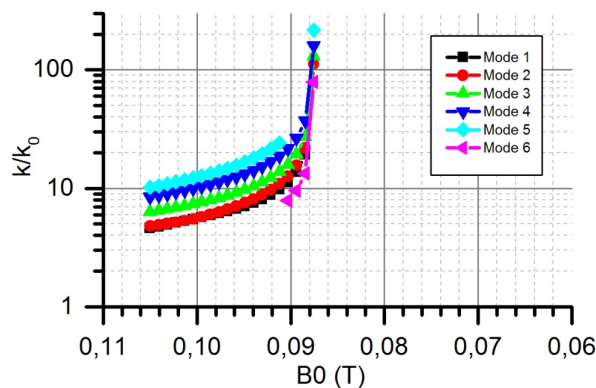


FIGURE 5.2.16 – Modes de propagation dans une structure coaxiale avec un plasma non uniforme et condition ECR. (a) Mode avant la résonance, (b) Mode après la résonance.

La figure (5.2.17) présente les champs électriques transverses et longitudinaux du mode principal de propagation loin et proche de la condition de la zone de résonance pour  $B_0 = 1050\text{ G}$ (a)(b),  $B_0 = 900\text{ G}$ (c)(d) et  $B_0 = 875.5\text{ G}$ (e)(f).

Pour les champs transverses (5.2.17)(a)(c) et (e), deux petits lobes sont présents autour du cylindre intérieur où le champ électrique est le plus important. Lorsque le milieu se rapproche de la zone de résonance la distribution du champ électrique est de plus en plus concentrée autour du cylindre intérieur. Localement le champ électrique est plus intense à la condition de résonance. Pour les champs longitudinaux présentés sur la figure (5.2.17)(b)(d) et (f), des lobes de direction perpendiculaire au champ transverse apparaissent. Leur extension est beaucoup importante que le champ transverse. Lorsque le milieu se rapproche de la zone de résonance, l'intensité de cette composante longitudinale augmente pour atteindre une intensité comparable à celle du champ transverse. Ce phénomène montre bien l'effet de dispersion de l'onde par le milieu.

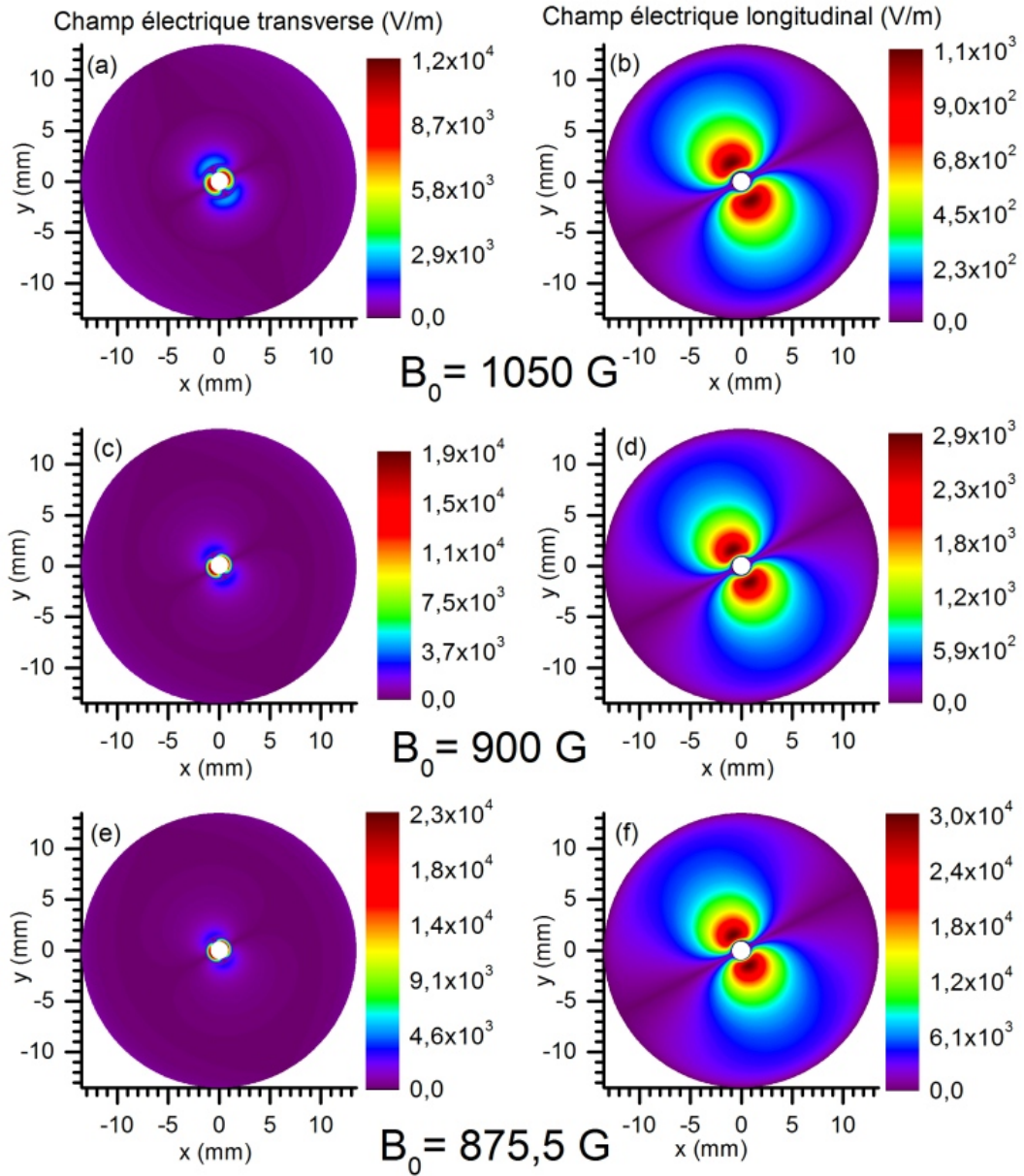


FIGURE 5.2.17 – Champs électriques transverse et longitudinaux du mode principal dans un plasma non-uniforme pour  $B_0 = 1050$  G(a)(b),  $B_0 = 900$  G(c)(d) et  $B_0 = 875,5$  G(e)(f).

### Propagation le long d'un champ magnétique décroissant

La propagation de l'onde EM dans le domaine  $2D$  axisymétrique est calculée avec le plasma non-uniforme. Les champs électriques associés à l'onde EM le long

de la géométrie coaxiale sont présentés sur la figure (5.2.18). Le cas présenté correspond à un courant circulant dans la bobine de  $I_0 = 160 A$ , une densité plasma  $n_0 = 10^{18} m^{-3}$ , une fréquence de collision de  $\nu_m = 10^8 Hz$  et une fréquence micro-onde de  $2.45 GHz$  avec  $30 W$  de puissance incidente.

La figure (5.2.18)(a) présente le champ électrique radial  $E_r$ . Le champ électrique radial est principalement concentré sur le cylindre intérieur de la structure coaxiale jusqu'à la zone ECR puis il se propage le long de l'interface entre le plasma sous et sur-critique.

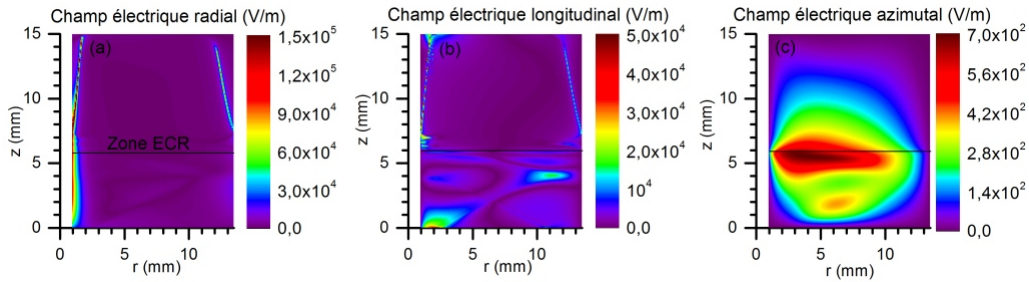


FIGURE 5.2.18 – Champ électrique de l'onde EM dans le plasma magnétisé non uniforme avec condition de résonance. (a) champ électrique radial, (b) champ électrique longitudinal et (c) champ électrique azimuthal.

La figure (5.2.18)(b) présente le champ électrique longitudinal  $E_z$ . Le champ électrique longitudinal est notamment présent avant la résonance ECR et le long de l'interface du plasma sous et sur-critique. Avant la condition de résonance, la distribution du champ électrique longitudinal est complexe, celui-ci subit des réflexions au niveau des parois métallique du domaine. La figure (5.2.18) (c) présente le champ électrique azimuthal  $E_\phi$ . Ce champ apparait en particulier autour de la zone ECR. Son intensité est très inférieure au champ électrique radial et azimuthal.

Dans cette simulation le paramètre  $S_{11}$  vaut  $-24.03 dB$  soit  $6.3 \%$  de puissance réfléchiée et le paramètre  $S_{21}$  vaut  $-16.5 dB$  soit  $15 \%$  de la puissance transmise au port 2. L'efficacité de couplage de la source est de  $78.7 \%$ . Le champ électrique de l'onde électromagnétique se propage dans le milieu plasma en particulier dans les zones où sont satisfaits les conditions  $\omega_{em} < \omega_{ce}$  et  $\omega_{pe} < \omega_{ce}\sqrt{2}$ .

La figure (5.2.19) présente la distribution de l'absorption de puissance MW dans le domaine. La zone où l'absorption de puissance est maximale se situe toujours a proximité du cylindre intérieur au niveau de la zone ECR. Par rapport aux cas uniforme, une seconde zone d'absorption apparait dans la simulation à



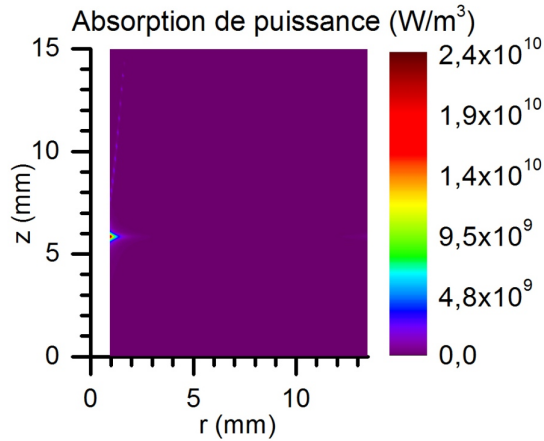


FIGURE 5.2.19 – Absorption de puissance MW le long de la source coaxiale pour un plasma non-uniforme avec  $I_0 = 160 \text{ A}$  et  $n_0 = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ .

l'interface du plasma sous et sur-critique après la condition de résonance.

Une étude paramétrique est présentée sur la figure (5.2.20) en fonction du champ magnétique pour plusieurs fréquences de collisions ( $10^7$ ,  $10^8$  et  $10^9 \text{ Hz}$ ).

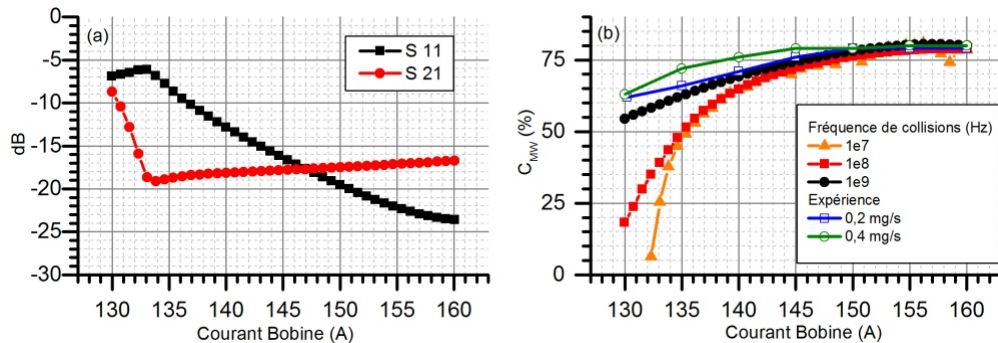


FIGURE 5.2.20 – Simulation d'absorption de puissance micro-onde en fonction du champ magnétique pour plusieurs fréquences de collisions. (a) évolution des paramètres S pour  $\nu_m = 10^8 \text{ Hz}$ , (b) efficacité de couplage pour  $\nu_m = 10^7$ ,  $10^8$  et  $10^9 \text{ Hz}$ , comparaison avec résultat expérimentaux dans la configuration 3 à 0.2 et 0.4  $\text{mg/s}$ .

La figure (5.2.20)(a) présente l'évolution des paramètres S en fonction du champ magnétique pour une fréquence de collisions  $\nu_m = 10^8 \text{ Hz}$ . L'évolution du paramètre  $S_{11}$  commence à diminuer à partir de  $I_0 = 133 \text{ A}$ , ce qui correspond à l'apparition effective de la zone de résonance dans le milieu de propagation au

niveau de l'injection de puissance micro-onde. En déplaçant la zone ECR dans le milieu le paramètre diminue, ce qui indique que la puissance est de moins en moins réfléchi par le milieu de propagation. Il atteint une valeur de  $-23 \text{ dB}$  à  $I_0 = 160 \text{ A}$  soit 7 % de puissance réfléchi. De même le paramètre  $S_{21}$  subit une grosse chute dès que la zone ECR est présente dans le milieu de propagation et reste relativement constant, ce qui signifie que la puissance non réfléchi est absorbée par la condition de résonance. Mais le paramètre  $S_{21}$  reste au dessous de  $-16 \text{ dB}$ , soit 15% de la puissance incidente traverse le milieu sans être absorbée. Par rapport au cas uniforme sur-critique, les paramètres  $S$  sont plus sensibles au champ magnétique. La puissance qui traverse le milieu sans être absorbée représente 15% de la puissance incidente alors que dans le cas uniforme sur-critique, la puissance transmise n'était pas significative. La puissance est principalement transmise le long du cylindre intérieur dans la région sous-critique du plasma.

La figure (5.2.20)(b) présente l'efficacité de couplage micro-onde plasma dans les mêmes conditions que la figure (a) pour les trois fréquences de collisions. Le couplage micro-onde plasma augmente avec l'augmentation du champ magnétique. L'efficacité atteint 80 % pour les trois ordres de grandeurs de collisions. Lorsque la fréquence de collisions est élevée, le coefficient de réflexion est plus faible et le coefficient de transmission est plus élevé, ce qui signifie que l'absorption par effet résonant pur est plus faible. Pour le cas à  $\nu_m = 10^7 \text{ Hz}$ , des irrégularités sont présentes ; ce phénomène est dû au nombre limite de mailles dans la simulation. Dans ces simulations, l'évolution du couplage micro-onde plasma suit la même tendance observée expérimentalement sur la figure (4.3.14), ajouté sur la figure. A 130 A, l'efficacité de couplage est faible par rapport aux expériences. Cette différence est due au profil radial du plasma utilisé qui permet à la puissance micro-onde de traverser le milieu par les zones sous-critique. A 160 A l'efficacité de couplage des simulations est identique à celle des expériences à près de 80%.

Une seconde étude paramétrique est réalisée sur la densité plasma pic  $n_0$ . Les résultats de l'étude paramétrique sont présentés sur la figure (5.2.21). Le courant circulant dans la bobine est fixé à  $I_0 = 160 \text{ A}$ , la fréquence de collisions est de  $10^8 \text{ Hz}$  et la puissance incidente de  $30 \text{ W}$ . La densité pic  $n_0$  est progressivement augmentée dans le domaine de simulation de  $10^{16}$  à  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

La figure (5.2.21)(a) présente l'évolution des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$ . Pour une densité de  $n_0 = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , la puissance réfléchi est de seulement 2.5%. La puissance incidente quant à elle traverse le milieu sans être absorbée. Lorsque la densité augmente, la puissance réfléchi augmente jusqu'à la densité critique plasma  $\omega_{pe} \approx \omega_{ce}\sqrt{2}$ , puis celle-ci diminue pour atteindre un minimum à  $\approx 4.5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$

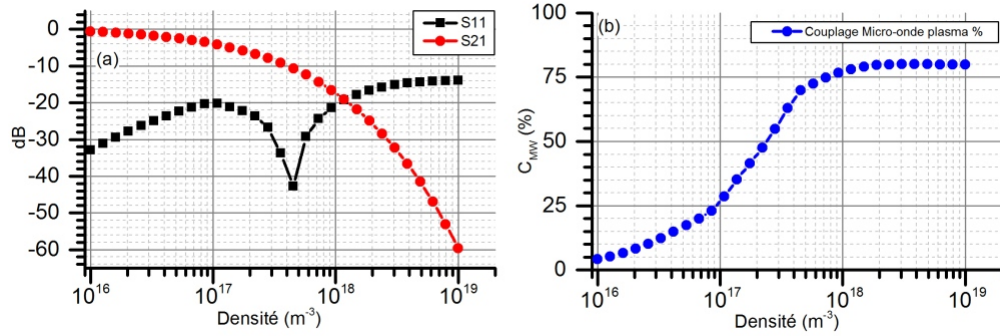


FIGURE 5.2.21 – Simulation d’absorption de puissance micro-onde en fonction de la densité plasma, (a) paramètres S et (b) efficacité de couplage  $C_{MW}$  %.

avec  $-42$  dB soit  $\approx 1\%$  de réflexion. Puis petit à petit la réflexion de puissance augmente pour atteindre de  $-14$  dB soit 20 % de réflexion au port 1. En parallèle la paramètre  $S21$  ne fait que diminuer avec l’augmentation de la densité pour atteindre une valeur de  $-60$  dB soit 0.1 % de la puissance incidente. A forte densité pic ( $n_0 = 10^{19} m^{-3}$ ), la puissance micro-onde est complètement absorbée par le milieu car le plasma est sur-critique dans tout le domaine.

La figure (5.2.21)(b) présente l’évolution de l’efficacité de couplage associée au paramètres S de la figure (a). L’absorption de la puissance micro-onde par le plasma augmente avec la densité jusqu’à atteindre une saturation à 80 % au delà de  $10^{18} m^{-3}$ . Entre  $10^{16}$  et  $10^{17} m^{-3}$ , la puissance se propage dans tout le milieu en étant peu absorbée car le plasma est entièrement sous-critique. Entre  $10^{17}$  et  $10^{19} m^{-3}$  le plasma est sous critique a proximité des parois et sur-critique au cœur. Lorsque la densité est suffisamment élevée, la puissance ne se propage plus à travers tout le milieu mais est entièrement absorbée ou réfléchi par le plasma.

Dans cette section l’étude de la propagation de l’onde EM dans la source coaxiale du propulseur permet de comprendre les paramètres clés (densité plasma et position de la zone ECR) pilotant l’efficacité de couplage micro-onde plasma. Le dépôt de puissance micro-onde dans le milieu est très localisé au niveau de la résonance alors que expérimentalement le plasma dans la source est relativement homogène (limite du modèle). L’onde EM se propage comme la théorie la prévoit pour les conditions sous et sur-critique du plasma et le long des parois métalliques. En utilisant une distribution du plasma issue du modèle global du propulseur, une étude paramétrique montre des similitudes avec les observations expérimentales. L’amélioration de ce code de simulation est possible en prenant en compte un modèle plasma à l’intérieur du domaine de simulation [108][109] et la divergence du

champ magnétique dans le tenseur diélectrique [64]. En jouant sur les paramètres de simulations (profils de densité et position de la zone ECR), une efficacité de couplage micro-onde plasma proche de 100 % doit être possible en minimisant la puissance réfléchie et la puissance traversant tout le milieu.

La modélisation du propulseur ECR présentée dans ce chapitre permet d'avoir une approche théorique sur les différents phénomènes physiques au cœur de la source ECR. Les résultats obtenus reproduisent assez bien le comportement du propulseur pour les différents point de fonctionnement et permettent d'envisager des modifications sur le propulseur pour améliorer ses performances et son efficacité. Pour raffiner ces premiers modèles relativement simple plusieurs pistes sont proposées. Ce travail peut faire l'objet de futures études pour le propulseur afin d'avoir un outil de dimensionnement le plus réaliste possible.



# Chapitre 6

## Conclusion

### 6.1 Principaux apports de l'étude

Les principaux apports de cette étude sont issus du travail de recherche expérimentale et de modélisation. L'exploration des degrés de liberté disponibles avec le prototype a permis de dégager les grands traits du fonctionnement du propulseur et les points de fonctionnement nominaux. Le travail de modélisation du propulseur corrobore les tendances expérimentales, renforce les explications du fonctionnement, permet de définir des limites théoriques et propose une perspective de dimensionnement nominale pour le propulseur.

Le rendement d'utilisation massique du propulseur a été amélioré lorsque la zone de résonance ECR est située au niveau de l'injection de gaz et de la puissance micro-onde. En effet avec cette configuration tout le gaz passe à travers la résonance, la puissance micro-onde est encore très intense et permet un chauffage nominal des électrons pour ioniser efficacement le gaz. Il a également été montré qu'en augmentant le diamètre de la source le rendement d'utilisation massique est amélioré. Cela est dû à la réduction effective de la pression dans la source et permet de maintenir la décharge à une température électronique plus élevée ce qui améliore l'ionisation et l'extraction du plasma.

Le rendement énergétique du propulseur a été amélioré notamment parce que l'énergie des ions maximum est atteinte pour une puissance micro-onde transmise inférieure. Cette optimisation de l'utilisation de la puissance est due à l'équilibre de décharge qui se fait à plus basse pression et nécessite une température électronique élevée. Ce rendement étant par définition lié au courant d'ions extrait, l'augmentation du rendement d'utilisation massique augmente le rendement énergétique. Par ailleurs, le transfert d'énergie entre les électrons et les ions est meilleur lorsque le

champ magnétique est moins intense.

Le rendement d'efficacité de divergence a été amélioré lorsque la pression dans la source est la plus faible possible. La réduction de la pression permet de diminuer les phénomènes de collisions dans le faisceau et son éclatement.

Le champ magnétique et la pression d'utilisation du propulseur sont donc les deux variables qui jouent un rôle extrêmement important sur les performances et l'efficacité du propulseur. En effet ces deux paramètres vont jouer sur l'équilibre de décharge dans la source et définissent la température électronique pour une puissance donnée. Le champ magnétique dépend uniquement de la topologie utilisée. La pression dans la source dépend à la fois du diamètre de la source et du débit de gaz utilisé. Lorsque l'équilibre de la décharge est atteint pour une température électronique la plus haute possible, toutes les dynamiques au sein du propulseur (constantes de réactions, pertes énergétiques aux parois et accélération des ions) permettent d'avoir des performances nominales.

La caractérisation du propulseur dans ces conditions de fonctionnement a permis de mesurer une efficacité totale du propulseur de 16%, correspondant à une utilisation massique de 62%, un rendement énergétique de 38% et une efficacité de divergence de 83%. Cette efficacité est atteinte pour un débit de xénon de  $0.1 \text{ mg/s}$  et une puissance de  $30 \text{ W}$ , soit une poussée de  $1 \text{ mN}$  et une  $I_{sp}$  de  $1000 \text{ s}$ . Dans cette configuration, il n'a pas été possible d'ajouter plus de puissance micro-onde dans la source tout en gardant le propulseur à son potentiel flottant, le DC block ne tenant pas une tension supérieure à  $200 \text{ V}$ .

Avec le travail de modélisation, deux outils de dimensionnement du propulseur ont été notamment réalisés. Le premier se concentre sur la source plasma du propulseur et l'expansion du gaz. Il capture les grandes tendances du fonctionnement du propulseur, notamment sur l'évolution de la température électronique et du courant d'ions extrait. Sa principale limite vient des approximations utilisées (dépôt d'énergie uniforme, population thermique d'électrons unique, profil magnétique uniforme, approximation du profil radial en densité). Il a été montré que dans le cas d'une seule population thermique d'électrons, la température électronique limite pour maintenir l'équilibre dans le propulseur ne peut dépasser  $\sim 62 \text{ eV}$ . C'est cette limitation qui contraint l'accélération des ions. Par ailleurs le modèle montre également que le transfert d'énergie entre les électrons et les ions lors de la détente adiabatique est le facteur limitant pour le rendement énergétique du propulseur. Ces deux remarques sont théoriques et ont la possibilité d'être dépassées avec la présence d'une seconde population d'électrons plus énergétique provenant

du chauffage ECR. Enfin en travaillant sur les limitations théoriques du modèle, une nouvelle configuration du propulseur ECR de 300 W pour 7 mN et une efficacité théorique totale de 20% est proposée. Néanmoins, un facteur 2 environ a été observé entre l'expérience et le modèle à bas débit, et par extrapolation l'efficacité du propulseur pourrait donc être de 40 %.

Le second outil sert à déterminer l'efficacité de couplage micro-onde plasma. Celui-ci montre la propagation de l'onde EM dans le milieu et l'absorption de puissance dans le milieu. Avec le profil non-uniforme du plasma défini, il suit la tendance expérimentale observée avec l'influence de la position de la zone ECR dans la source, mais l'efficacité de couplage lorsque la zone ECR est proche de l'injection de puissance est sous-estimée. Les limites de ces simulations proviennent de la définition du profil de la densité du plasma dans la source, de la non prise en compte de la divergence du champ magnétique et des ressources disponibles pour simuler la physique anisotrope. Il est à noter que le profil radial du champ électrique calculé ne correspond pas à l'observation expérimentale (plasma uniforme).

## 6.2 Perspectives de recherche et d'utilisation

Les perspectives de recherche proposées pour la suite du développement du propulseur ECR de l'Onera se répartissent en deux catégories, les perspectives expérimentales et les perspectives de modélisation.

Au niveau expérimental, les poussées estimées à partir des sondes électrostatiques doivent être comparées avec des mesures sur une balance de poussée. Pour cela la conception d'un nouveau propulseur à aimant permanent doit être réalisée en prenant en compte les conclusions de cette étude. Par ailleurs une augmentation du confinement radial doit permettre de minimiser les pertes aux parois et l'injection du gaz doit être multi-point à proximité du cylindre intérieur. Ce prototype pourrait également être caractérisé avec l'instrumentation de tomographie par fluorescence induite par laser [110]. L'étude de l'expansion du plasma 3D3V dans la tuyère magnétique en corrélation avec la mesure des fonctions de probabilité d'énergie d'électrons et du potentiel plasma doit permettre d'améliorer la compréhension des mécanismes de l'accélération ambipolaire.

Au niveau de la modélisation du propulseur, la modification des approximations utilisée pour le modèle global doit être effectuées pour améliorer sa prédiction. Ensuite il faut intégrer ce modèle plasma à la simulation Comsol® pour prendre en compte le chauffage non uniforme dans la source. Les équations doivent être modifiées pour prendre en compte la double population thermique d'électrons. En-



fin un modèle d'expansion de tuyère 2D/3D doit permettre d'ajuster la prédiction de poussée avec l'effet de cette double population d'électrons et de divergence du jet. La mise en place de boucles multiphysiques itératives permettra de trouver l'équilibre de fonctionnement du propulseur.

La réalisation de ces travaux de recherche apportera la maturité technologique nécessaire au propulseur pour envisager sérieusement son intégration sur un véhicule spatial (satellite, CubeSat, NanoSat) qui profitera de sa simplicité, de sa fiabilité et de son faible coût.

# Bibliographie

- [1] P A Czysz and C Bruno. *Future Spacecraft Propulsion Systems : Enabling Technologies for Space Exploration*. Springer Praxis Books / Astronautical Engineering. Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [2] G P Sutton and O Biblarz. *Rocket Propulsion Elements*. Wiley, 2011.
- [3] R G Jahn. *Physics of Electric Propulsion*. Dover Books on Physics. Dover Publications, 2012.
- [4] D M Goebel and I Katz. *Fundamentals of Electric Propulsion : Ion and Hall Thrusters*. JPL Space Science and Technology Series. Wiley, 2008.
- [5] Michael J Patterson, Scott W Benson, Digital Control, Interface Unit, Earth Gravity Assist, Engineering Model, Flow Control Device, and High Pressure Assembly. NEXT Ion Propulsion System Development Status and Performance. pages 1–17, 2007.
- [6] Kenji Miyazaki. Experimental Study of a 1-MW Class Quasi Steady State Self-Field MPD Thruster. In *Int. Symp. Sp. Technol. Sci.*, page 10, 2013.
- [7] Tony Schönherr, Gakuto Han, Caglayan Gürbüz, Hiroyuki Koizumi, and Kimiya Komurasaki. First Experiments Towards an Atmosphere-Breathing PPT. In *Int. Electr. Propuls. Conf.*, page 272, 2015.
- [8] Edgar Choueiri. A Critical History of Electric Propulsion : The First Fifty Years (1906-1956). *Jt. Propuls. Conf.*, (3334) :1–21, 2004.
- [9] E Stuhlinger. *Electric Propulsion Development*. Progress in astronautics and aeronautics. Elsevier Science, 1963.
- [10] E Stuhlinger. *Ion propulsion for space flight*. McGraw-Hill series in missile and space technology. McGraw-Hill, 1964.
- [11] Mariano Andrenucci. Giannini , Ducati and the Dawn of MPD Propulsion. In *Sp. Propuls.*, 2010.
- [12] Aaron Schinder, Mitchell Walker, Julian Rimoli, and Georgia Tech. Three-Dimensional Model for Erosion of a Hall-Effect Thruster Discharge Channel Wall. *J. Propuls. Power*, 30(5) :1–10, 2014.

- 
- [13] Y Raitses, I D Kaganovich, a Khrabrov, D Sydorenko, N J Fisch, and a Smolyakov. Effect of Secondary Electron Emission on Electron Cross-Field Current in ExB Discharges. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 39(4) :995–1006, 2011.
- [14] E. Ahedo, J. M. Gallardo, and M. Martínez-Sánchez. Effects of the radial plasma-wall interaction on the Hall thruster discharge. *Phys. Plasmas*, 10(2003) :3397–3409, 2003.
- [15] Rafael a. Martinez and Mitchell L. R. Walker. Propellant Thermal Management Effect on Neutral Residence Time in Low-Voltage Hall Thrusters. *J. Propuls. Power*, 29(3) :528–539, 2013.
- [16] Ioannis G. Mikellides, Ira Katz, Richard R. Hofer, Dan M. Goebel, Kristi De Grys, and Alex Mathers. Magnetic shielding of the channel walls in a Hall plasma accelerator. *Phys. Plasmas*, 18(033501) :1–18, 2011.
- [17] Brian E. Beal, Alec D. Gallimore, James M. Haas, and William a. Hargus. Plasma Properties in the Plume of a Hall Thruster Cluster. *J. Propuls. Power*, 20(6) :985–991, 2004.
- [18] Robert B. Lobbia and Alec D. Gallimore. Performance Measurements from a Cluster of Four Hall Thrusters. In *IEPC*, page 177, 2007.
- [19] Eric J. Pencil. Recent electric propulsion development activities for NASA science missions. In *IEEE Aerosp. Conf. Proc.*, 2009.
- [20] V. Vial and O. Duchemin. Optimization of the PPS®X000-Technological Demonstrator for high Isp operation. In *AIAA J. Jt. Propuls. Conf.*, number August 2009, page 5283, 2009.
- [21] L. Garriges, S. Mazouffre, C. Hénaux, R. Vilamot, A. Rossi, D. Harribey, G. Bourgeois, J. Vaudolon, and S. Zurbach. Design and first test campaign results with a new flexible magnetic circuit for a Hall thruster. In *Int. Electr. Propuls. Conf.*, page 250, Washington D.C, 2013.
- [22] Pps-flex Hall Thruster, Stéphane Mazouffre, Julien Vaudolon, Guillaume Largeau, Carole Hénaux, Alberto Rossi, and Dominique Harribey. Visual Evidence of Magnetic Shielding With. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 42(10) :2668–2669, 2014.
- [23] A. Aanesland, D. Rafalskyi, J. Bredin, P. Grondein, N. Oudini, P. Chabert, D. Levko, L. Garrigues, and G. Hagelaar. The PEGASES Gridded Ion – Ion Thruster Performance and Predictions. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 43(1) :321–326, 2015.
- [24] D. Pavarin, F. Ferri, , and al. Experimental set-up to test a 50 w helicon plasma thruster. In *IEPC*, page 204, 2009.
- [25] D. Pavarin, F. Ferri, M. Manente, a Lucca. Fabris, F. Trezzolani, M. Faenza, L. Tasinato, O. Tudisco, A. Loyan, Y. Protsan, A. Tsaglov, A. Selmo, K. Kat-

- sonis, D. Packan, J. Jarrige, C. Blanchard, P. Q. Elias, and J. Bonnet. Thruster Development Set-up for the Helicon Plasma Hydrazine Combined Micro Research Project (HPH.com). In *IEPC*, page 241, 2011.
- [26] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell, and a. Ando. Performance improvement of a permanent magnet helicon plasma thruster. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 46 :352001, 2013.
- [27] Alexey V. Arefiev and Boris N. Breizman. Theoretical components of the VASIMR plasma propulsion concept. *Phys. Plasmas*, 11(5) :2942, 2004.
- [28] Christopher S. Olsen, Maxwell G. Ballenger, Mark D. Carter, Franklin R Chang Diaz, Matthew Giambusso, Timothy W. Glover, Andrew V. Ilin, Jared P. Squire, Benjamin W. Longmier, Edgar a. Bering, and Paul a. Cloutier. Investigation of Plasma Detachment From a Magnetic Nozzle in the Plume of the VX-200 Magnetoplasma Thruster. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 43(1) :252–268, 2014.
- [29] David B Miller and George W Bethke. Cyclotron Resonance Thruster Design Techniques. *AIAA J.*, 1966.
- [30] David B Miller and Edward F Gibbons. Experiments with an Electron Cyclotron Resonance Plasma Accelerator. *AIAA J.*, 1964.
- [31] M Nagatomo. Plasma Acceleration by High Frequency Electromagnetic Wave in Static Magnetic Field Gradient. In Y Kuroda, H Tomonao, T Hayaishi, K Higuchi, T Hikita, K Hirao, J Kondo, K Kuratani, A Matsuura, K Miya, D Mori, T Nomura, K Oshima, H Saiki, S Saito, M Sanuki, N Takagi, F Tamaki, T Yoshida, and M Uemura, editors, *Sp. Technol. Sci.*, page 57, 1968.
- [32] H. G. Kosmahl. Three-Dimensional Plasma Acceleration through axisymmetric diverging magnetic field based on dipole moment approximation. Technical Report January, 1967.
- [33] J C Sercel. Electron cyclotron Resonance (ECR) plasma acceleration. In *19Th AIAA, Fluid Dyn. Plasma Dyn. Lasers Conf.*, page 1407, 1987.
- [34] Joel C. Sercel. *An Experimental And Theoretical Study of the ECR Plasma Engine*. PhD thesis, 1993.
- [35] Ricky Tang. *Study of the Gasdynamic Mirror (GDM) Propulsion System*. PhD thesis, University of Michigan, 2011.
- [36] S. Larigaldie. Plasma Thruster and mehtod for generating a plasma propulsion thrust, 2015.
- [37] Eduardo Ahedo. Plasmas for space propulsion. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 53 :124037, 2011.

- 
- [38] J M Rax. *Physique des plasmas - Cours et applications : Cours et applications*. Physique. Dunod, 2005.
- [39] A Bers and J L Delcroix. *Physique des plasmas. 1*. Savoirs Actuels. EDP Sciences, 2012.
- [40] A Bers and J L Delcroix. *Physique des plasmas. 2*. Savoirs Actuels. EDP Sciences, 2012.
- [41] M A Lieberman and A J Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. Wiley, 2005.
- [42] A V Phelps. JILA data, Compilation of Atomic and Molecular Data. Technical report, ●, 2008.
- [43] T H Stix. *Waves in Plasmas*. American Inst. of Physics, 1992.
- [44] Ernest Lawrence and M. Livingston. The Production of High Speed Light Ions Without the Use of High Voltages. *Phys. Rev.*, 40(1) :19–35, 1932.
- [45] R Geller. *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*. Taylor & Francis, 1996.
- [46] T erenzio Consoli and R.B. Hall. Plasma acceleration by electromagnetic and magnetostatic field gradients. *Nucl. Fusion*, 3 :237–247, 2011.
- [47] Rene Bardet, Terenzio Consoli, and Richard Geller. Physical mechanism of ion entrainment by the electron space charge in acceleration by the gradients of static magnetic and of electromagnetic fields. *Nucl. Fusion*, 5 :7–16, 2011.
- [48] R Barder, T Consoli, L Dupas, R Geller, J Leroy, and F Parlaange. Circe I source ECR. In *Int. Conf. Phenom. Ioniz. Gases*, page 318, Beograd, 1965.
- [49] H L Hagedoorn, H Beuscher, R K Bhandari, J M Botman, W Krauss-Vogt, and J Reich. ECR plasma produce Highly charged ions. In *8th Int. Work. ECR ions sources*, page 389, 1987.
- [50] Hajime Tamagawa, Yukio Okamoto, and Chitaka Akutagawa. A Proposal on Multiply Charged Ion Source. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 11(8) :1226, 1972.
- [51] Yukio Okamoto and Hajime Tamagawa. Production of Large Area High Current Ion Beams. *Rev. Sci. Instrum.*, 43(8) :1193–1197, 1972.
- [52] Jes Asmussen. Electron cyclotron resonance microwave discharges for etching and thin film deposition. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 7(3), 1989.
- [53] N. Sakudo. Microwave ion sources for industrial applications (invited). *Rev. Sci. Instrum.*, 71(2) :1016, 2000.
- [54] N. Sakudo. sakudo’s ions sources. In *Int. Conf. Ion Sources*, page 1284, 1994.

- [55] Noriyuki Sakudo, Katsumi Tokiguchi, Hidemi Koike, and Ichiro Kanomata. Microwave ion source for high-current implanter. *Rev. Sci. Instrum.*, 49(7) :940, 1978.
- [56] M. Shimada, I. Watanabe, and Y. Torii. Very high current ECR ion source. *ELSEVIER*, 39 :242–245, 1989.
- [57] Junzo Ishikawa, Yasuhiko Takeiri, and Toshinori Takagi. Axial magnetic field extraction-type microwave ion source with a permanent magnet. *Rev. Sci. Instrum.*, 55(4) :449–456, 1984.
- [58] M. Pichot, a. Durandet, J. Pelletier, Y. Arnal, and L. Vallier. Microwave multipolar plasmas excited by distributed electron cyclotron resonance : Concept and performance. *Rev. Sci. Instrum.*, 59(7) :1072, 1988.
- [59] L Neri, D Mascali, L Celona, S Gammino, and G Ciavola. A 3D Monte Carlo code for the modeling of plasma dynamics and beam formation mechanism in electron cyclotron resonance ion sources. *Rev. Sci. Instrum.*, 83(2) :02A330, February 2012.
- [60] L Celona, S Gammino, G Ciavola, F Maimone, and D Mascali. Microwave to plasma coupling in electron cyclotron resonance and microwave ion sources (invited). *Rev. Sci. Instrum.*, 81(2) :02A333, February 2010.
- [61] D Mascali, L Neri, S Gammino, L Celona, G Ciavola, N Gambino, R Miracoli, and S Chikin. Plasma ion dynamics and beam formation in electron cyclotron resonance ion sources. *Rev. Sci. Instrum.*, 81(2) :02A334, February 2010.
- [62] G. J .M. Hagelaar, K Makasheva, L Garrigues, and J-P Boeuf. Modelling of a dipolar microwave plasma sustained by electron cyclotron resonance. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 42(19) :194019, October 2009.
- [63] Valeri Dougar-Jabon, Eduardo Orozco, and Anatoly Umnov. Modeling of electron cyclotron resonance acceleration in a stationary inhomogeneous magnetic field. *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams*, 11(4) :041302, April 2008.
- [64] G. Torrasi, D. Mascali, G. Sorbello, L. Neri, L. Celona, G. Castro, T. Isernia, and S. Gammino. Full-wave FEM simulations of electromagnetic waves in strongly magnetized non-homogeneous plasma. *J. Electromagn. Waves Appl.*, 28(July) :1085–1099, 2014.
- [65] Sophocles J Orfanidis. *Electromagnetic Waves and Antennas*. *Media*, 2 :313–321, 2004.
- [66] A F Harvey. *Microwave engineering*. Academic Press, 1963.
- [67] W Kash. *Plasma Acceleration : Fourth Lockheed Symposium on Magnetohydrodynamics*. Stanford University Press, 1959.
- [68] Mario Merino. *Analysis of Magnetic Nozzles For Space Plasma Thrusters*. PhD thesis, 2013.

- 
- [69] Justin M Little and Edgar Y Choueiri. The Influence of Induced Currents on Magnetic Nozzle Acceleration and Plasma Detachment. *AIAA J.*, (July) :6615, 2010.
- [70] A. Fruchtman, K. Takahashi, C. Charles, and R. W. Boswell. A magnetic nozzle calculation of the force on a plasma. *Phys. Plasmas*, 19(3) :033507, 2012.
- [71] R. A. Gerwin, G. J. Marklin, A. G. Sgro, and A. H. Glasser. Characterization of plasma flow through magnetic nozzles. Technical report, 1990.
- [72] Ronald W Moses, Richard A Gerwin, and Kurt F Schoenberg. Resistive plasma detachment in nozzle based coaxial thrusters. *AIP Conf. Proc.*, 246(1), 1992.
- [73] E. B. Hooper. Plasma Detachment from a magnetic nozzle. In *J. Propuls. Power*, page Vol 9 No 5, 1993.
- [74] P F SCHMIT and N J FISCH. Magnetic detachment and plume control in escaping magnetized plasma. *J. Plasma Phys.*, 75(03) :359–371, 2009.
- [75] J Jarrige, P Q Elias, F Cannat, and D Packan. Characterization of a coaxial ECR plasma thruster. *44th AIAA Plasmadynamics Lasers Conf.*, pages AIAA paper 2013–2628, 2013.
- [76] Julien Jarrige, Paul-Quentin Elias, and Denis Packan. Performance Comparison of an ECR Plasma Thruster using Argon and Xenon as Propellant Gas. Technical report, Washington D.C, 2013.
- [77] C. Charles, R. W. Boswell, and M. a. Lieberman. Xenon ion beam characterization in a helicon double layer thruster. *Appl. Phys. Lett.*, 89(26) :261503, 2006.
- [78] K. Takahashi, T. Lafleur, C. Charles, P. Alexander, R. W. Boswell, M. Perren, R. Laine, S. Pottinger, V. Lappas, T. Harle, and D. Lamprou. Direct thrust measurement of a permanent magnet helicon double layer thruster. *Appl. Phys. Lett.*, 98(14) :141503, 2011.
- [79] Matt Wiebold, Yung Ta Sung, and John E. Scharer. Experimental observation of ion beams in the Madison Helicon eXperiment. *Phys. Plasmas*, 18(6), 2011.
- [80] Adam Shabshelowitz and Alec D. Gallimore. Performance and Probe Measurements of a Radio-Frequency Plasma Thruster. *J. Propuls. Power*, 29(4) :919—929, 2013.
- [81] T. Harle, S J Pottinger, and V. J. Lappas. Helicon Double Layer Thruster Operation in a Low Magnetic Field Mode. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 22(1) :015015, 2013.

- [82] L. Hans, K. Rainer, B. Michael, Braeg M., M. Gollor, S. Weis, D. Feili, I. Tartz, and H. Neumann. RIT- $\mu$ X High Precision Micro Ion Propulsion System Based on RF- Technology. In *AIAA Join Propuls. Conf. Exhib.*
- [83] Davina Maria and Di Cara. Design Development and Test of the RIT- $\mu$ X Mini Ion Engine System. *Engineering*, pages 1–9, 2009.
- [84] Davina Mafia and Di Cara. Performance mapping of new gN-RITs at Giessen. *October*, pages 1–7, 2005.
- [85] A. V. Loyan, N. N. Koshelev, T. A. Maksymenko, A. Leufroy, S. Pellerin, T. Gibert, N. Pellerin, E. Veron, D. Pagnon, L. Balika, and M. Dudeck. Study of the SPT-20M7 low power Ukrainian hall effect thruster. *Rom. Reports Phys.*, 56(July 2010) :95–102, 2011.
- [86] J. Scott Miller, Steve H. Pullins, Dale J. Levandier, Yu Hui Chiu, and Rainer a. Dressler. Xenon charge exchange cross sections for electrostatic thruster models. *J. Appl. Phys.*, 91(2002) :984–991, 2002.
- [87] I H Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 2005.
- [88] H M Mott Smith and Irving Langmuir. The Theory of Collectors in Gaseous Discharges. *Phys. Rev.*, 28(4) :727–763, October 1926.
- [89] A. Aanesland, J. Bredin, P. Chabert, and V. Godyak. Electron energy distribution function and plasma parameters across magnetic filters. *Appl. Phys. Lett.*, 100(044102) :98–101, 2012.
- [90] V a Godyak and V I Demidov. Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas : what can we measure and how can we achieve reliable results ? *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 44(233001) :30, 2011.
- [91] Felix Cannat, Julien Jarrige, Paul-quentin Elias, and Denis Packan. Experimental investigation of magnetic gradient influence in a coaxial ECR plasma. *5th Sp. Propuls. Conf.*, 2014.
- [92] F. Cannat, J. Jarrige, T. Lafleur, P.-Q. Elias, and D. Packan. Experimental geometry investigation of a coaxial ECR plasma thruster. In *Int. Electr. Propuls. Conf.*, page 90492, 2015.
- [93] F. Cannat, T. Lafleur, J. Jarrige, P. Chabert, P.-Q. Elias, and D. Packan. Optimization of a coaxial electron cyclotron resonance plasma thruster with an analytical model. *Phys. Plasmas*, 22(May) :053503, 2015.
- [94] T Lafleur, F Cannat, J Jarrige, P Q Elias, and D Packan. Electron dynamics and ion acceleration in expanding-plasma thrusters. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 24(6) :65013, 2015.



- 
- [95] S. Béchu, a. Soum-Glaude, a. Bès, a. Lacoste, P. Svarnas, S. Aleiferis, a. a. Ivanov, and M. Bacal. Multi-dipolar microwave plasmas and their application to negative ion production. *Phys. Plasmas*, 20(10), 2013.
- [96] Emil I Toader. Experimental electron energy distribution functions in argon, nitrogen and oxygen high-density and low-pressure reflex and microwave plasma sources. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 13(4) :646–653, 2004.
- [97] V. Godyak, R. Piejak, and B Alexandrovich. Measurements of electron energy distribution in low-pressure R F discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 1 :36–58, 1992.
- [98] T. Lafleur. Helicon plasma thruster discharge model. *Phys. Plasmas*, 21(4) :043507, April 2014.
- [99] Michael D West, Christine Charles, and Rod W Boswell. High density mode in xenon produced by a Helicon Double Layer Thruster. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 42(24) :245201, 2009.
- [100] Kazunori Takahashi, Christine Charles, Rod Boswell, and Rikizo Hatakeyama. Radial characterization of the electron energy distribution in a helicon source terminated by a double layer. *Phys. Plasmas*, 15(7), 2008.
- [101] Shane M. Tysk, C. Mark Denning, John E. Scharer, and Kamran Akhtar. Optical, wave measurements, and modeling of helicon plasmas for a wide range of magnetic fields. *Phys. Plasmas*, 11(3) :878–887, 2004.
- [102] Mario Merino and Eduardo Ahedo. Influence of Electron and Ion Thermodynamics on the Magnetic Nozzle Plasma Expansion. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 43(1) :244–251, 2014.
- [103] K T a L Burm. The isentropic relation in plasmas. *J. Phys. A. Math. Gen.*, 37(13) :4141–4146, 2004.
- [104] Masaaki Inutake, Akira Ando, Kunihiko Hattori, Hiroyuki Tobari, and Tsuyoshi Yagai. Characteristics of a Supersonic Plasma Flow in a Magnetic Nozzle. *J. Plasma Fusion Res.*, 78(12) :1352–1360, 2002.
- [105] A. Aanesland, L. Liard, G. Leray, J. Jolly, and P. Chabert. Direct measurements of neutral density depletion by two-photon absorption laser-induced fluorescence spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 91(12) :13–16, 2007.
- [106] Amnon Fruchtman. Neutral Depletion in a Collisionless Plasma. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 36(2) :403–413, April 2008.
- [107] T. M G Zimmermann, M. Coppins, and J. E. Allen. Coaxial discharge with axial magnetic field : Demonstration that the Boltzmann relation for electrons generally does not hold in magnetized plasmas. *Phys. Plasmas*, 17(2) :3–10, 2010.

- [108] S Rahimi, M Jimenez-Diaz, S Hübner, E H Kemaneci, J J a M van der Mullen, and J van Dijk. A two-dimensional modelling study of a coaxial plasma waveguide. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 47(12) :125204, 2014.
- [109] Adam Obrusník and Zdeněk Bonaventura. Studying a low-pressure microwave coaxial discharge in hydrogen using a mixed 2D/3D fluid model. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 48(6) :065201, 2015.
- [110] P. Q. Elias, J. Jarrige, F. Cannat, E. Cucchetti, D. Packan, and A. Built. Full Ion Velocity Distribution Function measurement in an Electric Thruster, using LIF - based tomographic reconstruction. In *34th Int. Electr. Propuls. Conf.*, pages 1–18, 2015.



# Annexe A

## Méthode de Runge Kutta d'ordre 4

Les méthodes de Runge Kutta sont utilisées en analyse numérique pour résoudre les équations différentielles. La méthode décrite est basée sur le principe itératif d'ordre 4.

Chaque équation différentielle notée  $y'$  est fonction de son ordre supérieur  $y$  et de la variable d'intégration ici noté  $t$ . On note  $y' = f(t, y)$ . En définissant la valeur initiale  $y_0$  de la fonction  $y$  à l'instant  $t_0$  tel que  $y(t_0) = y_0$ . La valeur de la fonction  $y$  à l'instant  $dt$  suivant est estimé avec :

$$y(t + dt) = y(t) + \frac{dt}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

où :

$$k_1 = f(t, y(t))$$

$$k_2 = f\left(t + \frac{dt}{2}, y(t) + \frac{dt}{2}k_1\right)$$

$$k_3 = f\left(t + \frac{dt}{2}, y(t) + \frac{dt}{2}k_2\right)$$

$$k_4 = f(t + dt, y(t) + dtk_3)$$

Le choix du pas de calcul  $dt$  doit être judicieux pour avoir la précision nécessaire dans la résolution de l'équation différentielle sans trop allonger le temps de calcul. Dans le cas de la résolution des équations différentielles (3.1.8) et (3.1.14) de trajectoire d'électron soumis à la résonance cyclotronique pour une fréquence de champ électrique à  $f_{em} = 2.45 \text{ GHz}$ , le pas de temps choisi est de  $dt = 1 \times 10^{-11} \text{ s}$ .



## Annexe B

# Modélisation d'un champ magnétique d'une bobine

Le champ magnétique de la bobine est modélisé par la superposition du champ magnétique produit par chaque spire de la bobine. Aux coordonnées  $(r, z)$ , les composantes du champ magnétique  $B_z$  et  $B_r$  d'une spire de courant positionnée en  $R_{L0}$  et  $z_0$  sont calculées en utilisant les formules suivantes :

$$B_z(r, z) = \frac{B_0}{\pi\sqrt{Q}} I_2(k^2) \frac{1 - \alpha^2 - \beta^2}{Q - 4\alpha} + I_1(k^2) \quad (\text{B.0.1})$$

$$B_r(r, z) = \frac{B_0\gamma}{\pi\sqrt{Q}} I_2(k^2) \frac{1 + \alpha^2 + \beta^2}{Q - 4\alpha} - I_1(k^2) \quad (\text{B.0.2})$$

avec :  $\alpha = \frac{r}{R_{L0}}$ ,  $\beta = \frac{z-z_0}{R_{L0}}$ ,  $\gamma = \frac{z-z_0}{r}$ ,  $Q = (1 + \alpha)^2 + \beta^2$ ,  $k = \sqrt{\frac{4\alpha}{Q}}$ ,  $B_0 = \frac{I_0\mu_0}{2R_{L0}}$

Fonction elliptique du premier ordre  $I_1$  :

$$I_1(k) = \pi \left( \frac{1}{2} + \frac{k}{8} + \frac{9k^2}{128} + \frac{25k^3}{512} + \frac{1225k^4}{32768} + \frac{3969k^5}{131072} \right) \quad (\text{B.0.3})$$

Fonction elliptique du seconde ordre  $I_2$  :

$$I_2(k) = \pi \left( \frac{1}{2} - \frac{k}{8} - \frac{3k^2}{128} - \frac{5k^3}{512} - \frac{175k^4}{32768} \right) \quad (\text{B.0.4})$$

La bobine comporte 10 spires de long sur 5 couches soit 50 spires au totale. Les coordonnées des spires sont discrétisées de manière uniforme entre  $z_0 \pm 24.75 \text{ mm}$  et  $R_{L0} = [18.75, 40.75] \text{ mm}$ .



## Annexe C

# Tenseur diélectrique d'un plasma magnétisé avec collision

Le tenseur diélectrique avec collisions est déterminé à partir de l'équation de Lorentz défini avec la fréquence de collisions  $\nu_m$  :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} - m_e \nu_m \vec{v} \quad (\text{C.0.1})$$

En utilisant la même méthode que le tenseur sans collisions présentée dans le chapitre 2, le tenseur diélectrique avec collisions est défini tel que :

$$\overline{\overline{\epsilon}}_r = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega_{em} - i\nu_m}{\omega_{em}} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega_{em} - i\nu_m)^2 - \omega_{ce}^2} & \frac{-i\omega_{ce}\omega_{pe}^2}{\omega_{em}((\omega_{em} - i\nu_m)^2 - \omega_{ce}^2)} & 0 \\ \frac{i\omega_{ce}\omega_{pe}^2}{\omega_{em}((\omega_{em} - i\nu_m)^2 - \omega_{ce}^2)} & 1 - \frac{\omega_{em} - i\nu_m}{\omega_{em}} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega_{em} - i\nu_m)^2 - \omega_{ce}^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{em}(\omega_{em} - i\nu_m)} \end{pmatrix} \quad (\text{C.0.2})$$

A partir de ce tenseur collisionnel, l'équation de propagation du champ électrique de l'onde circulaire droite dans le plasma magnétisé est :

$$\frac{d^2 E_r}{dz^2} + k_0^2 \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2(z)}{\omega_{em}[\omega_{em} - \omega_{ce}(z) - i\nu_m(z)]} \right) E_r = 0 \quad (\text{C.0.3})$$





*ANNEXE C. TENSEUR DIÉLECTRIQUE D'UN PLASMA MAGNÉTISÉ  
AVEC COLLISION*

---

## Résumé

---

L'objet de ce travail consiste à la caractérisation et à la modélisation d'un propulseur électrique à résonance cyclotronique des électrons. L'objectif est d'étudier la physique du propulseur (transfert d'énergie par résonance, processus d'ionisation, couplage micro-onde/plasma, processus d'accélération) afin d'améliorer ses performances, son efficacité ainsi que le développement d'outils de dimensionnement.

Un prototype expérimental du propulseur a été caractérisé autour des degrés de libertés de fonctionnement tels que la fréquence, le champ magnétique, la puissance, la géométrie et le débit de gaz. Les résultats obtenus permettent de définir les conditions pour un fonctionnement nominal du propulseur en termes de performances et d'efficacité. Il a été montré que la position de la zone résonance ainsi que la pression de fonctionnement sont les deux paramètres clés pour l'optimisation du propulseur. Ces travaux de recherche ont permis d'augmenter les performances et le rendement total du propulseur. Pour une puissance de 30 Watts et un débit de 0.1 mg/s, le propulseur fourni une poussée de 1 mN avec une impulsion spécifique de 1000 s pour 16 % d'efficacité totale.

En parallèle, un modèle de décharge est adapté au propulseur. Il estime les performances du propulseur, permet d'identifier les points importants et apporte des perspectives de dimensionnement pour une nouvelle version du propulseur. Pour compléter ce modèle, des simulations préliminaires de propagation d'ondes électromagnétiques et de couplage micro-onde plasma magnétisé sont réalisées. Les résultats obtenus permettent de mieux comprendre la déposition de puissance micro-onde dans le propulseur.

Mots clés : Propulseur plasma, micro-onde, expérimentale, modélisation, résonance cyclotronique des électrons, plasma

## Abstract

---

The purpose of this work is the characterization and theoretical investigation of an electron cyclotron resonance plasma thruster. The objectives is to study the physics of the thruster (energy transfer by cyclotron resonance, ionization process, coupling microwave/plasma and acceleration process) to improve his performances, efficiency and development dimensioning tools.

An experimental prototype of the thruster was characterized around the operating freedoms degrees as frequency, magnetic field, the power, the geometry and the gas flow. The results are used to set the conditions for a nominal operation of the thruster in terms of performances and efficiency. It was shown that the position of the resonance area and the operating pressure are the two keys parameters for the optimization of the thruster. This research helped to increase performance and total efficiency of the thruster. For a power of 30 watts and a flow rate of 0.1 mg/s, the thrust provided 1 mN with a specific impulse of 1000 s for 16 % total efficiency.

In parallel, a discharge model is adapted to the configuration of the thruster. He estimates the thruster performance, identifies key points and provides sizing prospects for a new version of the thruster. To complete the model, preliminary simulations of electromagnetic wave propagation and microwave plasma coupling magnetized are carried out. The results obtained make it possible to better understand the microwave power deposition in the plasma source and reproduce the influence of the magnetic field observed experimentally.

Keywords : Plasma thruster, microwave, experiment, modele, electron cyclotron resonance, plasma