

Sommaire

Remerciements	i
Nomenclature	vi
Chapitre I Introduction	1
I - 1. Généralités sur la propulsion spatiale.....	2
I - 1.1. Poussée et consommation des propulseurs	2
I - 1.2. Contexte économique et intérêt de la propulsion électrique	5
I - 1.3. Les technologies de propulseurs électriques	9
I - 1.4. Propulseurs sans cathode à tuyère magnétique	16
I - 2. Propulseur ECR à plasma.....	17
I - 2.1. Principe de fonctionnement	17
I - 2.2. Panorama mondial de la technologie	19
I - 2.3. Le propulseur ECR à l'ONERA.....	24
I - 3. Démarche de la thèse.....	28
Chapitre II Eléments théoriques et bibliographiques	30
II - 1. Physique des plasmas.....	30
II - 1.1. Généralités sur les plasmas	30
II - 1.2. Modélisation des interactions à courte distance entre particules	35
II - 1.3. Spécificités des plasmas froids de laboratoires.....	38
II - 1.4. Ondes dans les plasmas	44
II - 2. Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène	48
II - 2.1. Champ magnétique inhomogène et confinement.....	49
II - 2.2. Tuyère magnétique dans le contexte de la propulsion électrique	51
II - 3. Sources plasmas à Résonance Cyclotron Electronique.....	59
II - 3.1. Notions de coupures et de résonances d'une onde	59
II - 3.2. Résonance sur une particule individuelle	60
II - 3.3. Applications et sources ECR dans le monde	62
II - 4. Performances des propulseurs électriques	68
II - 4.1. Définition des indicateurs de performances.....	68
II - 4.2. Vue d'ensemble des performances actuelles des propulseurs électriques	70
Chapitre III Matériel et méthodes	78
III - 1. Installations et chambres à vide	78
III - 2. Génération, transmission et mesure de la puissance micro-onde.....	82
III - 2.1. Génération des micro-ondes.....	83
III - 2.2. Transmission des micro-ondes	85
III - 2.3. Mesure de la puissance.....	86

III - 3. Diagnostic du propulseur et du jet de plasma	89
III - 3.1. Estimation de la poussée	89
III - 3.2. Mesure de la densité de courant ionique	91
III - 3.3. Mesure de l'énergie moyenne du faisceau d'ion	93
III - 3.4. Incertitude de la mesure	98
III - 3.5. Potentiel propulseur.....	100
III - 4. Montage, acquisition et conditionnement.....	101
III - 5. Code de simulation PIC	103
III - 5.1. Benchmark du code	103
III - 5.2. Modélisation du propulseur ECR : géométrie et approximations	106
III - 5.3. Entrées et sorties.....	108
Chapitre IV Prototypes du propulseur ECR.....	110
IV - 1. Etude du cas de référence : Prototype à solénoïde	110
IV - 1.1. Description du prototype.....	111
IV - 1.2. Etude du champ magnétique du prototype à solénoïde.....	111
IV - 1.3. Principaux résultats obtenus avec sonde de Faraday	114
IV - 2. Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1	117
IV - 2.1. Objectifs liés au développement d'un prototype à aimants permanents	117
IV - 2.2. Conception et réalisation du modèle mécanique de PM-V1	124
IV - 3. Développement d'un prototype plus compact et possédant une topologie magnétique en double miroir magnétique : PM-V2	127
IV - 3.1. Topologie magnétique de PM-V2.....	127
IV - 3.2. Conception et réalisation de la mécanique du prototype PM-V2.....	128
IV - 4. Développement d'un prototype à aimant permanent permettant de tester les effets de l'injection de gaz : PM-V3.....	130
Chapitre V Balance de poussée	133
V - 1. Adaptation d'une balance pendulaire au propulseur ECR.....	133
V - 1.1. Principe de fonctionnement de la balance	134
V - 1.2. Montage du propulseur sur la balance et limites du système existant.....	136
V - 1.3. Transmission de puissance micro-ondes sans fil.....	139
V - 1.4. Asservissement du bras de la balance avec un régulateur PID.....	142
V - 2. Mesure de la poussée du propulseur ECR	147
V - 2.1. Calibration de la balance	147
V - 2.2. Procédure de mesure de la poussée	151
V - 2.3. Calcul des incertitudes de mesure	154
V - 2.4. Répétabilité des mesures de poussée.....	157
V - 2.5. Comparaison de la poussée mesurée par la balance et celles mesurées par la sonde Faraday	161
Chapitre VI Etude des paramètres expérimentaux influençant les performances du propulseur	164

VI - 1. Comparaison des performances PM-VI / Solénoïde.....	165
VI - 1.1. Poussée et rendement total dans les mêmes conditions	165
VI - 1.2. Profil angulaire, courant et énergie	166
VI - 2. Optimisation des conditions opératoires.....	170
VI - 2.1. Représentation des résultats en fonction de la densité d'énergie	170
VI - 2.2. Rendements détaillés et propriétés du faisceau.....	178
VI - 2.3. Variation de la position de la zone ECR	183
VI - 3. Optimisation géométrique du propulseur	187
VI - 3.1. Variation de la longueur l du conducteur interne.....	187
VI - 3.2. Variation du diamètre D du conducteur interne.....	188
VI - 3.3. Variation de la longueur L de la source plasma	190
VI - 3.4. Utilisation d'une source conique pour diminuer les pertes	194
VI - 4. Effet d'un revêtement diélectrique sur la paroi interne de la source plasma.....	196
VI - 4.1. Effet du diélectrique sur les performances globales.....	197
VI - 4.2. Effet du diélectrique sur le courant et l'énergie des ions	197
VI - 5. Effet du changement d'ergol et de la pression ambiante.....	200
VI - 5.1. Utilisation du krypton	200
VI - 5.2. Variation de la pression ambiante	203
Chapitre VII Etude des mécanismes physiques à l'origine de la poussée du propulseur.....	209
VII - 1. Etude expérimentale des mécanismes d'accélération du plasma	209
VII - 1.1. Poussée thermique et poussée magnétique	210
VII - 1.2. Mesures séparées des contributions de la poussée.....	215
VII - 2. Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR	220
VII - 2.1. Caractéristiques de la simulation	220
VII - 2.2. Etude cas de référence	224
Chapitre VIII Conclusion	239
VIII - 1. Principaux résultats et apports de la thèse	239
VIII - 2. Perspectives au développement de la technologie	241
Annexe A.....	244
Bibliographie.....	246
Liste des figures	256
Liste des tableaux	266

Nomenclature

γ : Coefficient de calibration moyen sur toutes les masses

P : puissance réellement transmise

P_F : puissance incidente

P_R : puissance réfléchie au coupleur

S^{PID} : signal de sortie PID de mesure

S^{calib} : signal sortie PID de calibration

S^{mag} : signal sortie PID de perturbation magnétique par smaract

ϕ_P : potentiel propulseur

J_i : densité de courant ionique

E_i : énergie moyenne du faisceau d'ion

i_{lu} : courant lu par la faraday

g : constante de la gravité

Q_m : débit de gaz

I_{SP} : impulsion spécifique

η_D : rendement divergence

η_e : rendement énergétique

η_m : rendement massique

η_T : rendement total

$TTPR$: rapport poussée puissance

L_T : longueur du bras de la balance

L_i : longueur du bras de calibration à l'emplacement i

m_i : masse de calib i

M : masse des ions

m_e : masse des électrons

Q_V : débit volumique

P_r : pression caisson

v_p : vitesse de pompage

P_{reel} : pression réelle

C_{gaz} : coefficient de correction du gaz pour la jauge de pression

C_{mw} : couplage des micro-ondes au plasma

$|S_{12}^{dB}|$: atténuation post-coupleur

T : poussée du propulseur

v_i : vitesse des ions

D_F : longueur du bras de la Faraday

φ : angle de la sonde Faraday

q et e : charge électrique

n : densité du plasma

τ_G : transparence de la grille

γ_{SEE} : coefficient d'émission secondaire

A_{coll} : surface du collecteur de la sonde Faraday

V_c : tension du collecteur

E_{Tot} : énergie totale

Γ : flux de particule

j_i : densité de courant (cas général)

V_p : potentiel plasma

v^* : vitesse limite avant que la particule qui la possède ne soit repoussé par le collecteur

f_i : fonction de distribution

h_F : hauteur de la sonde Faraday sur l'axe

R_{shunt} : résistance de shunt pour mesurer le courant de la sonde Fa

V_{shunt} : tension aux bornes de la résistance de shunt

D_{coll} : diamètre du collecteur de la sonde Fa

ΔT_{align} : incertitude liée au défaut d'alignement de la sonde Fa

L_B : longueur caractéristique du champ magnétique dans le code PIC

A_0 : aire de la source plasma dans le code PIC

B_0 : champ magnétique de ref dans le code PIC

$N_{e,i}$: nombre d'électron, ions dans le code PIC

N_{target} : nombre de particules à atteindre dans le code PIC

L_n : longueur caractéristique du fond de neutre en exponentielle dans le code PIC

n_g : densité de gaz neutre (code PIC)

n_0 : densité de neutre référence dans le code PIC

ω : pulsation du champ exciteur dans le code PIC

V_{BP} : potentiel de la backplate dans le code PIC

Q, C : charge et capacité de la backplate code PIC

C_{coll} : coefficient de perte au parois dans le code PIC

N_{step} : nombre de pas de temps total dans le code PIC

N_{diag} : nombre de pas de temps avant enregistrement des données

I_{coil} : courant dans la bobine du prototype de propulseur ECR à solénoïde

I_{tot} : courant ionique total (intégrale de $J_i(\varphi)$)

$\vec{\mu}$: moment angulaire microscopique

γ_{gyr} : rapport gyromagnétique

\vec{L} : moment angulaire

\vec{M} : aimantation

\vec{J}_{mag} : densité de courant magnétisant

\vec{J}_{libre} : densité de courant de particules libres

χ_m : susceptibilité magnétique

μ_r : perméabilité magnétique relative

B_{sat} : champ magnétique de saturation (aimant)

B_{rem} : champ magnétique rémanent

H_c : champ coercitif

T_c : température de Curie

r_{ext}^{PM} : rayon extérieur de l'aimant permanent

r_{int}^{PM} : rayon intérieur de l'aimant permanent

z^{PM} : position de l'aimant par rapport à la source plasma

L^{PM} : longueur de l'aimant permanent

M ATTENTION à changer en M_{bal} : masse du bras + du prop

L_G : position du centre de gravité

δ_{TGC} : espacement entre les 2 TGC

\tilde{H} : fonction de transfert dans l'espace de Laplace d'un PID standard

\tilde{u} : sortie du PID dans l'espace de Laplace

\tilde{e} : entrée du PID dans l'espace de Laplace

u_c : tension aux borne d'un condensateur

s : variable de Laplace

K, I, D : Coefficients du PID

R, L_{bob}, C : Résistance , Inductance, Capacité

$A(t)$: tension d'entrée dans un circuit RLC

T^{calib} : pseudo poussée de calibration

γ_i : coeff de calib pour les masses

l : longueur du conducteur interne

D : diamètre du conducteur interne

L : longueur du conducteur externe

Chapitre I

Introduction

La capacité que possèdent les êtres vivants à survivre et à perpétuer leur espèce provient souvent de caractéristiques obtenues par chaque espèce au cours d'un processus d'évolution. En particulier, l'être humain a développé la capacité de créer l'artificiel à grande échelle, ce qui lui permet de se protéger et de modifier son environnement selon sa volonté. Au gré de son évolution l'être humain a fait progresser son intelligence, et particulièrement sa capacité à modéliser l'environnement qui l'entoure. En effet, la nature est comprise par l'Homme au travers de modélisations physiques et mathématiques dont l'objectif est de simplifier les phénomènes observables en les découpant en concepts les plus élémentaires possible. Cette approche lui a permis de comprendre de mieux en mieux la nature, d'élaborer des techniques de plus en plus sophistiquées et de créer des technologies toujours plus complexes. En associant ces concepts élémentaires entre eux, il est possible d'unifier les connaissances et de construire les théories permettant d'expliquer une grande variété de phénomènes complexes observés dans la nature.

Parmi ces concepts élémentaires, le théorème de Noether est, sans conteste, l'un des plus fondamentaux de la physique. Il consiste à associer les propriétés d'un **système physique** à une **symétrie** (concept mathématique) et à en déduire **l'invariance d'une quantité**. Il a été démontré en 1915 par la mathématicienne allemande Emmy Noether et a été qualifié de « monument de la pensée mathématique » par Albert Einstein [1]. C'est un concept issu de la physique théorique qui peut simplement s'exprimer par l'assertion suivante :

« À toute transformation infinitésimale qui laisse invariante l'intégrale d'action correspond une grandeur qui se conserve. »

Parmi les nombreuses conséquences qu'impliquent ce théorème, dont la portée est telle qu'il impacte tous les domaines de la physique, les trois exemples les plus courants sont les suivants :

- Lorsque le système physique se trouve dans un **espace homogène**, il y a alors **invariance par translation** et la quantité conservée est **l'impulsion** (appelé dans certains cas « quantité de mouvement »).
- Lorsque le système physique se trouve dans un **espace isotrope**, il y a alors **invariance par rotation** et la quantité conservée est le **moment angulaire**.
- Lorsque le système physique est **indépendant du temps**, il y a alors invariance par **translation dans le temps** (le système physique se comporterait de manière identique si le temps s'écoulait du futur vers le passé) alors la quantité conservée est **l'énergie**.

I - 1. Généralités sur la propulsion spatiale

I - 1.1. Poussée et consommation des propulseurs

Dans un environnement spatial, l'absence de matière pouvant servir d'appui à un véhicule représente un problème pour se déplacer et la gravité constitue souvent la principale force. Cependant, même en l'absence de matière, l'espace est homogène ce qui implique, par le théorème de Noether, que l'impulsion est conservée.

Dans le contexte de la mécanique classique des solides, l'impulsion est équivalente à la quantité de mouvement $p = mv$, où m et v sont respectivement la masse et la vitesse d'un solide. La notion de conservation d'une quantité physique est vaste mais on se restreindra ici à dire que la quantité physique est conservée au cours du mouvement du solide et donc au cours du temps. Le système physique auquel on s'intéresse ici est un véhicule spatial dont la masse peut varier lorsqu'il éjecte de la matière et qu'il ne subit aucune force extérieure. La conservation de sa quantité de mouvement s'exprime alors de la manière suivante :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{dm}{dt} \vec{v} = 0 \implies m \frac{d\vec{v}}{dt} = - \frac{dm}{dt} \vec{v}_{ex} = \vec{T} \quad (1)$$

où on a défini la poussée $\vec{T} = - dm/dt \vec{v}_{ex}$, et où dm/dt et v_{ex} sont respectivement le débit et la vitesse de la masse éjectée par le véhicule spatial.

Il est intéressant de noter qu'il existe une différence de point de vue entre la partie gauche et la partie droite de l'équation (1). Dans la partie gauche le système physique considéré est le véhicule spatial plus l'intégralité de son ergol (son carburant). En revanche, dans la partie droite on considère que l'ergol expulsé par le véhicule ne fait plus partie du système physique. C'est pourquoi dans ce deuxième cas la poussée peut être vue comme une force extérieure agissant sur le véhicule spatial faisant ressembler ainsi l'équation (1) au principe fondamental de la dynamique de Newton. À noter également que cette force n'est pas spécifique au domaine de la propulsion. Par exemple, le même phénomène physique est à l'origine de l'effet de recul d'une arme à feu.

La dynamique d'un satellite en orbite autour d'une planète est inchangée si le temps s'écoule du passé vers le futur ou, inversement, du futur vers le passé. Par le théorème de Noether, l'énergie totale du satellite est donc conservée au cours du temps : la dynamique du satellite correspond à un équilibre entre son énergie cinétique et l'énergie potentielle gravitationnelle due à la présence de la planète. C'est pourquoi, pour effectuer une manœuvre dans l'espace, le satellite doit produire une variation de vitesse Δv . En intégrant l'équation (1) on établit l'équation de Tsiolkovski, physicien russe du début du XXe siècle et père de l'aéronautique moderne :

$$\vec{T} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = - \frac{dm}{dt} \vec{v}_{ex} \implies \int_{v_i}^{v_f} dv = -v_{ex} \int_{m_i}^{m_f} \frac{dm}{m} \implies (v_f - v_i) = \Delta v = -v_{ex} \ln \left(\frac{m_f}{m_i} \right) \quad (2)$$

où $m_f - m_i$ est la masse d'ergol consommée par le satellite pour effectuer la variation de vitesse Δv . On considère ici que la vitesse d'éjection v_{ex} de l'ergol est la même pour toutes les particules éjectées et est orientée selon l'axe de la poussée. En pratique, pour connaître la poussée réelle il faut soit la

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

mesurer directement soit connaître la divergence du jet de matière (voir « rendement de divergence » section II - 4.1.3).

Ainsi, un satellite étant lancé avec une quantité finie de carburant embarqué, il est donc possible à l'aide de l'équation (2) de calculer le Δv_{tot} total que peut effectuer un satellite tout au long de sa vie. La quantité de manœuvres effectuée par le satellite est donc limitée. De plus, certaines manœuvres nécessitent des variations de vitesse Δv plus grande que d'autres (**Tableau 1**).

Tableau 1. Δv de manœuvres typiques pour un véhicule spatial. LEO (« Low Earth Orbit ») signifie orbite basse et GEO (« Geostationary Earth Orbit ») signifie orbite géostationnaire (source : [2]).

Manœuvre	Δv (m/s)
Contrôle d'attitude	2-6 (par an)
Maintient à poste GEO	50 (par an)
Sol - LEO	9 700
LEO - GEO	4 300
LEO - Lune	5 900
Sortie du système solaire	30 000 000

On définit pour la mission d'un satellite sa masse sèche $m_{sèche}$ comme étant la masse de la plateforme et la masse de la charge utile. On a alors :

$$\Delta v_{tot} = v_{ex} \ln \left(1 + \frac{m_{ergol}}{m_{sèche}} \right) \quad (3)$$

Lors de la préparation d'une mission, il faut donc estimer le nombre de manœuvres que le satellite effectuera dans sa vie pour en prévoir la masse d'ergol nécessaire en connaissant la vitesse d'éjection des gaz. Or, on constate que pour augmenter Δv_{tot} on peut augmenter la fraction d'ergol par rapport à la masse sèche, et ce, pour toutes les technologies utilisées. Mais on peut également augmenter la vitesse d'éjection des gaz, qui diffère selon les technologies de propulsion utilisées.

En effet, il existe actuellement trois différentes familles de technologies de propulseurs de satellites qui offrent chacune des avantages et des inconvénients :

- La propulsion dite « gaz froids » qui utilise des gaz comprimés qui sont simplement relâchés pour produire la poussée.
- La propulsion dite « chimique », la plus répandue, qui utilise une réaction chimique (en général une oxydation) pour augmenter la pression et la température d'un (ou de plusieurs) ergol(s) dans le but d'accélérer les gaz à l'échappement.
- La propulsion électrique crée un plasma avec l'ergol (en général un gaz noble) et l'accélère ensuite à l'aide de champs électromagnétiques externes.

Contrairement aux deux premières technologies pour lesquelles l'énergie générant la poussée est stockée sous forme d'énergie interne, les propulseurs électriques, comme leur nom l'indique, utilisent une source d'énergie externe de type électrique pour générer la poussée. Cela a pour principal avantage d'augmenter le contrôle sur la poussée et les performances du propulseur, notamment la vitesse d'éjection. Cependant, cela engendre également l'apparition de nouvelles difficultés techniques, comme par exemple la question du couplage de l'énergie électrique au plasma, la capacité à produire et accélérer efficacement les ions du plasma pour générer de la poussée. Dans le cas des

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

propulseurs gaz froids ou des propulseurs chimiques, les principaux défis se trouvent dans l'accélération des gaz dans les tuyères physiques et dans l'optimisation de l'efficacité de la combustion (pour les propulseurs chimique).

Avec les technologies actuelles, et après optimisation des systèmes (notamment le type d'ergol et le profil de la tuyère), les vitesses d'éjection de gaz des propulseurs gaz froids et chimiques ne dépassent pas :

$$v_{ej}^{gazfroids} \approx 200 - 1000 \text{ m/s},$$

$$v_{ej}^{chimique} \approx 2 - 4 \text{ km/s}$$

En revanche, grâce à l'astucieuse manipulation du plasma par des champs électriques et/ou magnétiques, les vitesses d'éjection peuvent être bien plus élevées (selon les techniques utilisés et détaillés dans la suite) :

$$v_{ej}^{plasma} > 10 \text{ km/s}$$

Cependant, la création du plasma se fait par le biais d'une décharge électrique (pouvant avoir différentes natures dépendant de la technique utilisée) et ce processus demande de fortes puissances pour ioniser un grand volume. Cela implique que les propulseurs électriques ont une poussée souvent très inférieure aux propulseurs chimiques. En effet, les propulseurs électriques les plus puissants actuellement peuvent fournir une poussée de $\sim 1 \text{ N}$ alors que les propulseurs chimiques peuvent atteindre une poussée de l'ordre de 10^6 N (pour les lanceurs) !

De plus, la création du plasma doit se faire dans le vide car l'ingestion de gaz à haute pression ($> 1 \text{ mbar}$) dans l'atmosphère perturbe la création du plasma (les électrons perdent leur énergie dans les nombreuses collisions avec les molécules d'air et ne peuvent atteindre une énergie suffisante pour ioniser le gaz).

D'autres concepts de propulseurs ayant des vitesses d'éjection encore plus élevées ont été étudiés, notamment au sein du « Programme de physique avancée des propulseurs » de la NASA (« Breakthrough Propulsion Program ») [3]. On peut citer en particulier la propulsion nucléaire (fission et fusion) dont les vitesses d'éjection sont estimées à $v_{ex} \gtrsim 10\,000 \text{ km/s}$, et la propulsion utilisant l'antimatière comme source d'énergie et comme carburant dont les vitesses d'éjection sont estimées à $v_{ex} \gtrsim 0,03 c$ (où $c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ est la vitesse de la lumière dans le vide). Ces concepts ont peu de chance d'être réalisés dans un délai raisonnable, notamment à cause des questions de stockage de l'énergie et d'envoi de quantités conséquentes de matière nucléaire dans l'espace.

La **Figure 1** présente la fraction de masse de carburant nécessaire par rapport à la masse sèche pour les différentes technologies présentées ci-dessus en fonction de Δv . Des repères sont placés pour situer les manœuvres, ou Δv_{tot} typiques, pour des missions de satellites ou d'engins spatiaux.

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

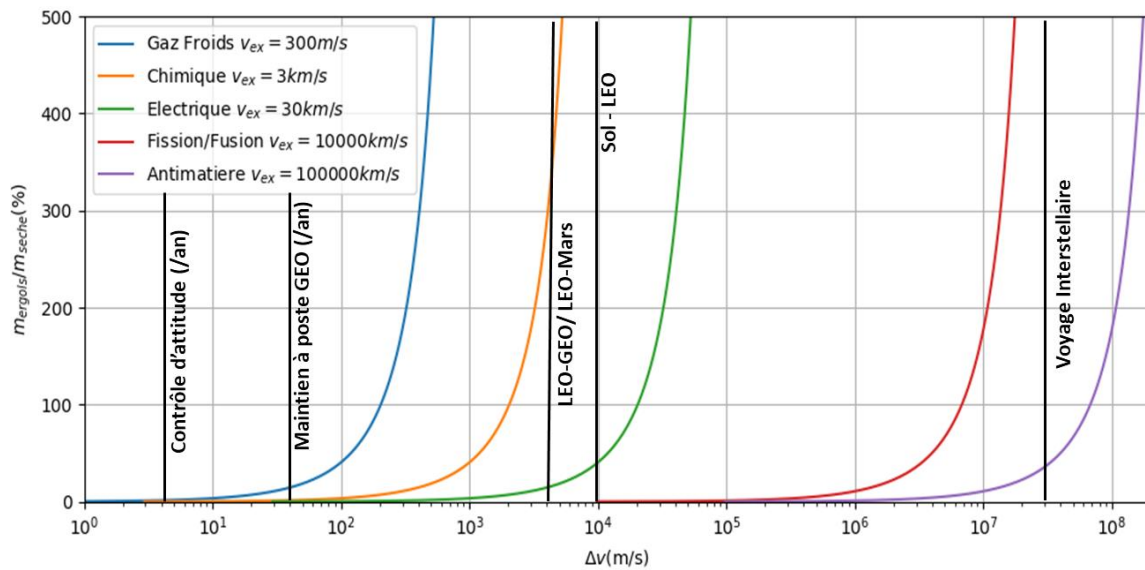


Figure 1. Fraction de la masse d'ergol par rapport à la masse de la charge utile pour différentes vitesses d'éjection et en fonction du Δv . Des repères sont placés pour différents types de manœuvre (voir **Tableau 1**).

On note que pour effectuer un transfert de Hohmann entre l'orbite basse et l'orbite géostationnaire, un satellite utilisant la propulsion chimique doit théoriquement être lancé avec une masse d'ergol 3,5 fois plus élevée que sa charge utile ($\sim 75\%$ de la masse totale du satellite est l'ergol). En pratique, les lanceurs amènent les satellites géostationnaires sur une orbite de transfert et le satellite ne doit finalement faire qu'un Δv de $\sim 1,6 \text{ km/s}$ pour se placer sur la bonne orbite. Dans ce cas, la masse de carburant nécessaire n'est « que » de 70% de la masse sèche ($\sim 40\%$ de la masse totale). Cependant, en utilisant la propulsion électrique ($v_{ex} = 30 \text{ km/s}$), la masse de l'ergol nécessaire n'est plus que de $\sim 30\%$ de la masse de la charge utile.

I - 1.2. Contexte économique et intérêt de la propulsion électrique

Avec le lancement de Spoutnik-1 en octobre 1957, le premier objet artificiel est mis en orbite terrestre, inaugurant l'histoire de la conquête spatiale. Historiquement, l'exploration et l'utilisation de l'espace était l'apanage des États les plus puissants, pouvant financer des programmes spatiaux coûteux. Les motivations de ces dépenses, au-delà des avancées scientifiques engendrées, étaient principalement de natures politiques, dans un contexte de compétition technologique entre les deux nations les plus avancées dans le domaine, les États-Unis et l'URSS. De ce fait, l'histoire de la conquête spatiale est étroitement liée à la course à l'armement pendant la Guerre Froide dans les années 1960 et 1970. De nos jours, les motivations au niveau des États sont d'ordre scientifique, militaire mais surtout économique. A savoir que, dans les années 2000, le marché des satellites commerciaux était d'environ 50 Mds\$/an. D'un autre côté, les projets scientifiques actuels les plus ambitieux sont très souvent issus d'une coopération internationale comme c'est le cas, par exemple, pour la station spatiale internationale. De manière générale, l'investissement actuel des États dans le domaine spatial est beaucoup moins élevé que pendant les années 1960-1970, d'où des programmes d'exploration spatiale moins ambitieux.

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

Cependant, avec l'arrivée récente de nouveaux acteurs du secteur privé, l'exploitation de l'espace commence à ne plus être le monopole des États. Cet élargissement du nombre d'acteurs sur le marché provoque une diversification des moyens technologiques, tant en terme d'engins spatiaux qu'en terme de moyens de lancement, permettant de surcroît une réduction des coûts.

En effet, l'arrivée de la miniaturisation des composants électroniques proposés à des prix de plus en plus compétitifs a conduit de plus en plus de petites structures, comme des centres spatiaux étudiants ou des start-ups, à concevoir et fabriquer leurs propres satellites. Il s'agit souvent de satellites plus petits, technologiquement moins complexes que ceux développés par les agences spatiales nationales et qui se situent dans la gamme des Smallsat et Cubesat. Certaines entreprises, encore plus ambitieuses, prévoient même l'envoi de constellations de satellites ou d'engins d'exploration spatiale habités. Par exemple, l'entreprise « One Web » planifie d'envoyer en orbite basse une constellation de plus de 600 satellites de télécommunication à l'horizon 2022 avec l'objectif de fournir une couverture internet partout dans le monde. Il est également possible de citer les entreprises « Planetary Resources » ou « Deep Space Industries » qui ont pour ambition d'exploiter les ressources (métaux précieux) de certains astéroïdes. On peut noter également que l'entreprise « Bigelow Aerospace » développe des habitats spatiaux pour proposer des « hôtels » en orbite dans lesquels des touristes « de l'espace » pourraient séjourner.

Néanmoins, il existe de nombreux freins à l'exploration et à l'exploitation de l'espace dont les risques forts à l'investissement et les coûts très élevés. En effet, le taux d'échec d'une mission spatiale est encore relativement élevé et le retour sur investissement n'est pas toujours garanti. Mais le principal frein reste toujours le prix de lancement de charges dans l'espace. À savoir que, dans les années 2010, les coûts de lancement en orbite sont de l'ordre de 10 à 20 k€/kg.

C'est pourquoi, les acteurs du secteur, quelles que soit leurs tailles ou leurs implantations, cherchent à réduire ou à optimiser les coûts de lancement sans sacrifier pour autant la qualité et la fiabilité exigée dans le domaine. De ce fait, une stratégie adoptée par les grandes entreprises est d'augmenter la proportion de la charge utile embarquée sans devoir augmenter le budget alloué.

Pour réduire les coûts de lancement des engins spatiaux, il existe plusieurs facteurs en jeu et pouvant amener à une réduction des coûts. Les deux principaux sont : la libéralisation du secteur avec l'émergence de nouveaux acteurs privés ayant pour effet de stimuler la compétitivité du marché du lancement, l'allègement de la masse embarquée notamment par l'utilisation de nouvelles technologies de propulsion permettant de réduire la masse de carburant.

Il est, en effet, attendu que les prix de mise en orbite diminuent sous l'effet de l'entrée du secteur privé sur le marché du lancement. Ce phénomène a notamment été initié par le programme COTS (Commercial Orbital Transportation Services) de la NASA annoncé en 2006 et qui a aidé au financement d'entreprises du secteur privé en établissant des contrats de sous-traitance du ravitaillement de la station spatiale (ISS). Des entreprises comme SpaceX et son PDG Elon Musk, qui ambitionne notamment d'envoyer des Hommes sur la planète Mars avant 2030 [4], ont pu démontrer qu'il est possible de réduire significativement les coûts de lancement, notamment en réutilisant le premier étage des lanceurs Falcon 9 (nom des fusées de SpaceX). En réalité, le simple fait que les entreprises privées puissent accéder au marché des lancements peut déjà réduire les coûts du fait de la compétitivité. Il y a d'ailleurs de plus en plus d'acteurs privés sur le marché (ce qui peut notamment être observé par le nombre de participants du Ansari X-Prize) comme par exemple l'entreprise

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

d'origine néo-zélandaise Rocket Lab qui vise le lancement à relativement bas coût de smallsat (satellite < 200 kg) et dont le premier lancement commercial est prévue en novembre 2018.

Pour diminuer les coûts, définis en fonction de la masse qui doit être lancée, on cherche par tous les moyens à alléger les engins spatiaux à lancer. Pour ce faire, l'un des moyens les plus évidents est de réduire la masse des ergols embarqués autant que possible. C'est à partir de cette réflexion que s'établit le choix stratégique du mode de propulsion de l'engin spatial. Ce choix dépend de plusieurs facteurs comme par exemple la durée de vie de la mission, ses retombées économiques et le niveau de disponibilité désirée. En effet, la plupart du temps les smallsats actuels ne possèdent pas de système de propulsion. L'absence d'ergols et de propulseurs allège l'appareil mais réduit fortement ses fonctionnalités et sa durée de vie (les satellites en orbite basse doivent fréquemment compenser des forces de frottement avec l'atmosphère résiduelle sinon ils ralentissent et finissent par effectuer une rentrée atmosphérique involontaire). Cependant, cette dernière option ne peut pas être retenue pour les satellites de taille plus importante. En effet, ces derniers ont pour vocation de rester durablement à leur poste et d'effectuer des tâches complexes qui requièrent un positionnement précis.

Au vu de la **Figure 1**, pour réduire la quantité de carburant embarquée le choix évident semble être d'utiliser la propulsion électrique dont la vitesse d'éjection est la plus élevée. Cependant, la propulsion électrique n'est pas adaptée à toutes les situations. Il faut donc adapter le choix technologique au besoin. Les trois principaux types de technologie cités précédemment que sont la propulsion chimique, la propulsion gaz froid et la propulsion électrique ont chacun leurs spécificités les rendant plus ou moins adaptés selon le contexte.

Les premiers systèmes de propulsion pouvant fonctionner dans l'espace étaient les moteurs de fusées (à partir de la deuxième guerre mondiale). A l'heure actuelle le type de propulsion le plus répandu est la propulsion chimique. En effet, les fusées utilisent des combustibles chimiques car ils sont à la fois mieux maîtrisés et sont les plus flexibles dans leur utilisation. De plus, seule la propulsion chimique est capable de fournir suffisamment de poussée pour extraire des objets de l'atmosphère terrestre. A noter que plusieurs technologies de propulsions chimiques sont matures mais la propulsion mono-ergol, généralement de l'hydrazine, est privilégié pour les satellites. En effet, cette dernière a l'avantage de ne se stocker que dans un seul réservoir et d'être suffisamment instable pour faciliter la combustion. Néanmoins, ses propriétés corrosives rendent ce composé dangereux, nécessitant donc des précautions importantes lors de sa manipulation.

Il est également possible de faire le choix d'utiliser la propulsion gaz froid pour un satellite car cela peut répondre à des besoins spécifiques (besoin d'une poussée variable, faibles vibrations, ...). En effet, même si dans ce cas les vitesses d'éjection sont plus faibles que les autres types de technologies et donc vont consommer plus de carburant pour effectuer le même Δv , la simplicité et la fiabilité de ces propulseurs en font leur force. Ils peuvent être également utilisés pour des missions scientifiques qui embarquent des capteurs qui sont sensibles aux vibrations car les propulseurs gaz froids produisent moins de bruit que les propulseurs chimiques (par exemple pour la mission « eLISA »).

Même s'ils sont attractifs par le fait qu'ils consomment moins d'ergols que les autres technologies, les propulseurs électriques sont plus complexes et ont été un peu moins étudiés et développés que leurs concurrents. De plus, comme leur poussée est plus faible que celle des propulseurs chimiques, les manœuvres nécessitent plus de temps, ce qui forcent les opérateurs de satellites à calculer des trajectoires orbitales spécifiques et à attendre plus longtemps leur mise à poste. La **Figure 2** montre, par exemple, les trajectoires de transfert de l'orbite basse (LEO) à une orbite géostationnaire (GEO)

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

située à environ 36 000 km d'altitude pour les deux modes de propulsion. Les satellites possédant la propulsion chimique peuvent faire le transfert en deux temps et en passant par une orbite de transfert de Hohmann. Cependant, pour les satellites qui possèdent des propulseurs électriques, la poussée est trop faible pour effectuer les deux accélérations (Δv) en un temps suffisamment court. Il est donc nécessaire de pousser en continu et d'effectuer une orbite de transfert en spirale, ce qui allonge le temps de transfert pour accéder à l'orbite géostationnaire. On note en particulier qu'un transfert de Hohmann de l'orbite basse (LEO) à l'orbite géostationnaire nécessite un $\Delta v \sim 4 \text{ km/s}$, alors que pour un satellite ne possédant que des propulseurs électriques le Δv est plus élevé $\sim 6 \text{ km/s}$.

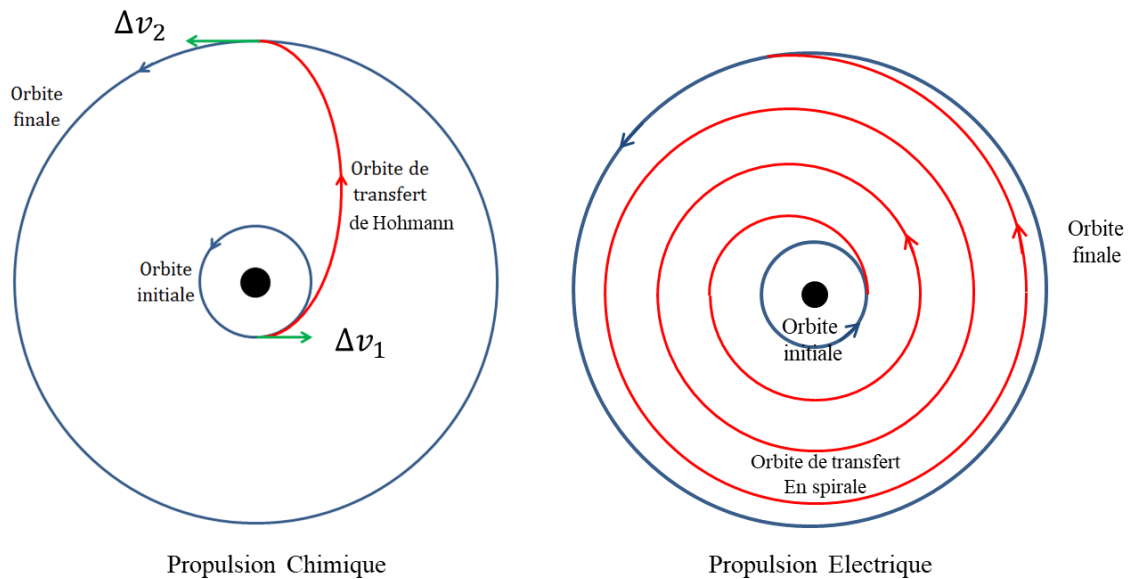


Figure 2. Comparaison des orbites de transfert entre la propulsion chimique à « forte » poussée et la propulsion électrique à « faible » poussée.

Malgré cela, les gains en masse apportés par la propulsion électrique sont significatifs et de plus en plus d'industriels s'y intéressent. Aujourd'hui, on produit entre 20 et 25 satellites de communication par an dont 20 à 25 % équipés de propulseurs électriques. Cette proportion augmente continuellement depuis 2014 et devrait atteindre 50 % d'ici 10 ans [5].

Parallèlement aux premières théorisations de l'astronautique par Konstantin Tsiolkovski, Robert Godard proposa en 1906 pour la première fois d'utiliser la puissance électrique pour propulser un engin spatial [6]. Mais ce n'est qu'en 1962 que l'U.S. Air Force, via le programme « 661A Flight A », envoya pour la première fois un satellite avec un propulseur à grilles au césium sur une trajectoire suborbitale. Cependant, l'allumage du propulseur échoua et la mission fut donc un échec. En 1963, Ernst Stuhlinger, ingénieur à la NASA, fut l'un des premiers à proposer un modèle complet de propulseur électrique [7]. Les premiers tests réussis en conditions réelles d'un propulseur électrique ont été effectués en 1964 avec la mission « SERT-1 » de la NASA qui a fait fonctionner un moteur à grilles, utilisant du mercure comme ergol, pendant 31 minutes. Cette même année, l'URSS testa pour la première fois des propulseurs à plasma pulsé (qui utilisaient le Téflon comme ergol) avec la mission « Zond-2 ». En décembre 1971, la mission « Meteor 1-10 », envoyée par l'URSS embarque pour la première fois des propulseurs à courant de Hall de type SPT-60 (utilisant du xénon comme ergol). Par la suite, 1998 fut l'année de lancement de la sonde scientifique « Deep Space 1 », première mission de

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

la NASA à utiliser des propulseurs à grilles comme mode de propulsion principal (Propulseurs NSTAR). Son succès motiva l'envoi d'autres missions à propulsion électrique comme par exemple en 2003, les missions « Hayabusa » de la JAXA et « SMART-1 » de l'ESA et plus récemment, la sonde « Dawn » en 2007 et « LISA Pathfinder » (autre nom de « SMART-2 ») en 2015. La mission « SMART-1 » (pour « Small Missions for Advanced Research in Technology ») a permis de tester en vol un propulseur électrique à courant de Hall de type PPS-1350 de *Snecma* (voir la section suivante et le chapitre II pour plus de détails). Ce dernier, fonctionnant au xénon, a permis d'effectuer toutes les manœuvres de la mission (observation lunaire) et a fonctionné de manière nominale durant plus de 5000 h pour une impulsion totale de $1,1 \cdot 10^6$ N.s. En 2012 est sortie l'une des premières plateformes tout électrique, développée par l'industriel Etats-unien Boeing, la 702SP. Cette dernière a été utilisée pour la première fois avec le satellite de télécommunication Asia Broadcast Satellite (ABS) lancé en 2015.

I - 1.3. Les technologies de propulseurs électriques

En réalité, le terme propulsion électrique désigne plusieurs types de technologies. En effet, il existe autant de moyens de produire un plasma et de l'accélérer qu'il existe de technologies de propulseurs électriques. On peut néanmoins classer les propulseurs électriques en trois grandes « familles » selon le mode d'accélération du plasma : les propulseurs électro-thermiques, les propulseurs électrostatiques et les propulseurs électromagnétiques.

Dans cette section on se propose de passer en revue certaines technologies de propulseurs électriques existants. On s'intéresse à leurs principes de fonctionnement, à leurs caractéristiques, à leurs limites et à certaines améliorations. En revanche, on ne présentera pas ici leurs niveaux de performance qui sera le sujet de la section **II - 4**.

I - 1.3.1. Propulseurs électro-thermiques

Les propulseurs électro-thermiques sont nommés ainsi car ils utilisent l'effet Joule pour chauffer le gaz qui est ensuite accéléré, comme pour les moteurs chimiques, par l'expansion dans une tuyère physique. On retrouve principalement dans cette catégorie :

- Les **Résistojets** (**Figure 3**, à gauche), où un ergol est injecté dans une chambre qui est ensuite chauffé (jusqu'à ~ 3000 K) à l'aide de résistances électriques.
- Les **Arcjets** (**Figure 3**, à droite) qui utilisent des arcs électriques formés entre une cathode centrale et une anode externe pour chauffer le gaz. La température du gaz pouvant atteindre 8000K.

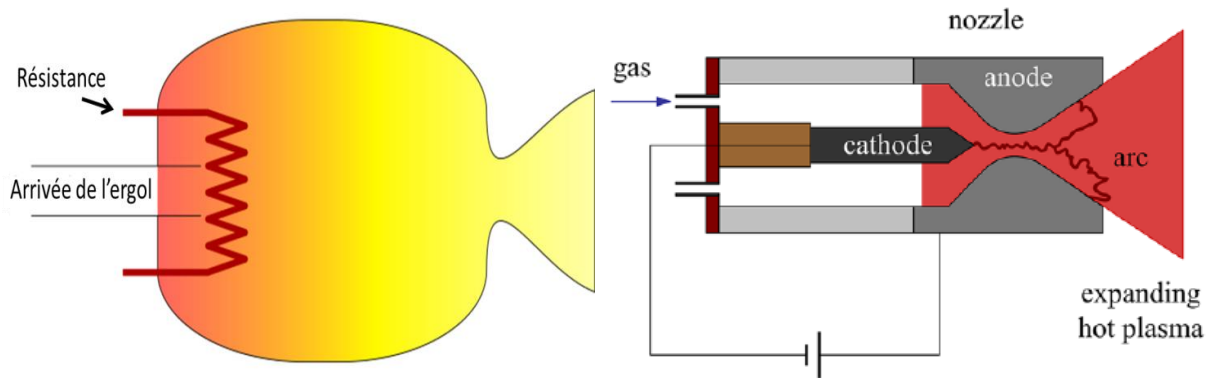


Figure 3. Propulseurs électro-thermiques. Schémas de principe d'un résistojet (à gauche) et d'un arcjet (à droite) (source : Wikipédia et [2]).

Le fonctionnement des propulseurs électro-thermiques est très proche du fonctionnement des propulseurs chimiques (par le mode d'accélération du gaz) à la différence que l'énergie thermique n'est pas apportée par une combustion mais par une source externe électrique. Les ergols utilisés pouvant être de l'azote ou des produits de combustion de l'hydrazine. A noter que face au résistojet, l'arcjet est plus efficace car il est capable de chauffer les ergols à des températures plus élevées, mais requiert une conception plus complexe où les surfaces sont soumises à une érosion intense.

Les principales caractéristiques de ces propulseurs sont de fournir facilement des poussées de l'ordre de la centaine de milliNewton. De plus, ils sont de conception plus simple que les autres technologies de propulsion électrique, ce qui les rend généralement moins coûteux.

En revanche, à cause de leur similitude avec les propulseurs chimiques au niveau de l'accélération des gaz, leur principale limite est leur vitesse d'éjection. En effet, elle n'excède pas 7 km/s, ce qui est bien plus élevée que la vitesse d'éjection obtenue par des propulseurs chimiques mais en deçà de celle obtenue avec d'autres types de technologies de propulseurs électriques.

I - 1.3.2. Propulseurs électrostatiques

Un propulseur électrostatique est basé sur l'accélération des ions d'un plasma à l'aide d'un champ électrique. Différentes parties sont essentielles dans le fonctionnement du propulseur : la zone de création du plasma, la zone d'accélération et la zone de neutralisation du jet. Les propulseurs les plus utilisés dans les missions spatiales aujourd'hui sont les propulseurs à grilles et les propulseurs à courants de Hall. Cependant, il existe plusieurs autres technologies moins connues pour lesquelles le plasma est accéléré de manière électrostatique, comme par exemple les propulseurs de type FEEP (pour « Field Emission Electric Propulsion »), les propulseurs Electro-spray (« Colloïdes ») ou les propulseurs « Cusped-field » (HEMP : « Highly Efficient Multi-stage Plasma » ou DCHT : « Diverging Cusped-field Hall Thruster »).

Les propulseurs à grilles (parfois appelés « propulseurs à ions ») représentés sur la **Figure 4**, peuvent créer leur plasma de différentes manières : par une décharge directe (comme par exemple les propulseurs NSTAR et NEXT de la NASA), par décharges radiofréquence (comme par exemple la

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

série des RIT européens) ou par décharges micro-ondes (par exemple le propulseur de la mission « Hayabusa »).

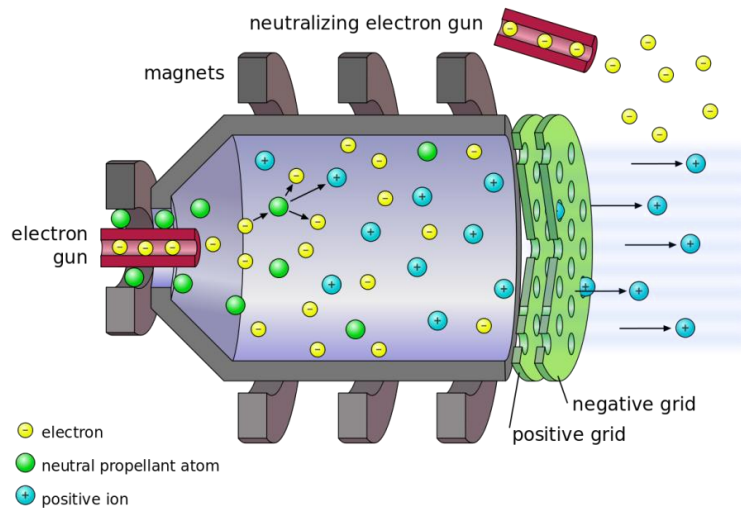


Figure 4. Schéma de principe d'un propulseur à grille (source : Wikipédia)

Une fois ce plasma créé, les ions sont accélérés par un champ électrostatique appliqué entre deux grilles d'accélération situées au niveau de l'orifice de sortie du propulseur. La première grille qui se situe au contact du plasma est en générale flottante (le potentiel flottant V_{G1} est positif) pour ne pas perturber la décharge en amont. La seconde grille est polarisée négativement (de potentiel V_{G2}) de telle manière à ce que les ions soient accélérés par la force $F = q(V_{G2} - V_{G1})/d$ où q est la charge électrique des ions et d la distance entre les deux grilles. La différence de potentiel et la distance entre les grilles sont optimisées pour obtenir la plus grande accélération possible, pour optimiser l'extraction des ions, tout en limitant l'érosion des matériaux.

Comme seuls les ions sont éjectés par les grilles, il se crée un déséquilibre de charges en aval du propulseur. Pour éviter que l'astronef ne se charge négativement pendant l'utilisation du propulseur (ce qui conduirait à une réduction de la poussée fournie), une cathode externe, qui émet des électrons, est nécessairement ajoutée pour neutraliser le faisceau.

La plupart des propulseurs à grilles actuellement commercialisées sont optimisés pour des puissances supérieures au kilowatt. Les performances diminuent fortement pour des gammes de poussées et de puissances plus basses.

Les vitesses d'éjection des ions peuvent atteindre $\sim 30 \text{ km/s}$ qui peuvent être obtenues en appliquant une différence de potentiel de $\sim 600 \text{ V}$ entre les deux grilles pour du xénon. De plus, les trois zones (création du plasma, accélération des ions, et neutralisation) sont bien distinctes rendant cette technologie légèrement plus simple à modéliser et à optimiser que la plupart des autres technologies de propulsion électrique.

Plusieurs phénomènes limitent ces technologies :

- Le plasma de l'enceinte forme une gaine aux alentours de la grille. Il y a alors une limite de courant imposé par la loi de Child-Langmuir (équation (26) section **II - 1.3.1**). Le débit d'ions

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

par unité de surface est donc limité pour cette technologie, ce qui implique que la taille du propulseur augmente linéairement avec la poussée pour une tension d'accélération donnée

- Une partie des ions impacte les grilles (en fonction de la qualité de l'optique ionique des grilles) ce qui peut les éroder et limiter la durée de vie du propulseur.

La multiplicité des générateurs électriques (une pour chaque zone) complexifient cette technologie au niveau des systèmes électriques (PPU). De plus, la présence du neutraliseur induit des contraintes supplémentaires, notamment à cause de sa fragilité et de sa complexité.

Plusieurs améliorations et variations ont été proposées pour cette technologie, en particulier l'utilisation de champs magnétiques à l'intérieur de la source plasma permettant de limiter les pertes et d'optimiser la décharge (voir section II - 1.3.4). Cette optimisation est utilisée pour la quasi-totalité des propulseurs à grilles fabriquées à l'heure actuelle.

Certains concepts permettent de s'affranchir du neutraliseur qui est fragile, et contraignant, limitant de surcroît la durée de vie de ces systèmes. Par exemple, le propulseur PEGASES [8]–[10], développé par le Laboratoire de Physique des Plasmas de l'école polytechnique propose d'utiliser des ergols électronégatifs et d'accélérer alternativement des ions positifs et des ions négatifs à travers les grilles pour que le faisceau de plasma soit globalement neutre (**Figure 5**). La start-up ThrustMe propose un propulseur à grilles qui est à la fois capable de fonctionner sans neutraliseur en accélérant alternativement les ions et les électrons, et qui est optimisé pour de plus faibles puissances que ce qui existe actuellement sur le marché [11], [12].

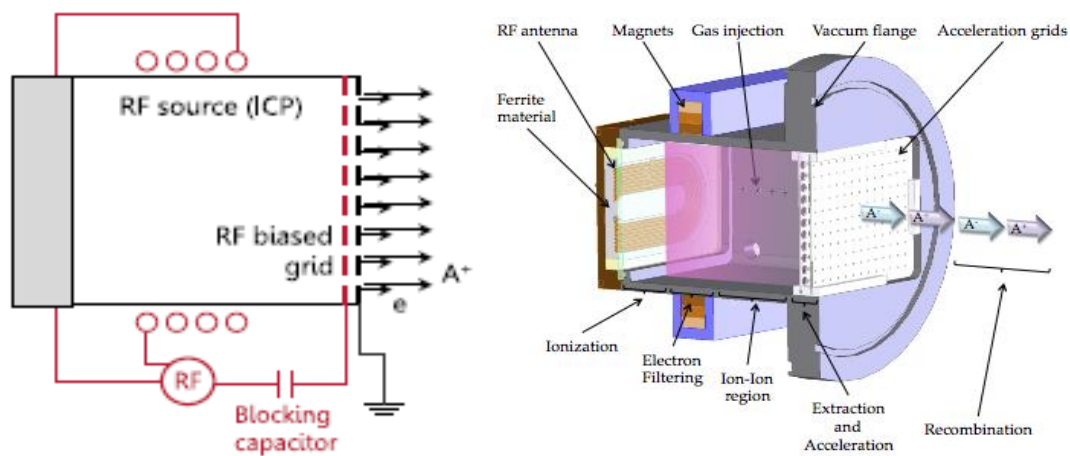


Figure 5. Schémas de principe de propulseurs à grilles utilisant des tensions alternatives pour accélérer alternativement les espèces chargées positivement et négativement (à gauche) comme le propulseur de la startup ThrustMe ou comme le propulseur PEGASES (à droite). (source : LPP et [11]).

Le **propulseur à courants de Hall** (souvent appelé « propulseur à effet Hall ») (**Figure 6**) est constitué d'un canal annulaire composé de diélectrique (en général du nitrure de bore). Le gaz est injecté par une anode située au fond du canal. Comme pour le propulseur à grilles, le propulseur courant de Hall utilise une cathode externe pour neutraliser le faisceau d'ions. La position des deux électrodes crée un champ électrique axial. Combiné à un champ magnétique radial présent sur une portion du canal, il se crée un courant d'électrons azimuthal appelé « courant de Hall ». Ce courant,

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

ajouté au fait que les électrons sont ralentis dans leur course en direction de l'anode par le champ magnétique, produit une zone de température électronique élevée favorable à l'ionisation du gaz. Les ions créés dans cette zone sont accélérés vers la sortie par le champ électrique axial. À noter que les électrons émis par la cathode servent à la fois à la décharge et à la neutralisation du faisceau.

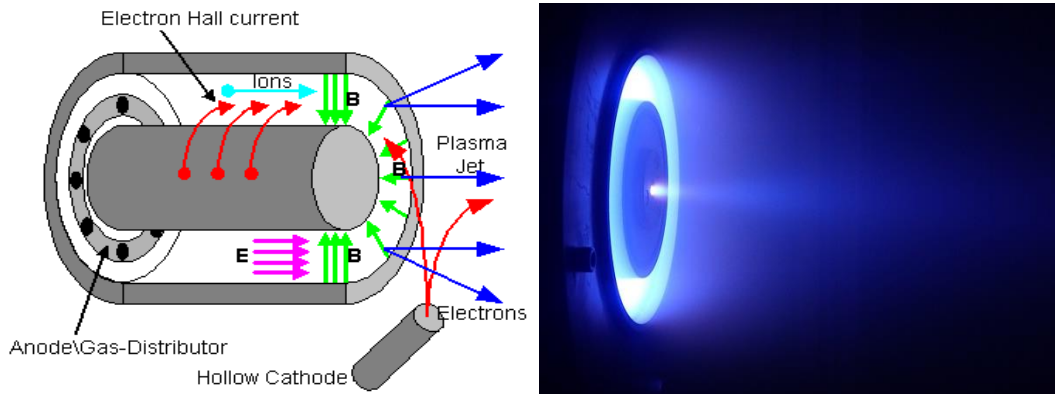


Figure 6. A gauche, schéma de principe du fonctionnement d'un propulseur à courant de Hall. A droite, prise de vue réelle d'un propulseur à courant de Hall en fonctionnement (source : Colorado State Univ.)

Le propulseur à courant de Hall est, avec le propulseur à grilles, l'un des principaux types de propulseur utilisé commercialement à ce jour. Les différents modèles existants ont été développés et optimisés depuis les années 70 pour des puissances de quelques kilowatts et pour des poussées variant de un à plusieurs centaines de milliNewton.

Les limites principales de ce système sont :

- L'érosion du canal en céramique qui entraîne un vieillissement prématuré du propulseur.
- La complexité de certains phénomènes physiques ayant lieu dans le propulseur. Par exemple, le transport des électrons à travers le champ magnétique ou les interactions avec les parois pour lesquels les pertes et l'émission secondaire d'électron jouent des rôles importants.
- Le manque de modèles pouvant prédire les performances des propulseurs en amont d'essais en condition réelles. En effet, cela empêche les industriels d'anticiper les performances des propulseurs HET en projet et ralentis donc leur développement.

Il existe un certain nombre d'améliorations effectuées sur les propulseurs à courant Hall, notamment l'élargissement de la gamme de poussée et de puissance nécessaire à la diversification des missions. Il est également possible de mentionner que des recherches sont actuellement en cours sur des propulseurs à courant de Hall « sans parois » avec modification du champ magnétique radial dans le but de limiter les pertes [2].

Les propulseurs **FEEP** (**Figure 7**) proposent d'accélérer un ergol métallique (césium ou indium) stocké sous forme liquide à travers une plaque accélératrice. La caractéristique principale de ce propulseur est sa capacité d'accélérer les ions métalliques jusqu'à ~ 100 km/s par la formation d'un cône de Taylor avec l'ergol métallique. Cependant, leur poussée est très faible et ne dépasse pas le

milliNewton. Son utilisation est donc réservée à des applications spécifiques qui nécessitent une grande précision mais une faible poussée. Enpulsion [13] est un exemple d'entreprise qui développe ce type de technologie. Cette dernière est située sur le marché des microsats et des nanosats et leur technologie est déjà en place sur des satellites actuellement en vol.

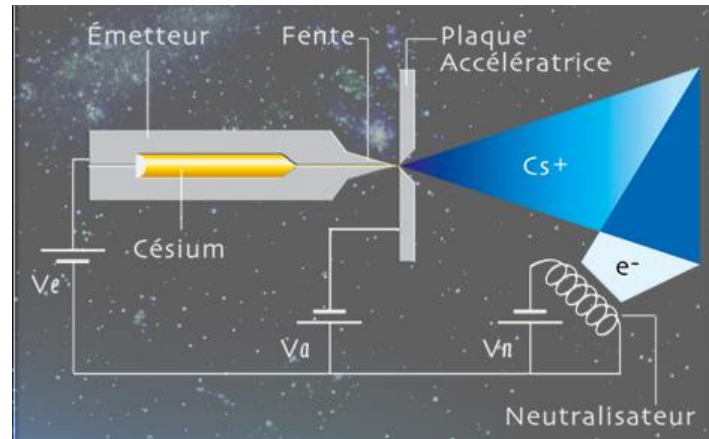


Figure 7. Schéma de principe de fonctionnement d'un propulseur FEEP (source : CNES)

La limite principale des propulseurs électrostatiques est la présence obligatoire d'une cathode de neutralisation. Cette dernière est de nature fragile car c'est une partie qui doit être placée à l'extérieur du propulseur. De plus, elle ajoute de la complexité au système car elle nécessite une ligne de gaz et un système d'alimentation électrique supplémentaire.

I - 1.3.3. Propulseurs électromagnétiques

Au lieu d'utiliser la force de Laplace pour accélérer les ions, les propulseurs électromagnétiques utilisent préférentiellement la force de Lorentz ($\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$, où \vec{j} est le courant et \vec{B} le champ magnétique) pour accélérer le plasma. Il est coutume de classer dans cette catégorie deux principaux types de propulseur : les propulseurs dits magnétoplasmodynamiques (MPD) et les propulseurs à plasma pulsé (PPT).

- Le **propulseur magnétoplasmodynamique (Figure 8)** est constitué d'une source de décharge coaxiale métallique dont le conducteur central est la cathode et le conducteur externe est l'anode. L'ergol peut être un gaz noble ou de l'hydrazine. La différence de potentiel entre l'anode la cathode permet la formation d'un arc électrique de plusieurs milliers d'ampères. Le fort courant axial créé entre la pointe de la cathode et le conducteur externe crée un champ magnétique azimuthal induit. Le plasma se détend dans la cavité créant alors une distribution de courant radiale. En présence du champ magnétique azimuthal, le courant électrique radial produit une force de Lorentz qui propulse le plasma axialement vers la sortie.
En pratique, il existe deux types de propulseur MPD : les SF-MPD (pour « self-field ») qui créent leur propre champ magnétique azimuthal et les AF-MPD (pour « Applied-Field ») qui utilisent une bobine additionnelle pour produire un champ magnétique qui améliore le confinement et l'accélération du plasma.

I - 1 : Généralités sur la propulsion spatiale

A noter que les MPD sont des propulseurs très efficaces à haute puissance (200 N estimé à 1 MW de puissance avec des vitesses d'éjections > 50 km/s).

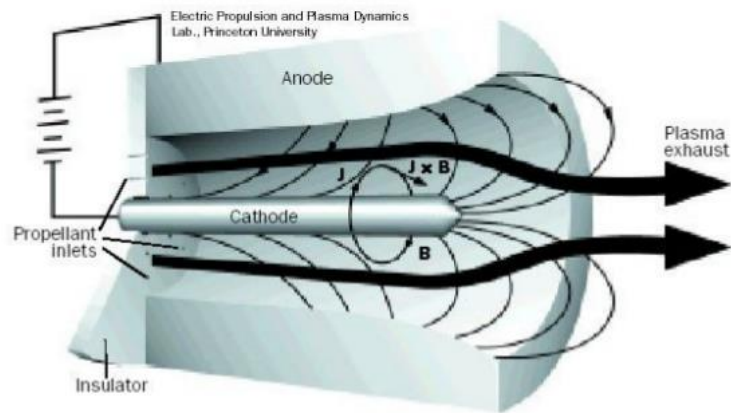


Figure 8. Schéma de principe d'un propulseur magnétoplasmodynamique (source : Princeton Univ.)

- Le **propulseur à plasma pulsé (Figure 9)** est constitué de deux électrodes parallèles et d'un ergol solide (généralement du Téflon) servant d'isolant. Une décharge entre la cathode et l'anode ablate et sublime l'ergol et le transforme en plasma. Le fort courant qui traverse le plasma entre la cathode et l'anode crée un champ magnétique induit et la force de Lorentz résultante expulse le plasma vers la sortie. Il est à noter que ce procédé est similaire à l'accélérateur électromagnétique appelé « Railgun » à la différence que ce dernier utilise un projectile solide conducteur et non du plasma.

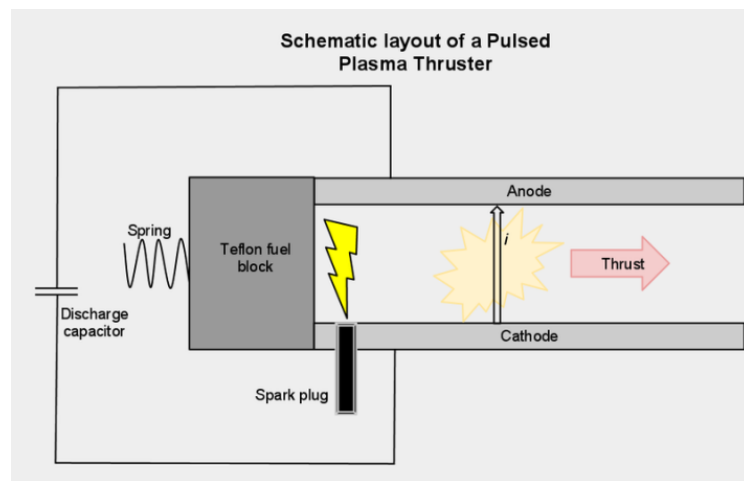


Figure 9. Schéma de principe d'un propulseur à plasma pulsé (source : Wikipédia)

Les propulseurs électromagnétiques n'utilisent pas de cathodes de neutralisation car l'ensemble du plasma (les ions et les électrons) est éjecté sans qu'il y ait de déséquilibre de charges.

Une autre famille de propulseurs pourrait être présentée comme électromagnétique : les propulseurs à tuyères magnétiques. Cependant, ce n'est pas la force de Lorentz qui expulse le plasma mais l'effet de tuyère magnétique qui sera expliqué dans le Chapitre II. On va donc les classer séparément.

I - 1.4. Propulseurs sans cathode à tuyère magnétique

Les propulseurs sans cathode également appelés propulseurs quasi-neutres sont un nouveau concept de propulsion électrique [14]. On y trouve les propulseurs Hélicon (HPT pour « Helicon plasma thruster »), le Propulseur VASIM-R (« Variable specific impulse magnetoplasma rocket »), et le propulseur ECR (Electron Cyclotron Resonance) qui est le sujet de cette thèse. Ces trois technologies exploitent le concept de tuyère magnétique pour accélérer le plasma.

- Le concept du **propulseur Hélicon** schématisé **Figure 10** a été initialement proposé par R.Boswell en 1970 [15]. Ce propulseur est constitué d'une enceinte cylindrique en diélectrique plongée dans un champ magnétique axial. L'enceinte est entourée d'une antenne capable d'exciter une onde radiofréquence circulaire droite particulière appelée « onde hélicon » [16] (et section **II - 1.4.3**) dans le plasma magnétisé contenu dans l'enceinte. Celle-ci va transmettre son énergie aux électrons, maintenant ainsi le plasma. Le plasma est accéléré vers la sortie dans la tuyère magnétique.

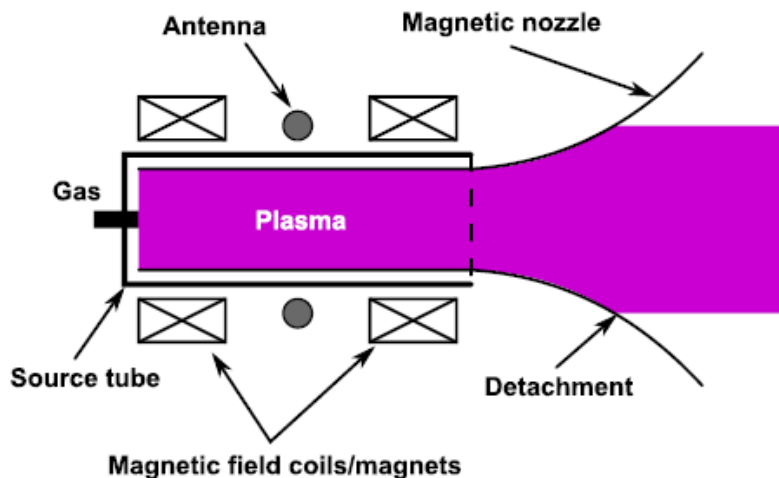


Figure 10. Schéma de principe d'un propulseur Hélicon (source : [17])

- Le concept du **propulseur VASIM-R** (acronyme pour « Variable specific impulse magnetoplasma rocket », **Figure 11**) provient de l'ingénieur et ancien astronaute Franklin Chan-Diaz qui en a eu l'idée dès la fin des années 1970. Il est actuellement développé par la société américaine Ad-Astra Rocket [18]. Ce propulseur à plasma multi-étages est conçu pour fonctionner à haute puissance (> 100 kW). A pleine puissance (~ 200 MW !), VASIM-R permettrait de réduire le voyage d'un vaisseau interplanétaire à destination de la planète Mars à une durée d'une quarantaine de jours. Ce propulseur est constitué d'une enceinte cylindrique dans laquelle le gaz est injecté et qui est plongée dans un fort champ magnétique. Le gaz passe d'abord par un étage hélicon où il est ionisé et où les électrons sont chauffés jusqu'à environ

I - 2 : Propulseur ECR à plasma

3 eV ($\sim 30\,000$ K). Le plasma, qui est confiné par le champ magnétique, atteint ensuite l'étage ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating) qui chauffe les ions par absorption résonante jusqu'à environ 10 MK (~ 900 eV). Les ions sont alors accélérés dans la tuyère magnétique [19].

L'un des inconvénients principaux du propulseur est l'utilisation de bobines supraconductrices pour générer le champ magnétique nécessaire à la résonance ICR, qui implique un système beaucoup plus complexe que pour les autres technologies. De plus, la puissance électrique nécessaire à son fonctionnement constitue un autre problème majeur : avec ses 2500 m² de panneaux solaires (l'une des plus grandes surfaces de panneaux pour un satellite), la station spatiale ne produit « que » 120 kW de puissance électrique dans les meilleures conditions. Ainsi, pour utiliser ce propulseur dans les meilleures conditions et envisager d'atteindre Mars en 40 jours il faudrait équiper le vaisseau d'un réacteur nucléaire.

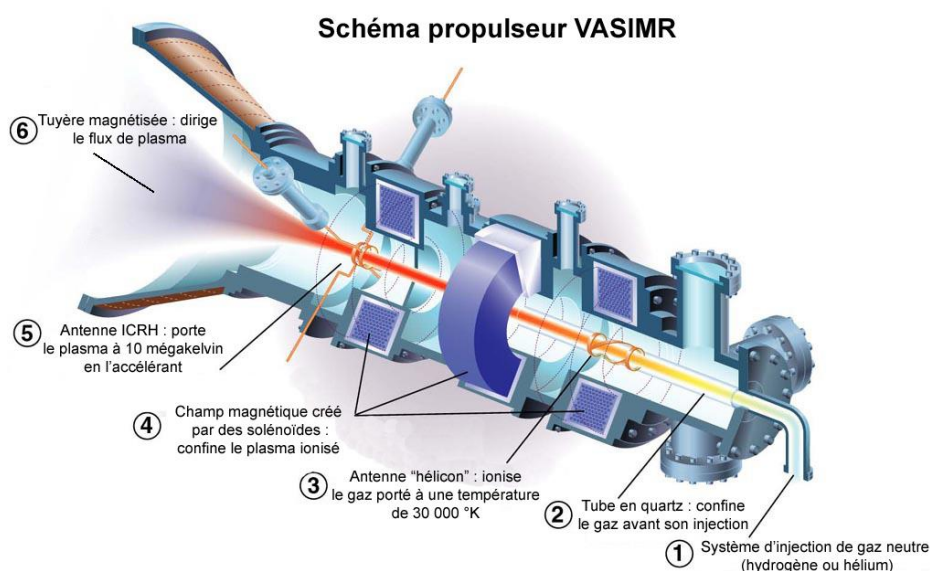


Figure 11. Schéma de principe du propulseur VASIM-R (source : Ad Astra Rocket)

I - 2. Propulseur ECR à plasma

I - 2.1. Principe de fonctionnement

Un propulseur ECR à plasma est constitué d'une source plasma plongée dans un champ magnétique dans laquelle on injecte un gaz propulsif et de la puissance micro-onde. Dans les zones où le champ magnétique atteint une valeur caractéristique (voir II - 3), les électrons entrent en résonance avec l'onde électromagnétique et absorbent la quasi-totalité de la puissance de l'onde incidente. Cela a pour conséquence une forte augmentation de la température électronique jusqu'à plusieurs dizaines d'eV et la création d'un plasma. Celui-ci est alors éjecté vers la sortie par deux principaux processus : la pression électronique et les effets diamagnétiques dans le champ magnétique divergent que constitue la tuyère magnétique (voir II - 2). La différence de mobilité entre les ions et les électrons crée un

I - 2 : Propulseur ECR à plasma

champ électrique ambipolaire qui maintient la quasi-neutralité du faisceau de plasma et accélère les ions. Finalement, les électrons se détachent des lignes de champ pour produire une poussée. Le propulseur doit être isolé électriquement pour assurer la quasi-neutralité du faisceau.

A l'instar des autres technologies de propulseur quasi-neutre, cette technologie présente l'avantage de ne pas nécessiter de cathode de neutralisation, ce qui amène de nombreux avantages :

- L'absence de ce composant complexe et critique du propulseur réduit les risques de disfonctionnement et augmente la durée de vie du propulseur.
- Le système d'alimentation électrique (PPU) est simplifié.
- Une seule ligne de gaz est nécessaire (la cathode de neutralisation nécessite une deuxième ligne de gaz).
- La pureté du xénon n'est pas un paramètre critique.
- Le propulseur peut utiliser des gaz de différentes natures et notamment des gaz réactifs (comme le dioxygène).

Globalement, l'absence de cathode de neutralisation augmente la fiabilité et la durée de vie du propulseur et réduit les coûts.

De plus, le propulseur ECR actuellement développé à l'ONERA (**Figure 12**) est situé dans une gamme de poussée pour laquelle les autres technologies sont actuellement peu efficaces. Néanmoins, la complexité de la physique sous-jacente, due notamment au fait que les phénomènes d'ionisation par résonance et d'accélération ont lieu au même endroit, limite le développement de la technologie.

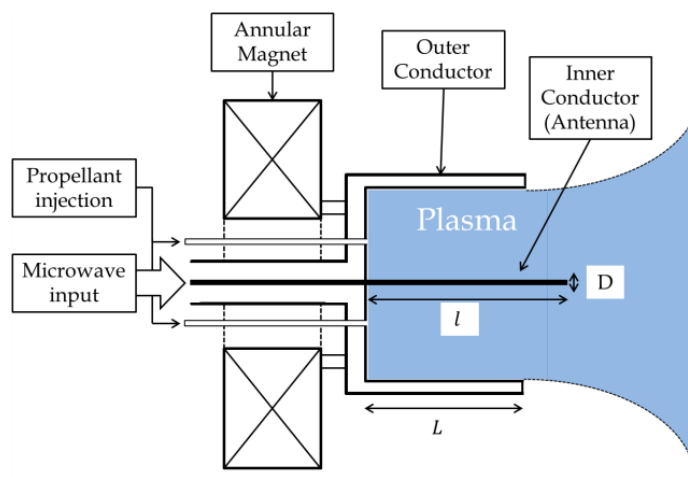


Figure 12. Schéma de principe du propulseur ECR à plasma développé actuellement à l'ONERA.

Dans cette section on réalise un état de l'art de la technologie des propulseurs ECR utilisant une tuyère magnétique. Certaines notions techniques (notamment les indicateurs de performance) qui sont utilisés ici seront définies ultérieurement dans le chapitre II. En effet, c'est cet état de l'art qui motive et qui replace dans son contexte les objectifs de cette thèse.

I - 2.2. Panorama mondial de la technologie

Le concept de propulseurs à plasma utilisant à la fois la résonance ECR pour ioniser un gaz propulsif et un champ magnétique divergent pour accélérer le plasma est né au début des années 60 dans le cadre d'un contrat entre la NASA et l'entreprise General Electric [20]. En effet, l'utilisation de l'expansion magnétique d'un plasma créé par résonance ECR a en premier été proposée par General Electric en 1960. Les travaux menés en collaboration avec la NASA ont été résumés dans un article de 1967 de Kosmahl et al. [21]. Dans cet article sont présentés les mécanismes physiques en jeu, les différentes expériences menées ainsi que des calculs d'ordres de grandeur sur les performances attendues. Un prototype de propulseur avait été construit en utilisant un guide d'onde circulaire de diamètre 3 cm pour injecter une puissance micro-ondes (dans le mode TE₁₁) de fréquence 8,35 GHz d'environ 1 kW dans le gaz. L'ergol, qui pouvait être de l'argon ou du xénon, était injecté radialement dans l'enceinte pour des débits de l'ordre de 1 mg/s. La vitesse du plasma avait été mesurée à quelques dizaines de km/s pour l'argon en aval du propulseur. Le potentiel du plasma avait également été mesuré le long de l'axe par une sonde de Langmuir. Une matrice de sondes de Faraday a été utilisée pour mesurer le courant. Cependant, la plupart des résultats mesurés se trouvait en-deçà des estimations. Les auteurs attribuent cela à :

1. La polarisation de l'onde incidente pouvait ne pas être parfaitement circulaire.
2. La pression ambiante du caisson était d'environ 5×10^{-5} torr lorsque le propulseur était en fonctionnement à l'argon à un débit de 1 mg/s, ce qui était jugé élevé pour comparer avec les estimations basées sur un plasma non-collisionnel.

Parallèlement, à l' « Institute of Space and Aeronautical Science » de l'université de Tokyo au Japon, M. Nagatomo [22], [23] propose une version d'un propulseur à plasma ECR à géométrie coaxiale. Une puissance de 400 W à 2,45 GHz est injectée dans le propulseur avec un débit d'argon situé dans la gamme 0.05 à 0.25 mg/s. Le propulseur est électriquement isolé de la masse et la décharge est initiée par une cathode en tungstène. Dans cette étude sont mesurés la puissance micro-onde incidente et réfléchi par le plasma, le potentiel du plasma dans la tuyère magnétique à l'aide d'une sonde émissive et la poussée engendrée par la tuyère magnétique lorsque le propulseur est en fonctionnement. L'électroaimant créant le champ magnétique n'est en effet pas fixé sur le corps du propulseur (voir Chapitre VII). La pression ambiante dans le caisson à vide lorsque le propulseur est en fonctionnement est de l'ordre de 10^{-4} torr ce qui, on le verra dans les chapitres qui suivent, a une influence non négligeable sur les résultats. M. Nagatomo mesure des potentiels plasma allant de ~ 100 V à la sortie du propulseur jusqu'à ~ 20 V à environ 10 cm. L'énergie cinétique des ions peuvent donc atteindre 80 eV. La poussée mesurée avec la balance est située entre 1 et 1,5 mN, ce qui semble être en bon accord avec ses mesures de flux de quantité de mouvement. Il estime ainsi avoir une efficacité totale et une efficacité massique (définies section II - 4.1.3) de respectivement 8 % et 90%. Cependant, les résultats doivent être considérés avec précaution car des efficacités massiques supérieures à 100 % ont été trouvées dans certains cas, ce qui pourrait être expliqué par le haut niveau de pression ambiante.

Il faut ensuite attendre la fin des années 1980 pour que des chercheurs du « California Institute of Technology » (Caltech) se repenchant sur les propulseurs ECR à plasma, notamment à travers les travaux théoriques et expérimentaux de J. Sercel [24], Kaufman et Goodwin. Ils reprennent les travaux de Kosmahl et al. et construisent un nouveau prototype schématisé sur la **Figure 13**. Ce dernier est constitué d'une source de 12,8 cm de diamètre interne et le gaz (argon) est injecté radialement par 40

I - 2 : Propulseur ECR à plasma

trous d'injections. De plus, le champ magnétique est créé par un électroaimant alimenté par une puissance de 4 kW.

Kaufman et Goodwin présentent les résultats obtenus avec ce prototype fonctionnant à 2,12 GHz pour des débits d'argon situés entre 1 et 10 sccm (« Standard Cubic Centimeters per Minute ») [25]. Ils effectuent des mesures de potentiel plasma avec une sonde émissive et des mesures de température électronique avec une sonde de Langmuir. A 8 sccm et 600 W, Des potentiels plasma entre 20 et 40 V sont globalement obtenus dans le jet entre 20 et 80 cm en aval du propulseur. Les auteurs remarquent ainsi qu'en augmentant artificiellement la pression dans le caisson, le potentiel du plasma décroît exponentiellement pour passer de 70 V à ~ 10 V quand la pression varie de $\sim 5 \times 10^{-5}$ torr à 2×10^{-4} torr. De même, la température électronique diminue lorsque la pression de gaz dans l'enceinte augmente, en raison des collisions avec les neutres. Le potentiel plasma reste constant (à 30 V) lorsque la puissance varie de 100 à 3800 W pour un débit d'argon de 7 sccm, ce que les auteurs attribuent à un mauvais couplage entre les micro-ondes et le plasma.

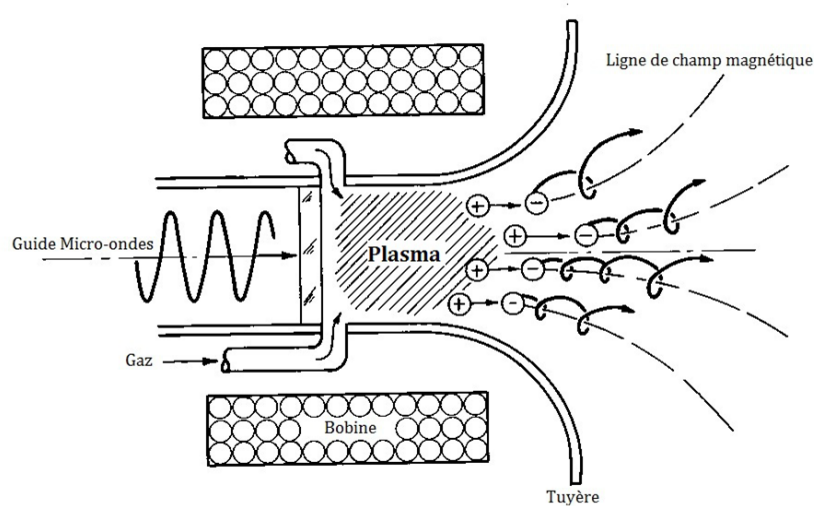


Figure 13. Schéma de principe du propulseur ECR à guide d'onde développé par Sercel et al (source : [26]).

J.C Sercel effectue également une thèse sur le sujet [26]. Tout comme dans le travail de Kosmahl et al., des prédictions théoriques sont avancées puis comparées aux résultats expérimentaux. En plus des sondes de Langmuir émissives, un RPA est utilisé pour mesurer l'énergie des ions et une boucle diamagnétique pour mesurer la magnétisation globale du plasma (liée aux mouvements cyclotron des électrons qui forment des moments magnétiques microscopiques). Les différents types d'efficacité (définies dans le section II - 4.1.3) sont estimés théoriquement (par un modèle quasi-1D) et expérimentalement. Les résultats expérimentaux obtenus sont inférieurs aux prédictions. Par exemple, une efficacité de divergence de l'ordre de 50 % est mesurée alors qu'elle avait été estimée à 95 %. Une efficacité totale de 2 % est également mesurée alors qu'elle avait été estimée à 40 %. En revanche, l'efficacité massique mesurée est à peu près la même que celle estimée (environ 90 %). Il est à noter que dans ce dispositif expérimental, il n'est pas possible de mesurer la puissance non absorbée par le plasma. La puissance réfléchie est arbitrairement estimée a posteriori comme étant de l'ordre de 70 % de la puissance injectée.

I - 2 : Propulseur ECR à plasma

La même année, Hooper et al. [27] proposent un nouveau modèle de propulseur dont les spécificités et caractéristiques sont sensiblement différentes des modèles proposés jusqu'alors. En effet, cette équipe du « Lawrence Livermore National Laboratory » en Californie propose de propager une onde « Whistler » (approximation basse fréquence d'une onde circulaire droite) dans un tube (long d'environ 1 m) en quartz plongé dans un champ magnétique dont l'intensité diminue le long du tube (**Figure 14**). Un gaz de faible masse atomique (hydrogène ou hélium) est injecté juste avant la sortie du tube. La condition de résonance ECR est atteinte à peu près au point d'injection. Le plasma créé par résonance est accéléré dans le champ magnétique divergent (la tuyère magnétique) et ne peut, a priori, pas remonter dans les zones de plus fort champ magnétique (en amont du tube).

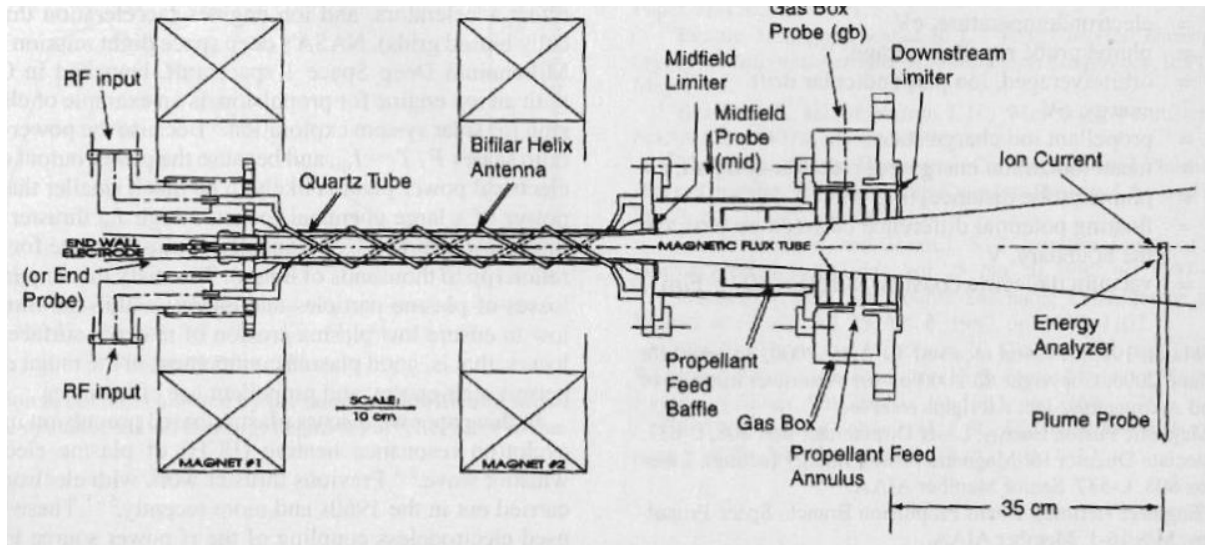


Figure 14. Schéma de principe du concept de propulseur ECR proposé par Hooper et al. (source : [28])

Stallard et al. obtiennent des résultats avec ce propulseur dans le cadre d'un contrat avec la NASA [28], [29]. Le propulseur fonctionne à la fréquence de 915 MHz, et la résonance est donc obtenue pour un champ magnétique de 327 G. La puissance est transmise par une antenne hélicoïdale. En raison de la forte puissance utilisée (de l'ordre de 20 kW), celle-ci est pulsée sur des durées de 30 à 100 ms. Trois sondes de Langmuir sont disposées à trois positions différentes dans le tube pour mesurer le potentiel du plasma et une sonde de Faraday est placée à 35 cm de la sortie du propulseur pour mesurer le courant d'ions. Celle-ci est capable d'effectuer des scans angulaires. Le potentiel flottant est également mesuré, et des valeurs supérieures à 100 V sont obtenues durant leurs expériences, ce qui est conforme à leurs prédictions. Pour les bas débits de H_2 ($\sim 0,47$ mg/s) et à haute puissance (> 15 kW), le gaz ne semble pas être complètement ionisé où une densité électronique $n_e \sim 2 - 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et une température électronique $T_e \sim 10 - 20$ eV sont obtenues. Il a également été remarqué que la densité électronique et la température électronique augmentent uniquement lorsque le débit diminue et la puissance augmente. Il apparaît également que l'augmentation du flux d'ions quand le débit de gaz diminue résulte d'une plus forte augmentation de l'énergie des ions que de leur densité. Cependant, certains effets perturbent leurs mesures :

- Une ionisation non souhaitée du gaz neutre est observée en amont du tube,
- De probables collisions d'échange de charges viennent perturber la mesure de courant d'ions,

I - 2 : Propulseur ECR à plasma

- Le propulseur n'est pas suffisamment stable à bas débit et des changements de comportement, attribués à des variations de couplage entre l'onde et le plasma, sont alors observés.

Stallard et al. suggèrent que la faible densité du gaz au niveau de l'injection entraîne une ionisation partielle, ce qui a pour conséquence la présence de gaz neutre (insensible au champ magnétique) en amont dans le volume du tube. Ce gaz neutre est donc potentiellement ionisé dans une zone où normalement il n'est pas censé y avoir de plasma. Les auteurs concluent que, s'il y avait ionisation totale du gaz au niveau de l'injection, les performances pourraient être améliorées. La mauvaise efficacité pourrait également être due à de fortes pertes radiales de puissance et de particules induites par une dérive ionique et un champ électrique radial. Les auteurs de l'article suggèrent également que ce problème a pu apparaître dans les autres expériences menées avant eux. Le problème est, a priori, d'autant plus important si des ions lourds sont utilisés sur de petits diamètres.

En conclusion, Stallard et al. proposent d'augmenter l'intensité du champ magnétique pour augmenter le confinement et la densité du plasma. Les auteurs proposent également d'ajouter des électrodes au niveau de l'injection de gaz de manière à réduire le champ électrique radial et donc à améliorer la directivité des ions. En termes d'efficacité, si on considère que les ions dominants sont des ions H_2^+ l'efficacité massique est estimée à $\eta_m \sim 50 \%$.

Un autre concept, appelé « GasDynamic Mirror » (GDM), assez différent a été proposé par Kammash en 1997 [30] à l'université du Michigan de Ann Arbor. Le GDM consiste en une cavité cylindrique de petit diamètre aux extrémités et de plus grand diamètre au centre (**Figure 15**). Ce système est plongé dans un champ magnétique ayant une topologie de bouteille magnétique asymétrique (l'intensité du champ magnétique est plus forte à une extrémité qu'à l'autre). C'est à l'extrémité qui possède un petit diamètre et qui est en amont du plan de sortie du propulseur que le gaz et la puissance micro-onde sont injectés. La zone de résonance étant située juste après l'injection, le gaz est ionisé directement après son injection. Ce dernier s'étend alors dans la zone à fort diamètre. Une partie du plasma est piégée et l'autre, qui a suffisamment d'énergie, traverse la deuxième extrémité et est accélérée par un effet de tuyère magnétique. Dans ce système, la densité et la température du plasma rendent le libre parcours moyen des collisions ion-ion inférieur à la dimension caractéristique du système. C'est pourquoi le plasma contenu dans ce propulseur se comporte comme un fluide soumis aux lois de la dynamique des gaz (d'où son nom). Selon l'auteur, la température et la densité du plasma dans ce type de technologies pourraient permettre d'obtenir des réactions de fusion nucléaire.

I - 2 : Propulseur ECR à plasma

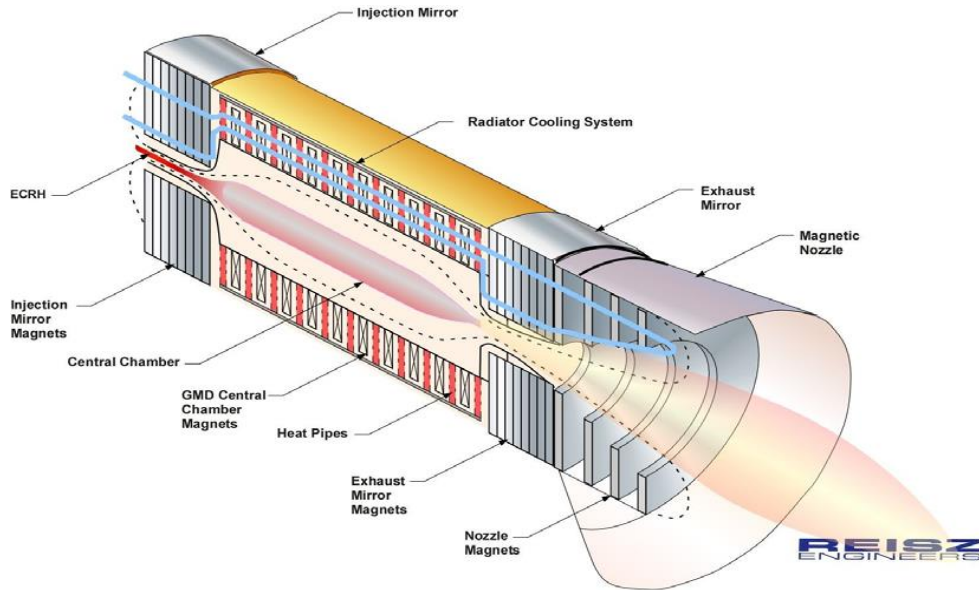


Figure 15. Schéma de principe du propulseur GMD (source : [31])

Une thèse [32] et un article résumant le principe et les résultats de ce concept [31] ont récemment été publiés. Des tests avec un prototype de cette technologie ont été menés à des puissances entre 700 et 800 W (à la fréquence de 2,45 GHz) injectés par un guide d'ondes circulaire. Un débit d'argon à 250 sccm a été utilisé pour toutes les expériences ce qui fait une pression d'environ 2 mtorr dans le dispositif. Une sonde de Langmuir a été utilisée pour mesurer à la fois la densité de plasma, la température électronique et le potentiel plasma. La densité plasma mesurée est de l'ordre de 10^{17} m^{-3} , la température électronique est relativement uniforme et vaut entre 4 et 5 eV sur l'axe de symétrie du propulseur. Un bon accord est trouvé entre les résultats expérimentaux et un modèle numérique à l'exception du potentiel plasma qui était estimé aux alentours de 50 V alors qu'il est mesuré à $\sim 10 \text{ V}$.

L'entreprise Reisz Engineers propose également leur version du propulseur ECR GDM [33]. Leur prototype, fonctionnant à 2,45 GHz et à 10 GHz pour une puissance de 2 kW, utilise de l'argon comme ergol à des débits situés entre 10 et 100 sccm. La topologie de leur champ magnétique est en forme de bouteille magnétique. Le prototype a été testé dans la chambre à vide du centre de vol spatial Marshall de la NASA. À l'aide d'un interféromètre micro-onde, ils ont pu mesurer une densité électronique de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ à $\sim 25 \text{ cm}$ de la sortie du propulseur. Une technique de fluorescence induite par laser (LIF) a été utilisée pour mesurer la vitesse des ions Ar^+ dans le jet de plasma qu'ils ont pu estimer entre 2 et 5 km/s (0,8 – 5 eV).

Beaucoup plus récemment, en 2018, une équipe du département d'ingénierie aérospatiale (PEPL) de l'université de Michigan à Ann Arbor a repris les travaux effectués à l'ONERA (présentés dans la section suivante) et a fabriqué un prototype ayant quasiment les mêmes caractéristiques que celles de l'ONERA (schéma de principe **Figure 16**). Ces caractéristiques sont : la géométrie coaxiale, un champ magnétique purement divergent, une puissance micro-onde entre 20 et 50 W et un diamètre de la source plasma de 27,5 mm. La fréquence micro-ondes est de 2,4 GHz. Le travail est effectué à un débit de xénon constant de 1 sccm et à une puissance absorbée constante de 30 W. L'effet de la pression résiduelle du caisson sur le potentiel flottant du propulseur et sur la distribution en vitesse des ions mesurés par LIF [34] est tout d'abord étudié. Une chute du potentiel flottant de $\sim 130 \text{ V}$ à $\sim 50 \text{ V}$

I - 2 : Propulseur ECR à plasma

quand la pression varie de $8 \cdot 10^{-7}$ torr à $2 \cdot 10^{-5}$ torr est alors observée. De plus, il est observé que les fonctions de distribution en vitesse des ions s'élargissent lorsque la pression résiduelle augmente. Cela a pour conséquence de diminuer l'énergie moyenne des ions en aval du propulseur. En accord avec ce qui a été estimé durant cette thèse (voir section VI - 5.2), les auteurs concluent que les collisions d'échange de charges ne peuvent pas complètement expliquer cet effet.

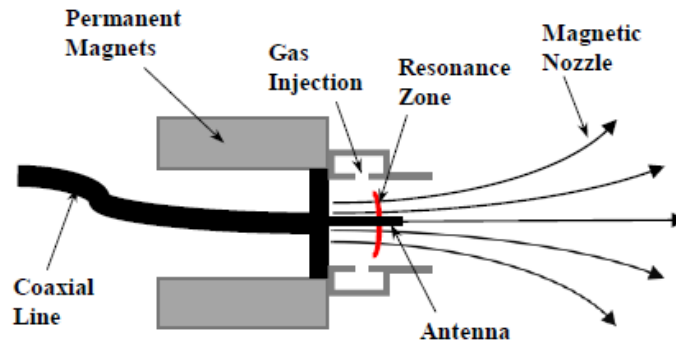


Figure 16. Schéma de principe du prototype de propulseur ECR du PEPL inspiré des propulseurs développés à l'ONERA (source : [34])

Une étude sur les oscillations basses fréquences dans la tuyère magnétique de ce propulseur a également été menée [35], dans le but d'étudier le détachement du plasma des lignes de champ magnétique (voir section II - 2.2.2). Dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment (30 W, 1 sccm) et en utilisant deux sondes de Langmuir polarisées dans un régime de saturation ionique, Hepner et al. ont été capables d'observer des corrélations entre les signaux mesurés. Cette technique a permis d'observer des instabilités qui sont considérées comme étant une forme turbulente d'une dérive électron-cyclotron et qui pourraient jouer un rôle dans le détachement des électrons des lignes de champ magnétique.

I - 2.3. Le propulseur ECR à l'ONERA

L'histoire du développement de la technologie du propulseur ECR à l'ONERA remonte à l'année 2005. L'ONERA a commencé à travailler avec les sources ECR, notamment dans le cadre d'une activité avec la société *Elwing Corp* qui proposait l'étude d'un nouveau concept de propulseurs à plasma ECR basé sur la force pondéromotrice (forces provenant de l'asymétrie du champ électrique d'une onde dans un milieu inhomogène). Un prototype a été conçu mais le projet n'est pas allé plus loin.

Cette première étude ECR a permis d'appréhender la technologie, et des études ultérieures internes axées sur des principes physiques différents ont permis à S.Larigaldie, ingénieur de recherche à l'ONERA, de concevoir et de fabriquer un nouveau prototype de propulseur ECR (**Figure 17**). L'originalité du prototype réside dans sa géométrie coaxiale, qui permet d'obtenir des configurations plus compactes que pour les propulseurs utilisant un guide d'onde. En effet, le mode propagatif dans la source est de type TEM, qui peut être obtenu pour des dimensions très réduites. Les premières

I - 2 : Propulseur ECR à plasma

versions du propulseur utilisaient ainsi une source de diamètre intérieur de 13 mm. A titre de comparaison, un guide d'onde circulaire pour une même fréquence de 2.45 GHz a un diamètre d'environ 70 mm. La topologie magnétique avait été travaillée à partir d'un logiciel de simulation numérique et utilisait un conducteur central ferromagnétique et une disposition d'aimants permanents non axisymétrique. Bien qu'aucune mesure quantitative n'ait été faite à l'époque, les résultats prometteurs des premiers essais et le potentiel scientifique du propulseur avaient motivé le dépôt d'un brevet français [36] et US [37].

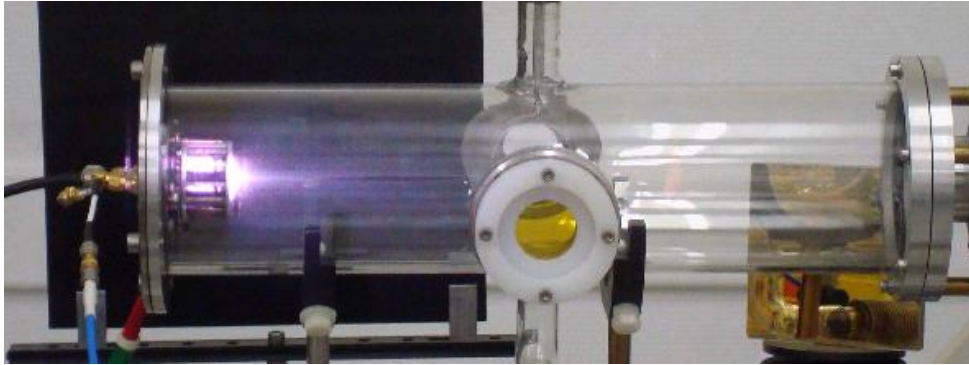


Figure 17. Photo d'une des premières versions du propulseur ECR de l'ONERA (2011)

L'équipe Foudre, Plasma et Applications de l'ONERA a commencé à travailler intensivement sur le développement du propulseur au début des années 2010. Un contrat entre l'ONERA et *Astrium* (ancien nom de *Airbus Defense and Space*) en 2012 a notamment permis de faire nettement progresser la technologie [38]. En effet, plusieurs géométries, plusieurs modes d'injection de gaz, plusieurs topologies magnétiques et deux types de gaz ont été testés. Le propulseur utilisait de la puissance micro-ondes de quelques dizaines de watts à la fréquence de 2,45 GHz. Entre le prototype initial intitulé ECRA-EVO-0 (**Figure 18**) et le prototype intitulé ECRA-EVO-2 (**Figure 20**) l'efficacité massique a été multipliée par 30, et l'efficacité totale par 100.

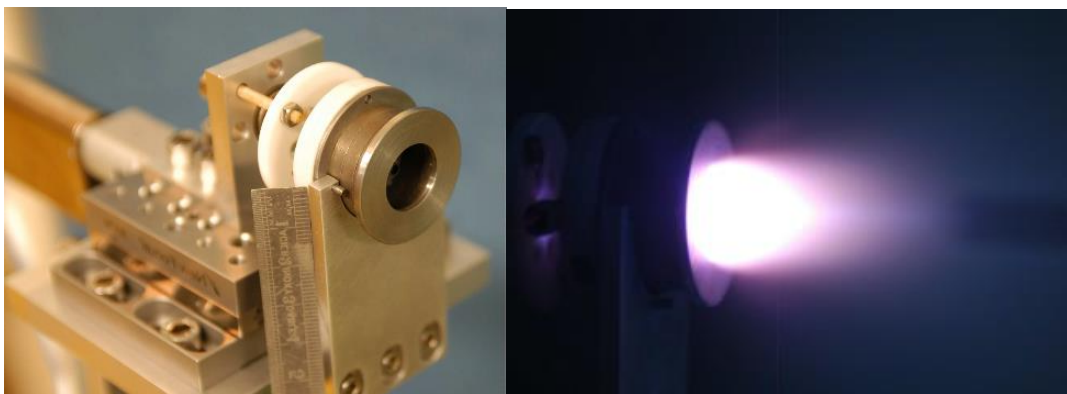


Figure 18. Prototype ECRA-EVO-0 de propulseur ECR à plasma de l'ONERA

La topologie magnétique du prototype a été modifiée pour se baser sur un champ purement divergent dans la source et dans la tuyère magnétique. Trois injections de gaz ont été testées (**Figure 19**). La configuration avec injection axiale à travers la backplate (fond de la source) isolante a donné les

I - 2 : Propulseur ECR à plasma

meilleurs résultats. En effet, lorsque le champ magnétique est purement divergent, la zone ECR est une surface plane parallèle à la backplate. Lorsque le gaz est injecté axialement à travers la backplate l'intégralité du gaz passe donc à travers cette zone de résonance.

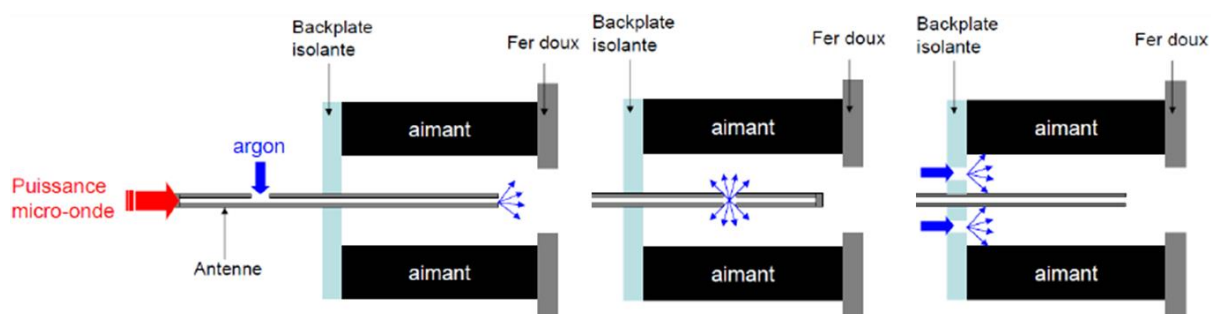


Figure 19. Schéma de principe des trois injections de gaz testées dans le cadre du contrat ONERA-Astrium

La distribution en énergie des ions, mesurée avec un analyseur d'énergie électrostatique, était uniforme sur toute la section du faisceau de plasma. L'énergie des ions mesurée en aval du propulseur allait jusqu'à 220 eV en utilisant de l'argon comme gaz propulsif et jusqu'à 350 eV en utilisant du xénon. Il avait également été remarqué que la réduction du débit de gaz augmentait le potentiel flottant du propulseur et l'énergie des ions dans le faisceau. L'augmentation de la puissance micro-ondes résultait en une augmentation significative du courant d'ions mais avait une influence plus modérée sur l'énergie des ions. L'utilisation du xénon comme gaz propulsif améliorait nettement les performances et des efficacités massiques supérieures à 40 % avaient été obtenues.

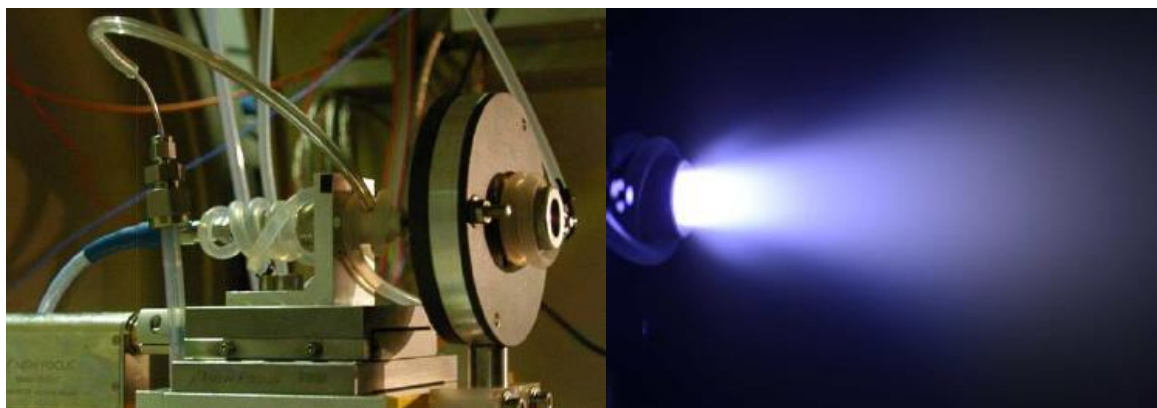


Figure 20. Prototype ECRA-EVO-2 de propulseur ECR à plasma de l'ONERA

Dans cette étude, la poussée du propulseur a également été estimée à partir des mesures de sondes électrostatiques. À l'argon, et pour un débit massique d'argon de 0,2 mg/s et 50 W de puissance transmise, la poussée estimée était autour de 500 μN . Dans les mêmes conditions opératoires mais en utilisant du xénon, la poussée estimée était d'environ 850 μN . Les résultats obtenus alors ont été résumés dans des articles de conférence [39], [40].

I - 2 : Propulseur ECR à plasma

La thèse de F.Cannat [41] (de 2012 à 2015) a permis d'améliorer la compréhension physique du propulseur et d'augmenter sensiblement les performances. Les résultats obtenus au cours de cette thèse ont été publiés dans plusieurs articles [42]–[44]. Un prototype du propulseur à solénoïde a été conçu et fabriqué lors de ces travaux de thèse (**Figure 21**). Cela a permis d'optimiser l'intensité du champ magnétique et la position de la zone de résonance dans la source (il a notamment été remarqué qu'un courant d'ions plus élevé était obtenu lorsque la zone ECR était plus proche de l'injection de gaz). De plus, l'adaptation d'un modèle de décharge propulseur hélicon, initialement développé par T.Lafleur [17] a permis d'améliorer la géométrie de la source plasma. En effet, en augmentant le diamètre de la source de 13 mm à 27,5 mm, la densité effective de gaz diminue, et le rapport de la surface d'extraction du plasma sur la surface de perte (aux parois) augmente, ce qui amène à une température électronique plus élevée et une meilleure utilisation massique du gaz.

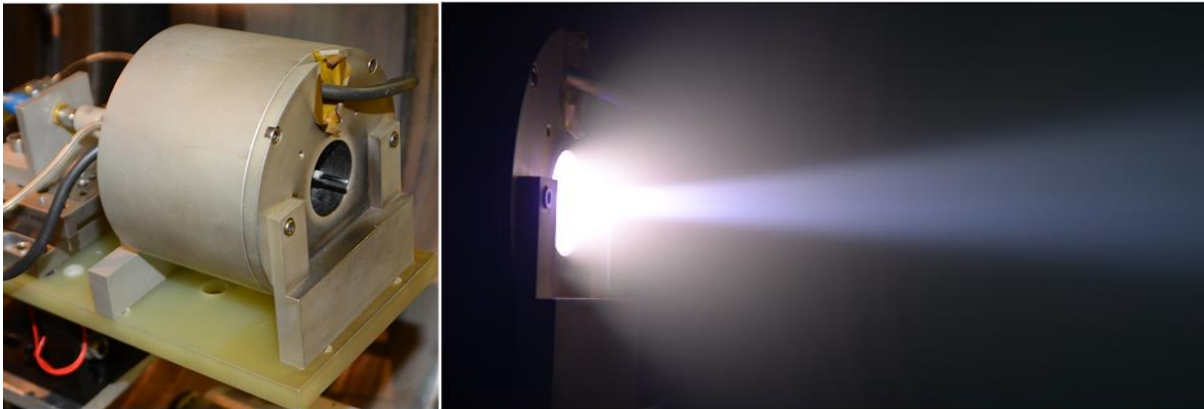


Figure 21. Prototype de propulseur ECR à solénoïde développé à l'ONERA dans le cadre de la thèse de F.Cannat.(source : [41])

Plusieurs diagnostics ont été mis en place pour être en mesure d'analyser les performances du propulseur. La puissance incidente et la puissance réfléchiée par le propulseur étaient mesurées, ce qui permettait de connaître le couplage de la puissance au plasma. Des mesures de distribution en énergie des ions ont été réalisées à l'aide d'un RPA et d'un analyseur d'ions. Le courant des ions a été mesuré à l'aide d'une sonde Faraday. La connaissance du courant et de l'énergie des ions a permis d'estimer le niveau de poussée du propulseur (voir section **III - 3.1**). Des mesures de températures électroniques ont été effectuées à quelques centimètres de la sortie du propulseur à l'aide d'une sonde de Langmuir.

Des études paramétriques sur les conditions opératoires ont montré que le propulseur était plus efficace au xénon pour des débits massiques autour de 0,1 mg/s et pour des puissances de l'ordre de 30 W. Comme constaté précédemment, la diminution du débit entraîne une augmentation de l'énergie des ions en aval du propulseur mais diminue le rendement global du propulseur. Par ailleurs, les mesures de température électronique T_e et de l'énergie des ions E_i ont montré que, pour une configuration de champ magnétique donnée, le rapport E_i/T_e est constant quel que soit le débit [45].

En termes de performances, le prototype à solénoïde de F. Cannat a permis d'obtenir les meilleurs résultats jusqu'à présent pour cette technologie. En effet, après les différentes études paramétriques et optimisations, l'efficacité totale (dont la définition est donnée section **II - 4.1.2**) est estimée à environ 16 % pour une poussée d'environ 1 mN avec 0.1 mg/s de xénon et 30 W de puissance transmise. Cependant, il s'avère que certaines pertes de puissance n'avaient pas été prises en compte dans le

calcul. Par conséquent, la puissance était surestimée. Après réévaluation de la mesure de puissance pendant la présente thèse et confirmation des mesures, la meilleure efficacité totale obtenue par ce propulseur a été réévaluée à 22,5 %.

Depuis janvier 2017, le développement du propulseur ECR s'inscrit également dans le cadre du projet européen MINOTOR (programme cadre « H2020 »). Ce projet, d'une durée de trois ans, prend la forme d'un consortium dont les 7 participants sont : l'ONERA (France), la société L-UP (France), l'Université Carlos III de Madrid (Espagne), Thales Microelectronics (France), Justus-Liebig-Universitaet Giessen (Allemagne), Thales Alenia Space Belgium (Belgique) et SNECMA (France).

I - 3. Démarche de la thèse

En résumé, l'ensemble de ces études a permis de montrer la viabilité de la technologie du propulseur ECR. Les études les plus anciennes ont permis de montrer que l'utilisation de la résonance ECR permettait d'obtenir un plasma suffisamment dense et chaud pour être utilisé dans le propulseur. Elles ont permis également de prouver, partiellement, que les ions pouvaient être accélérés dans une tuyère magnétique. Cela a également montré, par la variété des concepts proposés, la flexibilité de ce type de technologie en termes de gamme de puissance et de poussée. Les études menées à l'ONERA ont permis le développement d'une série de prototypes et de diagnostics ayant pour objectif d'optimiser les performances pour rendre cette technologie compétitive face aux autres. Cela s'est traduit par une série d'études paramétriques sur : les conditions opératoires, la topologie magnétique, l'injection de gaz, le diamètre de la source plasma et la nature du gaz plasmagène. Ces travaux ont permis d'aboutir, au début de cette thèse, à un prototype de propulseur ECR à solénoïde avec un rendement total supérieur à 20 % pour une poussée estimée à environ 1 mN. Ces performances ont toutefois été estimées à l'aide de mesures réalisées avec des sondes électrostatiques (sonde Faraday et RPA). Or, l'utilisation des sondes et l'interprétation des résultats étant complexes dans les milieux rencontrés, l'optimisation des performances et la compréhension de l'effet des différents paramètres en est encore à ses débuts. Afin de poursuivre le développement de cette technologie, plusieurs verrous technologiques doivent être levés :

- La systématisation et la redondance des résultats,
- L'utilisation d'une balance pour obtenir des mesures directes de poussée parallèlement aux mesures des sondes qui sont moins fiables,
- L'exploration de l'influence de paramètres qui n'ont pas encore été modifiés notamment certains paramètres géométriques,
- L'augmentation du rendement.

Le travail de cette thèse consiste donc à identifier et à caractériser les paramètres physiques influençant les performances du propulseur ECR à travers des mesures directes de poussée afin d'en améliorer le rendement total. Une compréhension physique du propulseur est proposée en s'appuyant sur les résultats expérimentaux et sur un code PIC 1D.

L'organisation de ce manuscrit est la suivante : le **Chapitre II** présente les éléments théoriques et biographiques nécessaires à la compréhension de la physique du propulseur. Le **Chapitre III** présente le matériel, les diagnostics (à l'exception de la balance de poussée) et le code de simulation PIC en

cours de développement dans l'équipe. Le **Chapitre IV** présente les différents prototypes de propulseur ECR à aimants permanents conçus et fabriqués pendant cette thèse, en vue d'être installés sur une balance de poussée dont l'adaptation au propulseur ECR est présentée dans le **Chapitre V**. Le **Chapitre VI** présente les principaux résultats obtenus avec l'un de ces prototypes et les études paramétriques qui ont été menées. Le **Chapitre VII** présente les résultats obtenus lors d'une expérience particulière qui consistait à mesurer séparément la poussée du propulseur sur la source plasma et sur l'aimant permanent. Dans ce chapitre on présente également les résultats obtenus à l'aide du code PIC qui est une simulation unidimensionnelle du propulseur.

Chapitre II

Eléments théoriques et bibliographiques

Dans ce chapitre, on se propose de présenter les concepts physiques et technologiques utiles à la compréhension du travail effectué dans cette thèse. Tout d'abord, seront rappelées les principales notions de physique des plasmas. Une attention toute particulière sera adressée aux spécificités des plasmas froids et à la propagation des ondes dans ces derniers. Seront ensuite présentés les concepts de tuyère magnétique et de résonance électronique cyclotron. Finalement, on s'intéressera aux caractéristiques permettant de comparer les performances des différents types de propulseurs.

II - 1. Physique des plasmas

II - 1.1. Généralités sur les plasmas

II - 1.1.1. Définition d'un plasma

Le terme « plasma » a été initialement introduit par Irving Langmuir (physicien américain 1881-1957) et a été nommé ainsi par analogie avec le plasma sanguin. Souvent appelé « quatrième état de la matière », le plasma est en fait un fluide composé d'un nombre non négligeable de particules ionisées. Cette particularité le rend sensible aux champs électromagnétiques et particulièrement intéressant pour certaines applications industrielles. En effet, le plasma possède l'avantage d'être manipulable par des champs électromagnétiques qui ont la spécificité d'être immatériels et relativement facile à créer. L'étude des plasmas permet donc non seulement de comprendre les processus astrophysiques fondamentaux mais peut aussi mener à une quantité importante d'applications technologiques telles que les propulseurs de satellites, les téléviseurs, le traitement de surfaces, la production de semi-conducteurs ou la fusion nucléaire.

L'état « plasma » est instable par essence car ses constituants, les ions et les électrons, ont tendance à s'associer pour former des atomes neutres. Cet état est donc créé par un apport énergétique externe qui peut être de différentes natures (chauffage par conduction, laser, décharge électrique, etc...) et disparaît s'il n'est pas entretenu.

II - 1 : Physique des plasmas

Les plasmas peuvent être classifiés en différents types. L'une des possibilités est de les classer selon leur degré d'ionisation. Il est possible de définir α le taux d'ionisation d'un plasma de la manière suivante :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_g} = \frac{Zn_i}{Zn_i + n_g} \quad (4)$$

où n_i et n_e sont respectivement la densité d'ions et d'électrons du plasma, n_g la densité de gaz neutre, Z l'état de charge des ions considérés. Si $\alpha \ll 1$ le plasma est faiblement ionisé comme c'est le cas pour les plasmas industriels ou certains plasmas naturels non astrophysiques (comme l'ionosphère terrestre). En revanche, si $\alpha \sim 1$ alors le plasma est fortement ionisé, comme c'est, par exemple, le cas pour les plasmas stellaires (naturels) ou de fusion thermonucléaire (artificiels). La **Figure 22** présente des exemples de plasmas selon leur température et leur degré d'ionisation.

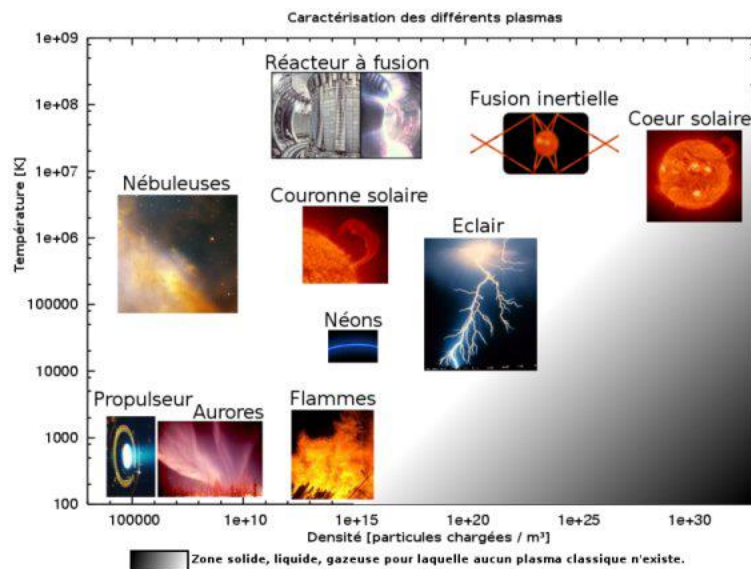


Figure 22. Différents exemples de plasmas. Ils sont classés en fonction de leur température et leur densité de charge. (source : Wikipédia)

II - 1.1.2. Caractérisation d'un plasma

Au vu du grand nombre de types de plasma et de milieux dans lesquels ils peuvent être créés et dans lesquels ils peuvent évoluer, il est nécessaire de définir quelques notions fondamentales permettant de caractériser les plasmas. Il est en particulier nécessaire de différencier les échelles spatiales : l'échelle microscopique où les particules peuvent être distinguées une à une et les échelles mésoscopique et macroscopique dans lesquels des effets collectifs apparaissent. En effet, l'une des particularités du plasma est la complexité des interactions entre ses constituants pouvant faire apparaître ces effets collectifs à cause du caractère « longue portée » des interactions Coulombiennes au sein du plasma.

La notion de « quasi neutralité » est centrale dans l'étude des plasmas. Elle stipule que le plasma est électriquement neutre du point de vue macroscopique. Cela signifie notamment que, dans un plasma, il y a globalement autant de charges positives que de charges négatives. Les notions « macroscopiques »

II - 1 : Physique des plasmas

et « globale » appellent à une définition plus précise : à partir de quelle échelle considère-t-on qu'un plasma est quasi-neutre ? C'est à cette question que répond la notion d'écrantage électrique et de longueur de Debye.

La longueur de Debye λ_D est la distance moyenne à partir de laquelle le champ électrique créé par une particule chargée va être écranté par l'effet collectif des particules de charge opposée. En effet, on s'intéresse, par exemple, à un nuage d'électrons libres aux alentours d'un amas d'ions ayant une température T_e représentant leur agitation thermique. En faisant un bilan d'énergie, il est possible de définir une distance maximale jusqu'à laquelle un électron individuel peut voyager sous l'effet de son agitation thermique et du champ électrique de rappel créé par l'amas d'ions. Pour cela, on se propose de mettre en équation une zone de l'espace dans laquelle il existe un léger surplus d'électron de densité constante égale à n_e . En une dimension (x) et en choisissant les valeurs aux limites adéquates ($V(0) = dV(0)/dx = 0$), l'équation de Poisson permet d'obtenir une expression du potentiel électrique V de rappel :

$$-div \vec{E} = -\frac{dE_x}{dx} = \frac{d^2V}{dx^2} = \frac{en_e}{\epsilon_0} \Rightarrow V(x) = \frac{en_e}{2\epsilon_0} x^2 \quad (5)$$

où n_e est la densité électronique, $e = 1,6 \times 10^{-19} C$ la charge élémentaire et ϵ_0 la permittivité diélectrique vide. De plus, pour un système simple de particule de température T en une dimension l'énergie cinétique moyenne d'une particule est $1/2 k_B T$ avec $k_B \approx 1.38 \times 10^{-23} J/K$, la constante de Boltzmann. Dans le bilan d'énergie on suppose que cette énergie cinétique est détenue par les électrons au minimum du potentiel électrique c'est-à-dire pour $x = 0$. Le bilan d'énergie peut donc s'exprimer :

$$\frac{1}{2} k_B T_e + eV(0) = \frac{1}{2} k_B T_e = eV(\lambda_D) = \frac{e^2 n_e}{2\epsilon_0} \lambda_D^2 \Rightarrow \lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T_e \epsilon_0}{n_e e^2}} \quad (6)$$

En clair, on pourra considérer que le plasma est quasi-neutre si les échelles L caractéristiques du problème respectent : $L \gg \lambda_D$. Par exemple, dans un contexte de plasma de laboratoire il est courant de parler de longueurs de Debye en micromètre. Les longueurs caractéristiques associées au système L (l'enceinte) sont de l'ordre du centimètre voir du mètre. Dans le cas de la propulsion électrique et en particulier du propulseur ECR, les densités électroniques sont de l'ordre de $10^{17} m^{-3}$ et les températures électronique autour de 30 eV. C'est pourquoi la longueur de Debye dans ce cas est de l'ordre de 100 μm . En revanche, dans un contexte astrophysique la longueur de Debye peut faire des kilomètres voir des milliers de kilomètres mais les longueurs caractéristiques associées sont alors astronomiques !

De manière équivalente il est possible de définir une fréquence caractéristique au plasma : ω_p la pulsation plasma. Pour la définir il est possible de réutiliser l'équation (5) valable pour une zone du plasma dans laquelle se trouve un léger écart à la neutralité. Cependant cette fois on s'intéresse à l'expression du champ électrique E_x et non plus au potentiel. Lorsqu'une perturbation vient déplacer des électrons (ceux-ci bougent en premier car ce sont les plus légers), il se crée un déséquilibre de charges, lequel va créer un champ électrique de rappel. Cet exemple peut se simplifier pour devenir l'analogie du classique système ressort-masse en mécanique. Le principe fondamental de la dynamique donne alors :

II - 1 : Physique des plasmas

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} = eE_x = -e^2 \frac{n_e}{\epsilon_0} x \Rightarrow \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0} x = 0 \quad (7)$$

où m_e est la masse d'un électron. Les solutions sont de la forme $x(t) = \cos(\omega_p t + \varphi)$ avec $\omega_p^2 = e^2 n_e / m_e \epsilon_0$ et φ une phase quelconque. La pulsation plasma ω_p est donc la pulsation à laquelle les électrons (plus léger et donc plus mobiles) oscillent autour des ions.

La longueur de Debye λ_D et la pulsation plasma ω_p sont deux quantités caractéristiques des plasmas. Elles définissent respectivement les longueurs et les temps caractéristiques utiles pour modéliser le plasma.

II - 1.1.3. Modélisation d'un plasma

La physique des plasmas est à la croisée de nombreux autres domaines de la physique, tels que la physique statistique, la mécanique des fluides, l'électrodynamique, la physique atomique et nucléaire. Lorsqu'on s'intéresse au fonctionnement d'un propulseur électrique, la physique des plasmas est indispensable. En effet, le principe d'un propulseur électrique est de transformer un gaz en plasma et d'utiliser ses propriétés électromagnétiques dans le but d'éjecter de la matière de manière à créer de la poussée. En physique des plasmas, une multitude de méthodes sont disponibles pour modéliser un système physique. Cela vient de la complexité du couplage des équations, du degré de simplification et des échelles temporelles ou spatiales auxquelles on se place pour observer le système physique. En effet, selon quelles échelles sont choisies, les hypothèses et les phénomènes observés sont différents.

On distingue généralement quatre approches à la physique des plasmas : les modèles particuliers, cinétiques, multi-fluides et mono-fluides (Magnétohydrodynamique). Evidemment, il existe au moins autant de manières de faire de la simulation numérique. Les différentes méthodes ont été citées dans l'ordre du plus élémentaire (avec le moins d'hypothèses) au plus global (avec le plus d'hypothèses).

Le modèle particulier propose de calculer la position et la vitesse des particules une par une. Or, dans un système classique, il y a entre 10^{12} et 10^{23} particules par mètre cube donc cela voudrait dire que pour résoudre un système complet particulier il faudrait résoudre simultanément autant d'équations.

Le modèle cinétique est un modèle statistique qui considère les populations d'espèces comme les ions, les électrons ou les neutres peuvent être représentés par une fonction de distribution, $f(t, \vec{x}, \vec{v})$, en position et en vitesse. Dans ce modèle, on perd de l'information par rapport au modèle particulier car les particules ne sont plus discernables et il n'est plus question d'avoir les propriétés individuelles de chaque particule mais il est question de probabilités sur les populations d'espèces. Ce modèle est représenté par une équation appelé « Équation de Boltzmann » prenant la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \vec{a} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_c \quad (8)$$

où \vec{v} et \vec{a} sont respectivement une vitesse et une accélération appliquées au système. Le terme à droite représente un terme complexe d'interaction entre les fonctions de distribution. Il n'est souvent pas aisé de résoudre l'équation (8) car cette équation est fonction de 7 variables (1 de temps, 3 de positions et 3 de vitesses). C'est pourquoi, il est possible d'approximer plus et de prendre les moments statistiques de cette fonction de distribution.

II - 1 : Physique des plasmas

Cette méthode permet de retrouver les différentes équations (multi-)fluides, dont les plus connues sont les deux premiers moments (statistiques) que sont l'équation de continuité et l'équation de Navier-Stokes. Dans ce cas, la vitesse fluide (moment statistique d'ordre 1), est une vitesse moyennée sur les vitesses microscopiques. Faire cela simplifie les calculs mais fait perdre les informations sur la distribution de vitesses des particules.

Présentons ici les formes les plus classiques de ces équations :

- L'équation de continuité (moment d'ordre 0) appelée aussi "équation de conservation de la masse" prend, dans le cas général, la forme suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\vec{v}) = S_{sources} - P_{ertes} \quad (9)$$

où les termes $S_{sources}$ et P_{ertes} sont les termes de sources et de pertes de particules (par collisions). n et \vec{v} sont respectivement la densité et la vitesse fluide.

- Le moment d'ordre 1 de l'équation de Boltzmann est l'équation de conservation de la quantité de mouvement ou équations de Navier-Stokes. Celle-ci peut prendre la forme générale suivante pour l'espèce α (électron(e), ion(i) ou neutre(n)) :

$$m_{\alpha}n_{\alpha}(\partial_t\vec{v}_{\alpha} + (\vec{v}_{\alpha} \cdot \nabla)\vec{v}_{\alpha}) = n_{\alpha}q_{\alpha}(\vec{E} + \vec{v}_{\alpha} \times \vec{B}) - \nabla p_{\alpha} + n_{\alpha}\vec{F} + \left. \frac{\delta M}{\delta t} \right|_c \quad (10)$$

où \vec{E} , \vec{B} , n , p , \vec{v} et m sont respectivement le champ électrique, induction magnétique, la densité, la pression, la vitesse fluide et la masse. $\delta M/\delta t|_c$ est le terme de collision. \vec{F} est une force volumique quelconque autre que la force de Lorentz (par exemple la gravité).

Il est également possible de prendre le moment d'ordre deux de l'équation de Boltzmann ce qui conduit à l'équation de conservation de l'énergie. Cette dernière est parfois également utilisée dans certains modèles fluides.

Un jeu d'équation fluide comme celui-ci présenté ci-dessus contient toujours une « fermeture » des équations. En effet, on note que pour résoudre chaque moment statistique de l'équation de Boltzmann, il est nécessaire d'avoir la solution du moment d'ordre suivant. En effet, la vitesse v est nécessaire pour résoudre n solution de l'équation de continuité (équation (9)) et moment d'ordre 0 de l'équation de Boltzmann. La pression p est nécessaire pour résoudre la vitesse v solution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation (10)) et moment d'ordre 1 de l'équation de Boltzmann. Et ainsi de suite jusqu'à ce qu'on décide d'arrêter en « fermant » le système d'équation. Ceci est effectué en faisant une hypothèse physique permettant d'exprimer « simplement » la solution du moment d'ordre supérieur seulement avec les solutions des moments d'ordres inférieurs.

Par exemple, la fermeture des équations fluide peut avoir lieu au niveau de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (moment d'ordre 1 de l'équation de Boltzmann). Dans ce cas, l'équation de conservation de l'énergie n'est pas utilisée. Une hypothèse courante est d'utiliser l'équation des gaz parfaits ($p = n k_B T$) pour donner une expression à la pression p et faire une hypothèse thermodynamique sur la température T :

- $T = 0$: gaz froid
- $T = constante$: isotherme

II - 1 : Physique des plasmas

- $T n^{\gamma_{ad}-1} = \text{constante}$: adiabatique avec γ_{ad} le coefficient adiabatique

Il est à noter que, en théorie, si on choisissait de ne pas « fermer » les équations fluide et qu'on résolvait une infinité de moments statistiques de l'équation de Boltzmann, la quantité d'information alors récoltée serait équivalente à celle obtenue si on avait directement résolu l'équation de Boltzmann.

En réalité, la « seule » différence entre l'étude des plasmas et une modélisation de gaz classique (neutre) est la présence d'une interaction à « longue » portée qui est modélisée par un fort couplage entre les équations modélisant la dynamique des particules (Boltzmann ou fluide) et les équations de Maxwell qui modélise les champs électriques et magnétiques à partir des distributions de charges et de courants. En effet, les équations modélisant la dynamique des particules utilisent les expressions des champs électriques et magnétiques solutions des équations de Maxwell. De surcroît, les équations de Maxwell utilisent les distributions de charges et de courants solutions des équations modélisant la dynamique des particules. On rappelle l'expression des équations de Maxwell ici :

$$\nabla \cdot \vec{D} = e(n_i - n_e) ; \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (11)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ; \quad \begin{cases} \nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \text{ (point de vue conducteur)} \\ \nabla \times \vec{H} = \bar{\varepsilon}_r \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \text{ (point de vue diélectrique)} \end{cases} \quad (12)$$

avec \vec{D} le vecteur induction électrique ; \vec{H} le champ magnétique et $\bar{\varepsilon}_r$ le tenseur diélectrique relatif.

Les équations (11) sont les équations de Maxwell dites statiques. Elles servent généralement de conditions limites lors du calcul de la dynamique des champs électriques et magnétiques donnés par les équations (12). On a donné ici deux formes équivalentes de l'équation de Maxwell-Ampère ce qui est particulièrement pertinent ici car le plasma peut être modélisé à la fois comme diélectrique (caractérisé par son tenseur diélectrique $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_r \varepsilon_0$) ou comme conducteur électrique qui peut être parcouru par un courant \vec{j} .

Les équations fluides présentées ci-dessus sont appelées « multi-fluide » car elle modélise la dynamique de chaque espèce de particules (électrons, ions, atomes neutres). Cependant, il existe aussi des modèles « mono-fluides » comme la magnétohydrodynamique (abrégée en MHD). Ces modèles sont très peu utilisés en plasmas froids car ils supposent l'existence d'un équilibre thermodynamique entre les ions et les électrons.

II - 1.2. Modélisation des interactions à courte distance entre particules

Dans la sous-partie précédente certains termes des équations de Boltzmann et fluides n'ont pas été précisés. Les termes $\delta f / \delta t$, $S_{sources}$, P_{ertes} , $\delta M / \delta t$ et $\delta p / \delta t$ sont en fait des termes d'interaction à courte distance à la différence des interactions électromagnétiques à longue distance modélisées par le couplage entre les équations de la dynamique des particules et les équations de Maxwell. Ces interactions sont également présentes lorsque l'on modélise la physique des gaz neutres et représentent les collisions entre particules.

II - 1.2.1. Taux et fréquence de collision

Pour introduire la notion de collision il est nécessaire de commencer par introduire une grandeur : la section efficace (σ_{eff}). Celle-ci peut être définie comme la probabilité que se produise un type particulier d'interaction entre une particule incidente et une particule cible. σ_{eff} possède la dimension d'une aire car la probabilité d'interaction est proportionnelle à la surface effective de la particule incidente. En effet, on peut imaginer qu'il est plus facile de rentrer en collision avec un très large atome d'uranium plutôt qu'avec un tout petit atome d'hydrogène. En général, la section efficace est également fonction de l'énergie cinétique incidente des particules. Un exemple de section efficace pour différents types de collision électron-atome de xénon est présenté **Figure 23** [46].

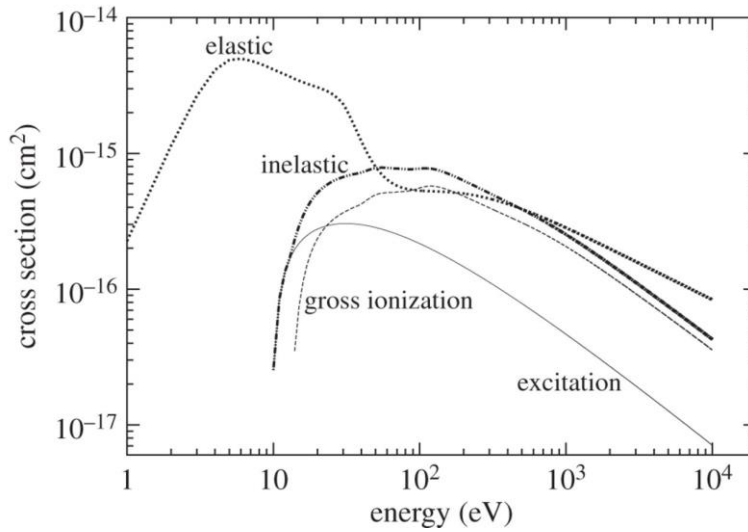


Figure 23. Exemple de sections efficaces en fonction de l'énergie de la particule incidente pour différents types de collisions électron-atome de xénon (source : [46]).

La section efficace σ_{eff} dépend du type de collision et de la nature des particules incidentes et cibles. La section efficace dépend également du type d'interaction sous-jacent à la collision (par exemple interaction de contact de type sphères dures, interaction Coulombienne, interaction charge-dipôle, ...).

À partir de cette notion de section efficace, il est possible de définir trois grandeurs liées et utiles pour modéliser un système de particules. Ces grandeurs sont λ_{lpm} le libre parcours moyen (en m), K_{coll} le taux de collision (en m^3s^{-1}) et ν_{coll} la fréquence de collision (en s^{-1}) :

- Le libre parcours moyen λ_{lpm} est défini comme étant la distance moyenne que peut parcourir une particule incidente avant de subir une collision. Il est défini à partir de la section efficace σ_{eff} et de la densité de particule cible n_{cible} :

$$\lambda_{lpm} = \frac{1}{n_{cible} \sigma_{eff}} \quad (13)$$

II - 1 : Physique des plasmas

- Le taux de collision K_{coll} est défini à partir de la section efficace (qui dépend de la vitesse incidente des particules) et de la fonction de distribution en vitesse ($f(v)$) des particules incidentes. Il est défini de la manière suivante :

$$K_{coll} = \int_0^{\infty} \sigma_{eff}(v) v f(v) dv \quad (14)$$

- La fréquence de collision ν_{coll} est définie comme étant le nombre de collisions par seconde. C'est également le produit du taux de collision avec la densité de particule cible :

$$\nu_{coll} = n_{cible} K_{coll} \quad (15)$$

De manière générale, la prise en compte des collisions dans un système de particules nécessite donc la connaissance de la distribution en vitesse de ces particules nécessaires au calcul du taux de collision. Il est également à noter que pour certains types de collision (les collisions inélastiques) la section efficace est nulle en dessous ou au-dessus d'un certain seuil. C'est le cas par exemple pour les collisions ionisantes pour lesquels le seuil correspond à l'énergie d'ionisation ϵ_{iz} (voir **Figure 23**).

Au sein d'un plasma, il existe un très grand nombre d'interactions à courte distance possibles c'est pourquoi on fait souvent l'approximation de ne prendre que les interactions les plus probables en négligeant les minoritaires.

II - 1.2.2. Approximations classiques des interactions en modélisation fluide

Le membre de droite de l'équation (9) représente la création et la perte de particules par collisions. C'est collisions ne peuvent donc être qu'inélastiques. En effet, à l'inverse des collisions élastiques, les collisions inélastiques peuvent entraîner un changement de nature de la particule (l'ionisation, l'excitation, la recombinaison,...). Les termes S de source ou de perte de particules de l'équation de continuité pour l'espèce α peuvent prendre la forme suivante :

$$S = NK_{coll}n_{cible}n_{\alpha} = N\nu_{coll}n_{\alpha} \quad (16)$$

où n_{α} est la densité de l'espèce (ion, électron, atomes) considérée. N est le nombre de particules créées dans une collision (< 0 si pertes).

En revanche, on trouve classiquement des termes de collision élastique dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes). Le terme $\delta M/\delta t$ peut ainsi prendre la forme suivante pour l'espèce α :

$$\left. \frac{\delta M}{\delta t} \right|_c = m_{\alpha} n_{\alpha} \nu_{el} (\vec{v}_{cible} - \vec{v}_{\alpha}) \frac{m_{cible}}{m_{\alpha} + m_{cible}} \quad (17)$$

où ν_{el} la fréquence de collision élastique, v_{cible} est la vitesse des particules avec qui l'espèce α va entrer en collision. Une courante approximation consiste à considérer v_{cible} comme négligeable face à v_i . C'est en général vérifié dans un plasma froid lorsqu'on considère que les collisions majoritaires sont des collisions de type électrons-neutres ($m_{cible} \gg m_{\alpha}$).

Dans le cas où les collisions élastiques sont nombreuses, une approximation souvent utilisée consiste à négliger le terme inertiel (la dérivée convective) de l'équation de conservation de la quantité de

II - 1 : Physique des plasmas

mouvement des électrons face aux termes de collisions. Cette approximation s'appelle : « approximation de dérive-diffusion ». Si le terme inertiel (le membre de gauche) est négligé et que l'on considère qu'il n'y a ni champ magnétique ni autre force volumique, l'équation (10) pour les électrons peut être exprimée, en utilisant le terme collisionnel défini équation (17), de la manière suivante :

$$\vec{0} = -en_e\vec{E} - \nabla p_e + m_e n_e \nu_{el} \vec{v}_e \Rightarrow \vec{\Gamma}_e = n_e \vec{v}_e = -n_e \mu_e \vec{E} - D_e \nabla n_e \quad (18)$$

où $\vec{\Gamma}_e$ est le flux d'électron, $\mu_e = e/m_e \nu_{el}$ est la mobilité électronique et $D_e = k_B T_e / m_e \nu_{el}$ est le coefficient de diffusion électronique. La notion de mobilité est centrale dans l'étude des plasmas et représente « la facilité » que va avoir une particule à se déplacer sous l'effet d'un champ électrique. On note que pour obtenir l'équation (18) une approximation d'homogénéité de la température a été faite ($\nabla T_e = \vec{0}$).

Cette approximation de dérive-diffusion n'est que très peu utilisée en plasma basse pression car les collisions élastiques y sont rares et le terme inertiel peut rarement être négligé face au terme collisionnel. Cependant, il est important de présenter ces notions de mobilité et de diffusion qui sont des outils essentiels pour effectuer des raisonnements physiques même lorsque le système est complexe.

On note qu'il est possible de définir des mobilités des coefficients de diffusion pour d'autres espèces que les électrons. On note également que μ_α la mobilité de l'espèce α est inversement proportionnelle à sa masse. C'est pourquoi, la mobilité des électrons est, en pratique, bien supérieure à la mobilité des ions ou des atomes neutres.

Dans un plasma, une densité de gaz élevée amène à des collisions plus fréquentes (équation (15)). Dans ce cas, un phénomène appelé « thermalisation » peut se produire. C'est alors, quel que soit le mode de chauffage des électrons provoquant la décharge électrique responsable de la création du plasma, c'est-à-dire quelle que soit la forme de la fonction distribution en vitesse des particules initiales, celle-ci va évoluer au fil du temps vers une forme appelée « Maxwellienne ». En effet, les collisions sont des événements qui vont provoquer des changements aléatoires et équiprobables aux vecteurs vitesse des particules. En accord avec le théorème central limite [47], cette suite d'événements aléatoires fait converger la distribution de vitesse des particules vers une loi normale. La fonction distribution $f_M(\vec{v})$ Maxwellienne s'écrit :

$$f_M(\vec{v}) = \prod_{j=1}^3 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ -\frac{mv_j^2}{2k_B T} \right\} \quad (19)$$

où l'indice j représentent les trois dimensions spatiales.

II - 1.3. Spécificités des plasmas froids de laboratoires

Il est souvent possible de catégoriser les plasmas selon deux types : les plasmas chauds et les plasmas froids. Les plasmas chauds, sont généralement fortement ionisés, c'est à dire qu'une grande proportion du gaz est constituée d'ions et d'électrons et donc peu d'atomes sont restés neutres. Les ions qui les composent sont à l'équilibre thermique avec les électrons (c'est-à-dire qu'ils sont à la même température). En revanche, dans un plasma froid, les ions sont à température ambiante et les électrons

II - 1 : Physique des plasmas

sont chauds ($1 \text{ eV} \lesssim T_e \lesssim 10 \text{ eV}$), il n'y a donc pas d'équilibre thermodynamique possible. De plus, les plasmas sont généralement diffus ($10^{12} \text{ m}^{-3} \lesssim n \lesssim 10^{15} \text{ m}^{-3}$) si ils sont à basse pression et sont filamenteux si ils sont à haute-pression. Il est à noter que les termes « haute pression » et « basse pression » sont relatifs au contexte. Dans les plasmas froids, le taux d'ionisation α (défini équation (1)) est généralement beaucoup plus faible que dans les plasmas chauds ($\sim 1\%$). Les plasmas froids à basse pression sont souvent confinés dans des réacteurs, soit pour maintenir à la pression voulue, soit pour contenir le gaz qui n'est pas forcément de l'air. Dans ces réacteurs le plasma entre en contact avec les parois et des effets de bords apparaissent. Les zones proches des parois sont appelées « gaines » dans lesquelles la physique est différente du cœur du plasma.

II - 1.3.1. Plasmas confinés : notion de gaine

Il est intéressant de se demander ce qu'il se passe dans ces zones proches des parois d'une enceinte contenant un plasma. En effet, différentes approches sont disponibles pour modéliser cette zone particulière. Il a été rappelé précédemment que dans un plasma les charges positives et les charges négatives sont en proportions égales. Cela est notamment assuré par la force de Coulomb qui crée un champ électrique de rappel dès qu'une population de particules chargées s'éloigne trop des particules de charge opposée. Il a également été remarqué qu'à cause de leur relative faible masse, les électrons sont bien plus mobiles et rapides que les ions ou les atomes neutres.

Dans un plasma confiné dans une enceinte, parmi les populations d'ions et d'électrons présents proches des parois, ce sont les électrons qui vont atteindre en premier la paroi. La paroi va alors se charger négativement jusqu'à atteindre une valeur qui dépend à la fois de la nature de la paroi (si c'est une électrode, si elle est métallique ou en diélectrique) et des propriétés du plasma (densité et température). La polarisation négative de la paroi va alors repousser une partie des électrons et attirer les ions. À partir de là, un équilibre va se trouver et une zone, appelé « gaine » dans laquelle la quasi-neutralité du plasma ne va plus être respectée va se former. Ce déséquilibre de mobilité entre ions et électrons va provoquer un léger défaut d'électrons global dans le plasma. C'est pourquoi le potentiel électrique du plasma V_p est généralement plus élevé que celui des parois ϕ_p .

Il existe différents modèles pour décrire les gaines qui varient selon les hypothèses et les conditions opératoires [48]. Dans ce manuscrit, il ne sera présenté qu'un seul modèle de gaine : le modèle de Child-Langmuir qui est l'un des modèles les plus utilisés. Un modèle de gaine permet généralement de connaître les profils de densité et de potentiel électrique V_g dans la gaine. On cherche également à connaître l'épaisseur de cette gaine. Le modèle de gaine de Child-Langmuir est unidimensionnel (d'axe x) et se base sur les hypothèses suivantes :

- On s'intéresse uniquement à l'état stationnaire ($\partial/\partial t = 0$)
- Pas de champ magnétique ou d'autres forces volumiques à l'exception du champ électrique.
- La température électronique T_e est constante dans la gaine ($dT_e/dx = 0$)
- Le plasma est non-collisionnel : $\nu_{coll} = \nu_{el} \sim 0$
- Le potentiel de la paroi ϕ_p est suffisamment haut de telle sorte à respecter dans la gaine proche de la paroi :

$$eV_g(x) \gg k_B T_e$$

II - 1 : Physique des plasmas

- Les ions sont en équilibre avec le champ électrique de la gaine ($E_g = -dV_g/dx$) dans lequel ils sont accélérés \Rightarrow Leur flux $j_i = Z e n_i(x)v_i(x)$ est constant. (Z l'état de charge est souvent prit égal à 1 pour simplifier).

On définit $x = 0$ comme la position d'entrée dans la gaine et $x = s$ la position de la paroi.

Avec ces hypothèses, l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation (10)) pour les électrons se réécrit de la manière suivante :

$$m_e n_e v_e \frac{dv_e}{dx} = - \frac{d(n_e k_B T_e)}{dx} \Rightarrow n_e(x) = n_e(0) \exp \left\{ - \frac{m_e (v_e^2(x) - v_e^2(0))}{2 k_B T_e} \right\} \quad (20)$$

Par conservation de l'énergie totale on peut écrire :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{m_i}{2} v_i^2(x) + e V_g(x) \right) = 0 ; \quad \frac{d}{dx} \left(\frac{m_e}{2} v_e^2(x) - e V_g(x) \right) = 0 \quad (21)$$

En utilisant l'équation (21) et en posant $V_g(0) = 0$ on a donc par hypothèse :

$$n_e(x) = n_e(0) \exp \left\{ - \frac{e V_g(x)}{k_B T_e} \right\} \approx 0 \quad (22)$$

La densité électronique dans la gaine est donc négligeable. L'équation de Poisson (équation (5)) s'écrit donc dans ce contexte :

$$\frac{d^2 V_g}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) = - \frac{e}{\epsilon_0} \frac{j_i}{e v_i(x)} = - \frac{j_i}{\epsilon_0} \left(- \frac{2 e V_g(x)}{m_i} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (23)$$

où l'équation de conservation de l'énergie (équation (21)) a été utilisée pour exprimer la dernière égalité de l'équation (23). La solution de cette équation différentielle peut s'obtenir analytiquement et s'exprime de la manière suivante :

$$V_g(x) = \left(- \frac{3}{2} \sqrt{\frac{j_i}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{-m_i}{2e}} x} \right)^{\frac{4}{3}} \quad (24)$$

En prenant $x = s$, $V_g(s) = -\phi_p$, il vient une loi connue sur la limitation du courant par la charge d'espace :

$$j_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \phi_p^{\frac{3}{2}} \frac{1}{s^2} \quad (25)$$

En effet, augmenter la tension ϕ_p de l'électrode pour augmenter le courant j_i revient également à augmenter s l'épaisseur de la gaine. Avec l'équation (24) et (25), on peut exprimer plus simplement le potentiel dans la gaine :

II - 1 : Physique des plasmas

$$V_g(x) = -\phi_p \left(\frac{x}{s}\right)^{\frac{4}{3}} \quad (26)$$

Il vient également une expression de la densité ionique à l'aide des équations (21) et (26), on a :

$$n_i(x) = \frac{4 \epsilon_0 \phi_p}{9 e s^2} \left(\frac{x}{s}\right)^{-\frac{2}{3}} \quad (27)$$

On rappelle qu'une hypothèse fait que ce modèle est valable près de la paroi mais pas pour $x \rightarrow 0$. En effet, on voit que la densité ionique diverge pour $x = 0$ car l'hypothèse de négliger la densité électronique devient fautive. Lorsqu'on s'intéresse à cette zone du plasma il faut également modéliser ce qu'on appelle la « pré-gaine ».

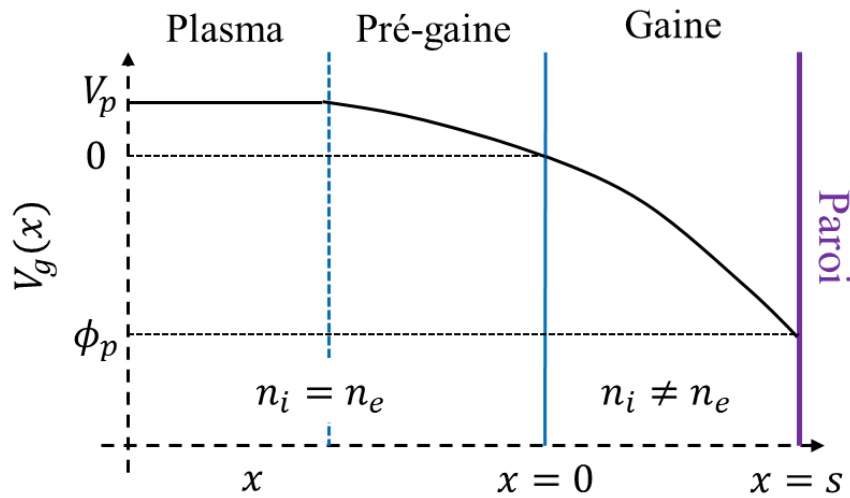


Figure 24. Evolution du potentiel électrique aux alentours d'une paroi.

II - 1.3.2. Pré-gaine et vitesse de Bohm

Par opposition à la gaine, dans la pré-gaine la quasi-neutralité du plasma est encore respectée. Pour la modéliser on reprend les hypothèses faites pour la gaine de Child-Langmuir en en modifiant deux :

- La quasi-neutralité est respectée jusqu'à l'entrée dans la gaine (en $x = 0$)

$$n_e(0) \cong n_i(0) = n$$
- L'énergie potentielle électrique de cette zone eV_{pg} est, cette fois, inférieure à l'énergie thermique des électrons :

$$eV_{pg}(x) \lesssim k_B T_e$$

Il est donc possible d'utiliser l'expression (22) pour calculer la densité électronique qui n'est, cette fois, pas négligeable. En ce qui concerne l'expression de la densité ionique, on utilise le fait que le flux d'ion est constant : $j_i = e n v_i(0) = e n_i(x) v_i(x)$. On utilise également la conservation de l'énergie (équation (21)) :

$$n_i(x) = n \frac{v_i(0)}{v_i(x)} = n \left(1 - 2e \frac{V_{pg}(x)}{m_i v_i^2(0)} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (28)$$

Puisque les expressions des densités des ions et des électrons sont différentes, un faible champ électrique est, a priori, présent dans la pré-gaine même si on considère que la quasi-neutralité est respectée : c'est bien la différence entre neutralité et quasi-neutralité. L'équation de Poisson prend donc la forme suivante :

$$\frac{d^2 V_{pg}}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) = e \frac{n}{\epsilon_0} \left(\exp \left\{ -e \frac{V_{pg}(x)}{k_B T_e} \right\} - \left(1 - \frac{e V_{pg}(x)}{E_{ci}(0)} \right)^{-\frac{1}{2}} \right) \quad (29)$$

avec $E_{ci}(0) = \frac{m_i}{2} v_i^2(0)$, l'énergie cinétique des ions à l'entrée de la gaine. L'équation n'est pas directement soluble mais il est possible de l'intégrer une première fois :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dV_{pg}}{dx} \right)^2 = \frac{en}{\epsilon_0} \left(\frac{k_B T_e}{e} \exp \left\{ -\frac{e V_{pg}}{k_B T_e} \right\} - \frac{k_B T_e}{e} + 2 E_{ci} \sqrt{1 - \frac{e V_{pg}}{E_{ci}} - 2 E_{ci}} \right) \quad (30)$$

Pour continuer la résolution du système, il est possible d'effectuer un développement limité de l'exponentielle et de la racine en considérant $V_{pg}/k_B T_e \ll 1$ et $e V_{pg}/E_{ci} \ll 1$. On remarque en faisant le calcul que le premier ordre pour lequel un champ électrique existe (équation (30) non strictement nulle) est l'ordre 2. En effet, on a quand on développe à l'ordre 2 :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{dV_{pg}}{dx} \right)^2 &\approx \frac{en}{\epsilon_0} \left[\frac{k_B T_e}{e} \left(1 + \frac{e V_{pg}}{k_B T_e} + \frac{1}{2} \left(\frac{e V_{pg}}{k_B T_e} \right)^2 \right) - \frac{k_B T_e}{e} + 2 E_{ci} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{e V_{pg}}{E_{ci}} - \frac{1}{8} \left(\frac{e V_{pg}}{E_{ci}} \right)^2 \right) - 2 E_{ci} \right] \\ &\frac{1}{2} \left(\frac{dV_{pg}}{dx} \right)^2 = \frac{1}{2} e \frac{V_{pg}^2}{k_B T_e} - \frac{1}{4} e \frac{V_{pg}^2}{E_{ci}} + O(V_{pg}^3) \end{aligned} \quad (31)$$

A partir de cette équation, il est possible de déterminer la valeur de la vitesse des ions à l'entrée de la gaine en imposant le champ électrique strictement nul dans la pré-gaine (équation (31) = 0) :

$$E_{ci} = \frac{m_i}{2} v_i^2(0) = \frac{k_B T_e}{2} \Rightarrow v_i(0) = u_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (32)$$

Cette vitesse est connue comme étant la vitesse de Bohm et la vitesse de propagation de l'onde acoustique ionique.

II - 1.3.3. Potentiel flottant et ambipolarité

Lorsqu'une paroi plongée dans un plasma ne fait pas partie d'un circuit électrique, les charges collectées ne peuvent pas s'écouler. Cela implique une contrainte supplémentaire : la conservation de la charge. Le courant électrique total au niveau de la paroi doit être nul : $j_{tot} = j_i + j_e = 0$. Cela revient à dire que le potentiel électrique ϕ_p de la paroi n'est pas imposé (on parle de potentiel flottant). Cette contrainte supplémentaire permet d'exprimer, toujours avec les mêmes hypothèses, la chute de

II - 1 : Physique des plasmas

potentiel ϕ_p entre l'entrée de la gaine et la paroi. Pour simplifier les calculs, on considèrera une distribution en vitesse des électrons Maxwellienne à la température T_e . La vitesse la plus probable des électrons est :

$$v_e^{th} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}$$

Le flux d'électrons arrivant à la paroi est statistiquement égal à $1/4 n_e v_e^{th}$. Pour les ions, on considère que le flux est constant à travers la gaine. En utilisant l'équation (22), il est donc possible d'exprimer le flux total arrivant sur la paroi de la manière suivante :

$$0 = j_i + j_e = e n u_B - e n_e(s) v_e^{th}(s) = e n \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} - e \frac{n}{4} \exp\left\{-\frac{e\phi_p}{k_B T_e}\right\} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (33)$$

La chute de potentiel dans la gaine prend alors la forme suivante :

$$\phi_p = \frac{k_B T_e}{2e} \ln\left(\frac{2\pi m_e}{m_i}\right) \quad (34)$$

Lorsque les flux d'ion et d'électron sont égaux, on parle d'ambipolarité. Bien que la mobilité des électrons soit très supérieure à celle des ions, les flux sont égalisés naturellement par la présence d'un champ électrique de charge d'espace appelé « champ électrique ambipolaire ».

II - 1.3.4. Mouvement cyclotron et confinement magnétique

L'ajout d'un champ magnétique externe change le comportement du plasma de manière significative. En effet, bien que le champ magnétique ne travaille pas (i.e. il n'apporte pas de l'énergie supplémentaire au système) il a la capacité de changer la trajectoire des particules chargées qui se mettent à tourner autour des lignes de champ magnétique. Cet effet rend le système anisotrope et réduit la mobilité des particules dans les directions perpendiculaires aux lignes de champ magnétique.

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à une particule chargée plongée uniquement dans un champ magnétique \vec{B} uniforme prend la forme suivante :

$$m_\alpha \frac{d\vec{v}_\alpha}{dt} = q_\alpha \vec{v}_\alpha \times \vec{B} \quad (35)$$

Si on définit les directions parallèles (\parallel) et perpendiculaires (\perp) au vecteur champ magnétique \vec{B} , cette équation peut être réécrite de la manière suivante :

$$\begin{cases} \frac{d^2 \vec{v}_\perp}{dt^2} - \omega_c^2 \vec{v}_\perp = \vec{0} \\ \frac{d\vec{v}_\parallel}{dt} = \vec{0} \end{cases} \quad (36)$$

où $\omega_c = |q_\alpha| |\vec{B}| / m_\alpha$ est la pulsation cyclotron.

II - 1 : Physique des plasmas

La dynamique des particules n'est donc pas la même selon les directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique. Dans la direction parallèle, le champ magnétique uniforme n'a aucune action sur le système. En revanche, dans la direction perpendiculaire l'équation de la dynamique est une équation différentielle d'ordre 2 dont la solution est périodique de pulsation ω_c .

On note que comme le champ magnétique ne travaille pas, l'énergie cinétique est seule à contribuer au bilan d'énergie du système. Comme l'énergie totale du système se conserve cela implique que la norme du vecteur vitesse est conservé ($|\vec{v}| = \text{constante}$). Cela veut donc dire que les particules ont des trajectoires circulaires uniformes dans la direction perpendiculaire au champ magnétique.

Le rayon de gyration des particules autour des lignes de champ est appelé « rayon de Larmor » :

$$r_L = \frac{v_{\perp}^0}{\omega_c} = \frac{m_{\alpha} v_{\perp}^0}{|q_{\alpha}| |\vec{B}|} \quad (37)$$

où v_{\perp}^0 est la vitesse (constante) perpendiculaire autour de la ligne de champ.

On remarque que à v_{\perp}^0 égal, plus ω_c est grand et plus le rayon de Larmor est faible. Cela implique que plus le champ magnétique est intense et plus le rayon de Larmor est faible. On note également qu'à cause de leur masse, le rayon de Larmor des électrons est plus faible que celui des ions.

La capacité du champ magnétique à changer l'orientation du vecteur vitesse des particules peut être utilisée pour limiter les pertes de particules aux parois. En effet, la mobilité des particules est affectée par le champ magnétique. Si l'on reprend l'approximation collisionnelle (équation (18)) et qu'on ajoute le terme de champ magnétique dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation (10)) l'expression de la mobilité électrique pour l'espèce α est modifiée :

$$\mu_{\alpha}^{\perp} = \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{v_{el}}{v_{el}^2 + \omega_c^2} = \frac{\mu_{\alpha}}{1 + (\mu_{\alpha} B)^2} \quad (38)$$

Plus le champ magnétique est élevé et plus la mobilité des particules est réduite dans la direction perpendiculaire et donc meilleur est le confinement des particules.

Il est à noter qu'à cause de leur différence de charges les électrons et les ions n'ont pas le même sens de rotation autour des lignes de champ magnétique. De plus pour que le confinement soit effectif il faut que le rayon de Larmor des particules soit inférieur aux dimensions caractéristiques de l'enceinte de confinement : $r_L \ll L$. Quand ce critère est appliqué on dit que les particules sont « magnétisées ».

II - 1.4. Ondes dans les plasmas

Le plasma est un milieu matériel et comme tout milieu des solutions de propagation d'onde mécaniques et électromagnétiques existent. Cependant, contrairement à un milieu matériel neutre le plasma est constitué de particules chargées en interaction entre elles (à distance) et avec les ondes électromagnétiques. Dans ce contexte, un mouvement collectif de particules chargées peut à la fois être vu comme une onde électromagnétique (perturbation d'un champ immatériel) ou comme une onde acoustique (perturbation d'un support matériel). Ici, la distinction entre onde électromagnétique et onde matérielle n'est plus clairement définie. Dans un plasma, les perturbations du milieu amènent à une multitude de solutions de type « onde » contrairement à un milieu non ionisé où il en existe un

II - 1 : Physique des plasmas

nombre réduit. De plus, les ondes sont, en général, dispersives c'est-à-dire que leur vitesse de propagation dépend de leur fréquence.

Il est possible de combiner les deux équations de Maxwell dynamiques (équation (12)) en choisissant l'équation de Maxwell-Ampère du point de vue diélectrique et on obtient une équation de d'Alembert :

$$\square \vec{E} = \Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\bar{\epsilon}_r \vec{E})}{\partial t^2} = 0 \quad (39)$$

où \vec{E} est le champ électrique et $c \approx 3 \cdot 10^8 m/s$ est la vitesse de la lumière dans le vide quand $c^2 \mu_0 \epsilon_0 = 1$. $\bar{\epsilon}_r$ et ϵ_0 sont respectivement le tenseur diélectrique relatif et la permittivité diélectrique du vide. μ_0 la perméabilité magnétique du vide. On note qu'une équation équivalente est également possible avec le vecteur induction magnétique \vec{B} . On note également que le lien entre le champ électromagnétique et le plasma se fait à travers la permittivité du milieu. Cette dernière caractérise le plasma et son interaction avec l'onde.

On cherche des solutions de la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)\} \quad (40)$$

Où \vec{k} est le vecteur d'onde et ω la pulsation de l'onde. On rappelle ici que la vitesse de phase $\vec{v}_\varphi = \omega/\vec{k}$ et que la vitesse de groupe est définie comme : $\vec{v}_g = \partial\omega/\partial\vec{k}$. On définit également $N = ck/\omega$ l'indice de réfraction du milieu.

Ce qui va caractériser les différentes solutions des ondes pouvant se propager dans le plasma ce sont les différentes équations de dispersions $\vec{k}(\omega)$. C'est pourquoi, on va tout d'abord chercher à exprimer l'équation de propagation de façon matricielle. Résoudre cette équation revient à trouver les solutions qui annulent le déterminant de la matrice. Ces solutions vont dépendre des hypothèses faites (par exemple si le plasma est magnétisé ou non) et de la constante diélectrique qui fait le lien avec le plasma. En utilisant la loi d'Ohm locale, il est possible de relier le tenseur diélectrique aux équations de la dynamique du plasma.

II - 1.4.1. Caractérisation et équation de dispersion

Dans cette sous partie sera présentée une liste non exhaustive des différents modes de propagation possible dans un plasma éventuellement magnétisé et la méthode pour les trouver.

L'utilisation de la forme de la solution (équation (40)) dans l'équation de d'Alembert (équation (39)) amène à l'expression suivante :

$$-k^2 \vec{E} + \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}) + \frac{1}{c^2} \omega^2 \epsilon_r \vec{E} = 0 \quad (41)$$

Cette équation peut être réécrite sous forme matricielle en prenant une base orthonormée (x,y,z). Pour des questions de facilité d'écriture, on choisit (x,y,z) tel que $\vec{k} = k \sin\theta \hat{x} + k \cos\theta \hat{z}$. Le système matriciel s'écrit :

II - 1 : Physique des plasmas

$$\underbrace{\begin{pmatrix} -N^2 \cos^2 \theta + \varepsilon_r^{xx} & \varepsilon_r^{xy} & N^2 \sin \theta \cos \theta + \varepsilon_r^{xz} \\ \varepsilon_r^{yx} & -N^2 + \varepsilon_r^{yy} & \varepsilon_r^{yz} \\ N^2 \sin \theta \cos \theta + \varepsilon_r^{zx} & \varepsilon_r^{zy} & -N^2 \sin^2 \theta + \varepsilon_r^{zz} \end{pmatrix}}_{\mathfrak{M}} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (42)$$

Pour obtenir une solution non triviale à cette équation il faut avoir $\det \mathfrak{M}=0$.

Pour obtenir une expression pour le tenseur diélectrique, on utilise le fait que le plasma peut être vu comme un conducteur ou comme un diélectrique. La loi d'Ohm locale permet d'exprimer le courant \vec{j} en fonction du champ électrique : $\vec{j} = \bar{\sigma} \vec{E}$ où $\bar{\sigma}$ est le tenseur de conductivité. Le tenseur diélectrique et le tenseur de conductivité sont reliés de la manière suivante :

$$\bar{\varepsilon}_r = \mathbb{I} + \frac{i\bar{\sigma}}{\omega \varepsilon_0} \quad (43)$$

où \mathbb{I} est la matrice identité. Cette équivalence va permettre de relier les équations de la dynamique du plasma à la propagation des ondes solution de $\det \mathfrak{M}=0$ par le biais de la loi d'Ohm. En effet, on va chercher à exprimer le courant \vec{j} dans le plasma en fonction du champ électrique et en déduire l'expression du tenseur de conductivité pour l'injecter dans la matrice \mathfrak{M} .

II - 1.4.2. Expression du tenseur diélectrique et méthode des perturbations

Pour obtenir une expression pour le tenseur diélectrique on se propose d'utiliser l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation (10)). Il est également possible d'effectuer ce travail avec la théorie cinétique des plasmas et utiliser l'équation de Boltzmann directement pour avoir une expression du tenseur diélectrique [49], [50]. Les hypothèses simplificatrices sont les suivantes :

1. Pas de gradient de température (électronique et ionique),
2. Pas de forces volumiques autres qu'électromagnétique,
3. Les collisions ionisantes ne changent pas la quantité de mouvement,
4. On considère uniquement les collisions électrons-neutre (ou ion),
5. On considère un plasma au repos dans lequel de « faibles » fluctuations sont possibles (la vitesse fluide du plasma est seulement d'ordre 1),
6. Il n'y a pas de champ électrique ambiant (d'ordre 0).
7. Les fluctuations du champ B sont trop faibles pour être prises en compte mais il y a potentiellement un champ magnétique ambiant (d'ordre 0).

Comme on s'intéresse à la propagation d'une onde dans un plasma, on considère que cette onde est une « petite » perturbation du milieu. C'est pourquoi effectuer une méthode des perturbations est possible. Les quantités physique sont la somme d'un terme d'ordre 0 principale et d'une perturbation d'ordre 1 : $n = n_0 + n_1$; $v = v_1$; $E = E_1$; $B = B_0$. En utilisant les hypothèses précédentes et en utilisant la forme collisionnelle équation (17), l'ordre 1 du système est :

$$n_0 m \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = n_0 q (\vec{E}_1 + \vec{v}_1 \times \vec{B}_0) - k_B T \nabla n_1 + n_0 m \nu_{el} \vec{v}_1 \quad (44)$$

En utilisant l'équation de continuité (équation (9)) il est possible d'exprimer n_1 en fonction de n_0 et v_1 . On peut donc exprimer l'équation (44) en utilisant la forme de la solution équation (40) :

II - 1 : Physique des plasmas

$$qn_0 \left(\vec{v}_1 \left\{ 1 - i \frac{v_{el}}{\omega} \right\} - v_{th}^2 \frac{\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{v}_1)}{\omega^2} - \frac{iq}{m\omega} \vec{v}_1 \times \vec{B}_0 \right) = i \omega_p^2 \varepsilon_0 \vec{E}_1 \quad (45)$$

avec $v_{th} = (k_B T / m)^{1/2}$ une vitesse thermique.

L'objectif est d'avoir $\vec{j}_1 = en_0 \vec{v}_1 = \bar{A} \vec{E}_1$ où $\bar{A} = \bar{\sigma}$ est le tenseur de conductivité. La présence du champ magnétique complexifie le problème au travers du produit vectoriel en provoquant l'anisotropisation du système et la nécessité d'exprimer les expressions de manière matricielle.

II - 1.4.3. Solutions dans les plasmas magnétisés

Dans la suite de ce manuscrit, on s'intéressera particulièrement aux ondes R et L (circulaire droite et gauche) car ce sont ces modes qui sont le plus susceptibles de se propager dans le plasma du propulseur ECR. En effet, l'onde électromagnétique incidente est guidée par des câbles coaxiaux jusqu'à la source plasma coaxiale qui est le prolongement de ces câbles. Le champ magnétique est principalement orienté axialement à cette cavité alors $\vec{k} \parallel \vec{B}$.

Pour simplifier et pour retrouver les modes de propagation « classiques », dans cette sous-partie, on se propose de :

- négliger les effets thermiques ($v_{th} = 0$),
- négliger les effets collisionnels ($v_{el} = 0$).
- choisir arbitrairement : $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$ sans faire de supposition sur le vecteur d'onde \vec{k}

Dans ce cas l'équation (45) devient :

$$qn_0 (\vec{v}_1 - i\omega_c \vec{v}_1 \times \hat{z}) = i \omega_p^2 \varepsilon_0 \vec{E}_1 \quad (46)$$

Ceci conduit à un tenseur diélectrique de la forme suivante :

$$\bar{\varepsilon}_r = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} & i \frac{\omega_c}{\omega} \frac{\omega_p}{\omega^2 - \omega_c^2} & 0 \\ -i \frac{\omega_c}{\omega} \frac{\omega_p}{\omega^2 - \omega_c^2} & 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \end{pmatrix} \quad (47)$$

Pour $\vec{k} \parallel \vec{B}$ on a $\theta = 0$, les solutions de l'équation (47) peuvent alors s'écrire de la manière suivante :

$$\det \mathfrak{M} = 0 = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \left\{ \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} - N^2 \right)^2 - \left(\frac{\omega_c}{\omega} \frac{\omega_p}{\omega^2 - \omega_c^2} \right)^2 \right\} \quad (48)$$

L'annulation du premier facteur amène à l'équation de dispersion de l'onde de Langmuir (qui est non propagative car on a fait l'hypothèse $v_{th} = 0$).

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

Quand on s'intéresse à la dynamique des électrons, l'annulation du second facteur conduit aux solutions des **ondes circulaires droites et gauches** dont les équations de dispersions sont :

$$N_{\pm}^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega \mp \omega_{ce})} \quad (49)$$

Ce sont des ondes transversales (électromagnétiques) la solution N_+ est l'onde circulaire droite et N_- est l'onde circulaire gauche.

Une approximation connue est celle de l'onde « **Whistler** » lorsque $\omega \ll \omega_{ce}$. Dans ce cas l'onde circulaire gauche N_- ne se propage plus et l'équation de dispersion de l'onde circulaire droite N_+ devient :

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} \approx 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{ce}} \quad (50)$$

L'onde « whistler » est appelée ainsi car sa vitesse de propagation est plus élevée pour les hautes fréquences que pour les basses fréquences et dans un contexte de propagation dans l'ionosphère terrestre ces fréquences sont dans la gamme audible. Lorsqu'un détecteur les capte et les convertis en ondes acoustiques on entend un glissement des hautes fréquences vers les basse fréquences ressemblant à un sifflement.

Dans un contexte de plasma froid de laboratoire les conditions limites peuvent modifier le comportement de l'onde « whilster » qui prend alors le nom d'onde « Hélicon » [51]. C'est cette onde circulaire droite basse fréquence qui est utilisé pour produire le plasma dans un propulseur Hélicon (HPT).

Le champ magnétique dans lequel est plongée la source plasma du propulseur ECR n'est cependant pas homogène. De plus, ce dernier à plusieurs fonctions dans le fonctionnement du propulseur. La section qui suit entre plus dans le détail de ces fonctions qui sont le confinement et l'accélération du plasma.

II - 2. Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

L'étude du comportement du plasma en présence de champ magnétique inhomogène est un aspect important pour la compréhension du propulseur ECR. En effet, l'accélération du plasma se fait à travers d'une tuyère magnétique (simple miroir magnétique divergent) dans laquelle des phénomènes de conversion de l'énergie thermique des électrons en énergie dirigée se produisent et participent à la création de la poussée.

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

Les électrons sont accélérés à la fois par des effets de pression et des effets diamagnétiques. Un champ électrique ambipolaire se crée alors forçant les ions à suivre les électrons dans la tuyère. Pour que le propulseur produise une poussée nette il faut que le plasma se « détache » des lignes de champ en aval du propulseur. En effet, les lignes de champ sont des courbes se refermant sur la face opposée de l'aimant. C'est pourquoi, si les électrons ne se détachaient pas des lignes de champ, le flux d'ions et d'électrons impacteraient le propulseur, annulant ainsi la poussée.

Dans cette section, on s'intéresse tout d'abord à l'effet d'un champ magnétique inhomogène sur une particule chargée. On s'intéresse ensuite à l'effet de miroir magnétique et notamment au cas du double miroir magnétique appelé également « bouteille magnétique » qui peut être utilisé pour confiner des particules chargées. La physique de l'accélération du détachement des électrons dans la tuyère magnétique sera ensuite discutée.

II - 2.1. Champ magnétique inhomogène et confinement

Il a été relevé dans les parties précédentes que le champ magnétique uniforme n'affectait la dynamique des particules que dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ. Lorsque le champ magnétique varie spatialement une nouvelle force liée au gradient apparaît :

$$\langle \vec{F}_{\nabla\parallel} \rangle = -\frac{e v_{\perp}^2}{2 \omega_c} \nabla_{\parallel} B = -\mu \nabla_{\parallel} B \quad (51)$$

où $\mu = m v_{\perp}^2 / 2 |\vec{B}|$ est le moment magnétique. La notation $\langle X \rangle$ signifie que cette force est moyennée sur une gyro-période (tour complet d'un électron autour d'une ligne de champ). Cette force est donc responsable d'une accélération longitudinale des électrons des zones de champ fort vers les zones de champ faible. De plus, comme le champ magnétique ne travaille pas et, en l'absence d'autres forces, la conservation de l'énergie totale se résume en conservation de l'énergie cinétique :

$$\frac{d(E_{tot})}{dt} = \frac{d(E_{c\parallel} + E_{c\perp})}{dt} = \frac{m d(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)}{2 dt} = 0 \quad (52)$$

Cela implique que, lorsque la particule voyage d'une zone à champ fort vers une zone à champ faible, son accélération longitudinale est compensée par un ralentissement de sa vitesse de rotation autour des lignes de champ.

Si on choisit de prendre un champ magnétique principalement orienté selon l'axe z : $\vec{B} = B \hat{z}$ alors le principe fondamental de la dynamique peut alors s'écrire :

$$v_{\parallel} m \frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\mu v_{\parallel} \frac{dB}{dz} = -\mu \frac{dB}{dt} \quad (53)$$

De plus, en utilisant la définition du moment magnétique l'équation de conservation de l'énergie (équation (52)) peut s'écrire :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m}{2} v_{\parallel}^2 + \mu B \right) = v_{\parallel} m \frac{dv_{\parallel}}{dt} + \mu \frac{dB}{dt} + B \frac{d\mu}{dt} = 0 \quad (54)$$

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

En comparant l'équation (53) et (54) il vient immédiatement :

$$\frac{d\mu}{dt} = 0 \quad (55)$$

Le moment magnétique se conserve donc au cours du temps (du mouvement de la particule). On appelle alors le moment magnétique le « premier invariant adiabatique ».

On a vu dans les sections précédentes que le champ magnétique uniforme confinait les particules chargées dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ mais qu'il n'avait aucune action dans la direction parallèle. En réalité, avec une topologie magnétique adaptée il est également possible de confiner le plasma dans la direction parallèle aux lignes de champ. L'exemple le plus simple est le cas de la bouteille magnétique (également appelé « double miroir magnétique »). Les particules chargées sont alors placées dans un champ magnétique inhomogène dans une zone de champ magnétique faible encadré par deux zones de champ fort (**Figure 25** à gauche). Grâce à la conservation simultanée de l'énergie totale (équation (52)) et du moment magnétique (équation (55)), les particules n'ayant pas une énergie suffisante pour s'échapper effectuent un mouvement pendulaire entre les deux zones de champ fort et sont ainsi piégées (**Figure 25** à droite).

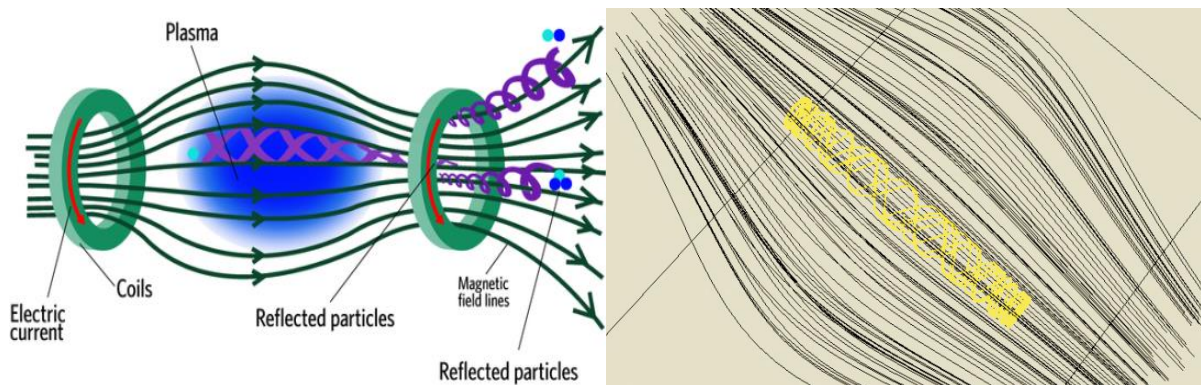


Figure 25. A gauche, schéma de principe de la bouteille magnétique servant à confiner un plasma. A droite, trajectoire de particule chargée (en jaune) dans une bouteille magnétique représentée par ses lignes de champ magnétiques (en noir).

Cependant, le confinement n'est pas parfait et certaines particules chargées peuvent s'échapper du piège selon l'orientation de leur vecteur vitesse.

Pour simplifier les notations, on choisit arbitrairement de prendre $z = 0$ au centre de la bouteille, c'est-à-dire la position de champ minimum B_{min} . Une particule située initialement en $z = 0$ possède un vecteur vitesse $v(0) = \sqrt{v_{\parallel}^2(0) + v_{\perp}^2(0)}$ et comme le champ magnétique ne travaille pas $v(0) = v(z)$ (équation (52)). Quand la particule se déplace vers les zones de champ fort sa vitesse parallèle diminue (force $\langle \vec{F}_{\nabla B} \rangle$) mais sa vitesse perpendiculaire augmente ce qui peut conduire à l'annulation de sa vitesse parallèle : la particule est réfléchiée. On appelle $z = z_{max}$ la position pour laquelle la particule est réfléchiée. On a donc :

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

$$v_{\parallel}^2(0) + v_{\perp}^2(0) = v_{\perp}^2(z_{max}) \quad (56)$$

On définit l'angle ζ tel que $v_{\perp}(0) = v(0) \sin(\zeta)$. La conservation du moment magnétique permet également d'écrire :

$$\frac{v_{\perp}^2(0)}{B_{min}} = \frac{v^2(0) \sin^2(\zeta)}{B_{min}} = \frac{v_{\perp}^2(z_{max})}{B(z_{max})} = \frac{v^2(0)}{B(z_{max})} \Rightarrow \sin^2(\zeta) = \frac{B_{min}}{B(z_{max})} \quad (57)$$

Dans une bouteille magnétique réelle les champs magnétiques B_{min} et B_{max} ont une valeur finie. Dans ce cas, plus ζ est petit ($v_{\parallel}(0)$ grande devant $v_{\perp}(0)$) et plus $B(z_{max})$ doit être élevé pour réfléchir la particule. Il arrive donc, pour $\zeta < \zeta_{min}$, que $B(z_{max}) > B_{max}$ et que donc la particule ne soit pas réfléchi. On appelle la zone $\zeta < \zeta_{min}$ le cône de perte dont un exemple est montré section III - 5 et qui est utilisé pour vérifier la validité du code PIC.

La bouteille magnétique est l'un des systèmes de confinement les plus simples pour un plasma. D'autres techniques de piégeage existent et peuvent impliquer l'utilisation d'un champ électrique en plus du champ magnétique comme par exemple les pièges de Paul ou de Penning (également appelé « cellule à résonance cyclotron ionique ») ou bien simplement avoir recours à une topologie magnétique plus complexe comme la configuration « min-B » (présentée dans la Section II - 3 de ce chapitre) fréquemment utilisée dans les sources d'ions.

Il est à noter que les choses se complexifient lorsque l'on s'intéresse un système complet de particules chargées et non plus seulement à des particules uniques. En effet, les interactions à distance du plasma et les collisions peuvent engendrer des phénomènes qui ne sont pas prévus dans le modèle simple d'une particule plongée dans un champ magnétique inhomogène. En particulier, les collisions ont tendance à réduire le confinement et lorsqu'elles sont très importantes il n'y a plus conservation du moment magnétique.

L'étude du confinement magnétique à l'aide d'un champ magnétique inhomogène est importante pour la compréhension du fonctionnement du propulseur ECR pour lequel le champ magnétique joue un rôle triple :

- confiner le plasma, ce qui réduit les pertes,
- convertir l'énergie isotrope des électrons en énergie dirigée, ce qui permet de colimater le faisceau de plasma et crée la poussée,
- assurer la présence d'une zone de résonance cyclotron pour chauffer les électrons.

II - 2.2. Tuyère magnétique dans le contexte de la propulsion électrique

II - 2.2.1. Expansion et accélération du plasma

On appelle tuyère magnétique, la zone de champ magnétique divergent du propulseur dans laquelle le plasma va être accéléré. Le terme de « tuyère magnétique » (en Anglais : « Magnetic Nozzle ») est apparu pour la première fois dans l'article de Andersen et al. [52]. Cette équipe danoise a, en 1964,

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

montré expérimentalement qu'un plasma était accéléré dans un gradient de champ magnétique et atteignait la vitesse du son dans la zone dans laquelle les lignes de champ étaient le plus resserrées. L'article montre également que ce comportement est similaire à ce qu'il se passe dans une tuyère physique (également appelé «Tuyère de Laval») dans laquelle le nombre de Mach est égal à 1 au niveau du col de la tuyère (zone la plus étroite).

Pour simplifier le raisonnement, dans cette section on ne s'intéresse qu'au cas particulier des propulseurs ECR ou Hélicon dont la géométrie est axisymétrique et la topologie magnétique est un champ magnétique purement divergent. Dans le cas général, les tuyères magnétiques concernent également l'étude et de développement des propulseurs MPD dans lequel le plasma est chaud et la topologie magnétique complexe (non purement divergent) ou du propulseur VASIMR pour lequel le champ magnétique peut être purement divergent mais dans lequel les ions sont chauds et magnétisés.

A l'inverse, on considérera ici que seuls les électrons sont magnétisés et que les ions ne le sont que partiellement (ou pas du tout). On rappelle qu'une particule chargée est magnétisée quand elle respecte (voir section II - 1.3.4) :

$$r_L \ll L$$

où $r_L = m v_{\perp} / eB$ est le rayon de Larmor de la particule chargée et L une longueur caractéristique du système. Comme $m_e \ll m_i$ le rayon de Larmor des ions est généralement beaucoup plus grand que celui des électrons. Les ions sont donc beaucoup moins enclins à être magnétisés. De plus, dans la plupart des modèles de tuyère magnétique on considère que la pression est suffisamment basse pour pouvoir négliger les collisions.

La physique des tuyères magnétiques est particulièrement complexe car une multitude de phénomènes physiques sont présents simultanément dans une même zone. On parle d'accélération des ions par une tuyère magnétique mais, à proprement parler, un champ magnétique ne travaille pas, et ne peut donc pas fournir d'énergie à des particules. En réalité, l'énergie cinétique est indirectement transmise aux ions via la conversion de l'énergie thermique (aléatoirement distribuée) des électrons en énergie dirigée. La tuyère magnétique sert simplement de support à la conversion de cette énergie. Le phénomène de conversion d'une énergie aléatoire en énergie dirigée se retrouve également dans le fonctionnement d'une tuyère physique [53] d'où le fréquent parallèle entre les deux concepts.

Si on ne s'intéresse qu'aux électrons dans un premier temps, il est possible d'exprimer simplement la vitesse v_{\parallel} finale que pourrait obtenir un électron à travers la tuyère magnétique en réutilisant les hypothèses qui avaient été faites pour étudier la bouteille magnétique. L'équation de conservation de l'énergie (équation (52)) et la conservation du moment magnétique (équation (55)) donnent :

$$v_{\parallel} = \sqrt{v^2 - \frac{2\mu B}{m_e}} \quad (58)$$

où $v^2 = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2$. De plus, si on considère que c 'est la vitesse perpendiculaire de l'électron qui est majoritaire dans la source, c'est-à-dire dans la zone où le champ magnétique est le plus intense et vaut B_0 , il est possible d'exprimer la vitesse parallèle théorique v_{\parallel}^{finale} d'un électron loin en aval de la source, dans une zone où le champ magnétique est quasi nul :

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

$$v_{\parallel}^{finale} = \sqrt{\frac{2\mu B_0}{m_e}}. \quad (59)$$

Ce genre d'analyse a été mené dès le début des années 60 par des équipes de recherches qui ont travaillé notamment sur les propulseurs ECR et qui ont été cités dans l'introduction de ce manuscrit [23], [24], [54]. Les analyses sur des électrons individuels, a priori, peuvent être transposées à une population d'électrons pour laquelle les effets collectifs ne changent pas leur comportement.

Même si la tuyère magnétique et ses effets sont le sujet de cette section, il est intéressant de noter que la force ($\vec{F}_{\nabla\parallel B}$) responsable de l'accélération des électrons dans la tuyère magnétique n'est pas la seule force en présence. Le terme de gradient pression électronique $-\nabla_{\parallel} p_e$ joue également le rôle de « force » qui va expulser les électrons vers la sortie du propulseur et qui, cette fois, est un effet collectif. C'est pourquoi, il y a deux sources d'accélération des électrons dans la direction parallèle aux lignes de champ magnétique. Cependant, on a précédemment fait l'hypothèse que, dans la source, la composante majoritaire de la vitesse était la composante perpendiculaire (ce qui est d'autant plus le cas lors d'un chauffage par résonance ECR). Les collisions, bien que supposées peu fréquentes, peuvent augmenter la contribution parallèle. On suppose donc que ce deuxième moyen d'accélération peut jouer un rôle non négligeable dans l'accélération du plasma.

Lorsqu'on ajoute les ions dans l'analyse, il apparaît que ces derniers n'étant ni chauds ni magnétisés ne ressentent aucune des forces citées jusqu'à présent. Cependant, puisque les électrons subissent des forces qui les obligent à se mettre en mouvement, une séparation de charge est créée, qui génère un champ électrique de rappel dont l'expression est donnée par l'équation de Poisson (équation (5)). Ce champ électrique de charge d'espace est très intense et permet, par définition de maintenir la quasi-neutralité du plasma. Bien que plus lourds et donc plus difficiles à mettre en mouvement (leur mobilité est plus faible), les ions sont également éjectés du propulseur. Un champ électrique ambipolaire est donc créé et maintient, à l'état stationnaire, égal le flux d'ions et d'électrons comme aux abords d'une paroi flottante (voir section II - 1.3.1 de ce chapitre). La physique d'entrée dans la tuyère magnétique peut donc être modélisée de la même manière que l'entrée dans une gaine en reprenant les mêmes hypothèses que dans la section II - 1.3.2 L'existence d'une pré gaine est également envisageable ce qui permet de supposer dans certaines modélisations que les ions entrent dans la tuyère magnétique à la vitesse de Bohm u_B [17]. Cependant, à la différence d'une gaine il n'y a pas de parois à proximité et le potentiel de la paroi ϕ_p n'est donc pas défini. Le champ électrique ambipolaire est en réalité représentée par la chute du potentiel plasma (V_p) le long de la tuyère magnétique. L'accélération ambipolaire a pu être observée dans plusieurs expériences [55], [56] et [57] puis dans des modélisations numériques [58].

On note que, même s'ils résultent du même phénomène physique, on fait parfois la distinction entre l'accélération ambipolaire et l'accélération due à l'effet « double couche » (« Double Layer » en anglais) qui a été observé dans certains propulseurs Hélicon [59]. L'accélération due à l'effet « double couche » est caractérisée par des variations de potentiel plasma de quelques longueurs de Debye alors que dans le cas de l'accélération ambipolaire, les variations de potentiel sont de l'ordre voire supérieures à la longueur caractéristique du système [60]. En résumé, le champ électrique ambipolaire s'étend sur toute la longueur de la tuyère magnétique alors que le champ électrique de l'effet « double

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

couche » est plus intense et se situe dans une zone restreinte entre deux « couches » de plasma possédant des potentiels très différents.

La vision du fonctionnement de la tuyère magnétique présentée jusqu'à présent est une vision qui pour être qualifiée de « microscopique ». Cependant, il est également possible de concevoir l'accélération du plasma dans la tuyère magnétique de manière « macroscopique ». En effet, on a vu que les électrons présents dans le plasma immergé dans un champ magnétique \vec{B}_0 tournent autour des lignes de champ à la pulsation cyclotron. Chaque électron crée donc un moment magnétique microscopique $\vec{\mu}$ qui s'oppose au champ magnétique ambiant qui les a créés. Cela produit donc une aimantation macroscopique proportionnelle à la densité électronique : $\vec{M} \sim n_e \langle \vec{\mu} \rangle$ où $\langle \vec{\mu} \rangle$ est la valeur moyenne des moments magnétiques microscopiques. \vec{M} est orienté dans la même direction que \vec{B}_0 mais de sens opposé. Le plasma se comporte donc comme un aimant repoussé par le champ magnétique \vec{B}_0 ambiant, il est donc accéléré vers la sortie du propulseur créant ainsi la poussée.

On note également que, si dans la colonne de plasma la densité est plus élevée au centre qu'à la périphérie, un courant électronique macroscopique azimutal $j_{\theta e}$ apparaît conjointement à un champ électrique radial qui aide à colimater et à accélérer le jet de plasma comme cela est décrit dans la thèse de M. Merino [61].

Plusieurs équipes scientifiques travaillent sur le développement de modèles numériques permettant d'augmenter la compréhension des mécanismes ayant lieu dans une tuyère magnétique. C'est en partie le travail de thèse de F.Ebersohn [60] qui a travaillé sur le développement d'un code de type « Particle In Cell » (PIC) en utilisant un modèle quasi-1D qui a notamment montré l'importance des effets 2D en comparant ses résultats avec un modèle purement unidimensionnel. Ebersohn a également fait plusieurs études paramétriques en faisant varier notamment la zone de chauffage des électrons, la topologie magnétique, la densité de gaz neutre. Cela a également permis de montrer que lorsque le jet de plasma est faiblement collisionnel, la température électronique est fortement anisotrope et de vérifier que la vitesse v_{\perp} des électrons diminue le long de la tuyère en faveur de la vitesse parallèle v_{\parallel} .

L'équipe de E.Ahedo à l'Université Carlos III à Madrid travaille sur cette problématique depuis plus de 10 ans et a développé plusieurs modèles numériques de type fluide pour résoudre les équations [62]–[69] et en particulier le code intitulé « DIMAGNO » 2D à deux fluides. À partir d'une température électronique donnée en entrée, ce code est capable de calculer la réponse du plasma, le champ électrique, la poussée et les pertes dans la tuyère magnétique. Il montre également des résultats qui sont en accord avec des observations expérimentales et en particulier sur des questions de détachement.

L'une des principales problématiques pour l'utilisation d'un code fluide pour simuler une tuyère magnétique est la question du refroidissement des électrons le long de la tuyère. En effet, les modélisations fluides s'arrêtent généralement au moment d'ordre 1 de l'équation de Boltzmann (équation (10)). Il se pose alors la question de la fermeture des équations fluides. L'une des solutions les plus simples est de considérer le processus isotherme et c'est ce qui est parfois utilisé [70]. Cependant il apparaît que, en utilisant cette approximation, les électrons bénéficient d'une source d'énergie infinie ce qui conduit également à une accélération infinie pour les ions, qui n'a physiquement pas de sens [67]. C'est pourquoi l'utilisation d'un processus polytropique a été proposée

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

par plusieurs auteurs [45, 71]. Ce modèle permet de décrire l'expansion du plasma de la manière suivante :

$$T_e n_e^{\gamma_e - 1} = \text{cte}$$

où γ_e est le coefficient polytropique qu'il faut réussir à déterminer pour obtenir des résultats cohérents et proches des observations [45] (et ses références). Ce modèle d'expansion, qui permet notamment de calculer les performances du propulseur (vitesse des ions, poussée, rendement) en fonction des caractéristiques du plasma à l'entrée de la tuyère magnétique (densité et température électronique), est utilisé dans plusieurs études sur les tuyères magnétiques [65], [69] et [71].

A noter qu'à l'aide de ce modèle d'expansion polytropique et de l'expression du potentiel flottant dans une gaine (équation (34)), il est possible d'obtenir une expression du coefficient polytropique [45] :

$$\frac{\phi_p}{T_e} = -\frac{\gamma_e}{\gamma_e - 1} \Rightarrow \gamma_e = \frac{\ln\left(\frac{M}{2\pi m_e}\right)}{\ln\left(\frac{M}{2\pi m_e}\right) - 2} \quad (60)$$

Où ϕ_p est le potentiel flottant (quand le potentiel plasma V_p est la référence), M et m_e sont respectivement la masse des ions et des électrons. Pour le xénon, on trouve une valeur de 1,23.

Un autre point intéressant à mentionner est le fait que les électrons présents dans la tuyère magnétique sont soumis à la fois aux sources d'accélération précédemment mentionnées ($\langle \vec{F}_{\nabla B} \rangle$, $-\nabla p_e$) mais sont également retenus par le champ électrique de charges d'espace notamment provoqué par le défaut global d'électrons dans la source à l'état stationnaire ($V_p > 0$). En effet, contrairement à la modélisation de la bouteille magnétique standard, un champ électrique ajoute un terme à l'expression de l'énergie totale :

$$E_{tot} = \frac{m}{2} v_{\parallel}^2(z) + \mu B(z) - e V_p(z) = \frac{m}{2} v_{\parallel}^2(z) + U_{eff}(z) \quad (61)$$

où $U_{eff}(z)$ est une énergie potentielle effective comme définie par Arefiev et Breizmann [58] dans leur modélisation auto-consistante. Cette vision du problème permet de se rendre compte qu'il existe plusieurs populations d'électrons dans le plasma [69], [72] et [73]:

- Les électrons avec une énergie suffisante pour s'échapper de la tuyère magnétique
- Les électrons qui oscillent entre la source ECR et un point de la tuyère, sous l'effet du champ ambipolaire. Leur énergie est insuffisante pour franchir la chute de potentiel dans la tuyère, et ils sont réfléchis par le miroir magnétique dans la source
- les électrons qui oscillent entre deux zones en aval du propulseur.

La première population, celle qui a suffisamment d'énergie pour s'échapper, est celle qui contribue à la poussée du propulseur. C'est cette population qui définit également le niveau du potentiel plasma de la source. À noter également que la population d'électrons oscillants peut être d'une importance fondamentale dans le fonctionnement des propulseurs à tuyère magnétique. En effet, même si ces électrons ne sont pas suffisamment énergétiques pour pouvoir s'échapper ils peuvent l'être suffisamment pour ioniser le gaz neutre qu'ils rencontrent sur leur trajectoire. Ils peuvent donc,

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

parallèlement à la source d'ionisation principale (la résonance ECR pour le propulseur ECR), produire une ionisation secondaire non négligeable dans tout le volume de plasma. On note finalement que dans le cas du propulseur ECR ces électrons oscillants peuvent gagner une énergie supplémentaire lors d'un 2^e passage dans la zone de résonance ce qui, pourrait leur permettre d'avoir suffisamment d'énergie pour finalement s'échapper.

Selon ce principe, il apparaît nécessaire, pour un propulseur à tuyère magnétique, d'avoir une forte température électronique dans la source plasma. Cependant, une température électronique élevée augmente les pertes et réduit le confinement magnétique (le rayon de Larmor est proportionnel à la vitesse perpendiculaire). Dans la mesure où on considère que le travail de la tuyère magnétique s'arrête au moment du détachement des électrons, il se pourrait également que le détachement ait lieu à partir d'une énergie électronique ou ionique seuil ce qui limiterait la vitesse maximum pouvant être atteinte par les ions.

II - 2.2.2. Détachement du plasma des lignes de champ magnétique

Pour que le propulseur produise de la poussée il faut que les électrons se « détachent » des lignes de champ magnétique. En effet, les lignes de champ magnétique sont forcément des courbes « fermées » qui relient le pôle nord d'un aimant à son pôle sud. Si les électrons restaient « attachés » et que les ions les suivaient, le plasma reviendrait au propulseur par le pôle opposé duquel il est parti et le bilan de quantité de mouvement serait nul. Le phénomène de détachement n'est pas prévu par les modélisations « simples » des tuyères magnétiques mais il est pourtant observé dans la plupart des dispositifs expérimentaux utilisant des tuyères magnétiques. Aucune explication définitive n'est donnée à ce jour pour expliquer ce phénomène mais plusieurs explications ont été proposées. Ces propositions peuvent être globalement réunies en deux catégories [53]: détachement collisionnel et détachement non-collisionnel.

1. Détachement collisionnel

- Gerwin et al. [74] est le premier à s'intéresser à la question au début des années 90. Il propose que le détachement soit dû à la **recombinaison** entre les ions et les électrons du jet de plasma. Cependant, un calcul de taux de recombinaison permet de s'apercevoir que le libre parcours moyen de la recombinaison est supérieur à 10 m dans n'importe quel contexte de propulsion électrique [61]. Ce processus n'est donc probablement pas à l'origine du détachement.
- Dans la même équipe scientifique, Moses et al. [75] propose que le détachement pourrait être dû à la **résistivité du plasma** et donc aux collisions élastiques dans le jet de plasma. En effet, les collisions élastiques changent l'orientation du vecteur vitesse des électrons et donc également autour de quelle ligne de champ ils tournent. La diffusion collisionnelle pourrait donc être à l'origine du détachement. Cependant, dans la plupart des expériences et des modélisations de tuyère magnétique, les collisions sont estimées négligeables.

2. Détachement non-collisionnel :

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

- On a vu que lors du passage d'un électron d'une zone de champ fort à une zone de champ faible, la tuyère convertit la vitesse perpendiculaire en vitesse parallèle. On rappelle également que $\mu = cte \propto v_{\perp} r_L$. On en déduit que, le long de la tuyère magnétique, le rayon de Larmor r_L augmente. Si le champ magnétique devient suffisamment faible en aval du propulseur, la condition de magnétisation des électrons ($r_L \ll L$) n'est donc plus respectée, ce qui produit finalement le détachement.
- Hooper et al., propose également un modèle de **détachement inertiel** [76] qui, à l'inverse du cas précédent, concerne le cas où le détachement d'une des deux espèces (électron ou ion) est suffisant pour détacher l'ensemble du plasma. Ce modèle a été revu et amélioré par Schmit et al. [77] et critiqué par Ahedo et Merino [64]. Les ions étant faiblement magnétisés, ils se détachent plus facilement que les électrons. Dans un premier temps, les électrons fournissent aux ions la quantité de mouvement pendant une phase d'accélération via le champ ambipolaire. Arrivé à une certaine distance de la sortie du propulseur, le champ magnétique est plus faible et les ions parviennent à arracher les électrons (dont l'inertie est très faible) de leur ligne de champ magnétique (**Figure 26**).

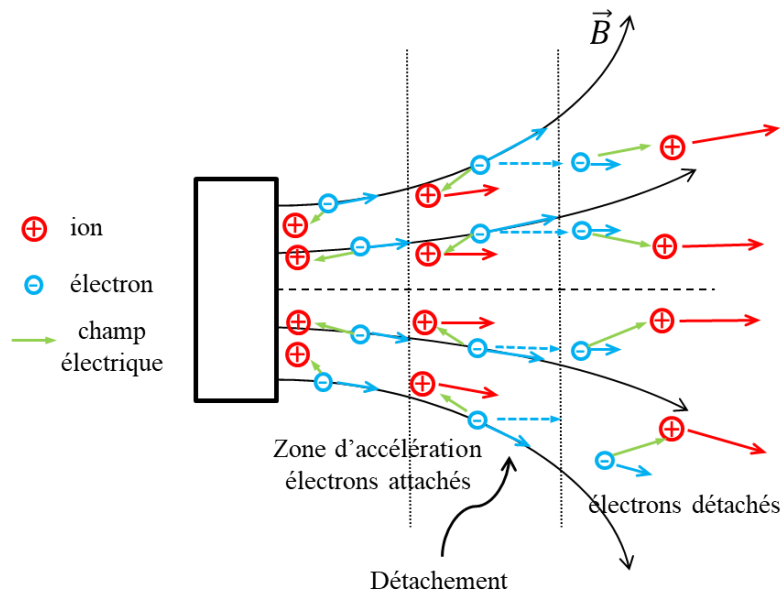


Figure 26. Schéma de principe du détachement inertiel des électrons. Les ions sont accélérés par les électrons via le champ ambipolaire dans la phase d'accélération et, plus loin en aval, l'inertie des ions entraîne les électrons et les forcent à se détacher des lignes de champ.

- Une autre théorie sur le détachement est proposé par Arefiev et Breizman [78]. Celle-ci est fréquemment appelée : « **Détachement par champ (magnétique) induit** ». Elle est basée sur une approche magnétohydrodynamique (MHD) du problème et suggère qu'une modification de la topologie du champ magnétique dans le jet de plasma peut entraîner le détachement du plasma. Ce modèle, construit à partir du théorème du « gel » en MHD, énonce que le plasma énergétique étire et déforme les lignes de champ en aval du propulseur ce qui rend la topologie de moins en moins

II - 2 : Confinement et accélération d'un plasma dans un champ magnétique inhomogène

divergente. A travers cette vision, le plasma n'a plus besoin de se détacher car les lignes de champ ne rebouclent jamais.

Une autre manière d'approcher le problème est de reprendre la vision macroscopique de la tuyère : la somme des moments magnétiques microscopiques forme un « aimant » de plasma qui est repoussé par l'aimant principal. Si on considère que le moment magnétique microscopique est conservé (équation (55)), il peut arriver une position en aval du propulseur où le champ dû à l'aimantation macroscopique du plasma \vec{M} devient de l'ordre du champ magnétique principal \vec{B}_0 . Cela annule ainsi le champ magnétique global vu par les électrons qui ne sont alors plus magnétisés.

Une troisième approche de détachement par champ magnétique induit est de supposer que des courants de diffusion à travers les lignes de champ en aval du propulseur provoquerait des reconnections magnétiques des lignes de champs (modélisés en MHD) comme cela est le cas dans les éjections de masse coronales solaires. Des parties avales du plasma ne seraient plus connectées au propulseur et pourraient donc être éjecté avec le plasma (**Figure 27**).

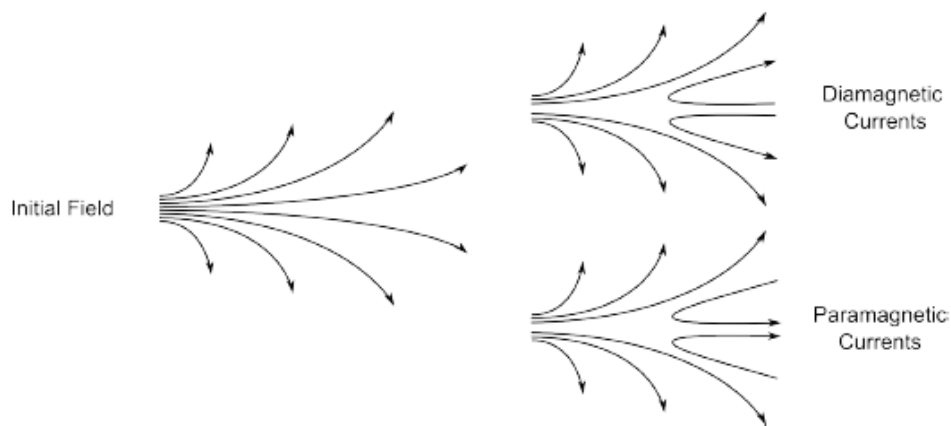


Figure 27. Schéma de principe du détachement par reconnexion magnétique. (source : [60])

- M.Merino suggère dans sa thèse [61] qu'aucun de ces processus n'est correct et que, ce qui est observé expérimentalement est le détachement des ions et non des électrons. Il propose donc que les ions suffisamment accélérés ne soient plus soumis qu'à leur propre inertie et le champ électrique ambipolaire n'est pas suffisant pour retenir les ions lorsque la trajectoire des ions et des électrons divergent. Cela entraîne donc que la dynamique du plasma n'est localement plus ambipolaire. La majorité du plasma se détacherait alors qu'une minorité resterait attachée aux lignes de champs les plus externes pour maintenir la quasi-neutralité.

Finalement, comme le rôle de la tuyère magnétique consiste à convertir l'énergie gyrocinétique des électrons en énergie dirigée, la quantité principale qui doit être maximisée pour optimiser le fonctionnement du propulseur est la température électronique perpendiculaire ($T_{e\perp}$) dans les zones de champ magnétique fort.

On a montré dans cette partie le fonctionnement des tuyères magnétiques et le rôle de la température électronique. La section suivante présente le principe et l'état de l'art des sources ECR qui utilisent ce principe d'absorption résonance pour chauffer les électrons et produire un plasma.

II - 3. Sources plasmas à Résonance Cyclotron Electronique

La résonance ECR est un phénomène permettant de transmettre efficacement de l'énergie provenant d'une onde électromagnétique aux électrons du plasma. Ce phénomène est responsable de la création et de l'entretien du plasma dans le propulseur ECR. La compréhension du transfert d'énergie entre l'onde incidente et le plasma du propulseur est un point clé dans l'optimisation des performances de la technologie.

Dans cette section, les notions de fréquence de coupure et de résonance d'une onde sont présentées et sont appliquées au cas de l'onde circulaire droite vraisemblablement responsable du transfert énergétique. Une vision particulière de la résonance est également présentée. Celle-ci est utile pour comprendre la résonance d'un point de vue microscopique mais n'est pas suffisante pour expliquer une partie des phénomènes observés expérimentalement. On s'intéressera finalement à différentes applications de sources ECR utilisées dans la recherche et dans l'industrie à travers le monde.

II - 3.1. Notions de coupures et de résonances d'une onde

Les notions de résonance et de coupure sont intrinsèquement liées à la physique des ondes traversant un milieu matériel. Ces notions permettent de mettre en évidence des cas limites d'interaction entre l'onde et son milieu. La résonance et la coupure peuvent être définies par les valeurs critiques : respectivement ∞ et 0 de l'indice de réfraction $N = ck/\omega$. Ses valeurs correspondent à des fréquences spécifiques qui seront appelées fréquence de coupure et fréquence de résonance.

- Pour $N \rightarrow 0$, il y a coupure de l'onde. La vitesse de phase $v_\phi = \omega/k$ tend vers l'infini. À partir de cette fréquence, l'onde est totalement réfléchi par le milieu.
- Pour $N \rightarrow \infty$, il y a résonance de l'onde avec le milieu. L'onde est soit amortie soit réfléchi. Les charges mobiles (les électrons) se déplacent parfaitement en phase avec le champ électrique de l'onde. L'énergie de l'onde est alors transmise directement aux particules : il y a absorption résonnante.

Ici on s'intéresse particulièrement aux ondes circulaires droites et gauches dans un plasma magnétisé. En effet, la puissance micro-onde est amenée, dans le propulseur ECR étudié dans cette thèse, via une géométrie coaxiale. La polarisation du champ électrique qui entre dans la source est en majorité radiale. La polarisation radiale peut localement être considérée comme une polarisation linéaire qui est simplement une combinaison d'une onde circulaire droite et d'une onde circulaire gauche. Puisque le propulseur est plongé dans un champ magnétique à symétrie axiale par rapport câble coaxial amenant l'onde électromagnétique, les ondes circulaires droites et gauches sont les modes les plus facilement excitables dans cette configuration.

II - 3 : Sources plasmas à Résonance Cyclotron Electronique

Il est donc possible de chercher la fréquence de coupure et la fréquence de résonance pour ce type d'ondes :

- ω_{\pm}^c la fréquence de coupure ($N = 0$) prend l'expression suivante et se retrouve en annulant l'équation de dispersion (équation (49)) :

$$\omega_{\pm}^c = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} \pm \omega_{ce} \right) \quad (62)$$

- La fréquence résonance ω_{ECR} est atteinte lorsque $N \rightarrow \infty$ or on a :

$$N_{\pm}^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega \mp \omega_{ce})} \quad (63)$$

Ce qui veut dire que, dans un cas (l'onde gauche, signe + au dénominateur) la résonance n'est jamais atteinte. En revanche, pour l'onde droite la résonance est atteinte pour $\omega_{ECR} \sim \omega_{ce}$. Cette résonance prend le nom de « résonance cyclotron électronique ». L'absorption résonnante est une forme d'absorption non collisionnelle.

Il apparaît donc qu'une seule des deux polarisations possède une fréquence de résonance. En effet, dans ce cas l'onde est efficacement absorbée par les électrons car, à cette fréquence, le champ électrique de l'onde circulaire est en phase avec les électrons qui tournent autour des lignes de champ à ω_{ce} . Or, les électrons tournent tous dans le même sens autour des lignes de champ magnétique. C'est pourquoi ces derniers ne sont jamais en phase avec l'onde circulaire gauche rendant impossible toute résonance.

On note que généralement le passage par une fréquence de résonance change le signe de N^2 et lorsque ce dernier est négatif le vecteur d'ondes est un imaginaire pur, l'onde n'est plus propagative, elle est évanescence. L'amplitude de l'onde décroît donc exponentiellement ce qui rend compte de son absorption par le plasma.

II - 3.2. Résonance sur une particule individuelle

D'un point de vu microscopique, il est intéressant de s'attarder sur l'équation de la dynamique des électrons autour des lignes de champ soumis à une force extérieure oscillante. Pour cela il est possible de reprendre l'équation (36) gouvernant la vitesse perpendiculaire des électrons plongés dans un champ magnétique uniforme et en y ajoutant le champ électrique exciteur :

$$\begin{cases} \frac{d^2 \vec{v}_{e\perp}}{dt^2} - \omega_{ce}^2 \vec{v}_{e\perp} = -\frac{e}{m_e} \frac{d\vec{E}_{\perp}^{em}}{dt} (t) \\ \frac{d\vec{v}_{e\parallel}}{dt} = 0 \end{cases} \quad (64)$$

Le champ électrique $E_{\perp}^{em}(t)$ est uniquement dans la direction perpendiculaire (\hat{x}, \hat{y} en coordonnées cartésiennes et $\hat{r}, \hat{\theta}$ en coordonnées cylindriques) aux lignes de champ magnétique car il est radial : $\vec{E}_{em}(z, t) = E_{em}(z) \exp\{-i\omega_{em}t\} \hat{r}$. Il prend cette forme car la puissance micro-ondes est amenée au

II - 3 : Sources plasmas à Résonance Cyclotron Electronique

propulseur par le biais de câbles coaxiaux dont les modes principaux sont des modes dits «TEM (transverse électromagnétique) » pour lesquels le champ électrique est polarisé radialement.

On note que comme le champ électrique est radial, il n'agit pas sur l'équation de la dynamique parallèle des électrons ($\vec{v}_{e\parallel}$). Cette équation reste donc triviale dans ce cas de figure.

Il y a principalement deux possibilités pour résoudre la partie perpendiculaire de l'équation (64) qui est une équation différentielle d'ordre 2 linéaire avec second membre. La première est une résolution « classique » pour laquelle une solution homogène est calculée et une solution particulière est déduite par la méthode de la variation de la constante. La solution générale est obtenue en sommant les deux précédentes. La seconde possibilité est de calculer la fonction de Green associée au système. La solution particulière est, dans ce dernier cas le produit de convolution de la fonction de Green par le second membre de l'équation (64)

Ici on se propose de résoudre le système à l'aide de la fonction de Green. La résolution d'équations différentielles en fonction de Green consiste à trouver la fonction de Green du système et de la convoluer au second membre pour obtenir la solution particulière du système. Une fonction de Green est, en réalité, la solution de l'équation différentielle du système si le second membre est une fonction de Dirac. Elle peut aussi être appelée « réponse impulsionnelle » du système. Pour résoudre ce type d'équation, il est généralement plus simple de passer par l'espace de Fourier. En remplaçant le second membre de l'équation (64) par une fonction de Dirac on a :

$$\frac{d^2g(t)}{dt^2} + \omega_{ce}^2g(t) = \delta(t) \Rightarrow G(\omega) = \frac{1}{\omega_{ce}^2 - \omega^2} \quad (65)$$

où $G(\omega)$ est la transformée de Fourier de la fonction de Green $g(t)$. $G(\omega)$ est aussi appelé « fonction de transfert » du système. On rappelle que le produit de convolution est un produit direct dans l'espace de Fourier. C'est pourquoi la solution particulière $v_{e\perp}$ de l'équation avec second membre est la transformée de Fourier inverse du produit de $G(\omega)$ et de la transformée de Fourier du second membre :

$$v_{e\perp}(t) = TF^{-1}[-eE_{em}(z) TF[\exp[-i\omega_{em}t]]G(\omega)] = -\frac{e}{m_e}E_{em}(z) \frac{\exp[-i\omega_{em}t]}{\omega_{ce}^2 - \omega_{em}^2} \quad (66)$$

Cette solution diverge quand $\omega_{em} \rightarrow \omega_{ce}$ ce qu'on appelle le phénomène de résonance induite par une force externe excitatrice.

Une manière simple pour estimer l'énergie accumulée par un électron lorsqu'il résonne est de considérer qu'il est en permanence accéléré par le champ électrique exciteur. Sa vitesse et son énergie augmente respectivement de Δv_{ECR} et de ΔW_{ECR} à chaque gyro-période $\tau_{ce} = 2\pi/\omega_{ce}$:

$$\Delta v_{ECR} = \frac{e}{m_e}E_{em} \frac{2\pi}{\omega_{ce}} \Rightarrow \Delta W_{ECR} = \frac{m_e}{2}(\Delta v_{ECR})^2 = \frac{2\pi^2 e^2}{m_e \omega_{ce}^2} E_{em}^2 \quad (67)$$

En pratique, un système physique n'est jamais totalement conservatif, il y a toujours un terme d'amortissement (induit la plupart du temps par les collisions). Il faut donc comparer le terme exciteur face aux termes d'amortissement pour en déduire le comportement du système en régime permanent.

II - 3 : Sources plasmas à Résonance Cyclotron Electronique

Dans un cas réel, le champ magnétique n'est jamais uniforme c'est pourquoi la condition de résonance est localisée dans une zone correspondant aux régions où le champ magnétique vaut :

$$B_{ECR} = \omega_{em} \frac{m_e}{e} \quad (68)$$

Cette zone est appelée la zone ECR. On note finalement qu'à cause de l'effet Doppler, il existe une zone dans laquelle la résonance peut quand même avoir lieu même si la condition de l'équation (69) n'est pas exactement respectée. En effet, lorsque l'on prend en considération la vitesse thermique des électrons on se rend compte que les électrons voyageant dans le sens de l'onde micro-onde perçoivent une fréquence plus basse que s'ils étaient immobiles. Ceux qui se déplacent dans le sens opposé du sens de propagation de l'onde voient donc une fréquence plus élevée. L'expression de la fréquence perçue par les électrons s'exprime donc [79] :

$$\omega_{em}^{vue} = \omega_{em} - \vec{k} \cdot \vec{v}_{the} \quad (69)$$

où \vec{v}_{the} est la vitesse thermique des électrons et \vec{k} le vecteur d'onde de l'onde incidente. La largeur de la zone ECR en termes de champ magnétique s'exprime donc :

$$\Delta B_{ECR} = \vec{k} \cdot \vec{v}_{the} \frac{m_e}{e} \quad (70)$$

On note que dans la source plasma du propulseur ECR le produit $\vec{k} \cdot \vec{v}_{the} \approx k v_{\parallel}$.

II - 3.3. Applications et sources ECR dans le monde

Les sources ECR sont, de nos jours, fréquemment utilisés dans la recherche et dans le milieu industriel. On présente, dans cette section, un panorama non exhaustif de l'utilisation des sources ECR à travers le monde. On se propose de présenter les différentes technologies en les classant par application.

Au-delà des propulseurs ECR à tuyère magnétique comme celui développé pendant cette thèse, d'autres technologies de propulseur à plasma utilisent des sources ECR. Cependant, ces derniers n'utilisent pas de tuyères magnétiques pour accélérer le plasma. Ce sont des propulseurs à grilles qui utilisent une source ECR pour engendrer le plasma. Contrairement aux propulseurs sans cathode, ce type de propulseur a déjà été testé en vol avec la mission japonaise Hayabusa [80], [81]. La mission Hayabusa qui a décollé en 2003 avait pour but d'atteindre un astéroïde appelé « Itokawa », de ramener un échantillon sur terre et de tester différentes technologies d'exploration spatiale innovantes comme ces propulseurs ioniques en tant que système de propulsion principal. Ces derniers ont propulsés la sonde jusqu'à 3,5 km/s en utilisant seulement 50 kg de carburant (Xénon). La sonde a pu atteindre l'astéroïde mais n'a pas réussi à récolter tous les échantillons espérés. Cette mission a quand même pu démontrer le savoir-faire de l'agence spatiale japonaise notamment par le succès du retour sur terre qui a eu lieu en 2010. Les équipes scientifiques qui continuent à travailler sur les propulseurs ECR à grilles sont en majorité japonaise [82]–[84] mais certaines équipes de la NASA aux États-Unis ont également travaillé dessus et en particulier sur un modèle haute puissance le « HiPEP » [85][86] initialement destiné à la propulsion nucléaire et dont le projet a été arrêté en 2005.

II - 3 : Sources plasmas à Résonance Cyclotron Electronique

Les sources ECR sont utilisées dans un domaine plus large que la propulsion électrique : la production d'ions. Les sources d'ions ECR (ECRIS) trouve différentes applications dans la recherche et dans l'industrie. Ses principales applications sont : la création d'ions lourds fortement chargés (à haut niveau de charge) pour des applications liées aux accélérateurs de particules, la création d'ions légers (en particulier des protons et des isotopes de l'hydrogène) pour le développement des réacteurs à fusion nucléaire et pour les applications de type traitement de surface.

Les ECRIS possèdent certains avantages par rapport aux autres technologies de sources d'ions (comme par exemple les EBIS pour : « Electron Beam Ion Source ») :

- Les ECRIS ont une longue vie par rapport aux autres technologies (comme par exemple les « cathodes chaudes ») car il n'y a pas d'électrodes plongées dans le plasma. En effet, lorsque les électrodes sont en contact avec le plasma le bombardement des ions et l'érosion chimique les dégradent.
- La stabilité de la source n'est pas affectée par les réactions chimiques faisant varier la conductivité du mélange.
- la source fonctionne de manière stable sur une très grande gamme de pression ce qui permet d'utiliser cette technologie pour créer des faisceaux d'ions multiplement chargés qui requièrent de la très basse pression ($<10^{-6}$ mbar).

On note que pour obtenir un plasma et en extraire les ions il est nécessaire d'opérer à basse pression dans une enceinte à vide. Les ECRIS ont besoin de système de confinement performant pour pouvoir être efficace et générer suffisamment d'ions dans le bon état de charge. En effet, lorsque les électrons ont gagné suffisamment d'énergie par absorption résonnante et que les ions ont donc été créés par collision, la diffusion aux parois doit être limitée pour optimiser le fonctionnement de la source. De plus, on va pouvoir extraire les ions de la source une fois qu'ils ont été créés. C'est pourquoi, l'étude et l'optimisation des topologies magnétiques dans les sources d'ions est essentielle. Les deux principales topologies magnétiques utilisées dans les ECRIS sont : le double miroir magnétique (bouteille magnétique) et la configuration dite « min-B » [79]. C'est cette deuxième configuration qui est principalement utilisée car, à l'inverse de la bouteille magnétique, les lignes de champ magnétique sont convexes ce qui réduit les instabilités et augmentent le confinement. La configuration « min-B » consiste à ajouter à la configuration « bouteille magnétique » un aimant multi-pôle (souvent un hexapôle ou un sextupôle) dans la direction axiale du système (**Figure 28**). La zone ECR est alors une surface englobant la majeure partie du volume de plasma. L'un des deux miroirs magnétiques possède une intensité en général plus faible que l'autre ce qui génère une zone d'extraction au niveau de laquelle une électrode (ou une grille) permet la création du faisceau d'ions.

II - 3 : Sources plasmas à Résonance Cyclotron Electronique

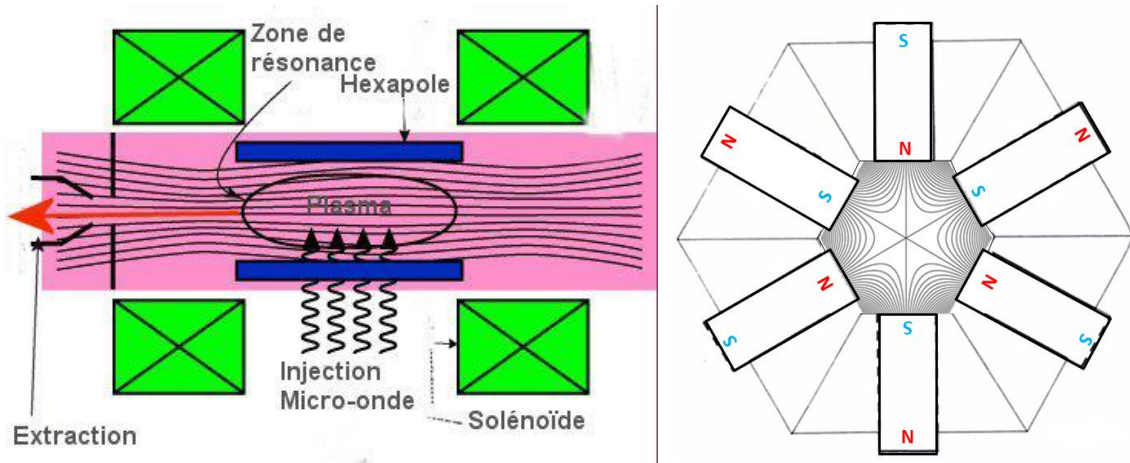


Figure 28. A gauche, schéma de principe d'une source d'ion de type ECRIS en configuration min-B. A droite, vue axiale d'un aimant hexapôle où les lignes de champ sont représentées sur la partie centrale.

L'utilisation de la configuration magnétique « min-B » donne des meilleurs résultats en termes de confinement mais elle est bien plus complexe à modéliser que la configuration en double miroir.

Les réacteurs ECRIS peuvent être également catégorisés selon leurs technologies de confinement magnétique [87] et notamment par type d'aimants utilisés. En effet, la source est dite « hybride » si on utilise des électroaimants pour créer le champ de la bouteille magnétique et des aimants permanents pour l'hexapôle. La source est dite « à aimants permanents » si, comme son nom l'indique, elle ne possède aucun électroaimant. Finalement, la source est dite « supraconductrice » si elle possède au moins une bobine supraconductrice.

Les sources d'ions ECR peuvent être caractérisées par leurs applications car les gaz, la configuration magnétique et les fréquences ne sont pas les mêmes selon les applications.

Une importante partie de la communauté scientifique travaillant sur les sources ECR s'intéresse à la création d'ions lourds fortement chargés pour laquelle la résonance est particulièrement efficace. En effet, pour produire des ions multiples chargés il est indispensable d'avoir :

1. une haute température électronique (T_e). En effet, il faut que les électrons aient suffisamment d'énergie pour ioniser les atomes jusqu'au niveau de charge voulu.
2. Un temps de confinement des ions élevé. Il est en effet important de maintenir les ions dans le plasma jusqu'à ce qu'ils aient atteint le niveau de charge voulu.
3. Une forte densité de plasma (n_e). En effet, la qualité d'une source d'ions dépend notamment du courant d'ions.
4. Une minimisation des différentes sources de recombinaison et en particulier l'échange de charges.

Cependant il est difficile d'obtenir toutes ces caractéristiques en même temps car :

- en général, plus la densité de plasma est élevée et plus la température électronique est basse.
- Il est relativement facile de créer des électrons énergétiques mais à basse densité.

II - 3 : Sources plasmas à Résonance Cyclotron Electronique

- Les temps de confinement élevés nécessitent l'utilisation de fort champ magnétique qui complexifie la technologie.

Historiquement, les premières sources ECR ont vu le jour au début des années 60 au CEA de Grenoble avec l'équipe de Richard Geller et la source ECR appelée PLEIADE [88][89]. Celle-ci utilisait la puissance micro-ondes générée par un magnétron à la fréquence de 2.85 GHz. La topologie magnétique de cette source était un simple miroir magnétique. La plupart des expériences était menée avec de l'argon comme gaz plasmagène. Cette équipe a pu faire des mesures de temps de vol en utilisant des photomultiplicateurs et, en combinant cela avec un spectromètre de masse ils ont pu mesurer des énergies des ions argon jusqu'à 10 keV. Il a également été remarqué que la température électronique peut se régler en ajustant la puissance micro-ondes injectée alors que la densité de plasma s'ajuste par la fréquence.

Dans cette même équipe, est ensuite arrivé un réacteur appelé CIRCE [90] dont la configuration magnétique est en min-B. Ce réacteur fonctionnait à 10 et 16 GHz pour des puissances variant entre 1 et 20 kW. Un diagnostic d'interférométrie micro-ondes a pu mesurer des densités de plasma de $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ au niveau de l'injection de gaz (résultats pour 10 GHz/10 kW). À l'aide de cette source, ils ont notamment pu étudier l'importance du nombre de passages des électrons dans la zone de résonance.

Dans les années 80 est arrivée la seconde génération d'ECRIS avec les réacteurs MAFIOS et, l'une des références du domaine, la source CAPRICE (pour « Compacts A Plusieurs Résonances Ionisantes Cyclotron Electroniques ») également dans l'équipe du CEA de Grenoble. Ces deux réacteurs sont de type hybride (configuration min-B). MINIMAFIOS [91] a pu obtenir des états de charges élevées pour différents gaz comme par exemple O^{8+} , Ne^{9+} ou Ar^{11+} à la fréquence de 10 GHz pour une puissance de 2 kW. Il avait également été relevé de fortes émissions de rayons X pour des énergies électroniques allant jusqu'à 1 MeV. CAPRICE [92], [93] fonctionnait d'abord à 10 GHz puis 14 GHz pour des puissances inférieures au kilowatt (les solénoïdes sont alimentés par 20 kW de puissance). La spécificité de CAPRICE est d'avoir deux surfaces résonnante imbriquées l'une dans l'autre. De plus, sa topologie magnétique en min-B est assurée par un sextupôle. Ces innovations permettent de coupler jusqu'à deux fois plus de puissance électromagnétique dans le même volume de plasma avec le même générateur hyperfréquence. CAPRICE est par exemple capable de générer un courant de $15 \mu\text{A}$ de Fe^{7+} pendant 10 heures d'affilée.

Plusieurs autres ECRIS ont depuis été développés à travers le monde [94]–[96]. Depuis presque 20 ans des réacteurs de troisième génération voient le jour et sont de type « supraconducteur » pour lesquels toutes les bobines qui créent la configuration magnétique (multi-pôle et bouteille magnétique) sont supraconductrices. En effet, pour augmenter la densité d'ions et la performance de la source il est intéressant d'augmenter la fréquence de l'onde micro-onde incidente. Pour faire cela, il est nécessaire d'augmenter également le champ magnétique pour pouvoir maintenir un bon confinement ce qui motive l'utilisation de bobines supraconductrices.

Le premier réacteur haute densité et haute performance a été construit à Berkeley au début des années 2000. Ce réacteur, VENUS, a produit son premier plasma en 2002 [97], [98]. Il utilise les fréquences de 18 GHz à ses débuts et 28 GHz par la suite pour des puissances de quelques kilowatts. Le réacteur VENUS a pu, par exemple, obtenir des courants de $1100 \mu\text{A}$ (courant ramené à la charge électrique) d'ions O^{6+} , $150 \mu\text{A}$ de Xe^{20+} ou encore $100 \mu\text{A}$ de Bi^{24+} à 18 GHz et pour des puissances d'environ 2 kW.

II - 3 : Sources plasmas à Résonance Cyclotron Electronique

Un projet franco-italien d'ECRIS supraconducteur du nom de SERSE est né à la fin des années 1990. C'est un projet regroupant l'« Istituto Nazionale di Fisica Nucleare » (INFN) de Catania en Italie et le CEA de Grenoble en France. Ce réacteur qui fonctionnait initialement entre 14 et 18 GHz a été amélioré pour devenir GryoSERSE dont la fréquence de fonctionnement a été augmenté dans la gamme 28 - 35 GHz [99]–[101]. Ce réacteur a pu obtenir des plasmas dense et chaud ($n_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) entre 4 et 6,5 kW est obtenue par exemple 225 μA d' O^{7+} et 1 μA d' Ar^{17+} .

Le réacteur SECRAL est un autre réacteur ECRIS supraconducteur créé en Chine à l' « Institute Modern Physics (IMP) » en fonctionnement depuis 2005 [102]. Il fonctionnait initialement à la fréquence de 18 GHz pour passer à 24 GHz après modification. On peut par exemple citer qu'à 24 GHz et 7 kW de puissance le réacteur SECRAL produit un intense faisceau d'ions hautement chargés de typiquement 1 emA de Xe^{27+} et 1.4 emA d' Ar^{12+} . Les auteurs de [102] comparent les performances des ECRIS de deuxième et de troisième génération. Entre ces deux générations les performances typiques ont été au moins doublé. Par exemple, SECRAL est capable de fournir 350 μA de Xe^{30+} , 400 μA de U^{34+} et 10.7 μA de Bi^{50+} c'est respectivement 6, 20 et 71 fois les courant obtenus dans les mêmes conditions avec des générateurs de deuxième génération.

Plusieurs équipes à travers le monde ont modélisé et étudié numériquement les sources d'ions ECR notamment par R.Geller [79] en France. Aux États-Unis Jaeger et al. [103] ont également étudié les ECRIS théoriquement et à l'aide de simulations numériques. Il a pu être calculé que le temps de résidence d'un électron dans la zone ECR est de la forme $t \propto v_{\perp}^{-2/3}$ (où v_{\perp} est la vitesse dans la zone de résonance). D'autres études numériques ont également été menées pour mieux comprendre les phénomènes d'interaction complexe entre le confinement et les topologies des zones ECR. On peut par exemple citer les résultats obtenus par Alton et Smithe avec un code PIC (Particule In Cell) [104] en 1994 qui simulait une ECRIS utilisant une topologie magnétique de type min-B. Les principales conclusions de cette étude sont les suivantes :

- Plus la puissance est injectée dans le plasma uniformément et plus la proportion d'électrons chauds est élevée. Cela implique un plus grand degré d'ionisation avec une plus grande proportion d'ions multiples chargés.
- En choisissant d'utiliser une source de puissance à plus haute fréquence, la densité maximum de plasma (correspondant à la densité critique) pouvant être atteinte augmente. De plus, en augmentant la fréquence on augmente également l'épaisseur Doppler dans laquelle la résonance peut avoir lieu.

Au début des années 2000, V. Dougar-Jabon et son équipe colombienne ont également développé un code 3D-PIC relativiste [105]. Une notion qui pourrait être traduite en français par « mécanisme d'accélération et d'auto-résonance spatiale » est définie dans cette publication. Ce mécanisme relativiste a lieu en parallèle du classique mouvement d'oscillation entre les zones de fort faibles du champ magnétique dans une bouteille magnétique. Il apparait lorsqu'un électron se déplace vers les champs magnétiques plus intenses et se caractérise par le fait que la condition résonnante est automatiquement maintenue à une certaine valeur du champ micro-onde et d'énergie longitudinale de l'électron. La masse relativiste de l'électron augmente donc avec le champ magnétique (ω_{ce} est constant alors que B varie).

A l'INFN en Italie, les équipes travaillant sur le réacteur SERSE ont également développés des codes 3D-PIC pour optimiser la topologie magnétique et les performances du réacteur [106]–[108]. Ces recherches ont notamment mis en évidence que le chauffage stochastique radiofréquence et que les

II - 3 : Sources plasmas à Résonance Cyclotron Electronique

collisions de type Spitzer sont des sources d'instabilité et de perte de confinement du plasma. Les résultats des simulations obtenues ont pu expliquer la majorité des observations expérimentales.

L'autre fonction des sources d'ions ECR est la création d'ions à fort courant et à faible niveau d'ionisation. Celle-ci se subdivise en deux applications principales : la production de protons et d'ions légers pour l'étude de la fusion et pour des applications industrielles telles que le traitement de surface ou la fabrication de semi-conducteurs.

Une partie des réacteurs cités précédemment ont également servi à la création d'ions faiblement ionisés avec notamment le réacteur PLEIADE [109] qui a servi à créer des isotopes de l'hydrogène. Mais les pionniers du domaine sont Sakudo [110] à la fin des années 70 et Ishikawa [111] au début des années 80. La source fabriquée par le groupe de Sakudo a pu par exemple fournir un faisceau d' As^+ un courant de 25 mA et un faisceau de B^+ un courant de 15 mA. Cette source était également adaptée pour produire un faisceau stable d'ions O^+ à fort courant (100 mA) qui était nécessaire à la fabrication de semi-conducteurs.

Les ECRIS dédiées à la production d'ions faiblement chargés à fort courant sont des sources à plus basses fréquences (en général à 2,45 GHz) que les sources dédiées à la production d'ions fortement chargés [112], [113]. Les topologies magnétiques sont également différentes entre les deux applications. En effet pour la production d'ions faiblement chargés on utilise généralement des simples miroirs ou bien des configurations de type « Bucket ». Les configurations de type « Bucket » ressemblent à la configuration « min-B » mais sans la partie bouteille magnétique [79].

Le CEA de Saclay et de Grenoble s'intéresse particulièrement à la production de protons (et d'isotopes de l'hydrogène) pour les expériences de fusion. Le réacteur SILHI à Saclay [114] fonctionne à la fréquence 2,45 GHz et la puissance radiofréquence est produite par un magnétron de 1,2 kW. Ce réacteur a notamment permis d'obtenir des faisceaux à 80 % de protons à 95 keV et 130 mA et ceci, pendant des tests long de plus de 150 heures. Ce réacteur peut également effectuer des décharges continues ou pulsées et peut produire des ions H^- et du deutéron (deutérium ionisé).

Pour les applications de type traitement de surface ou gravure de semi-conducteurs, l'objectif principal est d'obtenir un plasma le plus homogène possible dans le plus grand volume possible [115], [116]. Ce type d'application est très répandu dans le monde. Certaines techniques comme la multi polarité des sources ECR [117] se proposent de créer des surfaces de résonance dans plusieurs zones du volume de plasma. Ceci permet d'augmenter l'homogénéité du plasma et permet également de produire de plus large faisceau d'ions sans pertes de courant.

Récemment, avec le développement des techniques micro-ondes liées à la micro-électronique (des téléphones par exemple), il est possible de concevoir des réacteurs à très basse puissance en utilisant des composants qui ne sont pas initialement conçus pour cela [118]. La source COMIC (pour « Compact Microwave and Coaxial ») développée par Sortais et al. fonctionne à 2,45 GHz pour des puissances de l'ordre du watt. Les tests ont été réalisés avec du gaz d'argon ont permis d'obtenir un faisceau de 3 μA d' Ar^+ pour 2 W de puissance incidente. Les applications pour ce genre de sources d'ions se situent dans le système d'analyse de surface et pour le traitement de surface.

La résonance ECR est donc un moyen efficace de coupler l'énergie d'une onde électromagnétique aux particules d'un plasma. La résonance ECR est l'une des techniques qui permet d'atteindre les plus hautes températures électroniques. Or, il a été vu dans la sous partie précédente que le niveau d'accélération des électrons, et donc des ions dans la tuyère magnétique étaient contrôlés par la

II - 4 : Performances des propulseurs électriques

température électronique dans la source. C'est pourquoi, la compréhension des phénomènes physiques ayant lieu dans le propulseur ECR, c'est-à-dire le chauffage des électrons par résonance ECR et l'accélération du plasma dans la tuyère magnétique peuvent conduire à l'optimisation des performances du propulseur. Cependant, il est important de définir comment mesure-t-on les performances des propulseurs pour pouvoir les comparer entre eux. C'est l'objet de la suite de cette section.

II - 4. Performances des propulseurs électriques

II - 4.1. Définition des indicateurs de performances

Au vu de la grande variété de technologies de propulsion, il est important de définir des indicateurs permettant de comparer directement les performances. Le niveau de poussée maximum d'un propulseur, la consommation de carburant ou la consommation électrique d'un propulseur électrique sont les principaux exemples de critères de comparaison entre les technologies. En réalité, aucune technologie ne surpasse les autres sur tous les critères et le choix d'une technologie plutôt qu'une autre dépend du cahier des charges.

II - 4.1.1. Impulsion spécifique (I_{SP})

Dans l'introduction, on avait vu que la poussée T (définie équation (1)) n'était pas le seul aspect important d'un propulseur. La consommation en ergol est également un critère important au vu des coûts de lancement des satellites. Il est alors apparu, par l'équation de Tsiolkovski (équation (2)) que la vitesse d'éjection des gaz pilotait la consommation. Dans le domaine de l'aérospatiale, il est coutume d'utiliser l'impulsion spécifique (I_{SP}) qui rend compte de cet aspect :

$$I_{SP} = \frac{v_{ex}}{g} = \frac{T}{Q_m g} \quad (71)$$

où $g \approx 9,81 \text{ m/s}^2$ est l'accélération de la pesanteur terrestre mesurée au niveau de la mer, Q_m est le débit massique total d'ergol éjecté (pour le propulseur électrique il correspond au débit d'ergol injecté). Un propulseur ayant une I_{SP} supérieure à un autre utilisera moins d'ergol (Q_m plus faible) pour une poussée T équivalente.

Cette notion d'impulsion spécifique n'est pas spécifique à la propulsion électrique mais à toutes les technologies éjectant de la matière pour produire de la poussée. Les gammes d'impulsions spécifiques typiques des technologies de propulseur de satellites sont :

- Propulseurs gaz froids : $I_{sp} \approx 50 - 80 \text{ s}$
- Propulseurs chimiques : $I_{sp} \approx 200 - 450 \text{ s}$
- Propulseurs électriques : $I_{sp} \approx 1000 - 5000 \text{ s}$

II - 4.1.2. Rendements globaux

II - 4 : Performances des propulseurs électriques

La notion de consommation est reliée à la notion d'efficacité dans l'utilisation de l'ergol. Cependant, dans le cas de la propulsion électrique la notion d'efficacité dans l'utilisation de la puissance électrique peut également entrer en compte. En effet, comme on l'a vu dans l'introduction, à l'inverse des propulseurs chimiques et gaz froids dont la source d'énergie est contenue dans les ergols, les propulseurs électriques utilisent une source d'énergie électrique externe.

Pour rendre compte de l'efficacité d'utilisation de la puissance électrique, on définit le rapport poussée-puissance TTPR (Thrust To Power Ratio) qui, comme son nom l'indique s'exprime comme :

$$TTPR = \frac{T}{P} \quad (72)$$

où P est la puissance électrique injectée dans le propulseur.

Lorsque l'on veut connaître l'efficacité à la fois de l'utilisation du carburant et de l'utilisation de la puissance électrique on s'intéresse à la notion de rendement total du propulseur électrique défini de la manière suivante :

$$\eta_T = \frac{P_{jet}}{P} = \frac{Q_m(v_{ex})^2}{2P} = \frac{T^2}{2Q_mP} \quad (73)$$

Cette notion permet de globalement comparer les propulseurs électriques entre eux. Cependant, η_T ne renseigne pas sur le niveau de poussée des propulseurs.

On appelle l' I_{SP} , le TTPR et le rendement total η_T des indicateurs de performance globaux car ils ne prennent en compte que les paramètres d'entrée (Q_m et P) et de sortie (T) du propulseur mais ne donnent pas de détails relatifs à la qualité du jet de plasma.

II - 4.1.3. Rendements spécifiques aux propriétés du jet de plasma

En revanche, il est possible de définir trois rendements relatifs aux propriétés du jet de plasma : le rendement massique η_m , le rendement énergétique η_e et le rendement de divergence η_D .

Le rendement massique (parfois appelé rendement d'utilisation massique) compare le débit massique des ions sortant du propulseur au débit massique d'ergol injecté :

$$\eta_m = \frac{Q_m^{ion}}{Q_m} = \frac{m_i I_{tot}}{e Q_m} \quad (74)$$

où m_i et e sont respectivement la masse et la charge élémentaire (en considérant que les ions sont simplement chargés) et I_{tot} est le courant total du faisceau d'ion. Ce rendement rend compte de la capacité du propulseur à ioniser l'ergol efficacement.

Le rendement énergétique compare la puissance totale du faisceau d'ions à la puissance électrique injectée :

$$\eta_e = \frac{I_{tot} E_i}{P} \quad (75)$$

II - 4 : Performances des propulseurs électriques

où E_i est l'énergie moyenne des ions du faisceau. Ce rendement caractérise notamment la capacité du propulseur à utiliser la puissance électrique qui lui est fournie pour accélérer les ions. Cependant, comme le courant total du faisceau d'ions apparaît également dans cette définition, le rendement énergétique va également être impacté par la capacité du propulseur à produire des ions avec la puissance électrique injectée (l'efficacité massique).

Le rendement de divergence compare la poussée réelle du propulseur à la poussée qui serait fournie si tous les ions étaient accélérés dans l'axe du propulseur. Le rendement de divergence prend la forme suivante:

$$\eta_D = \frac{T}{Q_m^{ion} v_i} = \sqrt{\frac{e}{2m_i}} \frac{T}{I_{tot} \sqrt{E_i}} \quad (76)$$

où v_i la vitesse moyenne des ions éjectés du propulseur. Ce rendement est d'autant plus faible que le faisceau diverge.

La combinaison de ces trois rendements permet de retomber sur le rendement total du propulseur :

$$\eta_m \eta_e \eta_D^2 = \frac{m_i I_{tot} I_{tot} E_i}{e Q_m P} \frac{e}{2m_i I_{tot}^2 E_i} = \frac{T^2}{2Q_m P} = \eta_T \quad (77)$$

Le rendement total est un outil pratique pour comparer facilement différents modèles ou différentes technologies de propulseur électrique. On note que la poussée est au carré dans l'expression du rendement total c'est pourquoi la simple dispersion des mesures de poussée d'un même modèle de propulseur peut faire varier son rendement total de manière significative.

II - 4.2. Vue d'ensemble des performances actuelles des propulseurs électriques

Pour pouvoir comparer la technologie du propulseur ECR, étudiée durant cette thèse, aux autres technologies existantes, il est nécessaire de s'intéresser à leurs performances. C'est pourquoi, on se propose de présenter les performances et les gammes de poussée et de puissance de quelques propulseurs électriques représentatifs. On parlera dans un premier temps des principaux modèles de propulseurs à grilles et à courant de Hall présents sur le marché (sans être exhaustif), puis on fera un rapide état de l'art des performances des propulseurs Hélicon et du propulseur VASIM-R, qui utilisent une tuyère magnétique pour accélérer le plasma, comme le propulseur ECR.

II - 4.2.1. Propulseurs à grilles et à courant de Hall

Le **Tableau 2** présente les performances pour différents modèles de propulseurs à grilles (GIE) et à courant de Hall (HET) qui sont décrits en détail ci-dessous. On y précise la gamme de puissance, la poussée T , l'Impulsion spécifique I_{SP} et l'efficacité totale η_T .

II - 4 : Performances des propulseurs électriques

Tableau 2. Liste non-exhaustive de quelques propulseurs à grille (GIE) et à courant de Hall (HET) actuellement sur le marché et leurs performances.

Nom	Constructeur	Type	Puissance (kW)	Poussée (mN)	I_{SP} (s)	η_T (%)
NSTAR	Hughes	GIE	2,3	20-100	3100	15 - 65
NEXT	GRC - AR*	GIE	7	240	4200	70
RIT-10-EVO	Airbus DS	GIE	0,15 - 0,75	5 - 25	1900-3200	30 - 50
RIT-2X	Airbus DS	GIE	2 - 6	80 - 200	3400-4300	70
BIT-1	Busek	GIE	0,028	0.185	1600	5
BIT-7	Busek	GIE	0,46	11	3300	40
BHT-200	Busek	HET	0,2	13	1400	45
BHT-8000	Busek	HET	4 - 10	330 - 450	2200-3000	60
SPT-100	Fakel	HET	1,35	80 - 90	1600-1700	50
PPS-1350	Snecma	HET	1,5	90	1700	55
SPT-20M	Fakel	HET	0,04 - 0,1	2,2 - 4		25-40**
ISCT-100	ICARE	HET	0,07 - 0,22	4 - 9	900 - 1300	25-30 **

*Glenn Research Center + Aerojet Rocketdyne ; ** Rendement de l'anode uniquement

Parmi les différents modèles de propulseurs à grille, il est important de mentionner le NSTAR (« NASA Solar Technology Application Readiness ») originellement construit par Hughes Aircraft Company (revendu en 1997 à Raytheon) et commandité par la NASA. Ce propulseur a été développé au début des années 1990 et a notamment été utilisée pour les missions : « Deep Space 1 » (1998) et « Dawn » (2007). C'est un propulseur qui fonctionne avec une puissance électrique de 2,3 kW pour une poussée située dans la gamme 20-100 mN. Il est conçu pour fonctionner au xénon. Pour éprouver la technologie en 1996, un prototype de ce modèle a fonctionné durant 8000 heures dans un caisson à vide.

Dans les années 2000, la NASA envisage d'améliorer son moteur et lance le programme NEXT (« NASA Evolutionary Xenon Thruster ») [119] afin de développer un moteur 3 fois plus puissant que le moteur NSTAR, avec 7kW de puissance et 240 mN de poussée. Les premiers moteurs opérationnels seront disponibles début 2019.

Des modèles de propulseur à grilles sont également développés en Europe depuis le début des années 2000 [120]–[122]. *Airbus Defense and Space* développe une famille de propulseurs dont le plasma est généré par une décharge radiofréquence d'où leur nom : « Radiofrequency Ion Thruster » (RIT). Différentes gammes de poussée/puissance sont disponibles. La gamme la plus ancienne est le RIT-10 qui utilisait initialement du mercure comme propergol. Le RIT-10-EVO l'a remplacé et, comme les deux autres gammes de poussée/puissance RIT- μ X et RIT-2X (ou le X est un chiffre représentant le modèle), il utilise du xénon comme propergol. Le RIT-10-EVO est situé dans la gamme 100-1000 W et 5 - 25 mN. Le RIT-2X dans la gamme 2-6 kW et 80-200 mN quant au RIT- μ X est prévu pour fonctionner dans une gamme basse puissance (< 50W) et basse poussée 5-500 μ N.

L'entreprise américaine Busek conçoit et développe différents types de propulseur électrique. Elle a notamment conçu les propulseurs electro-spray de la mission « LISAp Pathfinder » lancée en 2015. Cette entreprise présente [123] trois modèles dans sa gamme de propulseur à grilles : BIT-1, BIT-3 et BIT-7 pour des gammes de poussée-puissance entre 28W-185 μ N et 460W-11mN. Busek propose également d'utiliser avec ses propulseurs différents ergols comme l'argon, l'iode ou le krypton mais le gaz de référence est le xénon pour lesquelles les performances sont données et sont généralement

II - 4 : Performances des propulseurs électriques

meilleures. Busek possède également une gamme de propulseur à courant de Hall de différentes puissances : BHT-200, BHT-500, BHT-1500, BHT-8000. Ces modèles sont situés dans la gamme 200W - 13mN (BHT-200) et 8kW- 400mN (BHT-8000). Le BHT-200 a notamment été le premier HET américain à être envoyé dans l'espace avec la mission TacSat-2.

A l'origine les propulseurs à courant de Hall (HET) étaient principalement développés en Russie, en particulier par l'industriel *OKB Fakel* (travaillant pour Roscosmos, l'agence spatiale russe). Cette entreprise travaille depuis les années 60 sur la gamme des SPT (« Stationary Plasma Thrusters »). Les propulseurs de la première génération, les SPT-50 et SPT-60 (le chiffre indique le diamètre externe du canal en mm), étaient situés dans la gamme de poussée 20-30 mN. Ils ont notamment équipé les missions Meteor (1971). Le SPT-100 (1,35 kW 90mN) est le plus utilisé de la gamme et fait partie de la deuxième génération (1980). Il est utilisé par plus d'une trentaine de satellites en activité.

L'industriel français *Snecma* (« Société Nationale d'Etudes et de Construction de Moteurs d'Avions ») a développé sa propre gamme de propulseurs à courant de Hall : les PPS (« Propulseurs Plasmiques de Satellites »). Basé sur le modèle SPT-100 de l'industriel Russe *OKB Fakel*, le PPS-1350 a notamment été utilisé en orbite lunaire par la mission SMART-1 (2003).

Des propulseurs à courant de Hall fonctionnant à plus basse puissance sont actuellement testés et optimisés en laboratoire [124]–[126]. Les essais menés au laboratoire ICARE ont notamment permis d'atteindre des rendements situés entre 20 % et 30 % pour des puissances de décharge situées entre 70 W et 200 W. Parmi les différents modèles testés, les plus performants sont le SPT-20 développé par Fakel (et Snecma) ; le ISCT-100 développé à ICARE et le BHT-100 de Busek. On note que, dans la référence [124], les rendements sont donnés pour l'anode (c'est-à-dire le propulseur sans cathode de neutralisation). En effet, la cathode doit être optimisée indépendamment du propulseur. C'est pourquoi, lorsqu'on veut optimiser le propulseur seul, il est coutume de ne s'intéresser qu'au rendement de l'anode. Cependant, théoriquement si on voulait comparer tous les propulseurs électriques entre eux il faudrait également connaître la consommation électrique et le débit de gaz injecté dans la cathode.

II - 4.2.2. Propulseurs à tuyères magnétiques

On se propose ici de passer en revue la plupart des prototypes de propulseur hélicon développés à travers le monde en indiquant leur gamme de puissance ainsi que les performances (lorsqu'elles sont connues). On précisera lorsque des mesures de poussée ont été effectuées à l'aide de balances. On s'intéressera finalement au prototype le plus récent du propulseur VASIM-R, le VX-200 (et VX-200SS) en se focalisant sur le niveau d'avancement de la technologie et sur les performances mesurées. Même si ce propulseur n'est pas dans la gamme de puissance du propulseur ECR développé à l'ONERA et de la plupart des propulseurs hélicon, c'est l'un des seuls représentants à haute puissance de propulseurs à tuyère magnétique.

Le concept de propulseur hélicon est étudié par de nombreuses équipes scientifiques à travers le monde. Des prototypes de propulseur hélicon sont, en effet, actuellement développés en Australie, au Japon, aux États-Unis, en Italie et en Espagne. Plusieurs équipes travaillent sur le sujet aux États-Unis : au Georgia Institute of Technologies, au Massachusetts Institute of Technologies (MIT), à l'université de Michigan, à l'université de Washington et à l'université de Wisconsin-Madison.

II - 4 : Performances des propulseurs électriques

À Georgia Tech, L.Williams et M.Walker développent un propulseur hélicon situé dans la gamme 200 W à 850 W de puissance avec une fréquence de 11,9 et 13,56 MHz [127], [128]. L'enceinte plasma est plongée dans un champ magnétique qui peut atteindre 450 Gauss dans certaines zones. Au cours de son fonctionnement à un débit d'argon de 4,5 mg/s, la pression ambiante est située aux alentours de $2 \cdot 10^{-5}$ mbar. Les performances des propulseurs sont mesurées à l'aide d'une balance pendulaire inversée qui, comme celle développée pendant cette thèse à l'ONERA, est asservie à sa position d'équilibre. L'énergie moyenne des ions dans le faisceau de plasma est mesurée avec un analyseur électrostatique RPA (*retarding potential analyzer*). Une poussée pouvant atteindre 6,3 mN à 140 s d' I_{SP} a pu être mesurée et une impulsion spécifique maximum de 340 s pour une poussée de 5,6 mN a également été obtenue. L'efficacité totale maximum mesurée est de $\eta_T \sim 1,4$ %. De plus, l'énergie maximum des ions mesurée à l'aide de la sonde RPA ne dépasse pas 60 eV.

Au MIT, O.Batishchev a également développé un propulseur hélicon appelé : «MiniHelicon plasma Thruster» (mHPT) [129]. Ce dernier fonctionne pour des puissances radiofréquence situées entre 500 W et 1 kW à 13,56 MHz. Ce propulseur a été testé avec de l'argon et de l'azote comme ergol. En faisant varier le débit volumique entre 10 et 50 sccm, l'auteur a pu mesurer la poussée produite par son propulseur à l'aide d'une balance de poussée. Une spectroscopie d'émission a également été utilisée pour évaluer le taux d'ionisation et d'une sonde électrostatique de type RPA a permis de mesurer l'énergie des ions. Des impulsions spécifiques entre 1000 et 4000 s ont été obtenues. Il a été remarqué que l' I_{SP} pouvait être contrôlée en faisant varier le rapport débit-puissance. Il a pu obtenir des poussées de l'ordre de $T \approx 10$ mN pour une puissance de 700 W et 20 sccm de débit d'argon. Des rendements totaux de $\eta_T \sim 18$ % à l'azote et $\eta_T \sim 20$ % à l'argon ont finalement été estimés avec ce prototype. A noter que les performances annoncées dans cette publication sont bien supérieures à celles des autres prototypes de propulseurs hélicon actuellement développés.

Un propulseur hélicon est également étudié à l'université de Michigan, au laboratoire «Plasmadynamics & Electric Propulsion Laboratory» (PEPL), notamment par A.Shabshelowitz et A.Gallimore [130]. Le propulseur a été testé pour des puissances radiofréquence entre 1 et 1,2 kW à 13,56 MHz pour des débits massiques d'argon situés entre 2,5 et 8 mg/s. Les diagnostics utilisés pour mesurer les performances sont : une balance de poussée, une sonde de Faraday et une sonde de Langmuir. La balance de poussée est un pendule inversé non asservi et calibré à l'aide de masselottes. Une sonde Faraday et une sonde de Langmuir ont permis de mesurer respectivement le courant d'ions éjectés du propulseur et le potentiel plasma. Les mesures ont permis de déterminer des poussées de l'ordre de 10 mN pour une efficacité totale maximum de l'ordre de $\eta_T \sim 1$ %. L'efficacité massique a été estimée inférieure à 15 %.

L'expérience MadHeX («Madison Helicon eXperiment») est, comme son nom l'indique, le propulseur hélicon développé à l'université de Wisconsin-Madison [131][132]. Ce propulseur fonctionne à l'argon pour une puissance radiofréquence entre 500 et 900 W à 13,56 MHz. Aucune mesure de performance ne semble avoir été menée. Cependant, trois sondes électrostatiques ont été utilisées pour effectuer le diagnostic du plasma : une sonde RPA, une sonde émissive et une sonde de Langmuir. Ces diagnostics ont permis de mesurer l'énergie moyenne du faisceau d'ions, la température électronique et le potentiel plasma. L'énergie des ions argon a été mesurée à environ 170 eV à 500 W. Une chute brutale de potentiel plasma de 80 V a été observée sur une courte distance (< 10 cm), ce qui confirme pour les auteurs la présence du phénomène de double couche («Double Layer»), qui est l'une des causes possibles de l'accélération des ions dans la tuyère magnétique.

II - 4 : Performances des propulseurs électriques

À l'université de Washington, R.Winglee et B.Robertson ont développé un propulseur hélicon haute puissance qui fonctionne dans un mode pulsé [133]. Ce propulseur appelé HPH pour « High Power Helicon » fonctionne à des puissances situées entre 20 et 40 kW pour des débits d'argon situés entre 5 et 20 mg/s. Cependant, l'objectif du travail avec ce propulseur n'a pas été de mesurer ses performances mais plutôt d'analyser l'accélération et le détachement du plasma dans la tuyère magnétique. Des mesures de densité électronique ont été menées et ont été comparées à des simulations numériques. Le propulseur hélicon a produit des densités électroniques entre $n_e \approx 10^{18} - 10^{20} m^{-3}$ (mesurée à l'aide de sonde de Langmuir) et il a été possible d'estimer que l'impulsion spécifique du propulseur était située entre 1500 et 5000 s. L'étude a notamment montré l'effet de la focalisation du faisceau de plasma sur les performances et l'importance du rapport entre la pression dynamique du plasma et la pression magnétique (le nombre d'Alfvén).

À l'université de Padoue en Italie, plusieurs études ont été menées pour développer des propulseurs hélicon. L'une des caractéristiques principales de ces propulseurs est qu'ils sont situés dans une gamme de puissance inférieure à 100 W pour des poussées de l'ordre du milliNewton. Au début des années 2010, Pavarin et al. [134], [135] ont cherché à développer un propulseur hélicon dans le cadre d'un projet européen du nom de « HPH.com » (« Helicon Plasma Hydrazine COmbined Micro »). L'objectif du programme de recherche était d'obtenir 1,5 mN de poussée et des $I_{SP} > 1200$ s. Ce propulseur a pu être testé sur différentes balances de poussée notamment au KhAI (« Kharkiv Aviation Institute ») à Kharkov en Ukraine et à l'ONERA en France. Un article de conférence présenté en 2013 [136] a montré des résultats obtenus à l'aide d'une balance de poussée. Pour une puissance radiofréquence entre 15 W et 40 W et avec un débit massique de 0,08 mg/s de xénon la poussée mesurée était de l'ordre de 400 μ N et l'efficacité totale entre 2% et 8%. Une efficacité maximale a été mesurée à $\sim 13\%$ pour 0,12 mg/s de xénon et 8W de puissance.

D'autres prototypes, pouvant aller jusqu'à des puissances de l'ordre de 200 W, ont été conçus et caractérisés. L'équipe de l'université de Padoue a également développé une balance de poussée de type pendule simple non asservi [137]. En collaboration avec *Thales Alenia Space Italia*, cette équipe travaille sur un projet appelé « SAPERE-STRONG » dont l'objectif est de concevoir un propulseur hélicon dans la gamme 1kW fonctionnant au CO₂ et au xénon. Actuellement, le prototype a été testé à 50,150 et 200 W [138] et a obtenu une poussée maximale de 1,5 mN (à 150W et 0,2 mg/s de xénon) et une efficacité totale maximum aux alentours de 3,5 %. Parallèlement, un prototype basse puissance est également développé et appelé « Mini Helicon Thruster » [139]. Ce dernier est situé dans la gamme de puissance 10 à 80 W pour des débits massiques de xénon aux alentours de 0,1 mg/s. La poussée maximum mesurée avec ce prototype dans une configuration optimisée est de 0,85 mN. L'efficacité totale maximum obtenue dans cette même configuration optimisée est située aux alentours de 5 %.

En Australie, où Rod Boswell est le pionnier sur l'utilisation des plasmas générés par les ondes hélicon pour la propulsion, plusieurs prototypes ont été développés à l'université nationale australienne (ANU) [59]. L'équipe de Boswell a mené plusieurs collaborations avec K.Takahashi de l'université de Tohoku au Japon et A.Fruchtman du « Holon Institute of Technology » en Israël. Ce dernier a notamment contribué à augmenter la compréhension physique de la technologie en proposant des modèles théoriques basés sur des équations fluides qui seront en particulier étudiés dans le chapitre VII de cette thèse [140]. Des mesures directes de poussée ont été menées au début des années 2010 sur le propulseur hélicon à aimants permanents (PM-HPT). En 2011, des poussées autour de 3 mN ont été mesurées pour des puissances radiofréquences autour de 700 W et pour un débit argon de 0,6 mg/s donnant une efficacité totale autour de 1 % [141], [142]. Dans le montage expérimental de

II - 4 : Performances des propulseurs électriques

C.Charles et al.[143], la balance de poussée est fixée à l'aimant produisant le champ magnétique qui ne subit que la partie de la poussée produite par la tuyère magnétique. Le système a ensuite été amélioré pour obtenir 15 mN avec 2kW de puissance radiofréquences à un débit argon de 0,7 mg/s correspondant à une efficacité totale de 7,5 % [144]. Il a également été remarqué que l'ajout d'une tuyère physique permettait d'améliorer sensiblement les performances. Une efficacité totale de 13,5 % a été obtenue en 2014 avec 2 kW de puissance et un débit argon de 0,75 mg/s [145].

A l'université de Tohoku au Japon, l'équipe de K.Takahashi travaille également indépendamment sur le développement de la technologie. Le diagnostic principal utilisé pour mesurer les performances de leur prototype est une balance pendulaire non asservie. Le montage expérimental permet de mesurer la poussée totale, ou bien seulement la poussée exercée sur le solénoïde engendrant le champ magnétique du propulseur. Les effets de la puissance, du débit de gaz, de l'intensité du champ magnétique et de la nature des gaz propulsifs ont été étudiés [146], [147]. Le néon, l'argon, le krypton et le xénon ont été testés comme gaz propulsifs. À l'exception du néon qui a donné de moins bons résultats, les mesures faites avec les autres gaz nobles n'ont pas montré de différences significatives avec une poussée maximale mesurée de ~ 9 mN à 1 kW de puissance et le même débit massique de 0,75 mg/s. Une autre étude a permis de mettre en évidence l'effet du diamètre de la source plasma sur les performances [148]. En effet, toutes choses étant égales par ailleurs, le passage d'un diamètre de source de 26 mm à 95 mm a permis d'augmenter la poussée mesurée d'un facteur 2 : de ~ 8 mN à ~ 16 mN à 1kW et 2,1 mg/s d'argon (respectivement $\eta_T \sim 1,5$ % et 6%). Cela a également permis d'obtenir une poussée maximale de ~ 60 mN à 6 kW et 2,1 mg/s d'argon ce qui correspond à une efficacité totale d'environ 14 %. On note également que la magnitude du champ magnétique, liée au confinement du plasma, à une importance significative sur la poussée du propulseur. Une autre étude a notamment permis de montrer qu'en augmentant l'intensité du champ magnétique, la poussée augmentait jusqu'à atteindre un seuil qui, dans les conditions opératoires de [149], est de 10 mN à 1 kW et 2,1 mg/s d'argon.

Également au Japon, au TUAT (Tokyo University of Agriculture and Technology), des propulseurs hélicons sont également étudiés au sein du projet HEAT (« Helicon Electrodeless Advanced Thruster »). Le propulseur développé est un peu différent des autres modèles présentés jusqu'à présent car il possède également un étage d'accélération (concept de Lissajous) [150]. Le prototype fonctionne à l'argon à des débits situés entre 0,2 et 1,0 mg/s et pour des puissances situés entre 100 et 400 W. La poussée est mesurée directement à l'aide d'une balance de type pendule de torsion asservi à sa position d'équilibre. Cependant, la balance n'est solidaire que du circuit magnétique ce qui fait qu'elle ne mesure pas la poussée thermique (due au gradient de pression électronique). La poussée « électromagnétique » (la seule directement mesurée) est de l'ordre de 300 μ N à 400 W et 1 mg/s d'Ar. La poussée totale est estimée à partir des mesures de température électronique obtenue à l'aide de sondes électrostatiques. Pour la condition précédente (400 W, 1 mg/s), la température électronique et de l'ordre de $T_e \sim 6$ eV et la poussée totale estimée serait donc de $T \sim 650$ μ N ce qui conduit à une efficacité totale d'environ 0,4%.

Très récemment à l'université Carlos III de Madrid, l'équipe de E.Ahedo, qui est principalement spécialisé dans les études numériques des propulseurs à plasma, a conçu un propulseur hélicon en partenariat avec l'entreprise d'ingénierie espagnole *SENER*. Ce propulseur a été testé à l'argon et au xénon à des débits situés entre 0,1 et 3 mg/s pour des puissances entre 100 et 500 W. Les performances ont été estimées à partir de mesures de sondes électrostatiques. Une poussée de 6,6 mN

II - 4 : Performances des propulseurs électriques

a été mesurée à la puissance de 500 W et 1,5 mg/s d'argon ce qui correspond à une efficacité totale d'approximativement 3 % [151].

Les premiers essais concernant le propulseur à plasma multi-étage VASIMR remontent aux années 90 au MIT puis à l'*Advanced Space Propulsion Laboratory* avant la création de la compagnie privée qui s'occupe de son développement : *Ad-Astra Rocket* (AARC) en 2005. Contrairement au propulseur hélicon présenté précédemment, le propulseur VASIMR est uniquement destiné à être utilisé à très haute puissance ($> 100\text{kW}$). Plusieurs prototypes de différentes puissances ont été conçus : les VASIMR eXperiments (VX). La première version, le VX-10 (10 kW) a été conçu en 1998 et pendant 10 ans se sont succédés des prototypes de plus en plus puissants (25,50 et 100 kW) jusqu'à la version la plus récente : le VX-200 (200 kW) sortie en 2008. Cette même année, AARC et la NASA signait un accord pour effectuer des tests d'un prototype de 100 kW sur la station internationale. Cependant, en 2015 ce projet a été annulé par la NASA qui considère que l'ISS n'est pas la plate-forme idéale pour tester les propulseurs de ce niveau de puissance. Cependant, l'installation sur l'ISS reste une option pour de futures démonstrations en vol. En 2015 AARC a reçu un financement de 10 millions de dollars de la NASA pour concevoir un prototype de 200 kW qui puissent endurer plus de 100 heures de fonctionnement en continu : le VX-200SS (pour steady state). En 2017 AARC a annoncé avoir fait fonctionner en continu le propulseur pendant plus de 10 heures, l'objectif des 100 heures est censé être atteint en 2018.

Des mesures de performance ont été effectuées sur le prototype VX-200 [152], [153]. Les diagnostics utilisés pour mesurer les performances sont principalement des sondes électrostatiques et une balance de poussée indirecte (mesure de la quantité de mouvement du plasma lors de son impact sur une plaque diélectrique). L'ergol principalement utilisé est de l'argon mais le propulseur a également été testé au krypton, à l'oxygène, à l'azote et à l'hydrogène. Les meilleurs résultats ont été obtenus à l'argon et au krypton. À 100 kW et à 107 mg/s d'argon, une poussée de l'ordre de 3,5 N a été mesurée pour une impulsion spécifique de 3500 s et une efficacité totale de 56 %. La vitesse moyenne des ions du faisceau de plasma a été mesurée supérieure à 30 km/s. À 200 kW, une poussée de 6 N a été mesurée pour une impulsion spécifique de 5000 s et une efficacité totale de 72 %.

Les principales performances mesurées sur des propulseurs à tuyère magnétique sont résumées dans le **Tableau 3**.

II - 4 : Performances des propulseurs électriques

Tableau 3. Liste non exhaustive des différents prototypes de propulseurs à tuyères magnétiques et leurs performances mesurées expérimentalement.

Equipe de recherche	Type	Gaz/Débit (mg/s)	Puissance (W)	T_{max} (mN)	η_T^{max} (%)
Georgia Tech	HPT	Ar / 4,5	200 - 850	5 - 6	~ 1
M.I.T	HPT	Ar - N ₂ /0,3 - 1,5	500 - 1k	~ 10	~ 20
Université Michigan	HPT	Ar / 2,5 - 8	1k - 1,2k	~ 10	~ 1
MadHeX (Wisconsin)	HPT	Ar / 0,06	500 - 900	-	-
Université Washington	HPT	Ar / 5 - 20	20k - 40k	-	-
Univ. Padoue HPH.com	HPT	Xe / 0,08 - 0,15	5 - 40	0,5	13
Univ. Padoue MiniHPT	HPT	Ar-Xe / 0,1 - 0,2	10 - 70	0,85	5
Univ. Padoue STRONG	HPT	Ar-Xe / 0,1 - 0,2	50 - 200	1,5	4
TUAT* (Tokyo)	HPT	Ar/ 0,2 - 1,0	100 - 400	0,6	< 1
ANU - PMHPT	HPT	Ar / 0,75	2k	20	13,5
Tohoku (Japon)	HPT	Ar/Kr/Xe:0,75-2	1k - 6k	60	~ 14
EP2 - SENER (Madrid)	HPT	Ar:1-3/Xe:0,1-3	500	7	~ 3
Ad-Astra Rocket VX-200	VASIMR	Ar Kr / ~ 100	100k / 200k	6000	72
ONERA	ECR	Xe / 0,1	10 - 50	~ 1	~ 20

*Tokyo University of Agriculture and Technology

La poussée et le rendement total d'une partie des technologies de propulseur électrique est présentée en fonction de la puissance sur la **Figure 29**. Ils sont catégorisés par type de technologie. On constate que dans la gamme de puissance 10-100 W, le propulseur ECR présente des performances équivalentes ou supérieures aux autres technologies. On peut donc espérer que des modèles à plus forte puissance (donc de plus grandes dimensions) permettront d'améliorer le rendement total.

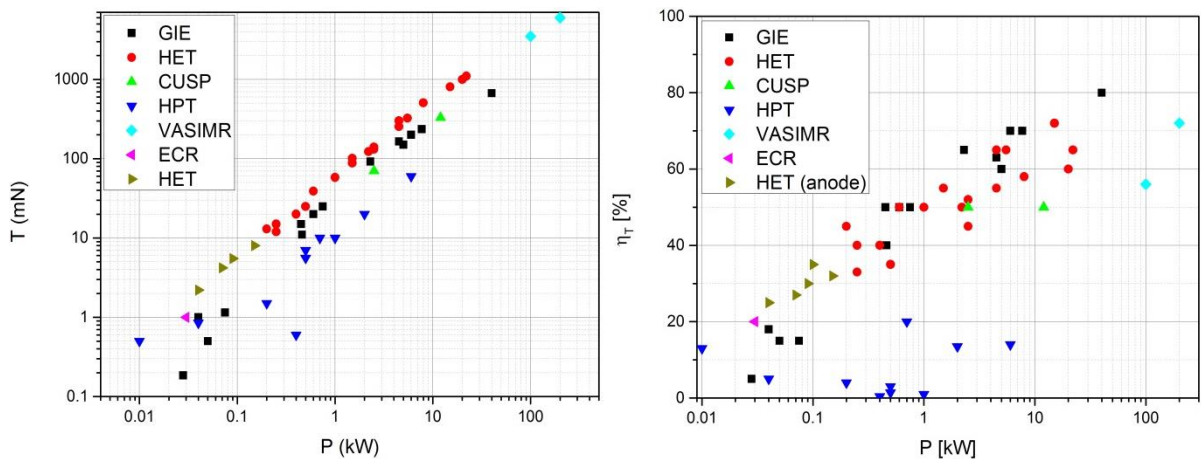


Figure 29. Poussée (à gauche) et rendement total (à droite) de différentes catégories de propulseur électrique en fonction de la puissance électrique injectée. (les données sont issues des publications citées précédemment). Seul le rendement de l'anode est représenté pour la série « HET (anode) ».

Chapitre III

Matériel et méthodes

Dans ce chapitre sont présentés les moyens d'essais, les instruments et les différentes méthodes utilisées dans cette étude. On s'intéresse tout d'abord à l'ensemble des moyens permettant d'obtenir le vide nécessaire à l'utilisation du propulseur et au montage du propulseur dans l'enceinte. On explique également comment le propulseur est alimenté en puissance micro-onde. On présente la manière dont la puissance est transmise jusqu'au propulseur et comment elle est mesurée. On s'intéresse ensuite plus particulièrement aux méthodes d'analyse des propriétés du plasma éjecté du propulseur. Comment peut-on en déduire les performances du propulseur et quelles sont les approximations utilisées ? L'acquisition des données est ensuite présentée. On terminera ce chapitre par la présentation du code PIC 1D3V utilisé à la fin du travail de thèse.

III - 1. Installations et chambres à vide

L'étude expérimentale des propulseurs à plasma nécessite l'utilisation de caissons à vide. En effet, ces propulseurs sont destinés à être installés sur des satellites ou des engins spatiaux évoluant dans des conditions de pressions faibles, caractéristiques du vide poussé. Les caissons ont donc pour fonction de simuler les conditions de pression de l'environnement spatial.

De manière générale, les caissons à vide sont utilisés dans des procédés nécessitant une pression inférieure à la pression atmosphérique pour différents domaines de l'industrie, comme par exemple dans le domaine de la fabrication des semi-conducteurs. Ils sont notamment caractérisés par le niveau de vide limite qu'ils peuvent atteindre : du vide grossier (de 10^3 mbar à 1 mbar) à l'ultravide (de 10^{-7} mbar à 10^{-10} mbar) en passant par le vide poussé (entre 10^{-3} et 10^{-7} mbar). Toutes les applications utilisant le vide ne requièrent pas les mêmes exigences. Par exemple, un dépôt de couches minces dans l'industrie des semi-conducteurs peut se contenter d'un vide primaire alors que le vide nécessaire dans un accélérateur de particule est dans la gamme de l'ultravide. Il est difficile d'obtenir des niveaux de vide élevés car cela requiert des installations très coûteuses et de taille imposante. En effet, lorsque l'on extrait l'air d'une enceinte, il est impossible d'atteindre le vide absolu, c'est-à-dire un environnement complètement dépourvu de particules, à cause des différents types de fuites et du phénomène de perméation. En effet, la pression résiduelle dans l'enceinte est limitée par les spécifications des pompes, les différentes fuites et par des phénomènes de dégazage qui n'ont lieu qu'à basse pression.

III - 1 : Installations et chambres à vide

Dans le domaine de la propulsion à plasma il est notoirement connu que l'environnement créé en laboratoire ne reproduit pas tout à fait celui présent dans les conditions hors atmosphère. Des effets de pression résiduelle et des effets de bord peuvent apparaître et modifier significativement le comportement d'un propulseur. Des effets tels que l'ionisation du gaz résiduel, les émissions d'électrons secondaires, l'échange de charge ou les modifications du potentiel plasma ambiant. Ils sont dus principalement au nombre et à la fréquence de collisions des particules du plasma avec les atomes neutres résiduels présents dans le caisson. Ils sont regroupés sous l'appellation « effets de caissons » et peuvent être néfastes pour le fonctionnement du propulseur. En effet, ils peuvent abaisser artificiellement le potentiel plasma du propulseur ou encore perturber les diagnostics, comme par exemple lorsque le phénomène d'échange de charge (décrit dans le paragraphe sur les incertitudes de la sonde Faraday) est important.

Une chambre à vide est constituée d'une enceinte cylindrique généralement en acier et d'un système de pompage. Contrairement à certains caissons dits « à pression statique », les caissons utilisés pour la propulsion électrique nécessitent de pomper en continu la matière éjectée par le propulseur afin d'éviter que la pression n'augmente au sein du caisson durant son utilisation. En fonctionnement, la pression résiduelle est plus ou moins élevée selon l'efficacité du pompage. Le paramètre permettant de quantifier la capacité du caisson à évacuer/transférer le gaz est la « vitesse de pompage » du caisson v_p . Cette caractéristique de l'installation permet de déterminer la pression résiduelle dans le caisson en fonction du débit de gaz éjecté par le propulseur. Elle est définie de la manière suivante :

$$v_p = \frac{Q_V}{(P_r - P_{r0})} \quad (78)$$

où Q_V est le débit volumique de l'espèce chimique éjectée par le propulseur exprimé en mbar l/s, P_r est la pression mesurée dans la chambre à vide lorsque le propulseur est en fonctionnement et P_{r0} est le vide limite. Si l'on veut que v_p soit en l/s, P_r et P_{r0} doivent être en mbar.

Les caissons pour la propulsion spatiale sont généralement composés de deux ou trois groupes de pompage. Le pompage primaire généralement obtenu à l'aide de pompes volumétriques (du type pompes à palettes), permet de passer de la pression atmosphérique à des pressions de l'ordre de 10^{-2} mbar. Le système de pompage secondaire est constitué d'une pompe cinétique (du type pompe turbo moléculaire ou pompe à diffusion) et éventuellement, d'une pompe à fixation comme la pompe cryogénique qui permet de condenser le gaz résiduel en refroidissant une surface à très basse température. En général, la pression limite pouvant être atteinte dans une chambre à vide dépend de la nature du gaz qui est injecté, des spécifications des pompes secondaires ainsi que des technologies de raccords et de joints pour les conduites et les ouvertures du caisson. Les expérimentations menées dans ce travail de thèse ont été effectuées à l'aide de deux chambres à vide situées sur le site de l'ONERA Palaiseau : les caissons B09 et B61.

III - 1 : Installations et chambres à vide

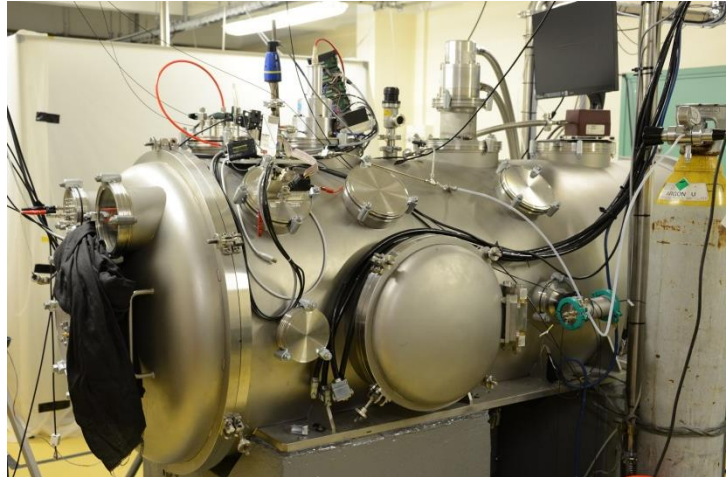


Figure 30. Caisson B09 à l'ONERA - Palaiseau.

Le caisson B09 (**Figure 30**) est un caisson cylindrique construit en 2009 qui mesure 80 cm de diamètre pour 2 m de long. Le système de pompage est constitué d'une pompe primaire *Alcatel 2100 AC* avec une vitesse de pompage jusqu'à 120 m³/h et de trois pompes turbo moléculaires *Pfeiffer HiPace 2300C* ayant chacune une vitesse de pompage de 1900 l/s (pour du N₂). La vitesse de pompage totale du caisson mesurée est de 2000 l/s pour du xénon. Environ trois heures de pompage sont nécessaires pour atteindre un vide limite de 10⁻⁶mbar. La remise à l'air du caisson est effectuée en environ une demi-heure.

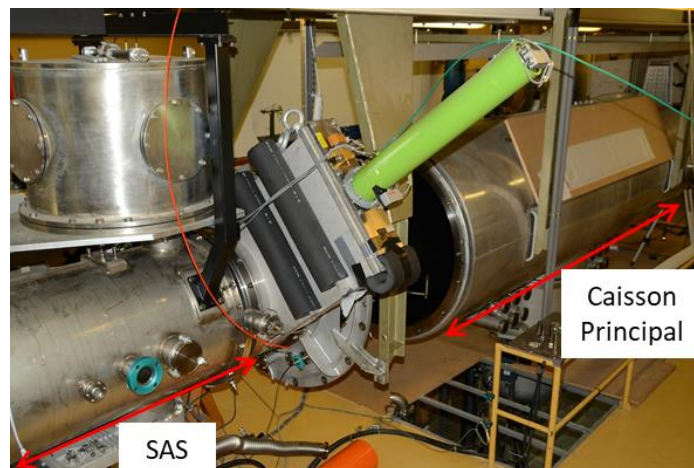


Figure 31. Caisson B61 à l'ONERA- Palaiseau.

Le caisson B61 (**Figure 31**) est entré en service en 1961 et a été remis à jour à la fin des années 1990. L'enceinte est composée de deux parties : un « sas » (60 cm de diamètre et 1 m de long) et un « caisson principal » (1 m de diamètre et 4 m de long). Le pompage primaire est assuré par une pompe à palettes *Pfeiffer DUO 120A* dont la vitesse de pompage atteint 120 m³ d'air par heure. Quant à son pompage secondaire, celui-ci est assuré par une pompe turbo moléculaire *Pfeiffer ATH 2303M* à sustentation magnétique et possédant une vitesse de pompage de 2150 l/s (de N₂) et par un système

III - 1 : Installations et chambres à vide

cryogénique, constitué de trois têtes cryogéniques *On-board WaterPump* et d'un compresseur *Compressor 9600* de la marque *CTI-cryogenics Helix technologies*. Deux des trois têtes cryogéniques sont reliées à des panneaux latéraux cylindriques, alors que la troisième tête cryogénique est reliée à une voile centrale qui est la surface de fixation du gaz (**Figure 32**). Les deux panneaux latéraux sont à une température d'environ 100 K, de manière à limiter le flux radiatif sur la voile et en permettant d'abaisser la température de la surface de pompage à environ 35 K. Cette température étant suffisante pour pomper efficacement le xénon.

Ce dispositif permet au caisson B61 d'atteindre une vitesse de pompage de 8000 l/s pour du xénon. Bien que ce caisson soit moins facile à manipuler que le caisson B09 en raison des temps de mise sous vide et de remise à l'air élevés, c'est celui qui a accueilli la grande majorité des expériences menées dans cette thèse car il dispose de la plus grande vitesse de pompage. Il va, en effet, être montré, dans le **Chapitre VI**, que la pression résiduelle influence de manière non négligeable les performances du propulseur.

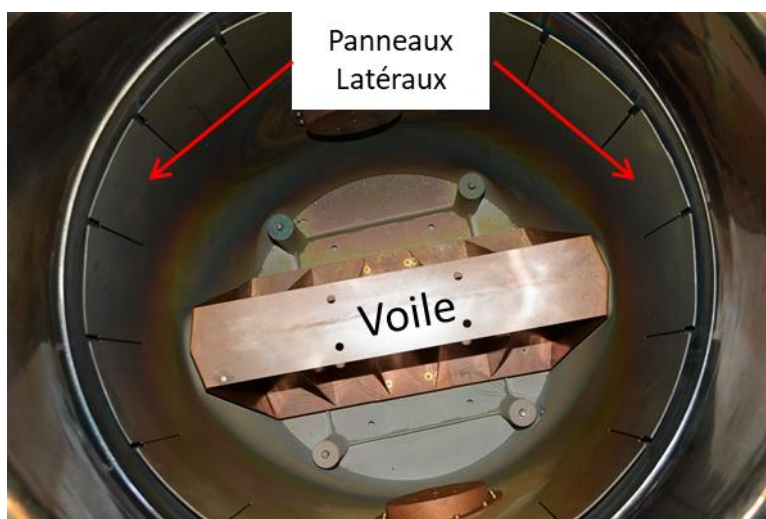


Figure 32. Pompe cryogéniques à l'intérieur du B61. Les panneaux latéraux peuvent descendre à 100K lors du fonctionnement et la « voile » au centre peut descendre jusqu'à 35K.

Étant donné que le niveau de vide est un paramètre important, il est nécessaire de mesurer la pression en temps réel. Pour cela, que ce soit au B09 ou au B61, deux modèles de sonde de pression ont été utilisés pour ces travaux de thèses : la jauge *MKS Quattro Series 999* et la jauge *Pfeiffer PKR361*. La jauge *MKS* est composée de trois capteurs en un : une jauge à ionisation à cathode chaude (de type Bayard-Alpert), une jauge micro-Pirani, et un capteur piézo-électrique. Les différents capteurs sont utilisés successivement selon les niveaux de pression. Le capteur piézo-électrique est actif à partir de 80 mbar, puis la jauge micro-Pirani est utilisé jusqu'à 10^{-3} mbar et en dessous, la cathode chaude prend le relais. La sonde *PKR361*, quant à elle, est constituée de deux systèmes de mesure séparés : une jauge Pirani et une jauge à ionisation à cathode froide (de type jauge de Penning). La cathode froide devient active en dessous de 10^{-2} mbar. Les informations constructeurs donnent une précision pour les basses pressions égale à 20 % et 30 % pour, respectivement, la sonde *MKS* et la sonde *Pfeiffer*.

III - 2 : Génération, transmission et mesure de la puissance micro-onde

Il est à noter que ces deux technologies sont sensibles à la nature du gaz en présence. Les deux sondes sont calibrées pour mesurer une pression en azote. Il est donc nécessaire d'appliquer des coefficients correctifs si l'on veut mesurer la pression pour d'autres types de gaz :

$$P_{reel} = C_{gaz} P_{N_2} \quad (79)$$

Dans le cas du xénon (gaz le plus utilisé dans cette étude), le coefficient à appliquer est $C_{Xe} = 2.87$ pour la jauge *MKS* et $C_{Xe} = 0.4$ pour la jauge *Pfeiffer*.

Le **Tableau 4** présente les niveaux de vide P_{reel} typiques obtenus dans le caisson B61 en injectant différents débit de xénon

Tableau 4. Pression typique mesurée dans le caisson B61 pour différents débit de xénon (propulseur éteint).

Débit de xénon (mg/s)	P_{reel} (mbar)
0	1.2×10^{-6}
0.05	1.6×10^{-6}
0.1	3.0×10^{-6}
0.2	5.2×10^{-6}

Il est à noter que, pour un même débit de gaz injecté, la pression est plus élevée lorsque le propulseur est en fonctionnement que lorsqu'il est éteint. Cet effet est probablement dû à un dégazage des parois du caisson lorsqu'elles sont soumises au flux d'ions du propulseur. En effet, dans les mêmes conditions opératoires la pression lue est relativement élevée ($P_{reel} \approx 8 \times 10^{-6}$ mbar @0.1mg/s, 40W) lors du premier allumage du propulseur de la journée et diminue ensuite progressivement au cours de son utilisation pour atteindre une valeur toujours supérieur à la valeur sans plasma ($P_{reel} \approx 4 \times 10^{-6}$ mbar @0.1mg/s, 40 W). La pression peut donc être deux fois plus faible en fin de journée par rapport au premier allumage du propulseur. De plus, la pression dans le caisson augmente également avec la puissance injectée dans le propulseur (ex : $P_{reel} = 5.6 \times 10^{-6}$ mbar à 0.1mg/s, 35W contre $P_{reel} = 6.1 \times 10^{-6}$ mbar à 0.1 mg/s, 45W acquisitions successives).

III - 2. Génération, transmission et mesure de la puissance micro-onde

L'une des principales spécificités du propulseur ECR est qu'il n'est alimenté que par une seule source d'énergie ; la puissance micro-onde. C'est un avantage certain, car un seul générateur est suffisant au fonctionnement du propulseur, contrairement aux propulseurs à grilles et à effet Hall. De plus, le PPU ne nécessite pas d'isolation galvanique pour découpler le propulseur du satellite : l'isolation peut être effectuée par un simple filtre DC-bloquant (appelé « DC block ») sur la ligne de transmission entre le générateur et le propulseur ECR. L'utilisation de puissance micro-ondes est cependant complexe et contraignante en comparaison du continu et des fréquences RF. En effet, la génération des micro-ondes est généralement moins efficace en termes de conversion d'énergie électrique (< 70% pour les magnétrons), et les éléments de transmission doivent être choisis avec précaution pour limiter les

III - 2 : Génération, transmission et mesure de la puissance micro-onde

perdes. Le circuit micro-onde utilisé pour alimenter le propulseur est détaillé dans la **Figure 33**. Les différents éléments du circuit seront décrits dans ce chapitre.

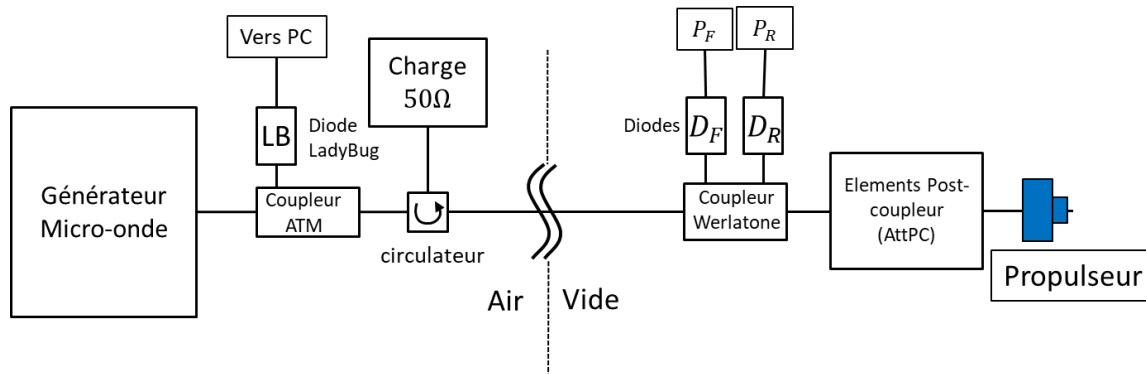


Figure 33. Schéma de la ligne micro-onde complète.

III - 2.1. Génération des micro-ondes

Dans la gamme de puissance du propulseur ECR, les deux principales techniques pour générer des micro-ondes sont le magnétron qui est la plus ancienne technique inventée dans les années 1920 et les générateurs à état solide issus de techniques de semi-conducteurs développées plus récemment. En général, les générateurs à état solide sont plus légers et compacts, plus stables à basse puissance, plus précisément réglable, ont un spectre en fréquence plus étroit et ont une durée de vie plus grande que les générateurs avec magnétron. En revanche, leur puissance de sortie est généralement moins élevée que celle des magnétrons. Il est à noter que les générateurs à état solide sont généralement composés de deux parties distinctes : l'oscillateur pour la génération d'un signal et l'amplificateur.

Un générateur à état solide et un générateur à magnétron ont été utilisés pour caractériser le propulseur ECR dans cette étude. Le générateur *Kuhne* est un générateur à état solide composé d'un oscillateur (KU-SG) à fréquence variable de 2,3 GHz à 2,6 GHz et d'un amplificateur (KU-PA 2325E-730) fournissant une puissance de sortie ajustable jusqu'à 100 W et fonctionnant sur toute la bande de fréquence de l'oscillateur. Le générateur à magnétron est un «GMP-03-KE» de la marque *Sairem* et fonctionnant à la fréquence fixe de 2,45 GHz. Il est capable de fournir une puissance de sortie allant jusqu'à 300 W. La puissance de sortie du magnétron est plus stable à haute puissance qu'à basse puissance, comme observé sur la **Figure 34** à gauche. Le spectre du générateur *Sairem* est également plus fin et plus stable à haute puissance (**Figure 34** à droite). Afin de limiter les fluctuations de puissance qui peuvent dégrader le fonctionnement du propulseur ECR, le magnétron est utilisé dans sa gamme de haute puissance (>100W) avec un atténuateur en sortie permettant de diviser par deux sa puissance de sortie afin de maintenir la gamme de fonctionnement du propulseur ECR.

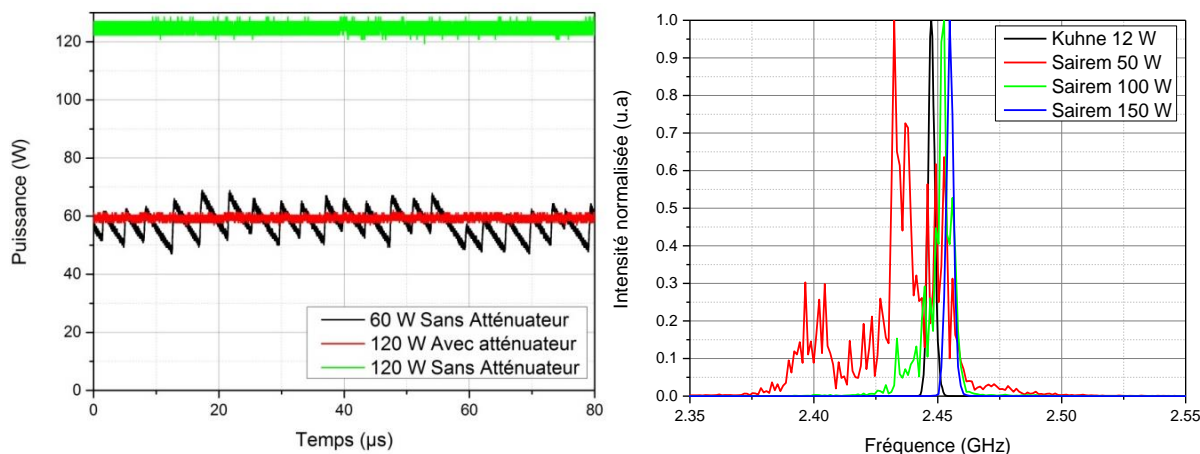


Figure 34. A gauche, Comparaison du signal de puissance en sortie du générateur *Sairem* à deux niveaux de puissance et avec et sans atténuateur. A droite, comparaison du spectre du générateur *Kuhne* et du générateur *Sairem* pour différentes puissance.

Il est à noter que, pour des conditions expérimentales équivalentes, les performances du propulseur sont équivalentes pour ces deux générateurs micro-ondes à la fréquence 2,45 GHz (**Tableau 5**). Cela a permis d'utiliser ces deux générateurs de manière indifférenciée dans toutes les expériences menées dans ces travaux de thèse.

Tableau 5. Comparaison des performances du propulseur ECR-V1 obtenues avec les générateurs *Kuhne* et *Sairem*

Générateur	<i>Kuhne</i>	<i>Sairem</i>
Puissance (W)	37	40.5
Débit (mg/s)	0.8	0.8
Couplage (%)	96	96
Efficacité totale (%)	10.8	11.0

Il est important de souligner que les générateurs micro-ondes sont sensibles aux réflexions de puissance et requièrent une protection. En effet, lorsqu'un élément de la ligne micro-ondes n'est pas adapté (c'est-à-dire qu'il ne possède pas la même impédance), l'onde de puissance incidente peut être en partie réfléchiée et ainsi revenir en direction du générateur. La plupart des générateurs possède des protections internes qui permettent soit de rediriger l'énergie réfléchiée vers un dispositif de dissipation, soit d'arrêter le générateur lorsque la puissance réfléchiée devient trop élevée. Dans tous les montages expérimentaux présentés dans ce manuscrit, un circulateur est placé en sortie du générateur afin de rediriger la puissance réfléchiée vers une charge 50Ω (**Figure 33**).

Dans l'état actuel de la technologie, les générateurs micro-ondes suffisamment puissants pour le propulseur sont coûteux, volumineux, peu performants (efficacité < 70 %), ou non utilisables dans le vide. De nouvelles technologies sont donc nécessaires pour intégrer le propulseur à une plate-forme de satellite. En effet, le rendement total du propulseur est directement impacté par l'efficacité du générateur micro-onde. Des recherches sont actuellement menées dans le cadre du projet européen

III - 2 : Génération, transmission et mesure de la puissance micro-onde

MINOTOR par Thales Micro-electronics afin de développer un générateur micro-ondes à état solide compact et très efficace (objectif de rendement : 90%).

III - 2.2. Transmission des micro-ondes

Mis à part pour le dispositif de transmission des micro-ondes entre le plateau et le bras de la balance (voir Chapitre V), la puissance est transmise par des câbles coaxiaux spécifiés pour la gamme de fréquence (2,45 GHz) et de puissance (<100 W) utilisée. Ces câbles sont caractérisés notamment par leur qualité de transmission (pertes diélectriques), la puissance maximum admissible.

En pratique, on utilise un appareil appelé « analyseur de réseau » (ou VNA acronyme anglais pour: « Vector Network Analyser ») qui permet de mesurer la qualité des câbles et d'anticiper les niveaux de puissance aux différents points de la ligne micro-ondes. Le VNA est un appareil permettant de générer et de mesurer des micro-ondes (avec un faible niveau de puissance) à différentes fréquences entre ses deux ports. Les composants micro-ondes (par exemple les câbles coaxiaux) peuvent ainsi être caractérisés en termes de capacité à transmettre ou à réfléchir le signal (**Figure 35**).

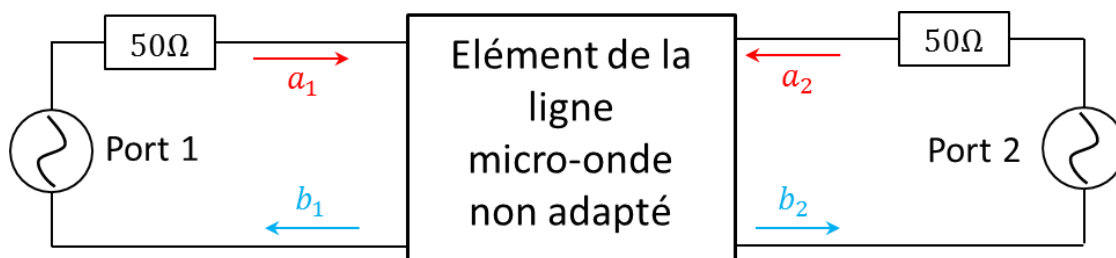


Figure 35. Principe de l'analyse d'un réseau micro-onde à l'aide d'un VNA à deux ports. Les grandeurs **a** et **b** sont des « ondes de puissance ».

Le VNA restitue ces informations sous la forme d'une matrice appelée matrice de diffusion (S pour « scattering »), dont l'expression est la suivante :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{pmatrix}}_S \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (80)$$

où « a » et « b » sont des « ondes de puissance », respectivement incidente et réfléchie de l'élément à analyser. Ce sont des nombres complexes dont le module au carré donne la puissance réelle. La matrice complexe S met en relation les ondes de puissance réfléchies des deux ports en fonction des ondes de puissance incidentes des deux ports. Le VNA permet de mesurer tous les éléments de cette matrice. Il est à noter que dans ce domaine, les quantités mesurées sont souvent données en décibels (dB). Lorsqu'ils sont exprimés en dB, les coefficients s_{ij}^{dB} de la matrice de diffusion sont reliés à leurs versions linéaires par l'expression suivante :

$$s_{ij}^{dB} = -10 \log_{10} |s_{ij}|^2 = -20 \log_{10} |s_{ij}| \quad (81)$$

III - 2 : Génération, transmission et mesure de la puissance micro-onde

Il est intéressant de définir aussi la matrice T de transmission qui met en relation les ondes de puissance incidente et réfléchie du port 2 en fonction des ondes de puissance incidente et réfléchie du port 1 :

$$\begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/s_{21} & -s_{22}/s_{21} \\ s_{11}/s_{21} & s_{12} - s_{11}s_{22}/s_{21} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} \quad (82)$$

Il est particulièrement pertinent de déterminer les propriétés de la ligne micro-ondes post-coupleur située entre le coupleur, où la puissance est mesurée, et le propulseur, où l'on cherche à connaître la puissance dissipée dans le plasma.

III - 2.3. Mesure de la puissance

La puissance transmise au propulseur, qui est une information essentielle pour évaluer les performances du propulseur, doit être calculée à partir de la puissance incidente et de la puissance réfléchie, mesurées au niveau du coupleur. Pour cela, il est possible de représenter la ligne micro-ondes entre le coupleur et le propulseur comme un système à deux ports dont le premier port est le coupleur, adapté à la ligne micro-ondes. Le deuxième port est le propulseur, qui lui, n'est pas adapté (**Figure 36**).

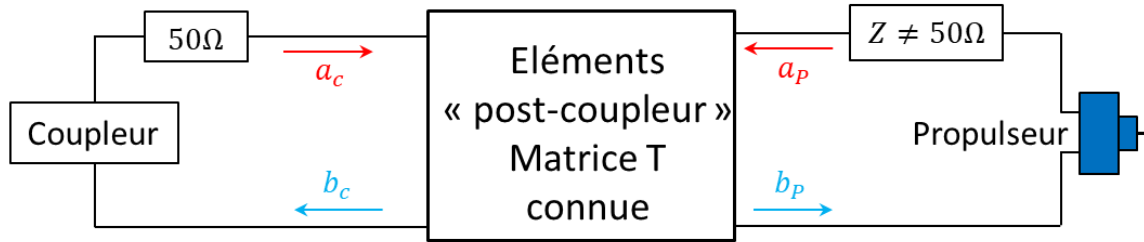


Figure 36. Schéma de la ligne micro-onde « post-coupleur ». Ses propriétés (de transmission et de réflexion) sont utilisées pour calculer la puissance transmise au propulseur.

On définit $P_F = a_c a_c^*$ et $P_R = b_c b_c^*$ (avec a^* complexe conjugué de a) comme les puissances incidente et réfléchie mesurées au niveau du coupleur. $P_{Fp} = b_p b_p^*$ et $P_{Rp} = a_p a_p^*$ sont les puissances incidente et réfléchie à l'entrée du propulseur. On peut obtenir les expressions de la puissance incidente et réfléchie au niveau du propulseur en fonction de celle lue au niveau du coupleur en utilisant les propriétés de transmission (la matrice T) de la ligne « post-coupleur » mesurée précédemment au VNA:

$$\begin{pmatrix} a_p \\ b_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_c \\ a_c \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{cases} a_p = b_c T_{11} + a_c T_{12} \\ b_p = b_c T_{21} + a_c T_{22} \end{cases} \quad (83)$$

La puissance transmise au propulseur est donc :

III - 2 : Génération, transmission et mesure de la puissance micro-onde

$$P_T = P_{Fp} - P_{Rp} = (b_p b_p^* - a_p a_p^*) \quad (84)$$

En pratique, on mesure une très faible réflexion dans la ligne micro-ondes située entre le coupleur et le propulseur qui est donc négligée face à la puissance absorbée dans le câble. Cela se traduit par $s_{11} = s_{22} = T_{12} = T_{21} = 0$. De plus, on vérifie expérimentalement que la ligne est réciproque : $s_{12} = s_{21}$. On en déduit une expression simplifiée de la puissance transmise au propulseur en fonction des puissances incidentes et réfléchies lues au niveau du coupleur :

$$P_T = P_F |s_{12}|^2 - \frac{P_R}{|s_{12}|^2} = P_F 10^{-\frac{|s_{12}^{dB}|}{10}} - P_R 10^{\frac{|s_{12}^{dB}|}{10}} \quad (85)$$

On définit aussi le couplage du propulseur comme étant le rapport de la puissance transmise dans le propulseur à la puissance incidente au niveau du propulseur :

$$C_{mw} = \frac{P_T}{P_{Fp}} = \frac{P_T}{P_F 10^{-\frac{|s_{12}^{dB}|}{10}}} \quad (86)$$

En pratique, la mesure de l'atténuation de la puissance entre le coupleur et le propulseur $|s_{12}^{dB}|$ est très sensible à la fréquence (**Figure 37**), au positionnement du câble et aux contraintes appliquées aux connecteurs. Ceci conduit à prendre une incertitude supplémentaire sur la valeur de l'atténuation post-coupleur.

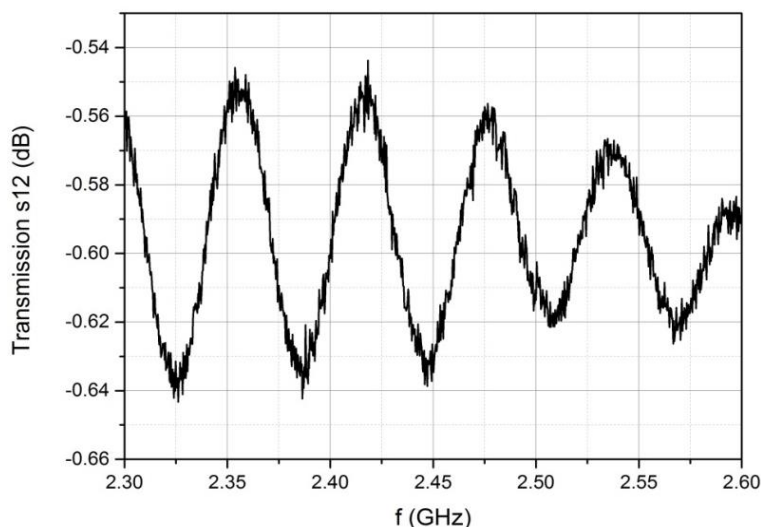


Figure 37. Mesure typique au VNA de la composante s_{12}^{dB} d'un câble micro-onde en fonction de la fréquence (ici entre 2.3GHz et 2.6 GHz).

Le coupleur est un élément micro-ondes adapté à la ligne ($Z = 50\Omega$) qui prélève une infime partie de la puissance le traversant. Cette puissance est ensuite mesurée par des diodes Schottky (les détecteurs) qui convertissent les signaux RF en signaux DC. Il existe différentes catégories de coupleur : les coupleurs unidirectionnels et les coupleurs bidirectionnels. Les coupleurs unidirectionnels prélèvent uniquement la puissance incidente alors que les coupleurs bidirectionnels prélèvent à la fois la puissance incidente et la puissance réfléchie. Aussi, un coupleur se caractérise par deux grandeurs : le

III - 2 : Génération, transmission et mesure de la puissance micro-onde

couplage et la directivité. Le couplage représentant la fraction de puissance prélevée par le coupleur et la directivité le niveau d'isolation entre les deux ports de prélèvement (pour un coupleur bidirectionnel). En effet, plus le niveau de puissance réfléchi est élevé et moins la mesure de la puissance incidente sera précise.

Dans le montage standard du propulseur ECR dans le caisson B61 (**Figure 33**), la ligne micro-ondes comporte deux coupleurs bidirectionnels. Le premier coupleur (*ATM / PNR-CHP274*) présente un couplage de -30dB. Il est placé en sortie de générateur, à l'extérieur du caisson, et sert à vérifier quantitativement la puissance qui est injectée dans le circuit. Il est positionné en amont du circulateur, ce qui permet de ne pas être perturbé par une éventuelle puissance réfléchi. L'autre coupleur (*Werlatone / C6187-12*) possède un couplage de -40 dB et est placé sous vide à une position proche du propulseur.

Le coupleur extérieur est associé à un détecteur calibré *LadyBug LB478A* qui transmet ses données via une liaison USB vers l'ordinateur de mesure, ce qui permet de visualiser le niveau de puissance en temps réel. Le coupleur intérieur, qui mesure la puissance transmise au propulseur, est équipée de deux détecteurs *JFW / 50D-052* non pré-calibrés. Les deux détecteurs doivent être préalablement calibrés, soit à l'aide du VNA (dont on peut faire varier le niveau de puissance), soit en utilisant le détecteur calibré *LB478A* et un générateur suffisamment stable temporellement. La **Figure 38** est un exemple typique de calibration d'un détecteur. La courbe de réponse est interpolée à l'aide d'un polynôme d'ordre 3 et est utilisée dans le programme d'acquisition qui va convertir le signal DC des détecteurs en niveau de puissance.

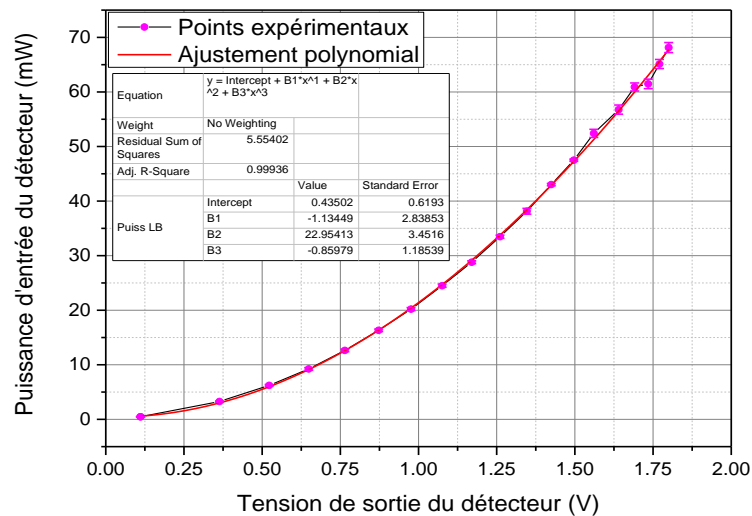


Figure 38. Exemple typique de courbe de calibration d'un détecteur de marque *JFW*. Il convertit un signal micro-onde en un signal continu.

Il est important de noter que cette calibration n'est *a priori* valide que pour une seule fréquence (ici 2,45 GHz) et qu'il faut donc re-calibrer les détecteurs si l'on veut changer de fréquence.

En considérant que la puissance de sortie du VNA est calibrée et stable, une série de mesures tests a été effectuées avec le détecteur calibré dans différentes configurations (avec différents câbles, niveau de réflexion, etc...). Une dispersion d'environ 4 % a été relevé autour du résultat théorique attendu.

C'est pourquoi, dans la suite de ce travail de thèse, l'incertitude relative de la mesure de puissance sera toujours :

$$\frac{\Delta P}{P} = 4\%$$

III - 3. Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

Dans ce travail de thèse, deux diagnostics ont principalement été utilisés pour mesurer les performances du propulseur ECR : une sonde de Faraday et une balance pendulaire. Cette dernière ne sera pas présentée dans ce chapitre car elle a été adaptée et optimisée durant cette thèse et par conséquent un chapitre entier lui sera dédié (**Chapitre V**).

La mesure directe de poussée des propulseurs à l'aide de balances est le diagnostic le plus fiable pour évaluer les performances d'un propulseur à plasma car c'est une mesure de la poussée directe et absolue [154]. En effet, ce diagnostic est une mesure de la poussée intégrée ne nécessitant qu'une calibration préalable réduisant ainsi les incertitudes de mesure. Par conséquent, ce diagnostic est le moyen de mesure standard utilisé dans l'industrie.

Cependant, l'utilisation d'une sonde de Faraday donne accès à plus d'informations sur le fonctionnement du propulseur. Contrairement à la mesure directe de la poussée celle-ci estime la poussée générée par le propulseur à partir de deux grandeurs : la densité de courant ionique, J_i , et l'énergie moyenne des ions E_i mesurable en deux temps. Cela permet de connaître séparément le débit et la vitesse d'ion éjectée, nous permettant ainsi de connaître l'efficacité massique (η_m), l'efficacité énergétique (η_e) et l'efficacité de divergence (η_D) définies au **Chapitre II**.

III - 3.1. Estimation de la poussée

Il est possible de ré-exprimer l'expression de la poussée $T = \dot{m}v$ présentée dans l'introduction en y faisant apparaître les grandeurs mesurées par la sonde de Faraday. En effet, la poussée totale T générée par le propulseur est simplement la somme de poussées élémentaires δT générées par un transfert de quantité de mouvement au niveau de chaque surface élémentaire traversée par le plasma. Du point de vue de la sonde Faraday, la poussée élémentaire correspond à la pression exercée par le plasma sur sa surface de collection δS . Pour obtenir la poussée totale, il faut donc déplacer la sonde afin de capter l'intégralité du flux d'ions sortant du propulseur.

Pour ce faire, la sonde de Faraday est montée sur une platine de rotation qui permet de réaliser des balayages angulaires à une distance D_F de la sortie du propulseur (**Figure 39**).

III - 3 : Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

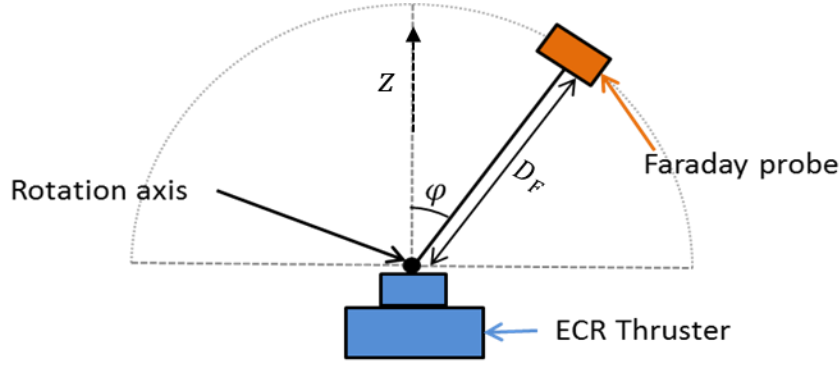


Figure 39. Schéma du dispositif de scan angulaire avec la sonde de Faraday. L'axe « z » est confondu avec l'axe du propulseur.

La pression P_{plasma} qu'exerce le plasma sur la sonde de Faraday est similaire à une pression d'arrêt (pression dynamique) d'un fluide compressible. A cause de leur faible masse comparée à celle des ions, les électrons contenus dans le plasma ne transportent quasiment aucune quantité de mouvement. C'est pourquoi on considère que ce sont uniquement les ions qui produisent la poussée.

En théorie, la plume est axisymétrique et la poussée est orientée selon z. En utilisant les coordonnées sphériques et les notations de la **Figure 39**, la poussée axiale élémentaire peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\delta T_z = P_{plasma} \cos(\varphi) \delta S = M n v_i^2 \cos(\varphi) D_F^2 \sin(\varphi) \delta\varphi \delta\theta \quad (87)$$

où M est la masse des ions, n est la densité du plasma, v_i sa vitesse et l'élément de surface $\delta S = D_F^2 \sin(\varphi) \delta\varphi \delta\theta$ en coordonnées sphériques. En définissant la densité de courant ionique $J_i = q n v_i$ où q est la charge de l'ion, la poussée intégrée s'exprime de la façon suivante :

$$T_z = 2\pi \frac{M}{q} D_F^2 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} J_i(\varphi) v_i(\varphi) \sin(\varphi) \cos(\varphi) d\varphi \quad (88)$$

À ce stade, deux hypothèses ont été faites : le système est axisymétrique où une seule espèce d'ions de masse M et de charge q est considérée. La vitesse v_i des ions est obtenue partir de leur énergie cinétique $E_i = \frac{M}{2} v_i^2$.

III - 3 : Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

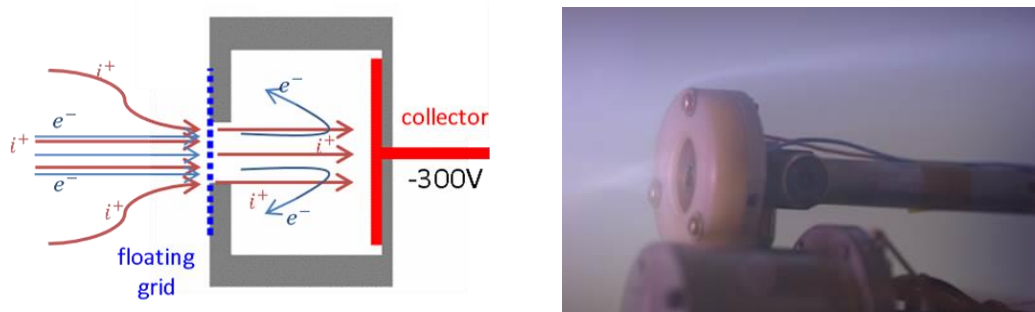


Figure 40. A gauche, schéma de principe de la sonde de Faraday. Lorsque le collecteur est polarisé négativement, les électrons sont repoussés et la sonde mesure le courant ionique. A droite, prise de vue de la sonde Faraday immergée dans un plasma.

La sonde de Faraday est constituée de deux éléments : le collecteur et la grille (**Figure 40** à gauche). Le collecteur est une surface métallique polarisée à la tension V_C et qui attire ou repousse les particules chargées en fonction de leur énergie cinétique en les collectant. La grille, située en amont du collecteur dans le flux d'ions, permet d'écranter le champ électrique créé par le collecteur afin de ne pas augmenter artificiellement la surface de collection de la sonde. Ainsi, seuls les ions qui se dirigent vers la sonde seront collectés.

La sonde utilisée lors de cette thèse (**Figure 40** à droite) possède un diamètre de collection de 6 mm. Le collecteur est un disque d'acier inoxydable et la grille possède une transparence de 50 %. La structure externe de la sonde et les supports sont constitués d'un matériau diélectrique pour éviter de perturber le plasma en introduisant des éléments électriquement à la masse.

III - 3.2. Mesure de la densité de courant ionique

Lors d'une mesure de densité de courants d'ions, la tension du collecteur V_C est fixe et doit être suffisamment négative pour repousser tous les électrons présents dans le faisceau (région de saturation ionique de la caractéristique V-I). De plus, celle-ci ne doit pas être trop négative car cela risque de créer une décharge parasite et ainsi perturber le signal. Elle est typiquement de l'ordre de -300 V.

La mesure doit être réalisée lorsque le propulseur est à un état stationnaire, c'est-à-dire lorsque ses propriétés ne changent plus au cours du temps. Le courant ionique est mesuré à l'aide d'un ampèremètre ou d'une résistance de shunt (R_{shunt}). La tension V_C est générée par un générateur de tension continue *Applied KiloVolt / HP001ZIP025* qui peut fournir des tensions positives ou négatives jusqu'à ± 1 kV. Il est à noter que ce générateur de tension est flottant afin d'éviter toute fuite de courant par le secteur ou par la consigne (**Figure 41**).

III - 3 : Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

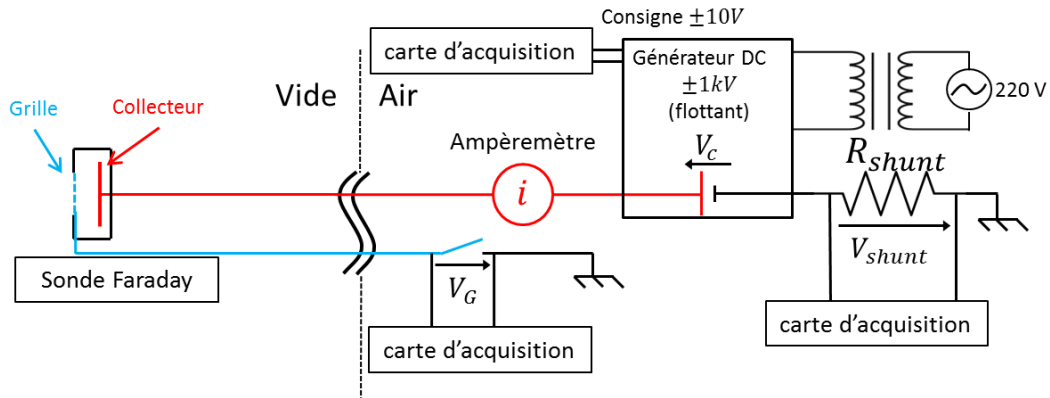


Figure 41. Schéma électrique de l'acquisition du courant par la sonde Faraday.

La **Figure 42** est un exemple typique de profil angulaire de densité de courant ionique $J_i(\varphi)$. Il a été, dans cet exemple, obtenu avec un prototype du propulseur à aimants permanents (V1), à une puissance de 40 W et un débit de 0,1 mg/s de xénon.

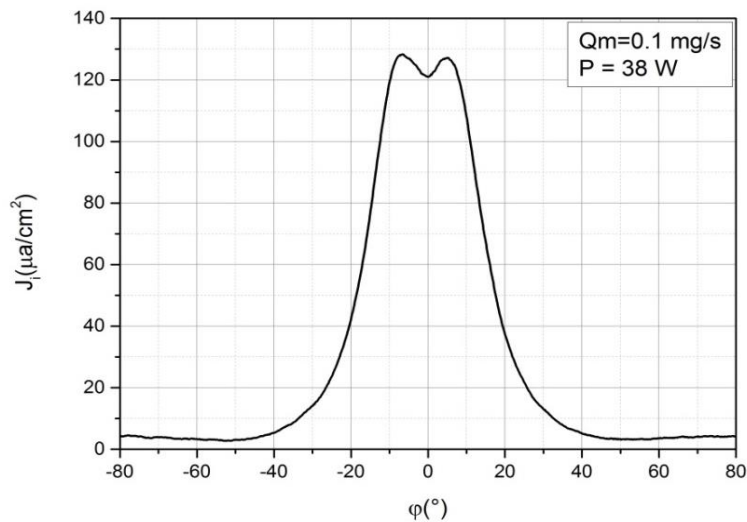


Figure 42. Profil angulaire typique de densité de courant ionique obtenu avec la sonde Faraday. Prototype à aimant permanent (V1), débit de 0.1 mg/s de xénon, puissance de 38W.

Le courant capté par le collecteur i_{lu} est converti en densité de courant ionique à l'aide de la formule suivante :

$$J_i = \frac{i_{lu}}{\tau_G A_{coll} (1 + \gamma_{SEE})} \quad (89)$$

où $A_{coll} = \pi(D_{coll}/2)^2$ est la surface du collecteur et τ_G la transparence de la grille et γ_{SEE} le coefficient d'émission secondaire créée par impact avec le collecteur. Les propriétés d'émission secondaire d'électron n'étant pas connu pour cette sonde, on considère $\gamma_{SEE} = 0$ e⁻/ion dans la suite.

III - 3 : Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

La courbe de la **Figure 42** peut ensuite être intégrée pour obtenir le courant total sortant du propulseur :

$$I_{tot} = 2\pi D_F^2 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} J_i(\varphi) \sin(\varphi) d\varphi \quad (90)$$

L'angle φ est calculé à partir du temps d'acquisition et de la vitesse angulaire du moteur qui est constante et égale à 5° par seconde.

III - 3.3. Mesure de l'énergie moyenne du faisceau d'ion

Pour mesurer l'énergie moyenne des ions, on effectue des balayages en énergie tout en mesurant le courant collecté. La tension du collecteur varie typiquement de -300 V à 300 V. C'est dans la partie positive de ce scan, c'est-à-dire entre 0 et 300 V, que la mesure de l'énergie moyenne des ions est obtenue. En effet, un ion qui se déplace en direction de la sonde subit l'effet du champ électrique créé par le collecteur. L'énergie cinétique de cet ion est transférée à son énergie potentielle électrique afin de maintenir constante l'énergie totale du système. Lors d'un scan en énergie, on fait varier le potentiel V_c du collecteur. Pour un ion possédant une énergie donnée, il existe une valeur critique de ce potentiel pour laquelle l'ion est arrêté (il possède une énergie cinétique nulle) :

$$E_{Tot} = \frac{M}{2} v_i^2 + qV_c = qV_c^{critique} \quad (91)$$

Lorsque cette tension critique est obtenue, l'ion n'est plus en mesure d'atteindre le collecteur et est donc repoussé. C'est pourquoi une chute de courant est observée lorsque l'énergie potentielle électrique du collecteur dépasse l'énergie moyenne du faisceau d'ion.

Dans le cas d'un faisceau réaliste, il faut considérer à la fois les ions et les électrons, et il faut également prendre en compte la distribution en vitesse de ces particules. Pour cela, on considère qu'à l'entrée de la grille de la sonde de Faraday le flux d'électrons est égal au flux d'ion (ambipolarité: $\Gamma_{tot} = \Gamma_i - \Gamma_e = 0$). Cela revient ainsi à considérer que la grille est au potentiel flottant. Il est donc possible d'exprimer les différentes densités de courant de particules ($j = q\Gamma$) par leur fonction de distribution en vitesse :

$$j_i = en_i \int_0^\infty v f_i(v) dv = -en_e \int_0^\infty v f_e(v) dv = -j_e \quad (92)$$

où les indices i et e distinguent les ions des électrons. n et v sont la densité et la vitesse des particules à l'entrée dans la sonde. Les effets de gaines n'ont pas été pris en compte ici. Ainsi, en considérant qu'à l'endroit de la sonde le plasma possède le potentiel $V_p > 0$ et que l'énergie totale des particules est conservée, on en déduit l'expression :

$$E_{tot} = \frac{m}{2} v^{*2} + qV_p = qV_c \Rightarrow v^* = \sqrt{\frac{2q(V_c - V_p)}{m}} \quad (93)$$

où V_p est le potentiel plasma à l'entrée de la sonde. $v^*(V_c)$ est la vitesse minimum que doivent avoir les particules pour atteindre le collecteur. C'est la vitesse d'une particule qui possède une vitesse nulle

III - 3 : Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

arrivée au collecteur. Ainsi, selon les valeurs de V_c une fraction des ions ou des électrons est repoussée et n'atteint pas le collecteur. Deux cas peuvent ainsi être distingués selon les différentes valeurs de V_c :

- $V_c < V_p$:

Tous les ions qui entrent dans la sonde atteignent le collecteur. Ainsi, le courant ionique est donné par l'expression (92). En revanche, tous les électrons ne sont pas collectés : ceux dont l'énergie cinétique $E_{ce} < e(V_p - V_c)$ sont repoussés par le collecteur. C'est pourquoi pour calculer le courant d'électron dans ce cas, la borne inférieure de l'intégrale n'est pas $v = 0$ mais $v = v^*(V_c)$. Ainsi la densité de courant totale au niveau du collecteur de la sonde $j_{tot}^c = j_i^c + j_e^c$ peut s'exprimer de la manière suivante :

$$j_{tot}^c = en_i \int_0^\infty v f_i(v) dv - en_e \int_{v^*(V_c)}^\infty v f_e(v) dv \quad (94)$$

- $V_c > V_p$:

Dans ce cas, tous les électrons qui entrent dans la sonde sont collectés et le courant j_e^c d'électrons mesuré au collecteur est exprimé par l'équation (92). Ainsi, à l'inverse du cas précédent ce sont les ions qui requièrent une énergie cinétique $E_{ci} > e(V_c - V_p)$ pour atteindre le collecteur. L'expression de la densité de courant totale au niveau du collecteur est donc :

$$j_{tot}^c = en_i \int_{v^*(V_c)}^\infty v f_i(v) dv - en_e \int_0^\infty v f_e(v) dv \quad (95)$$

Dans les deux cas, lorsque la tension appliquée au collecteur V_c va être telle que $v^*(V_c)$ va dépasser la vitesse moyenne des différentes populations (ions ou électrons) de particules, une chute de courant va être observée au niveau du collecteur. Cependant, $v^* = f(V_c - V_p)$ implique que pour connaître la vitesse moyenne du faisceau d'ion, il n'est pas nécessaire de connaître V_p au niveau de la sonde. C'est pourquoi on considère que la mesure effectuée à l'aide de la sonde de Faraday est une mesure de l'énergie totale $E_{tot} = E_{ci} + eV_p$ des ions.

III - 3 : Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

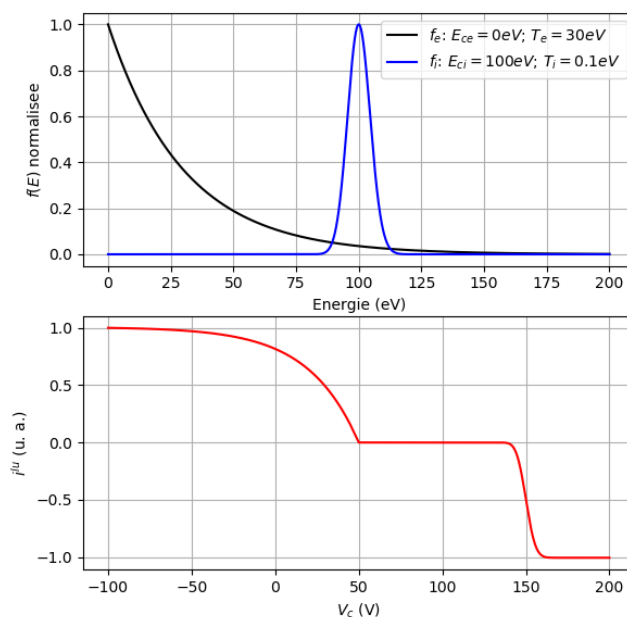


Figure 43. Intégration numérique des équations (94) et (95) pour un faisceau d'ions maxwelliens et une population d'électrons.

La **Figure 43** est une intégration numérique des équations (94) et (95), en considérant un faisceau maxwellien d'ion à $T_i = 0.1\text{ eV}$ avec une énergie cinétique moyenne de $E_{ci}=100\text{ eV}$ et une population d'électron à 30 eV avec $E_{ce} = 0\text{ eV}$ (graphe supérieur). Le graphe inférieur est le courant théoriquement mesuré i_{lu} pour un potentiel du collecteur variant de -100 V à 200 V . Le potentiel plasma local V_p étant égal à 50 V , la chute de potentiel a lieu à 150 V ($V_c = E_{ci} + eV_p = 100\text{ eV} + 50\text{ eV} = 150\text{ V}$).

Cette technique n'est pas sans rappeler les analyseurs d'énergie plus standards du type RPA (acronyme anglais pour « Retarding Potential Analyzer ») qui possèdent généralement trois ou quatre grilles. Le fait d'utiliser la sonde Faraday comme analyseur d'énergie à trois avantages principaux :

1. La sonde Faraday, par sa petite taille, est moins intrusive qu'un RPA classique qui possède un grand nombre de grilles.
2. Le besoin en électronique et en générateurs d'une sonde Faraday est moins important que pour un RPA standard.
3. Une seule sonde est suffisante pour effectuer la mesure de courant et la mesure d'énergie.

Cependant, contrairement aux RPA standards, la sonde Faraday ne peut mesurer que l'énergie moyenne des ions et non la fonction de distribution en énergie des ions. En effet, les électrons ne sont pas repoussés en amont de l'électrode de discrimination (le collecteur dans le cas de la Faraday), et les électrons du faisceau perturbent la mesure des ions basse énergie.

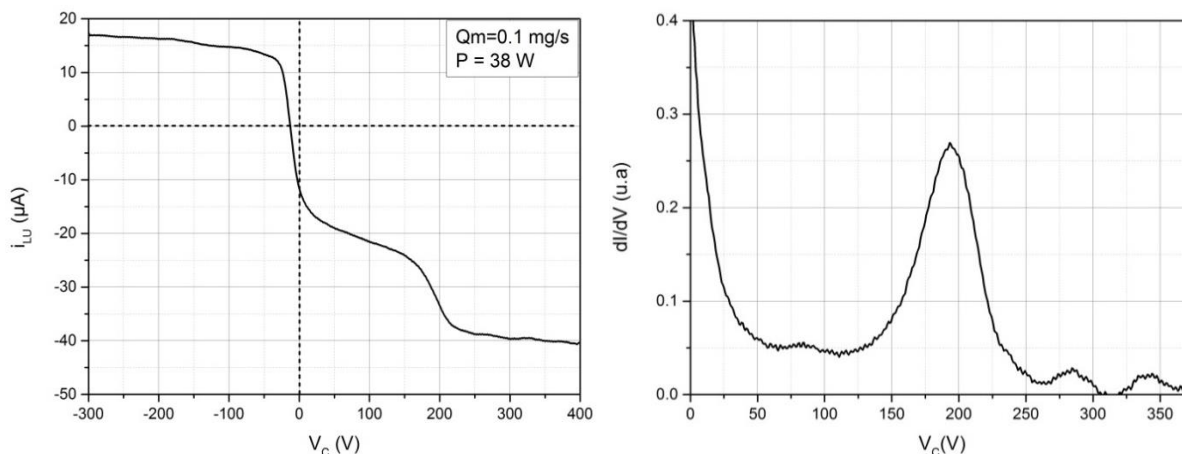


Figure 44. A gauche, Balayage en énergie typique obtenu avec la sonde Faraday (prototype du propulseur à aimant permanent (V1), débit de 0.1mg/s de xénon, puissance de 38W). A droite, dérivée de la partie positive de la courbe de courant collecté. Un pic est observé à la tension V_c correspondant à l'énergie moyenne du faisceau d'ion (ici env.190V).

La **Figure 44** (à gauche) est une caractéristique courant-tension obtenue avec la sonde Faraday sur un prototype de propulseur ECR à aimants permanents (V1) pour une puissance de 40 W et un débit de xénon de 0,1 mg/s. Dans la zone de saturation ionique ($V_c < -200$ V), tous les électrons sont repoussés et seuls les ions atteignent le collecteur. C'est dans cette zone que les mesures de densité de courant ionique sont réalisées. Lorsque le potentiel du collecteur s'approche de 0V, les électrons sont progressivement collectés et on observe alors une chute du courant (qui devient négatif). Entre 0V et 150V, on observe une faible diminution du courant due à la queue de distribution en énergie des électrons et aux imperfections de la sonde. Entre 150V et 200V, la chute de courant soudaine correspond aux ions du faisceau qui sont repoussés. La zone de saturation électronique est atteinte au-delà de 200V : tous les électrons atteignent le collecteur, et tous les ions sont repoussés. Ainsi, lorsqu'on l'on dérive la caractéristique courant tension dans la zone $V_c > 0$ V, un pic est observé pour la tension correspondante à l'énergie moyenne du faisceau d'ions (**Figure 44** à droite). Cette technique a été vérifiée [45] par comparaison avec d'autres techniques de mesure de l'énergie des ions.

On observe par ailleurs que, contrairement au graphe central de la **Figure 43** qui est symétrique en courant, la **Figure 44** (à gauche) présente un courant dans la zone de saturation ionique bien inférieur à celui de la zone de saturation électronique. Cela est dû aux imperfections de la sonde. En premier lieu, le champ électrique produit par la polarisation du collecteur n'est pas complètement écranté par la grille, si bien qu'une gaine se forme en amont de la grille ayant pour effet d'augmenter la surface de collection effective de la sonde Faraday. Cette gaine est en expansion lorsque le potentiel du collecteur augmente, collectant de surcroît une plus grande quantité d'électrons du plasma. On peut remarquer que le courant varie faiblement dans la région de saturation ionique en raison de l'inertie des ions du faisceau. En second lieu, la différence de potentiel entre le collecteur et la grille peut mener à l'ionisation du gaz dans la sonde, ce qui peut expliquer le courant électronique plus élevé.

Il est à noter que la technique de mesure est inefficace si l'énergie du faisceau d'ions est trop faible : la chute de courant due à la distribution des électrons sur le collecteur et celle due à la distribution des ions sont alors trop proches. Dans ce cas, il est difficile de distinguer les deux phénomènes et de

III - 3 : Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

déterminer précisément l'énergie du faisceau d'ion. De plus, si l'énergie du faisceau d'ion est plus élevée ($>350\text{eV}$), le potentiel à appliquer au collecteur peut provoquer la formation d'une décharge électrique à l'intérieur de la sonde induisant une mesure bruitée voire inutilisable.

La mesure d'énergie moyenne des ions est effectuée à un angle φ donné (généralement dans l'axe du propulseur). Pour connaître la distribution angulaire de vitesse ionique requise dans l'équation (88), il faut réitérer l'opération pour différents angles φ sur l'intervalle $[-90^\circ, 90^\circ]$. Dans ce qui suit, les mesures ont été effectuées entre 0 et $+45^\circ$ dans la **Figure 45**, et il a été constaté que l'énergie moyenne du faisceau d'ion ne varie quasiment pas avec l'angle φ de la sonde Faraday.

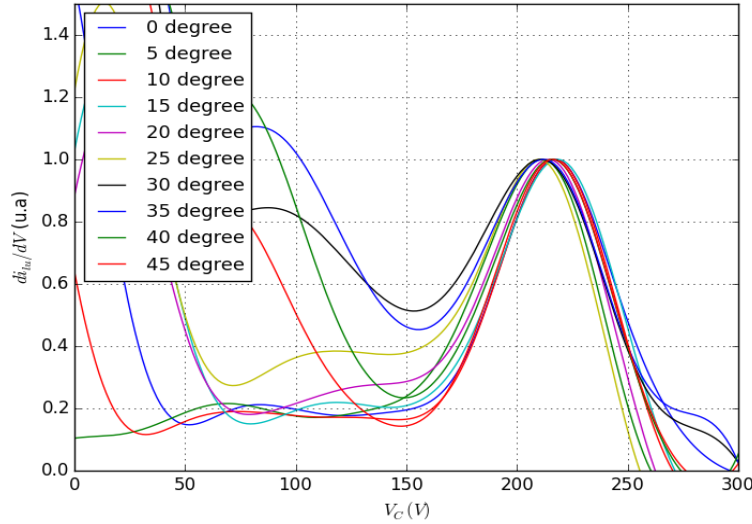


Figure 45. Superposition de mesure de l'énergie moyenne du faisceau d'ion pour différents angles. L'énergie ne varie quasiment pas avec l'angle.

Cela permet donc de considérer que la vitesse ionique ne dépend pas de l'angle. Il est donc possible de la sortir de l'intégrale dans l'équation (88) :

$$T = 2\pi \frac{M}{q} D_F^2 \sqrt{\frac{2E_i}{M}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} J_i(\varphi) \sin(\varphi) \cos(\varphi) d\varphi \quad (96)$$

Dans la suite de ce travail, l'énergie totale des ions a uniquement été mesurée dans l'axe du propulseur (notamment dans les estimations de la poussée à partir des mesures par sonde Faraday).

La grille peut être flottante ou mise à la masse. Des mesures comparatives ont permis de mettre en évidence une différence significative entre le courant mesuré lorsque la grille est mise à la masse ou non uniquement pour $V_C > 0$ V (**Figure 46**). En effet, la densité du courant électronique est plus élevée lorsque la grille est mise à la masse. En revanche, la valeur de la densité de courant ionique n'est pas modifiée. Pour la mesure de l'énergie moyenne, on s'intéresse à la position de la chute de courant et non à l'intensité du courant. Or, l'énergie moyenne des ions n'est pas affectée par le potentiel de la grille V_G . C'est pourquoi la mise ou non à la masse de la grille n'a aucune influence pour notre étude.

III - 3 : Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

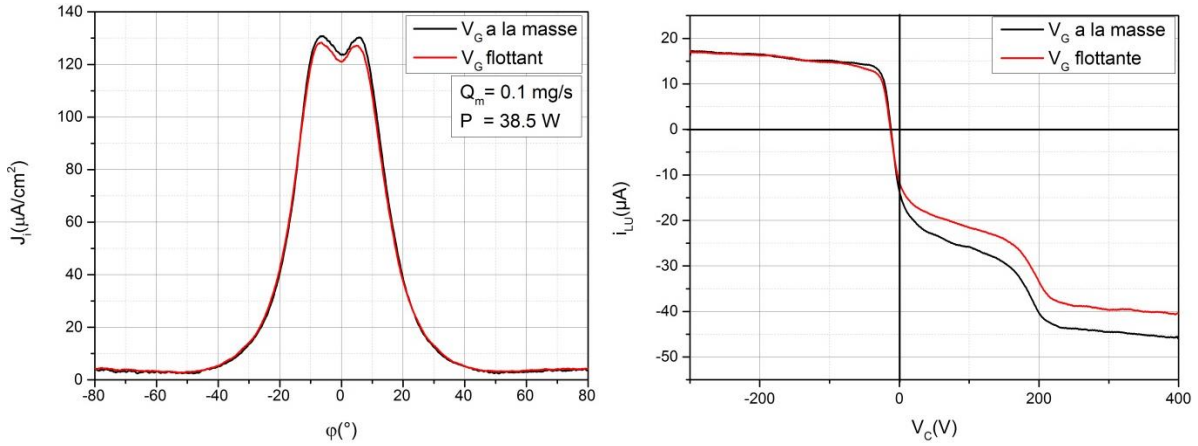


Figure 46. Profil angulaire de densité de courant ionique (à gauche) et balayage en énergie (à droite) obtenus avec la sonde de Faraday avec et sans mise à la masse de la grille.

III - 3.4. Incertitude de la mesure

Le **Tableau 6** répertorie les sources d'erreur possibles et les incertitudes lors de la mesure de J_i et E_i et dans la détermination de la poussée T .

Tableau 6. Liste des paramètres constitutif au calcul de la poussée à partir de mesures sonde.

Quantité X_i	Signification	Valeur	Incertitude ΔX_i
D_{coll} (m)	Diamètre du collecteur	0,006	5×10^{-5}
D_F (m)	Longueur du bras de la Faraday	0,265	5×10^{-3}
h_F (m)	Alignement de la Faraday sur l'axe du propulseur	0	5×10^{-3}
τ_G (%)	Transparence de la grille	50	5
R_{shunt} (Ω)	Résistance de shunt	66123	1
E_i (eV)	Energie moyenne du faisceau d'ion	/	5

Ces incertitudes ont été déterminées en accord avec les pratiques recommandées pour l'utilisation de la sonde Faraday [155]. Il est à noter que le courant de fuite dans le circuit a été négligé, le générateur haute tension étant alimenté par un transformateur d'isolement. De plus, l'expansion de la gaine à travers la grille n'a pas non plus été prise en compte. Il a également été vérifié à de multiples reprises que la vitesse angulaire de la platine rotation est répétable dans le temps. L'erreur sur la vitesse angulaire de la platine rotation est donc négligée. L'erreur due à un défaut d'alignement de la sonde Faraday sur l'axe et l'effet des collisions d'échange de charges sont des phénomènes dont les effets sont discutés dans la suite de cette section.

L'erreur sur la poussée totale mesurée par la sonde Faraday est calculée à l'aide des règles de propagation d'erreurs standard à partir de l'équation (96). L'erreur relative sur la poussée est égale à la somme quadratique des erreurs relatives de ces composants :

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 = 2\left(\frac{\Delta D_{coll}}{D_{coll}}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta D_F}{D_F}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{align}}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_{shunt}}{R_{shunt}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau_G}{\tau_G}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta E_i}{E_i}\right)^2 \quad (97)$$

III - 3 : Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

L'erreur sur la poussée ΔT_{align} est due à un défaut d'alignement de la sonde Faraday sur l'axe. Pour estimer cet effet, une platine de translation a été installée sur le bras de la sonde Faraday (**Figure 47** à gauche) pour varier la hauteur h_F de la sonde Faraday sur l'axe du propulseur. Des mesures de densité de courant ionique et d'énergie ont été effectuées à trois hauteurs (**Figure 47** à droite) : $h_F = 0$ mm, 8 mm et 23 mm pour le propulseur fonctionnant à 0.1mg/s et 40 W. L'énergie moyenne des ions est sensiblement la même ($E_i \sim 250$ eV), confirmant ainsi que l'énergie des ions est constante dans toute les directions (hypothèse aussi vérifiée **Figure 45**). La variation de la poussée totale estimée est due à la variation de courant mesurée et vaut $T_{align} \approx 20 \mu\text{N/mm}$. L'incertitude sur la hauteur étant $\Delta h_F = 5$ mm, on peut donc en déduire que l'erreur sur le courant qui en découle est $\Delta T_{align}/T \approx 3 \%$.

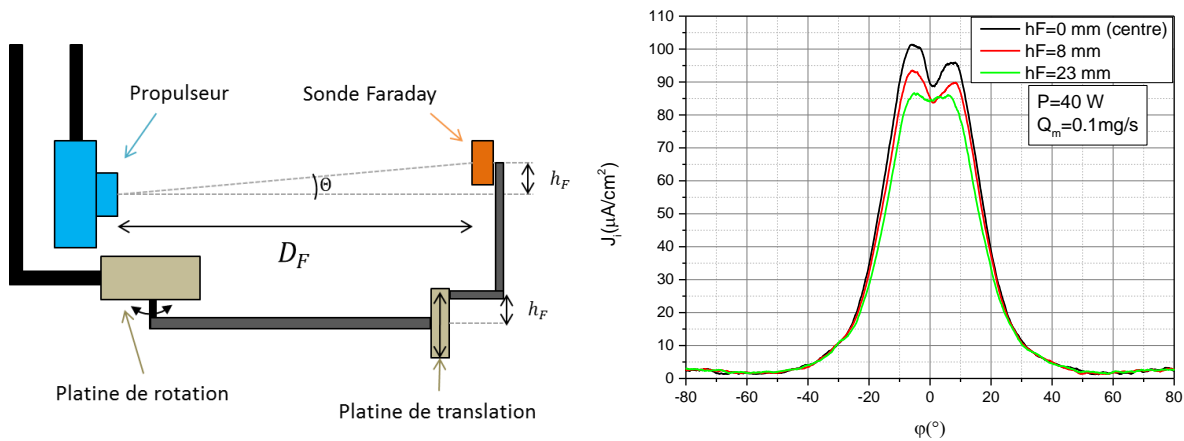


Figure 47. A gauche, vue schématique latérale du montage du propulseur et de la sonde Faraday. Une platine de translation permet d'ajuster la hauteur de la sonde. A droite, profils angulaire de densité de courant pour trois hauteurs de la sonde Faraday.

Le phénomène d'échange de charges est également négligé. Ce phénomène intervient lorsqu'un ion rapide rencontre un atome neutre lent. Dans certains cas, ils peuvent échanger un électron pour former un atome neutre rapide et un ion lent ce qui peut perturber les mesures de sonde Faraday (éclatement du profil angulaire de courant) sans en changer ni la poussée réelle du propulseur ni le courant total.

La pression résiduelle dans le caisson, dans les conditions d'utilisation du propulseur, est située entre $P = 2 \times 10^{-6}$ mbar et $P = 1.5 \times 10^{-5}$ mbar. À ces pressions, le libre parcours moyen entre deux collisions d'échange de charges est compris entre 5 et 20 m pour des ions ayant une énergie située entre 50 et 300 eV et en utilisant les sections efficaces trouvées dans la littérature [156]. Cette valeur est à un ou deux ordre(s) de grandeur supérieure(s) à la distance entre la sonde le propulseur. C'est pourquoi ce phénomène peut être négligé. Cependant, des collisions d'échanges de charges peuvent se produire avec le gaz neutre contenu dans la plume du propulseur (gaz non ionisé dans la source). Des profils angulaires de densité de courants d'ions normalisés ont été comparés (**Figure 48**) pour différents débits de xénon. Comme l'efficacité massique diminue avec le débit ($\eta_m = 66\%$, 53% , 48% et 42% pour respectivement $Q_m = 0.08$ mg/s, 0.1 mg/s, 0.125 mg/s, 0.15 mg/s) le flux de gaz neutre augmente avec le débit rendant les collisions d'échange de charge plus probable. Il n'y a pas de différences majeures de largeur de profil angulaire entre les différents débits sur la **Figure 48**. Il est donc possible d'affirmer que les collisions d'échange de charges avec le gaz neutre de la plume n'ont pas d'effets significatifs sur les mesures sonde. Si cet effet n'avait pas été négligeable, la

III - 3 : Diagnostic du propulseur et du jet de plasma

divergence du faisceau d'ion aurait été plus élevée à haut débit car les ions lents mesurés par la sonde issus du gaz neutre ne forment pas de faisceaux focalisés.

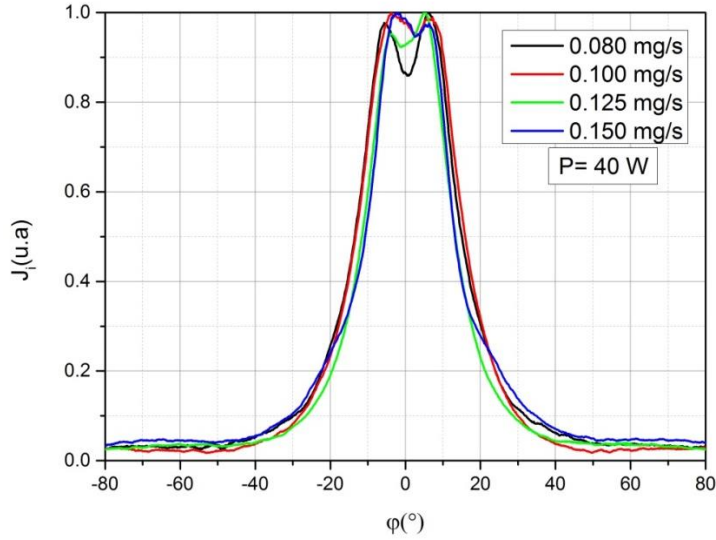


Figure 48. Comparaison de profils angulaires de densité de courant ionique pour différents débits de gaz.

En utilisant l'équation (97) avec toutes les données d'incertitudes connues, on est en mesure d'estimer une incertitude globale sur l'estimation de la poussée à partir de la sonde Faraday d'environ 11%. Dans ce manuscrit, les incertitudes sur les mesures de poussée effectuées avec la sonde Faraday sont représentées par des barres d'erreurs sur les graphes.

III - 3.5. Potentiel propulseur

Lorsque le propulseur est en fonctionnement, il flotte à un potentiel appelé « potentiel propulseur » noté ϕ_P . La mesure de cette grandeur est un indicateur supplémentaire qui peut renseigner sur le fonctionnement du propulseur. La structure du propulseur étant en métal conducteur, ϕ_P est une mesure globale et ne rend donc pas compte de ce qu'il se passe localement dans le propulseur.

Le potentiel propulseur donne une information sur l'énergie moyenne des ions. En effet, $\phi_P = V_P^{source} - \Delta V_{gaine}$ où V_P^{source} est la valeur moyenne du potentiel du plasma dans la source et ΔV_{gaine} la chute de potentielle dans la gaine (voir théorie des gaines section II - 1.3). Le champ électrique ambipolaire à l'origine de l'accélération des ions, et donc créateur de la poussée, provient en effet de la chute de potentiel plasma entre la source (V_P^{source}) et le jet en champ lointain (V_P^∞). Si l'on considère que les ions sont créés avec une énergie cinétique nulle dans la source, par conservation de l'énergie totale, leur énergie cinétique peut atteindre :

$$\frac{M}{2} v_i^2 = q(V_P^{source} - V_P^\infty) \quad (98)$$

Dans un caisson à vide, les parois généralement métalliques peuvent servir de référence pour le potentiel, V_p^∞ peut donc être considéré comme nul. La vitesse maximale théorique des ions est donc:

$$v_i = \sqrt{\frac{2q}{M} V_P^{source}}$$

III - 4. Montage, acquisition et conditionnement

L'essentiel des résultats obtenus dans cette étude provient du prototype à aimant permanent (PM-V1, voir **Chapitre IV**) installé sur la balance pendulaire dans le caisson B61 (**Figure 49**). Pour fonctionner, le propulseur doit être alimenté en puissance micro-onde et en gaz. Il est également isolé électriquement de la masse du caisson par une pièce mécanique en fibre de verre (FR-4). Le passage du vide à l'air des signaux électriques et du gaz se fait par des traversées spécifiques. La génération et la transmission des micro-ondes sont décrites dans les sous-sections précédentes.

Le débit de gaz propulsif (généralement du xénon) injecté dans le propulseur lors de son fonctionnement est contrôlé par un régulateur de débit massique. Deux modèles ont été utilisés pendant cette étude : « 5850 série E » de la marque *Brooks* et le « EL-FLOW » de la marque *Bronkhorst*. Les deux sont calibrés pour du xénon et ont respectivement une pleine échelle de 4,2 sccm et 10 sccm (sccm pour « standard cubic centimeters per minute »). Comme pour les jauges de pression, ces dispositifs sont sensibles à la nature du gaz en présence. Il faut donc appliquer un coefficient correctif si on les utilise avec d'autres gaz que celui pour lequel ils ont été calibrés.

Le régulateur de débit qui a été utilisé pour la plupart des expériences est le *Bronkhorst* « El-FLOW ». Son incertitude de régulation est donnée par le constructeur et vaut :

$$\Delta Q_m(\text{sccm}) = 0.01 + 0.005 Q_m$$

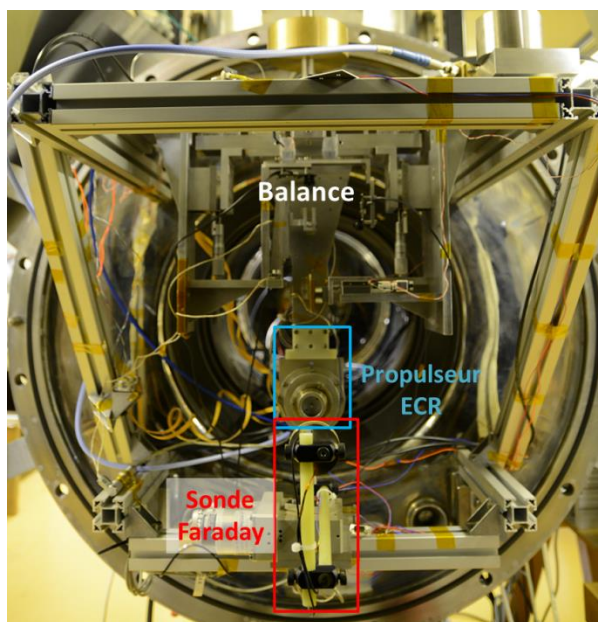


Figure 49. Prototype du propulseur à aimant permanent (V1) installé sur la balance pendulaire dans le B61.

Le fonctionnement du propulseur et des diagnostics nécessite un certain nombre d'entrées et de sorties. C'est pourquoi le potentiel du propulseur, la puissance injectée, le débit de gaz, le courant de la sonde Faraday et les signaux des différents capteurs de la balance sont mesurés. A l'exception de la mesure et la régulation du débit de gaz, la majorité des informations provenant du montage sont enregistrées et traitées par un ordinateur. Elles sont récupérées à l'aide d'une carte d'acquisition, *National Instrument PCIe-6323 Série X*, qui met à disposition deux borniers équipés de 16 entrées analogiques et de 4 sorties analogiques à une vitesse de 250 kEch./s. Les données sont recueillies et sont disponibles en continu à l'aide de codes Python via l'utilisation de commandes PCSI pour piloter la carte d'acquisition. Cependant, les données ne sont enregistrées lors d'une acquisition que lorsque l'opérateur le choisit. Il existe deux types d'acquisitions correspondant aux deux diagnostics : balance et sonde Faraday. L'acquisition balance est détaillé dans le chapitre dédié (**Chapitre V**).

Au moment d'une acquisition de sonde Faraday, l'ordinateur envoie simultanément une consigne à la platine de rotation pour initier le mouvement, une consigne générateur de tensions pour appliquer la tension négative au collecteur et commence alors l'enregistrement des données. Une fois le balayage terminé, la platine de rotation retrouve sa position initiale dans l'axe ($\varphi = 0^\circ$) et procède à une variation continue de la tension du collecteur V_c afin d'analyser l'énergie moyenne du faisceau d'ion. Les données du profil angulaire de densité de courant et de l'analyse en énergie sont enregistrées sur deux fichiers séparés. Ces fichiers sont ensuite utilisés comme données d'entrées par un programme Python de post-traitement qui fournit les résultats de l'acquisition et en particulier la poussée T , l'impulsion spécifique I_{SP} , le rapport de la poussée et de la puissance $TTPR$ et les différents rendements η_m , η_D , η_e , η_T .

Certains des signaux provenant du montage sont très bruités et nécessitent un filtrage avant d'être lus ou enregistrés. Pour cela, des filtres analogiques *SIM965 (SRS)* d'impédance d'entrée 1 M Ω sont utilisés. Ceux-ci sont utilisés en mode passe-bas Butterworth, filtrant principalement des signaux

provenant de la balance et éliminant le bruit du réseau électrique (50 Hz). Cette partie du montage sera expliquée plus en détail dans le chapitre consacré au développement de la balance.

III - 5. Code de simulation PIC

L'équipe FPA de l'ONERA, dans laquelle s'est déroulée cette thèse, développe actuellement un code PIC 3D. Ce code a pour objectif de modéliser des plasmas basse pression produits en environnement confiné. Le code PIC permet en effet de simuler fidèlement la résonance dans la source et l'accélération des particules dans la tuyère magnétique. Une version 1D3V (une dimension spatiale et trois en vitesse) électrostatique du code permettant la résolution de l'équation de poisson ($\Delta V = qn/\epsilon$) a été utilisée au cours de cette étude. Le plasma n'est donc pas nécessairement quasi neutre sur des échelles de longueur courtes, et les gaines peuvent être résolues. Cependant, la résolution des équations de Maxwell dans leur forme complète n'est pas encore implémentée.

Le code effectue ses calculs sur plusieurs processeurs/cœurs simultanément et est donc adapté aux architectures massivement parallèles. Pour réaliser une simulation du propulseur ECR, il est impératif de s'assurer que le code fonctionne pour des cas simples, dont la solution est connue ou est analytiquement calculable. C'est pourquoi deux tests ont été effectués et sont présentés ici.

III - 5.1. Benchmark du code

Le premier cas test consiste à s'assurer que les particules chargées se comportent de façon appropriée dans un champ magnétique inhomogène de type bouteille magnétique. Le but est de vérifier le modèle numérique et l'intégration des équations du mouvement pour un groupe d'électrons. La bouteille magnétique est un cas connu où les particules chargées décrivent des spirales autour des lignes de champ magnétique et effectuent des allers-retours entre les deux zones où le champ magnétique est maximum (**Figure 50**). Certaines particules possèdent une vitesse parallèle (v_{\parallel}) au champ magnétique trop élevée par rapport à leur vitesse perpendiculaire au champ magnétique (v_{\perp}) pour leur permettre de rester confinées dans la bouteille (cône de perte, voir section **II - 2.1**).

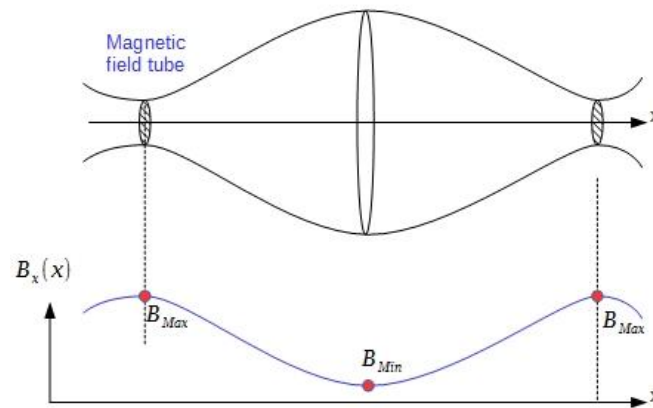


Figure 50. Schéma de la simulation d'une bouteille magnétique en termes de lignes de champ (haut) et d'intensité du champ (bas).

Dans ce test, une population Maxwellienne d'électrons est injectée dans la bouteille magnétique. Les résultats de cette simulation sont présentés **Figure 51**. Chaque point représente une particule dans l'espace des vitesses (v_{\parallel}, v_{\perp}). La partie gauche de cette figure présente l'état initial et la partie droite l'état final. Les lignes rouges représentent le cône de perte solution de l'équation :

$$\sin^2(\theta) = \frac{B_{min}}{B_{max}} \quad (99)$$

Au cours de la simulation, les électrons initialement situés à l'extérieur du cône de perte sont perdus, comme ce qui est attendu. À l'état final, on vérifie que l'angle du cône de perte obtenu numériquement correspond à la valeur donnée par l'expression analytique (équation (99)).

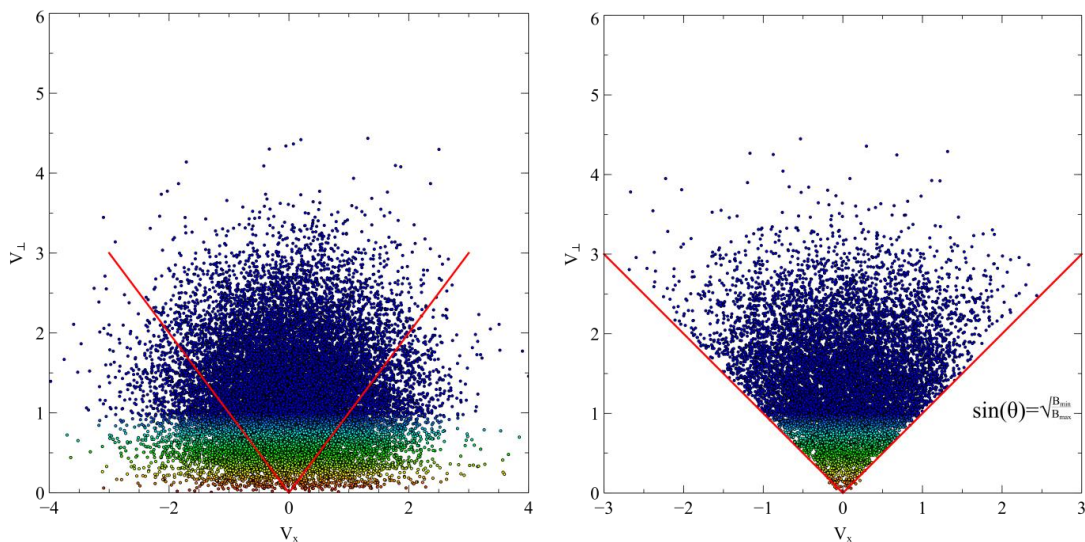


Figure 51. Résultat de la simulation d'électrons dans la bouteille magnétique. Les électrons ont une distribution aléatoire à l'état initial (gauche). A l'état final (droite) les électrons qui étaient dans le cône de pertes, à l'extérieur des lignes rouges, sont perdus. Les autres sont restés confinés.

Le deuxième cas de test concerne la simulation du chauffage des électrons et de l'ionisation des neutres en présence de condition résonance cyclotron électronique. Le domaine de calcul est 3D avec des conditions aux bords périodiques. Un champ électrique uniforme à polarisation circulaire droite est appliqué. Dans ce cas, le champ magnétique est constant et uniforme, et son intensité est telle que la condition de résonance est rencontrée en tout point du domaine. La condition initiale est un plasma neutre uniforme composé d'électrons et d'ions xénon. Seules les collisions élastiques et les collisions ionisantes des électrons avec le gaz neutre sont prises en compte (le peuplement des états excités de Xe et Xe^+ n'est pas simulé dans ce test). Les collisions sont calculées en utilisant les sections efficaces expérimentales de la littérature [157].

Comme il a été présenté précédemment (voir section II - 3), les électrons rentrent en résonance lorsque leur fréquence cyclotron est égale à la fréquence de l'onde incidente. Dans ce cas, la composante polarisée circulairement à droite de l'onde accélère les électrons de manière continue jusqu'à leur collision avec une autre particule (ici très majoritairement les neutres). Dans le cas d'une collision élastique, la somme des énergies cinétiques des deux particules ne change pas. Toutefois, de la quantité de mouvement peut être transférée entre les deux corps. Lorsqu'il s'agit d'une collision ionisante, l'énergie cinétique totale n'est pas conservée, et une paire électron-ion est créée.

Le test présenté ici est une validation du module de collision Monte-Carlo du code. On y calcule la fréquence de collision élastique et d'ionisation au cours du temps de simulation (**Figure 52**). Les résultats du code sont comparés à un modèle analytique défini dans la référence [158].

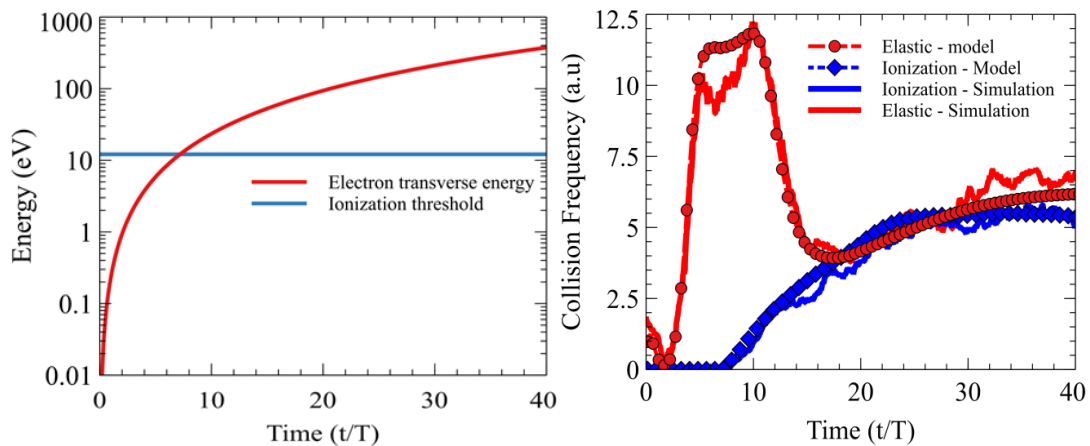


Figure 52. Résultat de la simulation du chauffage par résonance ECR uniforme. A gauche, l'évolution de l'énergie des électrons et le seuil d'ionisation sont représenté au cours du temps. A droite, les fréquences de collisions élastiques (rouge) et ionisante (bleu) simulés sont proches du modèle théorique ([158]).

Sur la **Figure 52** (à droite), on observe que les fréquences de collision élastique et ionisante obtenues par simulation sont très proches de celles obtenues par le modèle analytique simple. Au début de la simulation les collisions élastiques sont majoritaires puis diminuent significativement lorsque l'ionisation devient importante. En effet, l'énergie des électrons résonants augmente en $\epsilon \propto t^2$ (**Figure 52** à gauche). L'ionisation apparaît lorsque l'énergie moyenne des ions dépasse le seuil d'ionisation qui est de 12,13 eV pour le xénon.

III - 5.2. Modélisation du propulseur ECR : géométrie et approximations

La **Figure 53** est la représentation schématique du propulseur ECR pour cette simulation 1,5D (1D3V). Dans ce cas, les deux phénomènes testés précédemment (la bouteille magnétique et la résonance ECR uniforme) sont combinés pour obtenir une modélisation du propulseur.

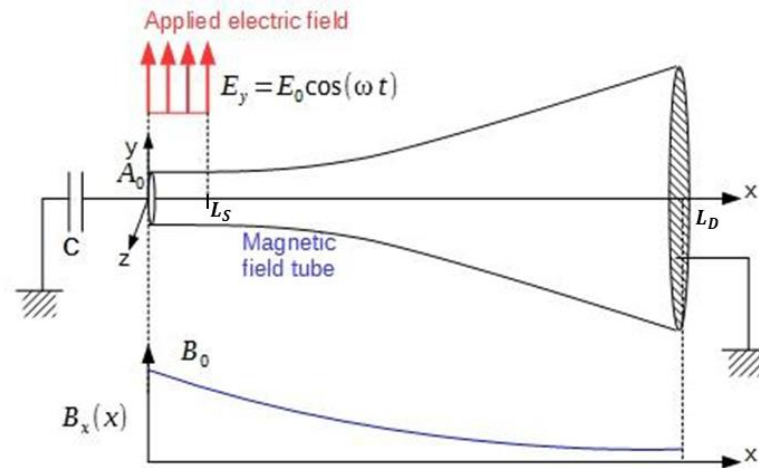


Figure 53. Schéma du domaine de calcul pour la simulation 1.5D du propulseur ECR.

Cette simulation a été utilisée dans cette étude pour tenter d'expliquer certains phénomènes se produisant dans le propulseur ECR (voir **Chapitre VI**). Tout d'abord, la géométrie de cette modélisation est de symétrie cylindrique autour de l'axe « x ». Le domaine de calcul, situé entre $x = 0$ et $x = L_D$, permet de simuler la « source plasma ». Contrairement au cas précédent, le champ magnétique n'est pas uniforme et s'exprime de la manière suivante :

$$B(x) = B_0 \exp\left(-\frac{x}{L_B}\right) \quad (100)$$

où B_0 est le champ magnétique au fond de la source du propulseur (à $x = 0$) et L_B est la longueur caractéristique du champ magnétique (paramètre permettant d'ajuster le profil longitudinal du champ B).

La section $A(x) = \pi/4 R^2(x)$ du domaine de calcul est définie comme suit :

$$\frac{A(x)}{A_0} = \frac{B_0}{B(x)} \quad (101)$$

où A_0 est la section du domaine en $z = 0$.

Le domaine de calcul représente donc un tube de flux magnétique dont l'intensité est quasi-uniforme sur la section.

III - 5 : Code de simulation PIC

La puissance micro-ondes incidente est modélisée sous la forme d'un champ électrique oscillant et uniquement présent dans la « source plasma ». Le champ électrique est polarisé linéairement selon l'axe y (voir **Figure 53**), son amplitude est uniforme (il ne dépend pas de la position dans la source) mais décroît exponentiellement avec le nombre d'électrons :

$$E = E_y = E_0 \cos(\omega t) \exp\left(-\frac{N_e}{N_{target}}\right) \quad (102)$$

où $\omega = 2\pi f$ est la pulsation, N_e le nombre total d'électrons dans le domaine et N_{target} un nombre arbitraire d'électrons. Cet artifice permet à la simulation d'atteindre un état stationnaire. À ce stade, le code n'est pas encore auto-cohérent, c'est-à-dire que le plasma n'a pas de rétroaction sur l'intensité du champ. En d'autres termes, l'ajout de cette exponentielle est un artifice permettant de simuler l'absorption du champ électrique par le plasma.

De plus, la dynamique du gaz neutre n'est pas simulée afin d'alléger la simulation. On impose donc un profil de densité de gaz neutre réglé par le paramètre L_n :

$$n_g = n_0 \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \quad (103)$$

Seuls les électrons interagissent avec le gaz neutre par collision (voir chapitre II pour plus d'informations). Comme pour le test de la résonance ECR uniforme, seules les collisions élastiques et les collisions ionisantes sont prises en compte. On note que les collisions d'échange de charge ne sont pas prises en compte.

Trois conditions limites sont à considérer dans ce problème : le champ lointain du jet (en $x = L_D$), le fond de la source (en $x = 0$) et les bords latéraux du tube de flux magnétique.

En $x = L_D$, le potentiel électrique est considéré nul et correspond à une condition de Dirichlet pour la résolution de l'équation de Poisson. De plus, toute particule atteignant cette surface disparaît simplement du domaine.

La backplate (en $x = 0$) du propulseur est diélectrique, c'est pourquoi elle est modélisée comme l'électrode d'un condensateur. Les charges provenant du plasma se déposent à sa surface pour faire varier sa tension V_{BP} de la manière suivante :

$$V_{BP} = \frac{Q}{C}$$

où Q est la somme des charges déposée sur la backplate, et C est une capacité modélisée par un condensateur plan en supposant que la backplate est en contact avec un métal mis à la masse. Pour un diélectrique de constante ϵ , de surface S et d'épaisseur d la capacité est $C = \epsilon S/d$. Enfin, contrairement aux électrons, les ions sont considérés suffisamment énergétiques pour permettre l'émission d'électrons secondaires lors de leur impact avec la backplate. Le coefficient d'émission secondaire γ_{BP} est supposé indépendant de la vitesse des ions.

Des électrons peuvent aussi être perdus latéralement lorsqu'une collision élastique avec le gaz neutre les amène sur une trajectoire rencontrant les parois latérales du domaine. Ceci pose le problème complexe de la diffusion du plasma dans un environnement magnétisé. D'un point de vue « classique », les électrons sont confinés latéralement par le champ magnétique qui est parallèle aux

III - 5 : Code de simulation PIC

parois. Le taux de perte, calculé par la théorie classique de la diffusion des particules en milieu magnétisé, est très en-deçà de ce qui est observé expérimentalement. En réalité, des phénomènes physiques complexes et pas encore totalement compris [159] engendrent une augmentation de la perte d'électrons aux parois. Ce phénomène est appelé diffusion anormale.

En pratique, le code PIC 1D-3V ne simule le déplacement des particules que dans une seule dimension (le long d'une ligne de champ magnétique) et on considère que le plasma est homogène et uniforme dans les dimensions transverses. Pour simuler les pertes aux parois, on évalue à chaque itération le nombre d'électrons qui a eu une collision élastique (avec un atome neutre) et on soustrait une quantité correspondante à la probabilité de suivre une trajectoire rencontrant les parois. Concrètement, cette probabilité est régulée par un coefficient C_{coll} .

La condition d'arrêt de la simulation est caractérisée par la grandeur N_{step} qui définit le nombre total d'itérations de la boucle principale (la boucle temporelle). Le pas de temps est constant au cours de la simulation. Cependant, ce pas de temps doit être, à la fois, suffisamment grand pour éviter que le temps de calcul soit trop élevé et suffisamment petit pour conserver une résolution temporelle compatible avec les phénomènes physiques simulés. Par exemple, il faut que dt soit suffisamment petit pour qu'il y ait au moins 20 itérations au cours d'une gyromotion (rotation de l'électron autour d'une ligne de champ magnétique).

Au temps initial, un plasma contenant un faible nombre de particules (typiquement 3000) est déjà présent dans le domaine de calcul. Ce plasma est spatialement uniforme et les particules possèdent des vitesses aléatoires uniformément distribuées.

III - 5.3. Entrées et sorties

L'essentiel des paramètres cités précédemment sont modifiables pour étudier notamment l'effet du profil de champ magnétique, de la densité des neutres sur la distribution en vitesse des électrons et sur l'accélération des ions. Une étude paramétrique a été effectuée dans cette thèse en faisant varier notamment $B_0, L_B, n_0, L_n, C_{coll}, \gamma_{BP}, N_{target}, A_0, N_{step}$ (voir **Chapitre VI**) pour comprendre leurs effets sur des quantités observables expérimentalement.

Sur un ordinateur de type PC Portable possédant quatre cœurs et 8 Go de mémoire vive, le temps moyen d'une simulation pour $N_{target} = 150000$ et $dt = 10^{-11}$ s est de l'ordre de cinq heures. Au cours de la simulation, certaines informations sont disponibles en temps réel. En effet, la quantité totale d'électrons (N_e) et d'ions (N_i) dans tout le domaine est affiché, ainsi que le flux de particules aux extrémités du domaine. Cela permet, en premier lieu, de vérifier si le plasma est bien entretenu en constatant que le nombre d'électrons et d'ions augmente suffisamment par rapport à la condition initiale, avant de se stabiliser lorsqu'un équilibre est trouvé entre la création et la perte de particules. De plus, cela permet aussi de vérifier le potentiel de la backplate V_{BP} ainsi que le temps nécessaire aux ions pour traverser le domaine de calcul et faire entrer le système dans l'état stationnaire.

Lorsque la simulation s'achève, les résultats sont stockés sous forme binaire dans des fichiers au format HDF5 (le Hierarchical Data Format est un conteneur de fichier optimisé pour la gestion de très grandes quantités de données). Ces fichiers contiennent l'essentiel des résultats : la position, les trois composantes de la vitesse et le potentiel qui sont enregistrées tous les N_{diag} pas de temps. Même stockés sous forme binaire, le volume de donnée de résultat peut être rapidement important. Par

III - 5 : Code de simulation PIC

exemple, le fichier de résultat atteint 1Go pour une simulation de $N_{step} = 120000$ avec $N_{diag} = 2500$.

Chapitre IV

Prototypes du propulseur ECR

Dans ce chapitre sont présentés les différents prototypes de propulseur ECR utilisés lors cette étude ainsi que leurs spécificités et caractéristiques. La conception de chaque prototype s'est basée sur des simulations numériques de la topologie des différents champs magnétiques. Des outils de CAO 3D ont été utilisés pour la mise en plan des différents prototypes en vue de leur fabrication.

Au début de ce travail de thèse, le prototype de propulseur ECR étudié utilisait un solénoïde refroidi à l'eau pour produire le champ magnétique [41]. Les trois autres prototypes qui ont été développés lors de cette étude sont basés sur des aimants permanents, et ont pour avantages de ne pas avoir besoin de source d'énergie spécifique à la création du champ magnétique, de diminuer la masse totale du prototype, et surtout de permettre la caractérisation du propulseur sur une balance de poussée. La suite de ce chapitre présente successivement ces quatre prototypes de propulseur ECR.

IV - 1. Etude du cas de référence : Prototype à solénoïde

La version à solénoïde du propulseur, qui avait été développée lors de la thèse de F. Cannat, est la première à avoir été utilisée lors de cette étude. Cette version avait permis d'obtenir les meilleures performances, en termes d'efficacité, pour cette technologie [41], [42], [44]. Cette conception avec solénoïde provient de la volonté de pouvoir ajuster les paramètres du champ magnétique et ainsi de pouvoir en appréhender ses effets. De plus, tel qu'il est conçu, le prototype à solénoïde (**Figure 54**) permet de modifier facilement la longueur de la source plasma car la backplate (partie en diélectrique constituant le fond de la source plasma) peut coulisser à l'intérieur du solénoïde. Ce prototype a donc permis, au fil des expériences, de réduire le périmètre des conditions opératoires (puissance et débit) et de la géométrie du propulseur permettant d'obtenir des niveaux de poussée $T \sim 1 \text{ mN}$ et des rendements totaux $\eta_T > 10\%$.

IV - 1.1. Description du prototype

Ce prototype est principalement constitué d'un solénoïde dont le cylindre interne sert de conducteur externe au propulseur et d'une backplate traversée par un conducteur central. Le solénoïde fait 70 mm de long, 92 mm de diamètre extérieur et 27 mm de diamètre intérieur. Le solénoïde est constitué d'un tube de cuivre de 4 millimètres de diamètre extérieur et 3 mm de diamètre intérieur dans lequel circule un débit d'eau de refroidissement. Lorsque le propulseur est en fonctionnement, le solénoïde est parcouru par un courant entre 130 à 160 A pour assurer la présence d'une zone de résonance à 875 Gauss à l'intérieur du solénoïde. A 160 A, la puissance dissipée par effet Joule dans la bobine est d'environ 1 kW, d'où la nécessité d'un refroidissement par eau. La backplate est percée de trois trous : un trou central de 2 mm de diamètre permettant le passage du conducteur central relié à l'âme d'un connecteur N droit (f) à l'intérieur de la source plasma ; deux trous de 2 mm de diamètre situés à un rayon de 8 mm du centre permettent l'injection du gaz par deux tubes d'alumine. L'utilisation d'un connecteur N droit (f) permet de connecter de manière fiable le prototype à la ligne de transmission micro-ondes. Pour toutes les expériences menées avec ce prototype, la longueur de source (c'est-à-dire la distance entre la backplate et la sortie du solénoïde) est de 15 mm.

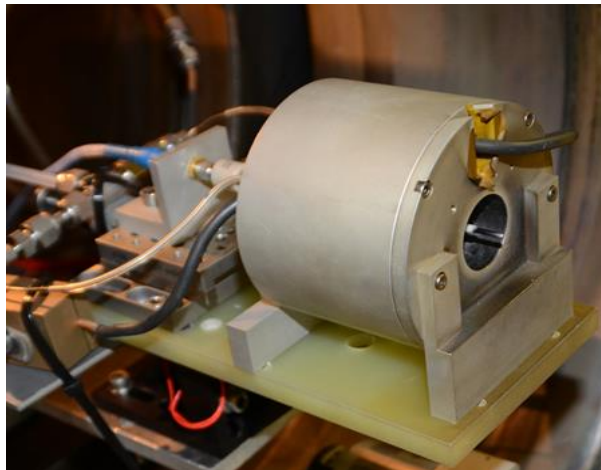


Figure 54. Photographie du prototype de propulseur ECR à solénoïde

IV - 1.2. Etude du champ magnétique du prototype à solénoïde

La topologie du champ magnétique ayant une place très importante dans la technologie du propulseur ECR, il est important de le mesurer et de le simuler. Plus particulièrement, deux aspects du champ magnétique apparaissent importants : la divergence du champ magnétique, liée à la tuyère magnétique et donc à l'accélération du plasma, la position et la forme (l'épaisseur) de la zone de résonance.

Dans l'objectif de comprendre plus en détail les effets du champ magnétique et de pouvoir s'en servir comme référence pour d'autres versions du propulseur, le champ magnétique du solénoïde a été simulé à l'aide du logiciel COMSOL *multiphysics* qui utilise la méthode des éléments finis pour résoudre des équations aux dérivées partielles intervenant dans un certain nombre de domaines de la physique.

IV - 1 : Etude du cas de référence : Prototype à solénoïde

On rappelle ici que l'expression du champ magnétique créé par une boucle de courant est donnée par le théorème Biot et Savart :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{2\pi r} d\vec{l} \times \frac{\vec{PM}}{|\vec{PM}|^3} \quad (104)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, I le courant dans la boucle, r le rayon de la boucle de courant, $d\vec{l}$ et \vec{PM} deux vecteurs définis **Figure 55**. Le champ magnétique généré en tout point de l'espace est la somme des contributions des boucles de courant (les anneaux).

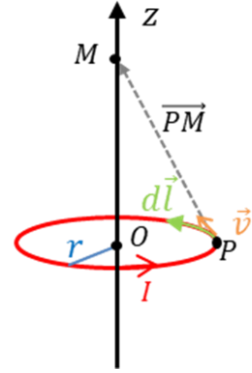


Figure 55. schéma de principe de la géométrie d'une boucle de courant produisant un champ magnétique.

Pour simuler le champ magnétique produit par le solénoïde, il a fallu en recréer sa géométrie et ses conditions d'utilisation (les niveaux de courant). Pour cela, une géométrie axisymétrique a été utilisée permettant ainsi d'économiser du temps de calcul et de la mémoire par rapport à une modélisation tridimensionnelle. La **Figure 56** représente la modélisation géométrique du solénoïde. Les caractéristiques géométriques et les propriétés des matériaux du solénoïde réel ont été respectées. Pour pouvoir respecter l'axisymétrie du système, et contrairement à un solénoïde réel, cette géométrie simule non pas une spirale de courant mais des anneaux juxtaposés parcourus par un même courant. Cette approximation est valable si le pas de la spirale du solénoïde n'est pas trop grand, ce qui est le cas ici.

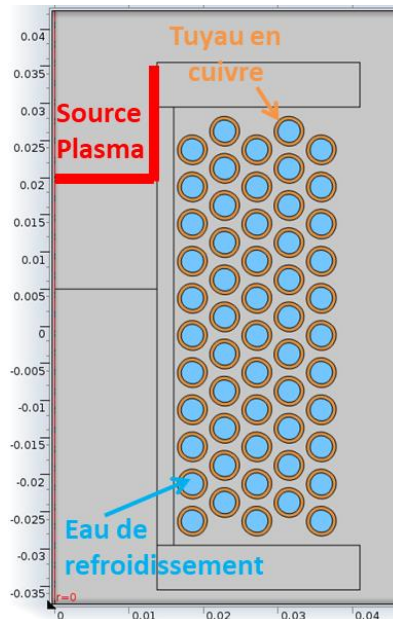


Figure 56. Géométrie du prototype à solénoïde modélisé à l'aide du logiciel COMSOL. L'axe à gauche de l'image est l'axe de symétrie $r=0$. Les dimensions sur la figure sont exprimées en mm.

La **Figure 57** montre les résultats obtenus en faisant une étude paramétrique sur le courant injecté dans le solénoïde. Les résultats présentés ici concernent les intensités $I_{coil} = 130 A$ et $I_{coil} = 160 A$, typiquement appliquées au solénoïde du propulseur ECR. Les résultats de cette simulation sont superposés à la géométrie de la **Figure 56** et sont représentés par les lignes de champ (lignes grises) et par la zone ECR lorsque la fréquence de l'onde micro-onde est autour de 2,45 GHz, représentée ici par

IV - 1 : Etude du cas de référence : Prototype à solénoïde

une zone colorée. Celle-ci met en avant la zone du domaine de calcul où l'intensité du champ magnétique est comprise entre 860 G et 890 G (correspondant à des fréquences de résonance comprises entre 2,40 GHz et 2,49 GHz).

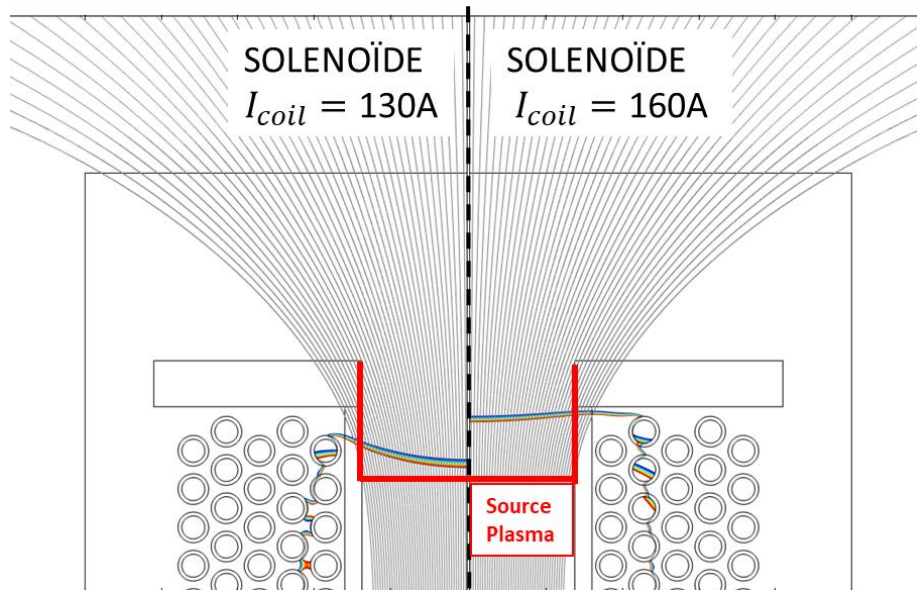


Figure 57. Résultat de la simulation du champ magnétique du prototype du propulseur à solénoïde pour $I_{coil} = 130A$ (à gauche) et $I_{coil} = 160A$ (à droite). Les lignes de champ magnétique (en gris) et la zone ECR (zone colorée pour $2,40GHz < f_{em} < 2,49GHz$) sont représentées.

Il est aussi possible de s'intéresser à la composante axiale B_z du champ magnétique qui est clairement majoritaire dans la source plasma ($B_r \ll B_z$). La **Figure 58** est un graphe représentant l'intensité de la composante axiale du champ magnétique en fonction de la position axiale pour $I_{coil} = 130 A$ et $I_{coil} = 160 A$ (sur l'axe du solénoïde : $r = 0$).

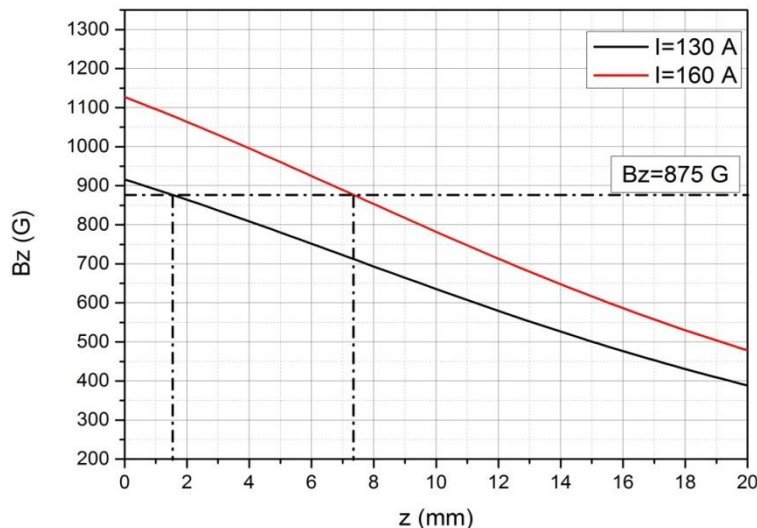


Figure 58. Géométrie du prototype à solénoïde modélisé à l'aide du logiciel COMSOL. L'axe à gauche de l'image est l'axe de symétrie $r=0$.

IV - 1 : Etude du cas de référence : Prototype à solénoïde

La position de la zone ECR ($B_z = 875$ G) est déplacée de 6 mm entre les deux cas. Lorsque l'on applique $I_{coil} = 130$ A la zone ECR est située à environ 2 mm du fond de la source plasma (de la backplate) et celle-ci semble un peu plus large au centre du solénoïde que vers l'extérieur. De plus, elle n'est pas complètement plate dans ce cas (voir **Figure 57**). En revanche, pour $I_{coil} = 160$ A la zone ECR se trouve à environ 8 mm du fond de la source sur tout le rayon du solénoïde et l'épaisseur est constante.

La position de la zone ECR n'est pas le seul paramètre affecté par la variation d'intensité du champ magnétique. L'intensité du champ magnétique influence aussi la qualité du confinement des électrons dans la source plasma. En effet, pour une énergie gyrocinétique donnée, plus le champ magnétique est intense et plus le rayon de Larmor des électrons est faible, induisant une augmentation du confinement.

Par ailleurs, la divergence - et donc la topologie du champ magnétique - n'est pas changée par une variation du courant dans le solénoïde. La divergence dépend uniquement de la géométrie du solénoïde. Il est à noter que plus le solénoïde est long et moins les lignes de champ seront divergentes. La divergence du champ magnétique agit principalement sur plusieurs aspects de la technologie :

- L'accélération des électrons dans la tuyère magnétique qui est en partie assurée par la pseudo force $\langle \vec{F}_{\nabla\parallel} \rangle$. Théoriquement, plus le champ magnétique est divergent et plus la force appliquée aux électrons sera localement élevée, communiquant ainsi une énergie plus élevée aux ions (voir **II - 2**).
- Le nombre de lignes de champ magnétique interceptant les parois de la source plasma. Le confinement des électrons n'est assuré que lorsque les lignes de champ sont parallèles aux parois. Pour une même géométrie, plus les lignes de champ magnétique sont divergentes et plus la fraction des lignes de champ passant à travers le cylindre extérieur (de la source) sera élevée.
- L'énergie finale fournie aux ions par accélération ambipolaire est notamment réglée par la position du détachement des électrons des lignes de champ magnétique. En effet, après ce détachement les électrons cessent de subir l'effet de la pseudo-force $\langle \vec{F}_{\nabla\parallel} \rangle$. Le détachement du plasma dont les modalités exactes sont le sujet de recherches en cours mais qui ne sont pas clairement définies actuellement.

Un compromis est donc à trouver entre l'intensité et la topologie du champ magnétique pour obtenir à la fois des ions énergétiques tout en minimisant les pertes. La topologie magnétique idéale dépend de cet équilibre, d'autant plus que son effet sur le détachement des électrons (voir **II - 2.2.2**) est le sujet de nombreuses hypothèses qui n'ont pas encore été vérifiées.

IV - 1.3. Principaux résultats obtenus avec sonde de Faraday

Le prototype du propulseur ECR à solénoïde a été à nouveau caractérisé au cours de cette thèse. En effet, la mesure de la puissance étant améliorée par rapport à la thèse précédente par la prise en compte de l'atténuation post-coupleur ($|S_{12}^{dB}|$). C'est pourquoi des résultats typiques obtenus à l'aide de la sonde de Faraday sont présentés sur la **Figure 59**. Le **Tableau 7** compare les résultats obtenus dans la thèse actuelle avec ceux de la thèse précédente [41] dont l'atténuation post-coupleur a été estimée à 1,1 dB.

IV - 1 : Etude du cas de référence : Prototype à solénoïde

Tableau 7. Comparaison de mesures par sonde Faraday obtenues dans la thèse précédente [41] et dans celle-ci pour des conditions similaires. Le débit de xénon est de 0,1 mg/s.

	2014 [41]		2016	
	130	160	130	156,2
I_{coil} (A)	130	160	130	156,2
P (W)	19,4*	19,4*	24,98	26
C_{mw} (%)	90	90	98	98
I_{tot} (mA)	45,54	40,5	51,5	46,1
E_i (eV)	224	255	197	225
T (μ N)	933	855	1008	962
I_{SP} (s)	951,4	871,9	1028,3	981
η_m (%)	62	55,12	70,8	63,4
η_e (%)	52,5	53,1	40,6	40
η_D (%)	83	80	84,1	83,9
η_T (%)	22,4	18,8	20,4	17,8

*La puissance a été ré-estimée en prenant en compte les pertes post-coupleur. $|S_{12}^{dB}| = 1,1$ dB.

Les conditions opératoires ($Q_m = 0,1$ mg/s et $P \approx 20$ W) utilisées sont celles ayant donné les meilleures performances avec ce prototype. Les essais de la thèse précédente présentés dans le **Tableau 7** ont été menés pour des puissances micro-ondes injectées légèrement plus basses que durant cette étude. Ceci peut expliquer les différences observées tout en se rappelant de l'incertitude relativement forte sur le rendement total inhérent à l'utilisation de la sonde de Faraday ($\sim 11\%$). Dans les résultats de 2016 le courant est plus élevé et l'énergie est plus basse que dans les résultats obtenus en 2014. Dans les deux cas, les performances sont globalement meilleures pour $I_{coil} = 130$ A que pour $I_{coil} = 160$ A avec une poussée $T \sim 1$ mN et un rendement $\eta_T \sim 20\%$.

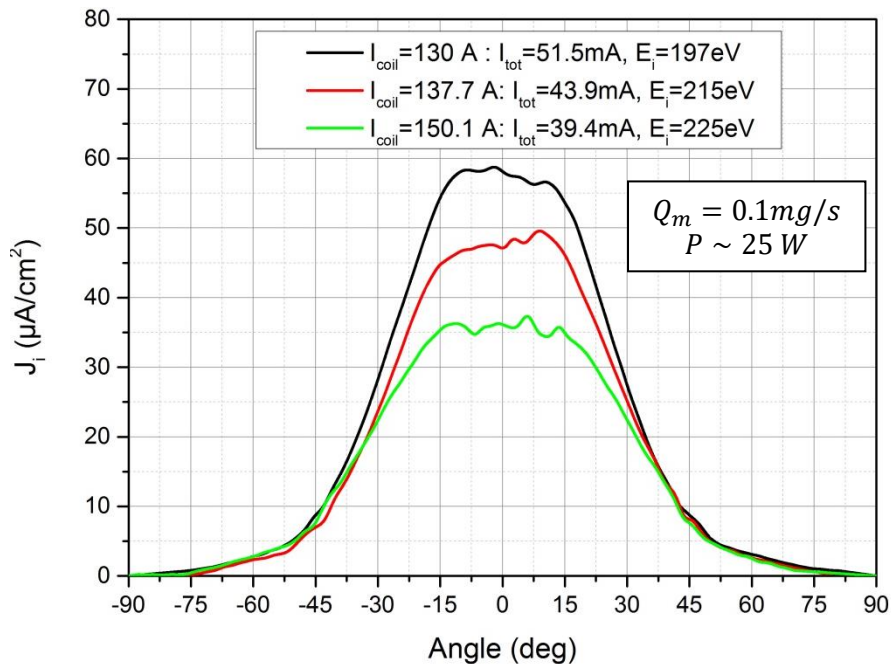


Figure 59. Exemple typique du profil angulaire de densité de courant ionique du propulseur à solénoïde obtenu avec la sonde de Faraday pour trois intensités de champ magnétique. Quand le champ magnétique diminue le courant augmente et l'énergie diminue. Les conditions opératoires sont

IV - 1 : Etude du cas de référence : Prototype à solénoïde

$$Q_m = 0,1 \text{ mg/s et } P \sim 25 \text{ W.}$$

La **Figure 59** présente des profils angulaires typiques de densité de courant ionique obtenus pour trois valeurs de courant I_{coil} . La variation observée dans le **Tableau 7** est retrouvée ici : quand I_{coil} augmente I_{tot} diminue mais E_i augmente. On note que dans tous les cas la divergence du faisceau de plasma ne change pas. En effet, η_D est autour de 80% dans tous les cas observés dans le **Tableau 7**, ce qui est confirmé avec les données issues de la **Figure 59**. On peut donc supposer que la divergence du faisceau est principalement liée à la divergence du champ magnétique.

Les effets de la topologie et de l'intensité du champ magnétique étant rappelés ci-dessus, les résultats obtenus pour les différents courants dans le solénoïde peuvent être interprétés. En effet on observe que le courant total extrait du propulseur I_{tot} calculé à l'aide de l'équation (90) diminue globalement lorsque l'intensité du champ magnétique augmente pour passer de $I_{tot} = 51,5 \text{ mA}$ pour $I_{coil} = 130 \text{ A}$ à $I_{tot} = 39,4 \text{ mA}$ pour $I_{coil} = 150,1 \text{ A}$. Cet effet est contre intuitif au regard de la remarque précédente sur l'amélioration du confinement par intensification du champ magnétique. De plus, on observe également que l'énergie moyenne du faisceau d'ions E_i augmente avec l'intensité du champ magnétique pour passer de $E_i = 197 \text{ eV}$ pour $I_{coil} = 130 \text{ A}$ à $E_i = 225 \text{ eV}$ pour $I_{coil} = 150,1 \text{ A}$.

Le fait que le courant ionique augmente lorsque le champ magnétique diminue peut s'expliquer de la manière suivante : Lorsque la résonance se produit dans une zone où la densité de gaz est plus élevée, le nombre de collisions ionisantes est plus élevé ce qui a pour effet d'augmenter la densité du plasma. Ainsi, lorsque l'intensité I_{coil} est la moins élevée ($I_{coil} \sim 130 \text{ A}$) la zone ECR est très proche de la backplate, le courant total est plus élevé.

Pour expliquer que l'énergie moyenne du faisceau d'ions soit moins élevée dans ce cas, il faut se rappeler que plus il y a de collisions et moins la température électronique locale est élevée conduisant ainsi un potentiel plasma dans la source plus faible ce qui conduit à une énergie moyenne du faisceau d'ion plus faible.

Cette observation est renforcée par le fait que lorsque l'intensité appliquée au solénoïde est légèrement inférieure à 130 A la zone ECR n'est plus située dans la source plasma mais légèrement en amont. Dans ce cas, la zone d'ionisation du gaz a tendance à se déplacer dans les tubes d'injection mais le propulseur devient instable et a tendance à s'éteindre inopinément.

De cette étude sur le prototype du propulseur ECR à solénoïde, il ressort des résultats intéressants sur le comportement du plasma et a fortiori du propulseur face aux conditions opératoires et à l'intensité du champ magnétique. La position de la zone ECR par rapport aux densités locales de gaz neutre semble être un paramètre très important alors que l'intensité du champ magnétique agissant sur le confinement du plasma semble être un paramètre secondaire dans la gamme de fonctionnement actuelle.

La **Figure 60** montre le propulseur ECR à solénoïde fonctionnant avec différents gaz (argon, xénon, krypton, air, azote, CO₂). Bien que les performances du propulseur n'aient pas encore été mesurées dans tous ces cas, cela montre que le propulseur peut s'allumer et fonctionner avec des gaz différents tout en maintenant une décharge stable.

IV - 2 : Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

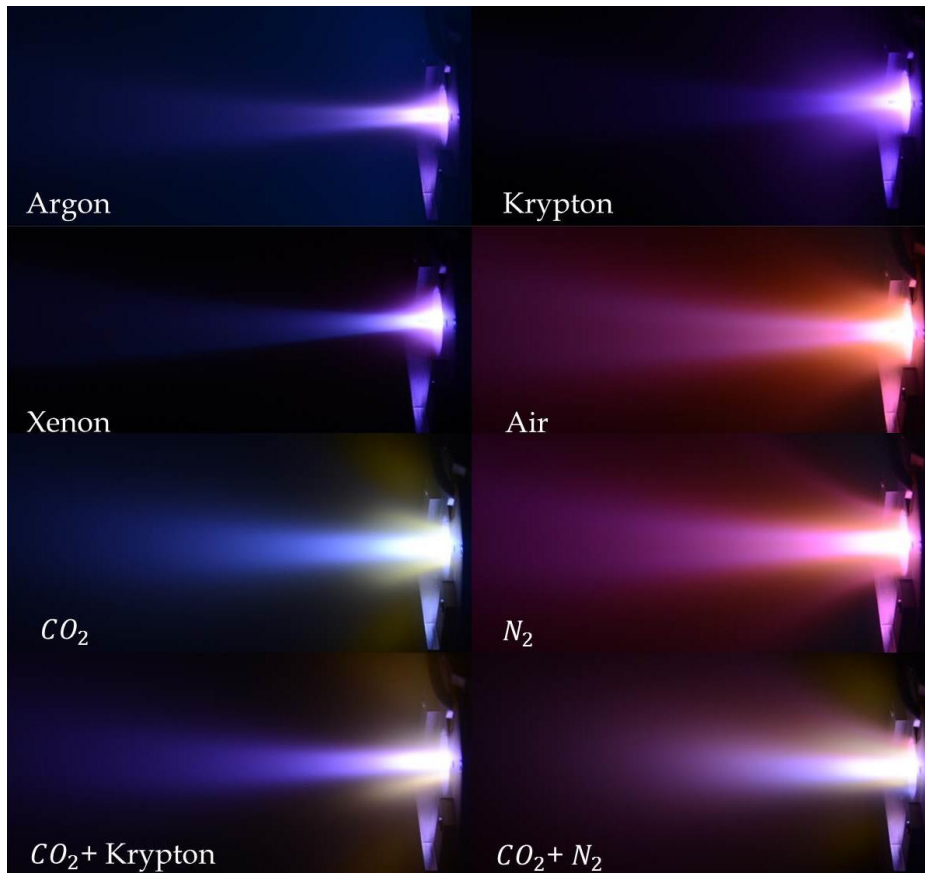


Figure 60. Photos du propulseur à solénoïde en fonctionnement dans le caisson B09 pour différents gaz.

IV - 2. Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

IV - 2.1. Objectifs liés au développement d'un prototype à aimants permanents

Le prototype de propulseur ECR à solénoïde est un très bon outil de développement et a permis de démontrer la viabilité de cette technologie. Cependant, la flexibilité apportée par l'utilisation du solénoïde est contrebalancée par d'importants inconvénients : l'utilisation très contraignante du refroidissement à eau, la masse importante du solénoïde (1,9 kg) et la rigidité des câbles d'alimentation du solénoïde empêchent le prototype d'être installé sur une balance de poussée.

L'idée d'utiliser des aimants permanents pour remplacer le solénoïde comble ces inconvénients mais empêche le champ magnétique d'être ajusté a posteriori. Un aimant permanent n'a pas besoin d'être alimenté électriquement et garde son aimantation indéfiniment sauf si sa température vient à trop

IV - 2 : Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

augmenter et à dépasser sa température de Curie. Cependant dans un contexte d'intégration sur une plate-forme satellite, l'utilisation d'aimants permanents créant de fort champs magnétiques impossibles à désactiver pourrait perturber certains appareils électroniques ou certains appareils de mesure.

Le premier objectif de ce prototype est de simplement remplacer le solénoïde par un aimant permanent. C'est pourquoi la conception de la version 1 du prototype de propulseur ECR à aimants permanents PM-V1 a été soumise à certaines contraintes :

- La géométrie de base de la source plasma de PM-V1 doit être identique à celle de la version solénoïde : un diamètre de 27 mm et une longueur de 15 mm.
- La technique d'injection de gaz doit être conservée, c'est-à-dire deux trous d'injections de 2 mm de diamètre à 9.9 mm du centre de la backplate.
- La connexion avec la ligne micro-ondes doit également être assurée par un filetage à l'arrière de la source plasma permettant de visser un connecteur N droit (f).
- La topologie et la magnitude du champ magnétique doit ressembler à celle du solénoïde.
- Le prototype doit être simple à assembler et ne doit comporter, si possible, qu'un seul aimant permanent.
- La masse du prototype ne doit pas être trop élevée ($\lesssim 1$ kg).
- Concernant la topologie du champ magnétique, on cherche à éviter de former des inversions de champ magnétique : des versions préliminaires à aimant permanent ont montré que ces inversions étaient très défavorables à l'éjection du plasma.

IV - 2.1.1. Géométrie initiale et éléments théoriques liés à la magnétisation des matériaux

Pour cette version, un aimant permanent a été spécifiquement conçu et a été fabriqué sur mesure. En effet, la topologie et la magnitude du champ magnétique de cette version ont été conçues pour ressembler au champ magnétique de la version à solénoïde. Pour cela, il a été choisi de travailler avec un aimant permanent annulaire avec une magnétisation axiale. La forme en anneau a été choisie car il était nécessaire d'avoir un trou central pour pouvoir faire passer la ligne micro-ondes et les lignes de gaz. Le logiciel COMSOL a été utilisé pour concevoir cet aimant permanent à partir des contraintes d'encombrement et des possibilités de magnétisation (contraintes des constructeurs d'aimants permanents). La **Figure 61** présente la géométrie axisymétrique utilisée pour la modélisation. Contrairement à la version à solénoïde, cette géométrie permet de séparer la partie « source plasma » et la partie « générateur de champ magnétique » du propulseur.

IV - 2 : Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

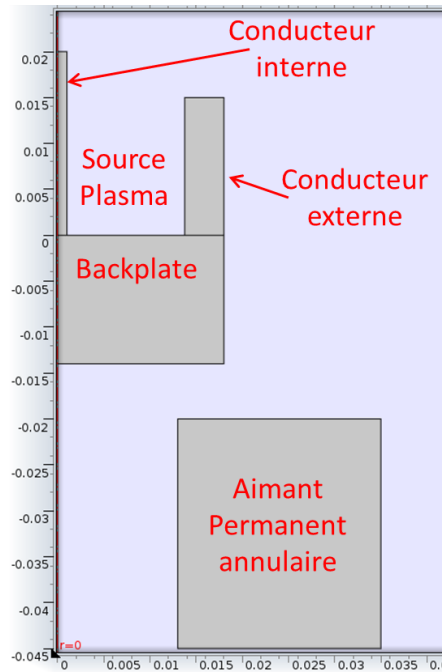


Figure 61. Géométrie du prototype à aimant permanent PM-V1 modélisé à l'aide du logiciel COMSOL. L'axe à gauche de l'image est l'axe de symétrie $r=0$.

Une étude paramétrique sur la géométrie de l'aimant permanent, c'est-à-dire sur le diamètre intérieur, le diamètre extérieur et sur l'épaisseur, a été menée. Le diamètre intérieur doit être supérieur à 13 mm pour permettre le passage du câble micro-ondes et des tubes de gaz. Avant de présenter les résultats des simulations et la géométrie retenue, il est important de présenter ici comment COMSOL calcule le champ magnétique dans tout le domaine. Pour cela, on rappelle ici quelques notions de ferromagnétisme et de magnétisation des matériaux.

Les différents matériaux peuvent être classés en trois catégories distinctes selon leurs propriétés magnétiques : les matériaux paramagnétiques, diamagnétiques et ferromagnétiques. En effet, sous l'action d'un champ magnétique externe appliqué les électrons présents dans ces matériaux vont individuellement créer des boucles de courants microscopiques ce qui va, collectivement, produire un champ magnétique en réaction au champ incident appelé magnétisation. D'un point de vue classique (par opposition à quantique), les électrons présents dans la structure cristalline des matériaux sont situés sur des trajectoires fermées autour des ions de la structure. Leur mouvement produit un courant $I = ev/2\pi r$ et donc un champ magnétique élémentaire (par l'équation(104)). Il s'ajoute à cela une notion de moment magnétique purement quantique (le spin) qui ne sera pas pris en compte ici. Le schéma de la **Figure 55** peut être réinterprété pour l'appliquer à un phénomène microscopique. On peut définir ainsi un moment magnétique microscopique tel que :

$$\vec{\mu} = \frac{q}{2} \vec{r} \times \vec{v} = \gamma_{gyr} \vec{L} = I\pi r^2 \quad (105)$$

où q est la charge électrique, \vec{r} et \vec{v} sont les vecteurs positions et vitesses de l'électron, $\gamma_{gyr} = q/2m$ le rapport gyromagnétique et où m est la masse de l'électron et \vec{L} est le moment angulaire. Dans la

IV - 2 : Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

nature, on trouve des molécules ou des atomes dits « non dipolaires » lorsque $\vec{\mu} = \vec{0}$ et des molécules ou des atomes « dipolaires » pour $\vec{\mu} \neq \vec{0}$. Lorsqu'on plonge ces derniers dans un champ magnétique excitateur cela peut induire une aimantation. Pour un matériau macroscopique, l'aimantation est définie de la manière suivante :

$$\vec{M} = n\langle\vec{\mu}\rangle \quad (106)$$

où n est la densité électronique du matériau et $\langle\vec{\mu}\rangle$ est la valeur moyenne des moments magnétiques élémentaires.

Parallèlement, en électrostatique dans les matériaux on définit deux types de charges : les charges libres permettant de conduire l'électricité et les charges liées responsables de la polarisation du matériau. Par analogie, en magnétostatique on définit deux types de courant : les courants libres \vec{J}_{libres} créés par les mouvements collectifs d'électrons au sein des matériaux conducteurs et les courants « magnétisants » \vec{J}_{mag} produits par ces boucles de courant élémentaires et reliés à l'aimantation macroscopique par $\vec{J}_{mag} = \vec{\nabla} \times \vec{M}$. Il est donc possible d'exprimer l'équation de Maxwell-Ampère de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0(\vec{J}_{libre} + \vec{J}_{mag}) = \mu_0 \vec{J}_{libre} + \mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{M} \Rightarrow \vec{\nabla} \times \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) = \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_{libre} \quad (107)$$

où $\vec{H} = \vec{B}/\mu_0 - \vec{M}$ est le vecteur champ magnétique alors que \vec{B} est le vecteur induction magnétique. Si on définit $\chi_m = \vec{M}/\vec{H}$ la susceptibilité magnétique il vient que $\vec{B} = \mu_0(\vec{M} + \vec{H}) = \mu_0(\chi_m + 1)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu\vec{H}$ avec μ_r la perméabilité magnétique relative et μ la perméabilité magnétique du milieu.

C'est donc la perméabilité magnétique relative μ_r qui permet de classer les matériaux en fonction de leur propriété magnétique. Si $\mu_r \gtrsim 1$ ($\chi_m \gtrsim 0$) le matériau est alors paramagnétique. Si $\mu_r \lesssim 1$ ($\chi_m \lesssim 0$) le matériau est alors diamagnétique et le champ magnétique induit dans le matériau s'oppose à un champ magnétique externe. Finalement, si $\mu_r \gg 1$ ($\chi_m \gg 0$) le matériau est ferromagnétique et il possède alors une grande capacité à s'aimanter. À titre d'exemple, le fer est le matériau ferromagnétique le plus courant. Il possède, quand il est pur, une perméabilité magnétique relative $\mu_r \approx 5000$.

L'aimantation induite \vec{M} dans un matériau ferromagnétique soumis à un champ magnétique externe \vec{H} est non linéaire et possède un seuil de saturation B_{sat} . Un phénomène d'hystérésis apparaît : l'aimantation du matériau ne réagit pas de la même manière si le champ externe croît ou si il décroît. La **Figure 62** représente une courbe d'hystérésis typique pour un matériau ferromagnétique. Le champ \vec{H} excitateur est représenté en abscisse et l'induction magnétique \vec{B} est située en ordonnée.

IV - 2 : Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

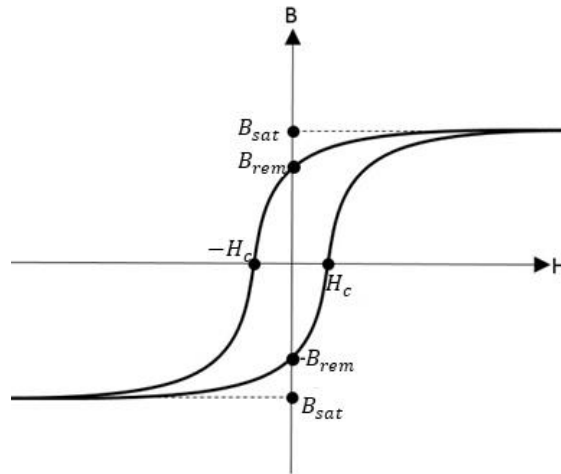


Figure 62. Modélisation classique d'un cycle d'hystérésis de la magnétisation d'un matériau.

Deux paramètres importants sont présents sur cette figure : le champ coercitif H_c et le champ rémanent B_{rem} . Le champ coercitif correspond au champ excitateur nécessaire pour annuler l'aimantation induite dans le matériau ($\vec{B}(H_c) = \vec{0}$). Le champ magnétique rémanent est l'aimantation restante dans le matériau lorsque le champ excitateur est désactivé ($\vec{B}(0) = \vec{B}_{rem}$). Le champ rémanent B_{rem} caractérise l'aimantation d'un aimant permanent. En général l'induction magnétique B a pour unité le Tesla et le champ magnétique H et l'aimantation M ont pour unité les Ampère/mètre. La température de Curie T_c est un autre élément à prendre en compte lorsque l'on s'intéresse aux aimants permanents. C'est la température à partir de laquelle l'agitation thermique des constituants de l'aimant est telle que celui-ci perd son aimantation (les collisions tendent à orienter aléatoirement les moments magnétiques microscopiques).

IV - 2.1.2. Fabrication des aimants permanents et choix de l'alliage

Les aimants permanents peuvent être fabriqués en différents matériaux. La plupart sont des ferrites dont l'avantage est d'être peu coûteux et faciles à fabriquer. Cependant, les ferrites possèdent en général un champ rémanent et une température de Curie relativement bas ($T_c < 100^\circ C$). D'autres matériaux ou alliages existent, tels que les Ne-Fe-B (alliage Neodyme-Fer-Bore) ou les Sm-Co (Samarium-Cobalt). Les Ne-Fe-B sont réputés pour avoir de forts champs rémanents (mais une susceptibilité magnétique $\chi_m < 1$) et les Sm-Co sont notamment connus pour avoir de très fortes températures de Curie ($T_c > 800^\circ C$). Avant que cela soit irréversible en atteignant la température de Curie, les aimants permanents perdent une fraction de leur aimantation avec la température. Là encore, les aimants en Sm-Co sont plus performants que les Ne-Fe-B car ils perdent $\sim 0.05\% / ^\circ C$ (contre $\sim 0.11\% / ^\circ C$ pour les Ne-Fe-B). Il existe différents grades, c'est-à-dire différentes compositions des alliages, engendrant des variations dans les paramètres magnétiques (B_r, H_c, T_c) dont il faut tenir compte pour modéliser un aimant permanent.

En fonctionnement, le propulseur ECR à aimants permanents doit évacuer de la chaleur en raison des pertes aux parois de la source. C'est pourquoi, au cours de son utilisation on peut supposer que la température de ses constituants va augmenter sans toutefois dépasser le seuil estimé des $100^\circ C$ (cela a

IV - 2 : Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

été vérifié à l'aide de capteurs de température dans des conditions normales d'utilisation). Le Ne-Fe-B de grade *35EH* a été choisi comme matériau de l'aimant permanent du propulseur ECR-V1 pour ses propriétés en termes de champ rémanent et de température d'utilisation. Son champ rémanent est environ $B_{rem} = 1.1 T$ et sa température de Curie est $T_c \approx 180^\circ C$.

IV - 2.1.3. Etude paramétrique sur l'effet de la géométrie de l'aimant sur la topologie du champ magnétique

À partir de ces contraintes, une étude paramétrique sur la géométrie de l'aimant permanent peut être effectuée à l'aide du logiciel COMSOL *multiphysics*. Ce dernier résout l'équation (107) dans tout l'espace de calcul (**Figure 61**) en prenant $\vec{j}_{libre} = \vec{0}$ dans tout l'espace, et $\vec{M} = B_{rem}\vec{z}$ (aimantation axiale) uniforme dans l'aimant.

Il est intéressant de constater sur la **Figure 63** les différents effets de la géométrie de l'aimant permanent annulaire sur la topologie magnétique et sur l'intensité du champ. La longueur L^{PM} , le rayon extérieur r_{ext}^{PM} et le rayon intérieur r_{int}^{PM} ont été modifiés pour en observer les conséquences. On observe notamment que l'intensité du champ magnétique (repérable par la position de la zone ECR) est directement lié au volume de l'aimant. Concernant la topologie du champ magnétique, on observe que les rayons intérieurs et extérieurs ont un effet significatif sur la divergence alors que la longueur L^{PM} de l'aimant a seulement un léger effet.

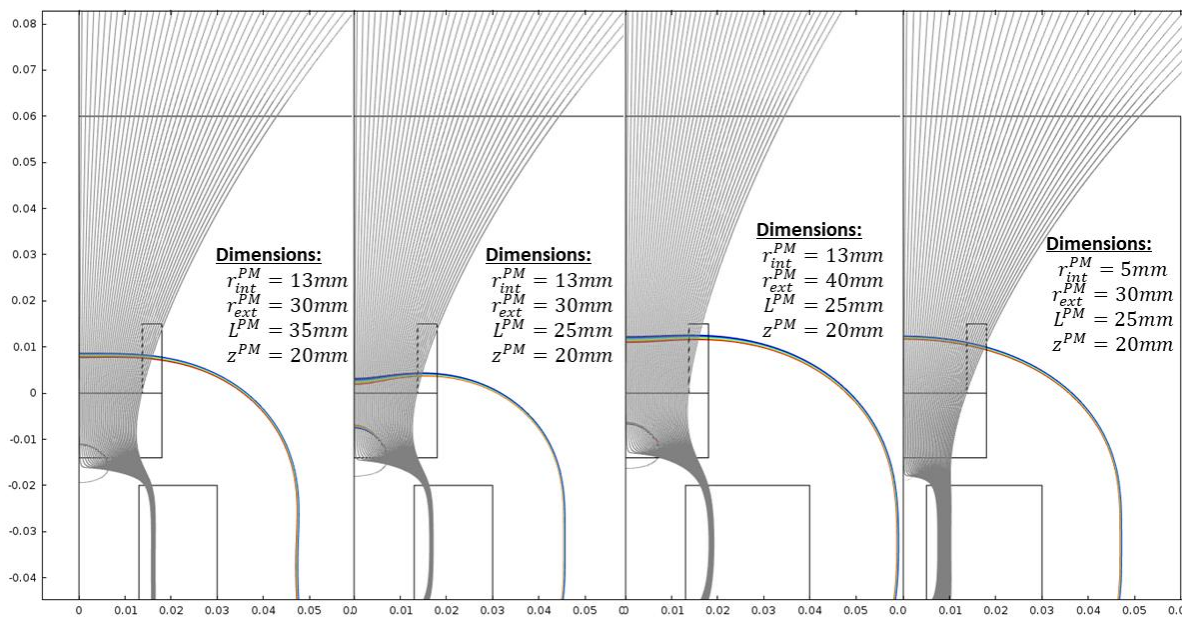


Figure 63. Résultat de simulations du champ magnétique d'un aimant permanent annulaire obtenues à l'aide du logiciel COMSOL. Différentes géométries sont testées pour appréhender les effets des différents paramètres.

Il est important de rappeler que la position de la zone ECR semble avoir une influence importante sur les performances du propulseur. Pour cela, dans cette version, comme le champ magnétique n'est pas modifiable une fois que l'aimant permanent a été fabriqué il est possible, pour déplacer la position de

IV - 2 : Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

la zone ECR, de modifier la position relative de la source plasma et de l'aimant permanent. Il est à noter que dans la version à solénoïde, lorsque le courant du solénoïde variait, deux paramètres changeaient : la position de la zone ECR et le confinement du plasma. Dans cette version un changement de la position de la zone ECR entraîne également la variation d'un autre paramètre : la perte aux parois due au nombre de lignes de champ interceptant les parois.

IV - 2.1.4. Présentation des caractéristiques de la configuration magnétique retenue pour PM-V1

La **Figure 64** présente la configuration magnétique retenue pour constituer l'aimant permanent de PM-V1. Lors de sa conception, celui-ci semblait constituer un compromis satisfaisant entre les similitudes de sa topologie magnétique avec celle du prototype à solénoïde et la masse et le volume de l'aimant permanent. Son rayon extérieur est $r_{ext}^{PM} = 35 \text{ mm}$, son rayon intérieur est $r_{int}^{PM} = 13 \text{ mm}$ et son épaisseur est $L^{PM} = 20 \text{ mm}$. La position de la zone ECR dans la source plasma est à peu près équivalente à la version solénoïde pour en courant $I_{coil} = 130 \text{ A}$ c'est-à-dire environ 1 mm de la backplate. Il est à noter que pour que la zone ECR soit à cette position, le fond de la source plasma doit être situé à 26 mm de la surface supérieure de l'aimant.

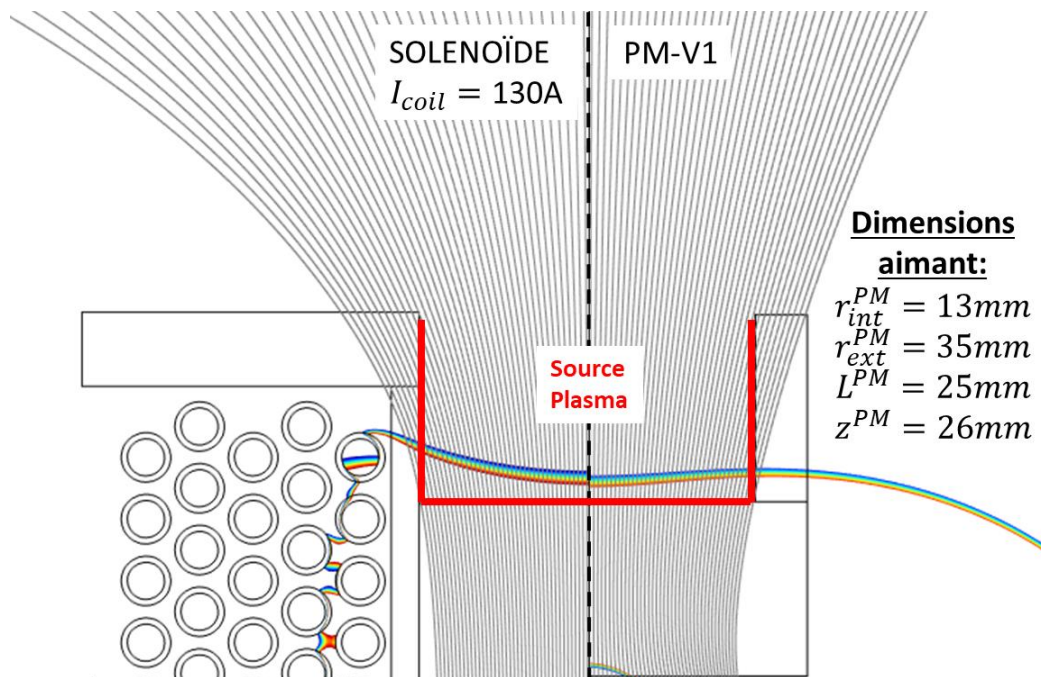


Figure 64. Résultat de simulations du champ magnétique de l'aimant permanent dont la géométrie a été retenue pour le prototype PM-V1 (à droite) et comparaison avec le champ magnétique du solénoïde (à gauche).

On constate également que la divergence du champ magnétique est plus faible avec l'aimant permanent en comparaison au solénoïde. En effet, comme il a été constaté à la **Figure 64** le fait d'être contraint sur un minimum de $r_{int}^{PM} = 13 \text{ mm}$ affecte la divergence du champ et une compensation par l'augmentation de L^{PM} n'est pas faisable pour des longueurs raisonnables. De plus, une réduction de la

IV - 2 : Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

divergence du champ magnétique pour une même géométrie de source plasma (même diamètre) réduit le nombre de lignes de champ qui interceptent la paroi. Cet effet tend probablement à réduire les pertes.

L'aimant réalisé a été caractérisé à l'aide d'un gaussmètre *Hirst GM07*. Le champ magnétique axial a été mesuré en fonction de la distance à l'aimant pour différentes positions radiales. La **Figure 65** présente une comparaison de la composante axiale du champ magnétique calculé par COMSOL et mesuré sur l'aimant. On constate que les résultats obtenus par COMSOL sont très proches de la réalité et ce pour les trois rayons : $r = 0$ mm (sur l'axe), $r = 5$ mm, $r = 10$ mm.

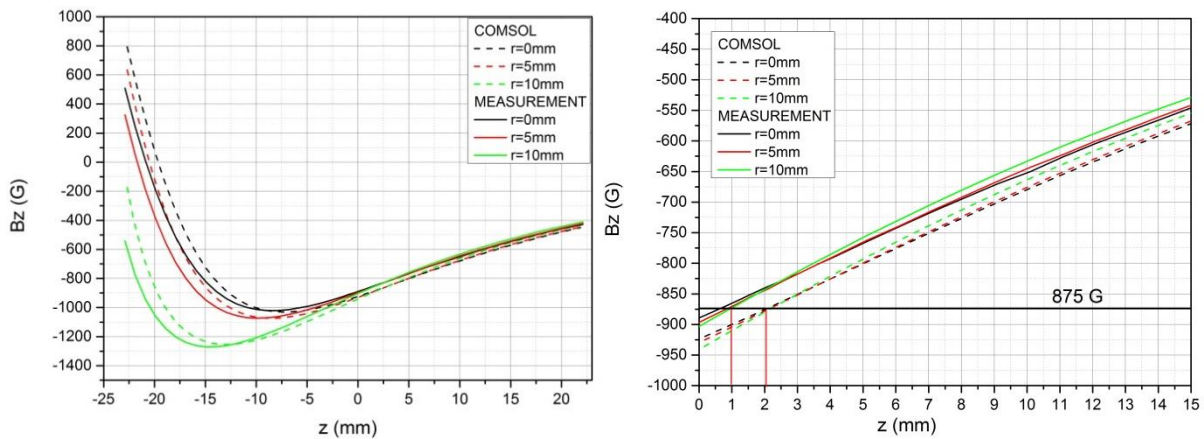


Figure 65. Comparaison unidimensionnelle entre le champ magnétique calculé à l'aide du logiciel COMSOL (en pointillés) et mesuré sur l'aimant réel (en trait continu).

Comme la divergence du champ magnétique de l'aimant permanent du prototype PM-V1 est plus faible que celle du prototype à solénoïde, on s'attendrait à avoir un effet de tuyère magnétique moins important que pour le cas avec solénoïde ($\mu \nabla B$ plus faible). On note également que l'intensité du champ magnétique décroît (en valeur absolue) quasi-linéairement dans la source avec un ratio de ~ 23.4 G/mm. Cette information permet notamment d'estimer quantitativement la variation de la position de la zone ECR pour une variation de la fréquence de l'onde incidente. Par exemple pour $r = 0$ mm la zone ECR se trouve à 2.8 mm de la blackplate à 2.3GHz, à 0.6 mm à 2.45GHz et à -1.66 mm à 2.6GHz.

IV - 2.2. Conception et réalisation du modèle mécanique de PM-V1

L'ensemble des pièces de structure formant la version PM-V1 ont été conçues à l'aide du logiciel Solidworks (de *Dassault System*) avant leur fabrication. Solidworks est un logiciel de modélisation 3D (CAO) utilisant la conception paramétrique. Il est capable de modéliser des pièces unitaires, de les assembler et d'en faire les plans détaillés.

La **Figure 66** est une vue extérieure du prototype PM-V1 modélisée par Solidworks (à gauche) et en prises de vues réelles (à droite). Ce prototype est en deux parties : la source plasma d'un côté et l'aimant permanent annulaire avec son coffrage de l'autre. Ces deux parties sont reliées ensemble à

IV - 2 : Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

l'aide de trois points de fixation. L'espacement entre ces deux parties est réglé à l'aide d'entretoises dont l'épaisseur est la variable d'ajustement permettant de déplacer la zone ECR.

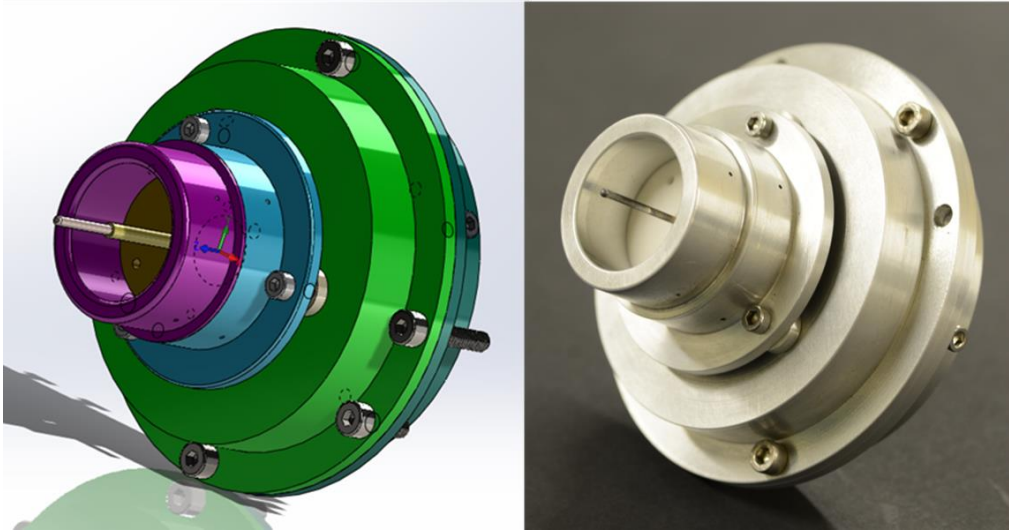


Figure 66. Modèle CAO (à gauche) et prise de vue réelle (à droite) du propulseur à aimant permanent PM-V1.

Ce prototype est conçu pour être modulaire : les différentes pièces peuvent être changées facilement en cas de dégradation, les dimensions peuvent être modifiées en vue d'une optimisation géométrique (voir chapitre VI). C'est par exemple le cas du cylindre servant de parois à la source plasma, qui est fabriqué en différentes longueurs. Le connecteur central qui est la continuité de l'âme de la ligne micro-ondes coaxiale et qui est plongé dans le plasma est aussi dans le même cas : plusieurs diamètres et plusieurs longueurs ont été fabriquées en vue d'une optimisation géométrique.

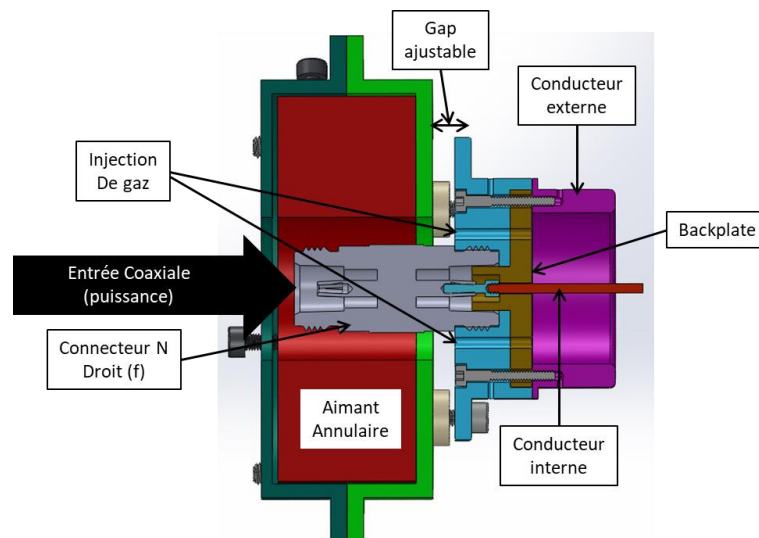


Figure 67. Coupe transversale du modèle CAO et descriptif des différentes parties du propulseur à aimant permanent PM-V1

IV - 2 : Développement d'un prototype de propulseur à aimants permanents : PM-V1

La structure externe du prototype PM-V1 est essentiellement réalisée en *Dural* (diminutif de *Duraluminium*). C'est un alliage d'aluminium (95%), de cuivre (4%), de magnésium (0.5%) et de manganèse (0.5%) qui est beaucoup utilisé dans l'industrie aérospatiale pour sa grande dureté et sa forte résistance à la traction en comparaison avec l'aluminium standard. La backplate doit être nécessairement en matériaux diélectriques. Celle-ci est fabriquée en nitrure de bore, matériau qui est connu pour ses propriétés en termes de tenue en température (température de fusion $> 3000^{\circ}\text{C}$) et d'émission secondaire d'électrons [160]. Il est à noter qu'à l'origine le prototype à solénoïde utilisait du Macor comme matériau pour sa backplate. Cependant, les meilleurs résultats de la version solénoïde du propulseur ont été obtenus avec une backplate en nitrure de bore c'est pourquoi c'est ce matériau qui est utilisé pour PM-V1. Le connecteur central qui est plongé dans le plasma et peut monter rapidement en température est conçu en acier inoxydable. En effet, l'aluminium fond à environ 400°C et il n'est pas rare de voir le conducteur central rougir lorsque le propulseur est en fonctionnement. L'acier utilisé pour le conducteur central doit être non magnétique. En effet, la topologie magnétique du système a été modélisée sans éléments ferromagnétiques ($\mu_r \gg 1$). De tels éléments peuvent complètement changer la topologie rendant plus complexe la compréhension et l'analyse des résultats. Une étude ultérieure pourra éventuellement inclure l'utilisation des circuits magnétiques pour obtenir des champs magnétiques plus complexes au sein du propulseur.

L'essentiel des résultats durant cette thèse ont été obtenus avec ce prototype PM-V1 du propulseur ECR (**Figure 68**). Cependant, deux autres versions à aimants permanents ont également été réalisées.

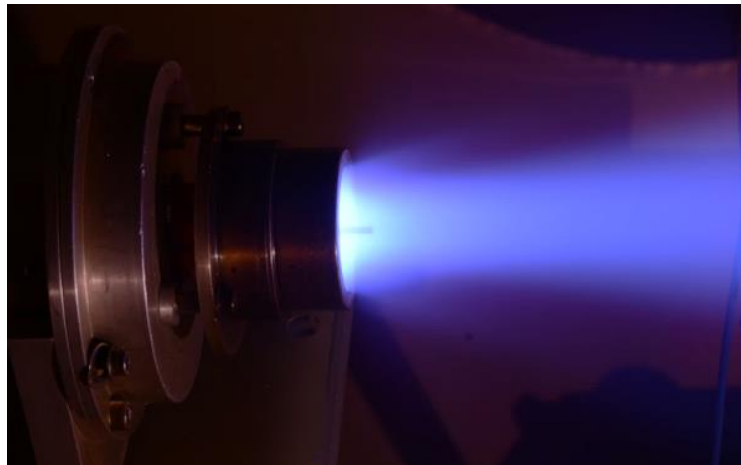


Figure 68. Propulseur à aimant permanent PM-V1 en opération dans le caisson B09.

IV - 3. Développement d'un prototype plus compact et possédant une topologie magnétique en double miroir magnétique : PM-V2

La PM-V1 a été conçue pour reproduire la géométrie et la topologie magnétique de la version à solénoïde en vue d'une installation sur une balance de poussée mais l'effet de certains aspects de la technologie, comme l'injection de gaz et la topologie magnétique, ne peuvent pas être étudiés. Une injection axisymétrique, évitant l'utilisation des deux fragiles tubes d'alumine, pourrait permettre d'obtenir un plasma plus homogène. De plus, une topologie magnétique plus complexe pourrait permettre de réduire les pertes aux parois et à la backplate. C'est dans cette optique qu'une deuxième version du propulseur à aimants permanents PM-V2 a été conçue.

Pour ce faire, on se propose de trouver une autre forme de champ magnétique qui permet de limiter le nombre de lignes de champ interceptant les parois de la source en ajoutant une autre série d'aimants permanents « redressant » localement les lignes de champ à proximité du plan de sortie du propulseur. On cherche également à avoir un champ magnétique plus intense au niveau de la backplate pour réduire les pertes aux parois dans cette zone et pour créer un effet de « miroir magnétique ». En essayant d'obtenir ces caractéristiques, une configuration avec un léger effet de bouteille magnétique (ou « double miroir magnétique ») a été obtenue (voir **Figure 69** à droite). Un effet d'oscillation des électrons entre les deux zones de champ magnétique maximal, à la manière de ce qu'il se passe dans une bouteille magnétique, est donc attendu. Cet effet pourrait augmenter localement la densité de plasma car la probabilité pour un électron d'effectuer une collision ionisante est plus élevée si son parcours est augmenté à cause des oscillations.

IV - 3.1. Topologie magnétique de PM-V2

Pour modéliser cela, le logiciel Comsol a également été utilisé. Dans ce cas, on s'est autorisé à changer les contraintes appliquées à PM-V1 (notamment sur la simplicité des aimants). La topologie de champ désiré est obtenue en utilisant deux niveaux d'aimants permanents : l'un, en amont de la source, crée le fort champ magnétique nécessaire à la résonance et l'autre, autour de la source et à proximité de la sortie du propulseur, permet de resserrer les lignes de champ dans cette zone.

La fabrication sur-mesure de deux aimants à magnétisation radiale est théoriquement possible mais est très coûteuse en raison de la nécessité de fabriquer des bobines à géométrie complexe spécifiques pour magnétiser de tels aimants. C'est pourquoi, il a été décidé de fragmenter les aimants annulaires d'aimantation radiale en une série d'aimants de petite taille avec une aimantation linéaire, moins coûteux à produire. Les simulations COMSOL ont donc été effectuées en géométrie 3D et non plus en géométrie 2D axisymétrique. La **Figure 69** présente la géométrie retenue (à gauche) et la topologie magnétique qui en résulte (à droite). Les aimants de la rangée située à l'arrière du propulseur sont trapézoïdaux pour pouvoir couvrir le maximum de surface tout en ayant une géométrie relativement simple. Les aimants de la rangée située autour de la source plasma sont parallélépipédiques.

IV - 3 : Développement d'un prototype plus compact et possédant une topologie magnétique en double miroir magnétique : PM-V2

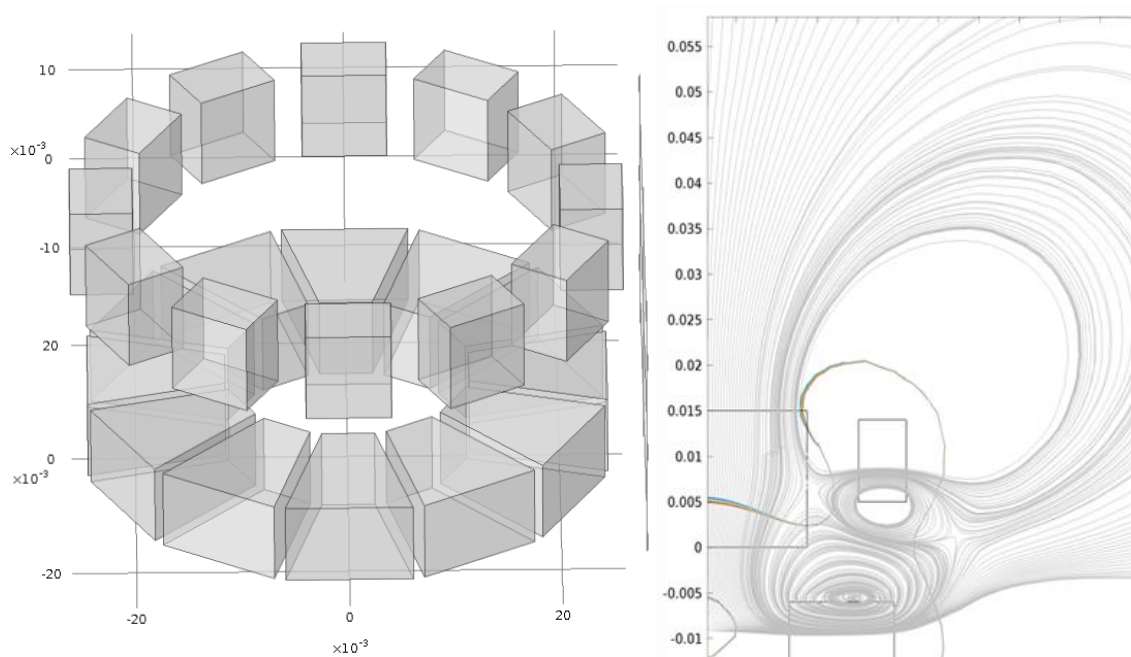


Figure 69. Géométrie 3D (à gauche) et projection 2D des résultats de la simulation du système magnétique de la version PM-V2.

On remarque que l'utilisation d'aimants permanents à magnétisation radiale rend le champ magnétique au niveau de la tuyère magnétique plus divergent que la version à solénoïde, et a fortiori que la version PM-V1. On note également que la topologie du champ magnétique dans la source est proche de celle d'une bouteille magnétique. Cependant on note que, à proximité de la backplate, des lignes de champ magnétique interceptent directement la paroi du cylindre, augmentant ainsi potentiellement les pertes dans cette zone. Cet effet indésirable n'a pas pu être évité et est inhérent à une topologie en miroir magnétique au fond de la source. Il est également à noter que la zone ECR (pour des fréquences du champ exciteur $2,40 \text{ GHz} < f_{em} < 2,49 \text{ GHz}$) est située à environ 5 mm de la backplate au centre de la source plasma et à environ 2 mm de la backplate sur les côtés.

IV - 3.2. Conception et réalisation de la mécanique du prototype PM-V2

Les principales différences géométriques entre PM-V1 et PM-V2 sont : une forte diminution du volume total des aimants permanents et un prototype en une seule partie, c'est-à-dire sans séparation possible de la source plasma et des aimants (**Figure 69**). Ceci est dû au fait que pour conserver cette topologie magnétique la position relative des deux rangées d'aimants doit être constante. Pour maintenir les aimants ensemble et à la bonne position, des supports disposant de logements pour abriter les aimants ont été conçus, ce qui augmente le diamètre du prototype mais réduit son encombrement total. PM-V2 (**Figure 71**) est bien plus compacte et légère que les versions précédentes (**Tableau 8**) ce qui est un avantage pour une technologie destinée à être intégrée à un engin spatial.

IV - 3 : Développement d'un prototype plus compact et possédant une topologie magnétique en double miroir magnétique : PM-V2

Tableau 8. Comparaison des masses et de l'encombrement des prototypes de propulseur ECR.

	Solénoïde	PM-V1	PM-V2
Masse totale (g)	1900	1100	350
Longueur totale (mm) (sans connecteur N)	70	70	35
Diamètre max (mm)	92	90	70

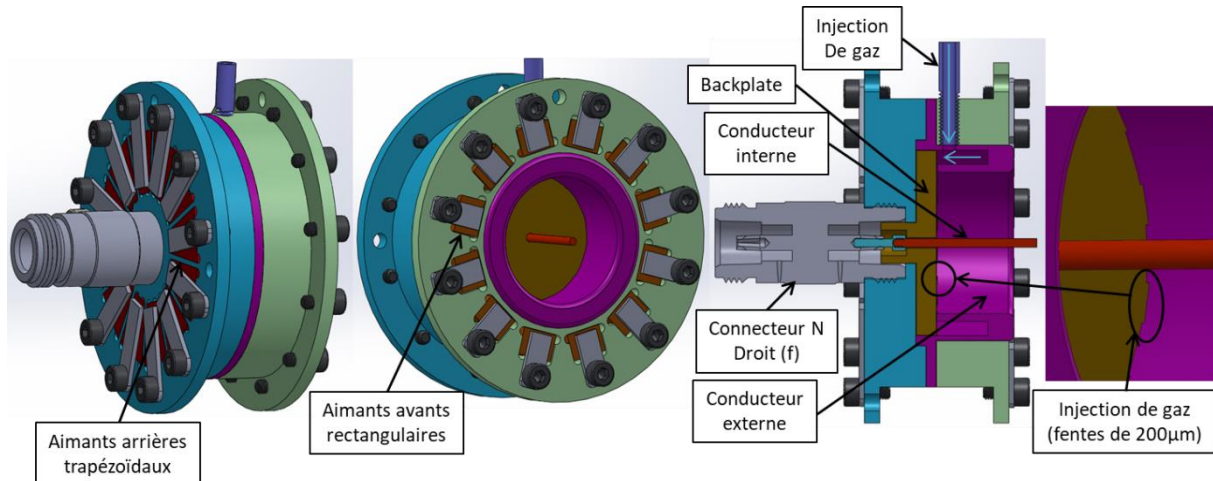


Figure 70. Modèle CAO et coupe transversale des différentes parties du propulseur à aimant permanent PM-V2.

PM-V2 présente une nouvelle technique d'injection du gaz (**Figure 70**). Celle-ci se fait radialement par 10 fentes de 200 μm de haut situées à la base de la paroi interne de la source plasma en contact avec la backplate. Le gaz n'a qu'un seul point d'entrée dans le propulseur et est diffusé dans une chambre secondaire située dans la paroi de la source plasma. Dans cette chambre, le champ électrique micro-ondes est absent car l'ensemble de cette pièce métallique est au même potentiel. Cette technique permet une injection de gaz plus homogène dans la source plasma et évite l'utilisation des tubes d'alumine dont le positionnement et l'état de surface peuvent varier d'un montage à l'autre. Néanmoins, l'aire totale d'injection a été approximativement conservée ($\sim 6.3 \text{ mm}^2$ pour PM-V1 contre $\sim 7.2 \text{ mm}^2$ pour PM-V2) ce qui conduit à avoir approximativement la même pression de gaz, pour les deux versions, dans la source plasma pour le même débit.

IV - 4 : Développement d'un prototype à aimant permanent permettant de tester les effets de l'injection de gaz : PM-V3

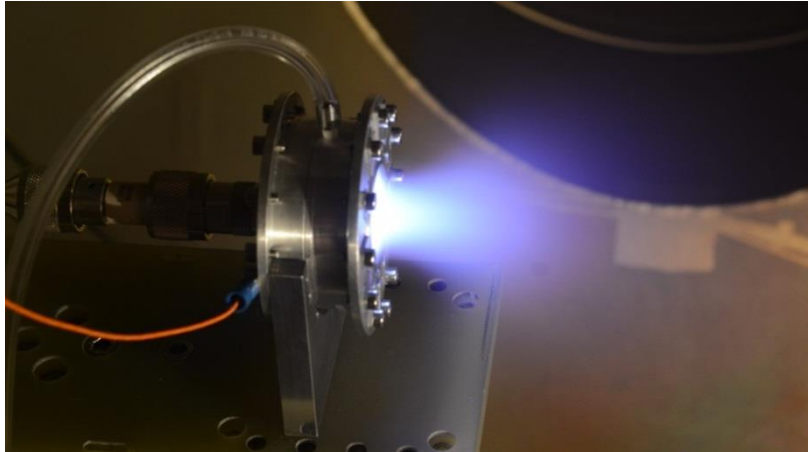


Figure 71. Propulseur à aimant permanent PM-V2 en opération au xénon dans le caisson B09.

Par ailleurs, les aimants qui le constituent ont été fabriqués en SmCo et ont une température de Curie $T_c \sim 850^\circ C$. En effet, à l'inverse du prototype PM-V1, les aimants permanents de PM-V2 sont plus proches de la source plasma et ont donc un contact thermique plus élevé avec la source de chaleur ce qui favorise leur montée en température et le risque de diminution et de perte de leur aimantation.

Ce prototype possède néanmoins deux principaux défauts : alors qu'il était possible dans le prototype PM-V1 de faire varier la position de la zone ECR dans la source plasma, on perd ici ce degré de liberté car le modèle est fait en un seul bloc sans possibilité d'ajustement ; de plus, cette version présente deux modifications majeures par rapport à la version précédente (topologie du champ magnétique, injections de gaz) dont il est difficile de discriminer l'impact sur les performances.

Les tests effectués avec ce prototype n'ont pas permis de montrer de réelles améliorations dans les performances. C'est pourquoi les mesures effectuées avec cette version sont restées minoritaires dans ce travail de thèse et ne seront présentées que dans l'**Annexe A**.

IV - 4. Développement d'un prototype à aimant permanent permettant de tester les effets de l'injection de gaz : PM-V3

Une troisième version (PM-V3) du propulseur ECR a également été développée. L'objectif de ce troisième prototype est principalement de tester l'effet de l'injection du gaz sur les performances. En effet, ce modèle est conçu pour utiliser soit l'aimant permanent de PM-V1 soit l'assemblage d'aimants de PM-V2. Contrairement au modèle PM-V2 qui modifie à la fois le champ magnétique et l'injection du gaz par rapport au prototype précédent. Il est à noter que dans ce cas la position de la zone ECR ne peut être ajustée que lorsque PM-V3 utilise l'aimant de PM-V1.

PM-V3 se propose d'acheminer le gaz vers la source plasma de la même manière que PM-V2, c'est-à-dire par un seul point d'entrée amenant à une chambre secondaire à l'intérieur des parois de la source

IV - 4 : Développement d'un prototype à aimant permanent permettant de tester les effets de l'injection de gaz : PM-V3

plasma (**Figure 72**). Cependant, à l'inverse de PM-V2 le gaz s'infiltré ici sous la backplate pour être introduit axialement dans la source plasma (flèches rouge sur la **Figure 72**).

La backplate de PM-V3 est conçue en deux parties : la partie externe dans laquelle sont creusées les différentes injections de gaz et la partie interne qui fait le lien entre le conducteur interne et un montant métallique (voir **Figure 72**). Ce dernier appartient à la structure externe du propulseur et est affleurant au fond de la source plasma (**Figure 72**). Cette surface métallique permet d'écraner le champ micro-onde et ainsi d'éviter qu'un plasma ne se forme à l'arrière de la backplate avant que le gaz arrive dans la source plasma.

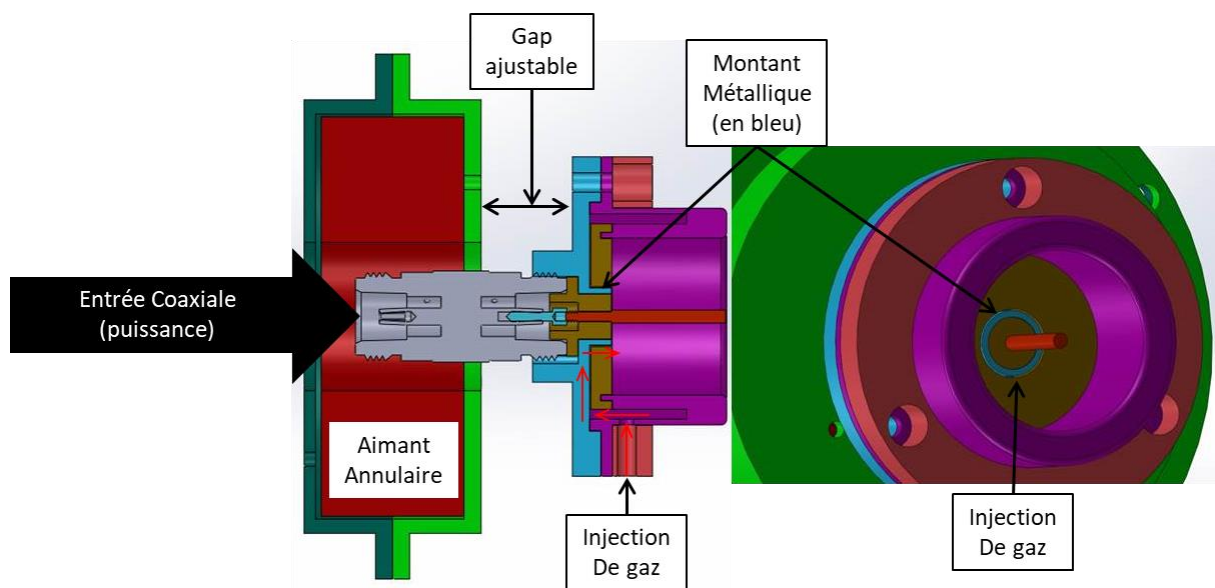


Figure 72. Modèle CAO et coupe transversale des différentes parties du propulseur à aimant permanent PM-V3.

L'effet de l'injection de gaz sur les performances du propulseur peut donc être étudié simplement en utilisant différentes backplate (en nitrure de bore) possédant différentes formes et positions des trous d'injection de gaz. Dans un premier temps, cinq backplates ont été fabriquées permettant d'étudier 5 modes d'injections différents (voir **Figure 73**). L'une d'elles reproduit la forme des injections de la version solénoïde et de la version PM-V1 c'est-à-dire deux trous de 2 mm de diamètre situés à un rayon de 9,9 mm du centre de la backplate (**Figure 73 b.**). Les trous de diamètre 1 mm (**Figure 73 a.**) et 3 mm (**Figure 73 c.**) sont également placés à un rayon de 9,9 mm du centre de la backplate. Un mode d'injection avec trois fentes en arc de cercle de largeur 1 mm (**Figure 73 d.**) et un mode d'injection axial purement axisymétrique (**Figure 73 e.**) peuvent également être testés. Cette dernière a été conçue pour appréhender la brisure de l'axisymétrie engendrée habituellement par les deux trous d'injections.

IV - 4 : Développement d'un prototype à aimant permanent permettant de tester les effets de l'injection de gaz : PM-V3

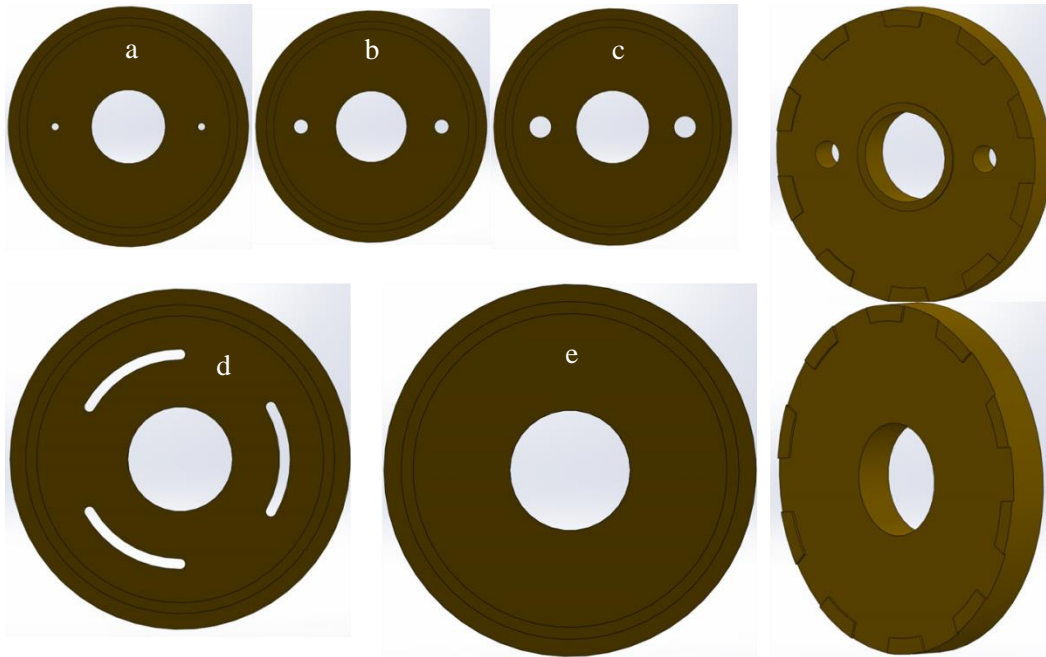


Figure 73. Modèle CAO des différentes backplates pour le propulseur à aimant permanent PM-V3.

Ce prototype ayant été fabriqué peu avant la fin de cette thèse, seulement quelques tests préliminaires ont été menés avec cette version du propulseur. Aucun résultat obtenu avec ce prototype ne sera présenté dans ce manuscrit.

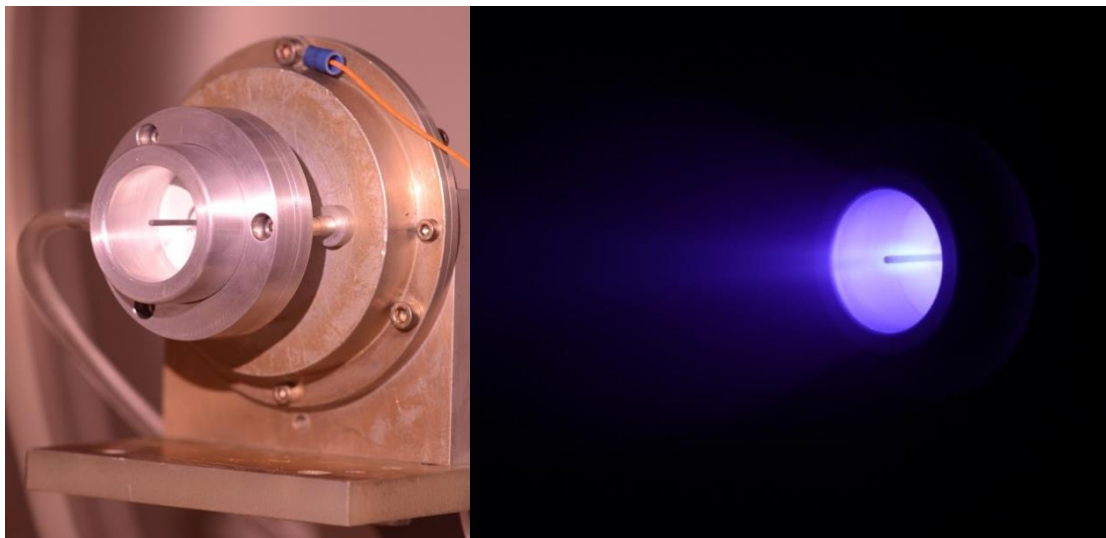


Figure 74. Propulseur à aimant permanent PM-V3 à l'arrêt (à gauche) et en opération (à droite) au xénon dans le caisson B09.

Chapitre V

Balance de poussée

Ce chapitre présente le principal diagnostic utilisé lors de ces travaux de thèse : la balance de poussée. Dans un premier temps, l'adaptation de la balance de poussée existante au propulseur ECR est présentée. Dans un second temps, on s'intéresse plus particulièrement à la mesure directe de poussée et aux principales caractéristiques de la balance.

L'ONERA possède une compétence particulière dans la mesure directe de poussée sur différents types de propulseur. Des propulseurs de type SPT-50 et HEMP ont notamment été caractérisés par des mesures directes de poussée dès les années 1990 [161]. Deux balances sont actuellement en activité. Celles-ci ont été développées à la fin des années 2000. Elles sont optimisées pour mesurer les poussées dans deux gammes de poussée distinctes. La plus petite, appelée « balance micro-newton » a pour objectif de mesurer les poussées dans la gamme $0.1 \mu\text{N}$ à $1500\mu\text{N}$ (sa sensibilité élevée permet de distinguer des poussées de $0.01 \mu\text{N}$). La balance micro-newton est conçue pour accueillir des propulseurs de quelques centaines de grammes. Cette dernière a notamment été utilisée pour mesurer la poussée d'un propulseur FEED indium [162]. Elle est régulièrement utilisée, dans le cadre de contrats avec des industriels du secteur spatial, pour tester des modèles de qualification et de vol de propulseurs de type « gaz froid » équipant des satellites scientifiques tels que ceux utilisés dans les missions GAIA [163], LISA-PATHFINDER, MICROSCOPE et EUCLID. L'autre balance a été créée initialement pour mesurer la poussée d'un propulseur hélicon dans le cadre du projet européen « HPH.com » (programme cadre FP7) [135]. Elle peut mesurer les poussées de propulseurs électriques plus lourds (quelques kg) pour des niveaux jusqu'à quelques mN avec une résolution de l'ordre de $10 \mu\text{N}$. C'est cette dernière qui, dans le cadre de cette thèse, a été adaptée au propulseur ECR. Cette adaptation a également permis d'effectuer des mesures, dans le cadre d'un contrat, sur un propulseur à grilles développé par la start-up « ThrustMe » qui vise le marché des nanostats et des microstats [12]. Les mesures directes de poussée réalisées dans le cadre de cette thèse sont les premières réalisées pour un propulseur à plasma ECR.

V - 1. Adaptation d'une balance pendulaire au propulseur ECR

Les meilleurs résultats en termes de poussée et de rendement, mesurés à l'aide de la sonde Faraday, ont été obtenus dans le caisson à vide B61 grâce à sa meilleure vitesse de pompage ($v_p = 8000 \text{ l/s}$ au

V - 1 : Adaptation d'une balance pendulaire au propulseur ECR

B61 contre $v_p = 3000$ l/s au B09). Il a donc été décidé d'effectuer les mesures directes de poussée à l'aide de la balance dans le caisson B61. Cependant, la balance a été initialement conçue pour mesurer la poussée d'un propulseur hélicon dans le caisson à vide B09. Un travail sur les interfaces mécaniques et sur le contrôle du pendule a donc été effectué pour adapter la balance au propulseur ECR et à son utilisation dans le caisson B61. En effet, le propulseur ECR introduit plusieurs contraintes qu'il faut prendre en compte : la présence d'un fort champ magnétique qui peut entraîner, par exemple, des perturbations sur certains appareils de mesure, l'utilisation de micro-onde qu'il faut acheminer du générateur au propulseur avec un minimum de pertes, une interface mécanique spécifique et une masse totale à prendre en compte pour l'équilibrage de la balance.

V - 1.1. Principe de fonctionnement de la balance

La balance de poussée utilisée est une balance pendulaire qui peut être décomposée en deux parties : la partie fixe, « le plateau », solidaire de la structure du caisson à vide et la partie mobile, « le bras », l'élément de la balance sur lequel est fixé le propulseur (**Figure 75**). C'est un pendule compensé avec un contrepoids dont la position peut être ajustée pour aligner le centre de gravité du bras avec l'axe de rotation. La balance est conçue pour que le mouvement du bras de la balance ne puisse se faire que dans une seule dimension (d'avant en arrière). La liaison mécanique entre le bras et le plateau est de type pivot et doit comporter le moins de frottement possible. Cette liaison est effectuée en quatre points par des lames métalliques (en cuivre/béryllium de 50 μm d'épaisseur et 1,6 mm de large) se fléchissant lorsque le bras entre en mouvement. Les signaux électriques provenant du bras de la balance comme ceux nécessaires au fonctionnement de l'accéléromètre, le potentiel propulseur ϕ_p et ceux provenant du capteur de température doivent passer entre le bras et le plateau. Cela se fait par le biais de fils de cuivre de 250 μm de diamètre dont la raideur est suffisamment faible pour être négligée.

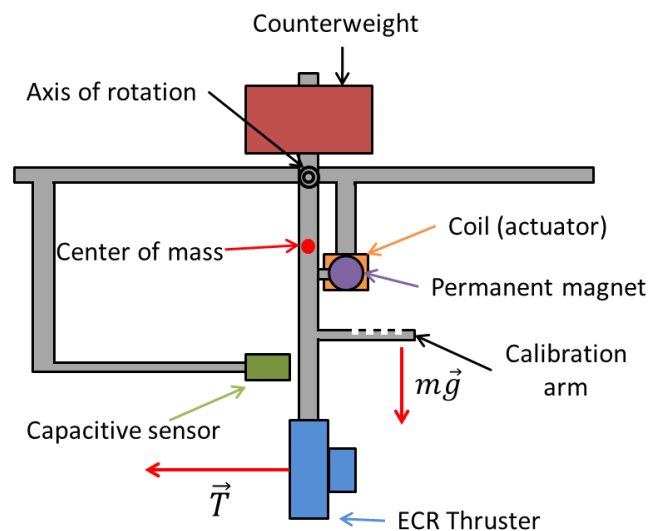


Figure 75. Schéma de la balance de poussée adaptée pour le propulseur ECR.

V - 1 : Adaptation d'une balance pendulaire au propulseur ECR

Lorsque le propulseur est en fonctionnement la poussée de celui-ci crée un couple sur le bras de la balance (**Figure 76**). À l'état stationnaire, les couples créés par la poussée et par le poids s'annulent.

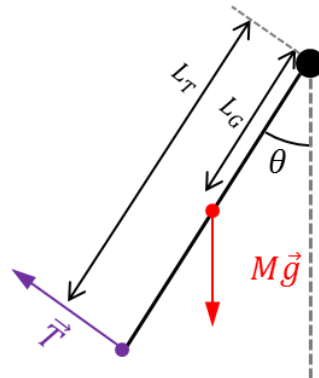


Figure 76. Schéma de principe du fonctionnement de la balance.

Une expression de la poussée T peut être obtenue en utilisant l'équation de conservation du moment angulaire dont le second membre est nul à l'état stationnaire :

$$0 = L_G M g \sin(\theta) + L_T T \Rightarrow T = M g \frac{L_G}{L_T} \sin(\theta) \quad (108)$$

où M est la masse du propulseur et du bras de la balance, $g \approx 9.81 \text{ m/s}^2$ est la constante de la gravité, L_G et L_T représentés sur la **Figure 76** sont respectivement la position du centre de gravité du bras de la balance et la position du centre de poussée du propulseur (\sim longueur du bras de la balance).

En théorie, la valeur absolue de la poussée est directement proportionnelle au sinus de l'angle θ du bras par rapport à la verticale (défini par la direction de la gravité). En pratique, $\sin(\theta) \sim \theta$ car l'angle est en réalité très faible. En effet, on peut estimer l'ordre de grandeur de celui-ci en utilisant l'équation (108). En prenant $T = 1 \text{ mN}$, $M = 1 \text{ kg}$ et $L_T = 3 L_G$ l'angle résultant est $\theta = 0.02^\circ$.

L'angle étant très faible, les capteurs utilisés pour le mesurer doivent donc être adaptés. Deux types de capteurs sont disposés sur la balance de poussée : deux accéléromètres *Honeywell QA 700* (l'un situé sur le plateau et l'autre sur le bras) et un capteur capacitif *FOGALE MC900* permettant de mesurer précisément le déplacement du bras (**Figure 75**). Les deux accéléromètres sont utilisés pour l'équilibrage de la balance et assurer la verticalité initiale du bras car ils mesurent la valeur absolue de l'angle par rapport à la verticale. Le capteur capacitif, qui effectue une mesure relative de distance, est le capteur utilisé pour effectuer la mesure de poussée car il possède un rapport signal sur bruit plus élevé que les accéléromètres.

V - 1.2. Montage du propulseur sur la balance et limites du système existant

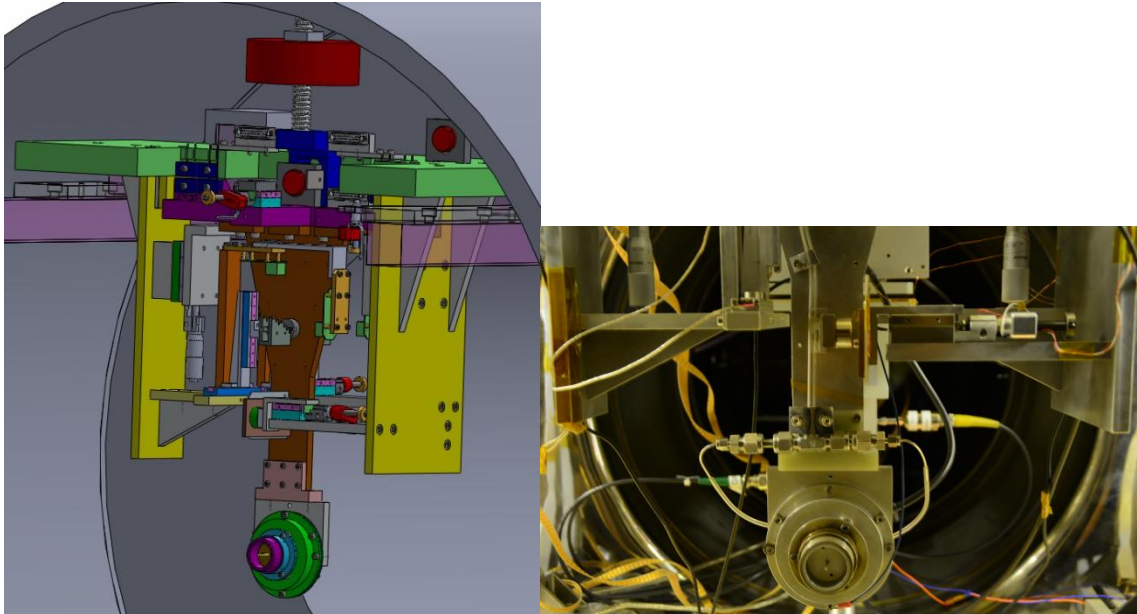


Figure 77. A gauche, Modélisation numérique du montage de la balance dans le caisson à vide. A droite, prise de vue réelle de la balance installée dans le caisson B61.

La partie gauche de la **Figure 77** présente la modélisation numérique du montage de la balance (sur laquelle est installée le propulseur PM-V1) dans le caisson B61. La partie droite de la **Figure 77** est une prise de vue réelle de ce même montage où il est possible de voir à la fois la balance (diagnostic de mesure directe de poussée) et la sonde Faraday (diagnostic de mesure indirecte de la poussée). Une platine de rotation permettant le balayage angulaire de la sonde de Faraday autour du propulseur est située en dessous du propulseur. Les deux diagnostics peuvent donc fonctionner sur la même campagne d'expériences et les deux méthodes peuvent être comparées (voir sous partie suivante). Alors que la mesure balance est plus fiable que la mesure Faraday, cette dernière donne accès à des informations plus détaillées (voir **III - 3**). Il est à noter que le propulseur est isolé électriquement du bras de la balance et du reste du caisson par une pièce en fibre de verre (le FR-4 pour « Fire-Resistant n.4») servant de liaison entre le propulseur et le bras de la balance.

L'ensemble du montage est mis sous vide pendant toute la durée de l'expérience, ce qui empêche toute manipulation de celui-ci entre deux remises à l'air du caisson à vide. Pour pallier cela, un certain nombre de moteurs permettent d'ajuster avec précision l'inclinaison des différentes parties de la balance.

En pratique, plusieurs phénomènes rendent les mesures de balances complexes à obtenir. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, les déplacements du bras de la balance sont infimes ce qui requiert l'utilisation de capteurs très sensibles et donc également très sensibles aux perturbations extérieures. En particulier, les vibrations de la structure sont susceptibles de générer des fluctuations de signal pouvant parasiter la mesure. Le bruit sur les signaux peut être généré par différentes sources,

V - 1 : Adaptation d'une balance pendulaire au propulseur ECR

notamment l'environnement extérieur (les vibrations du bâtiment peuvent être visibles sur le signal d'acquisition), le bruit du propulseur lui-même et le bruit des pompes à vide et en particulier celui de la pompe cryogénique. En effet, le mouvement des pistons des trois têtes cryogéniques provoque un bruit mécanique régulier (~ 1 Hz) qui est visible sur l'acquisition (voir **Figure 78**).

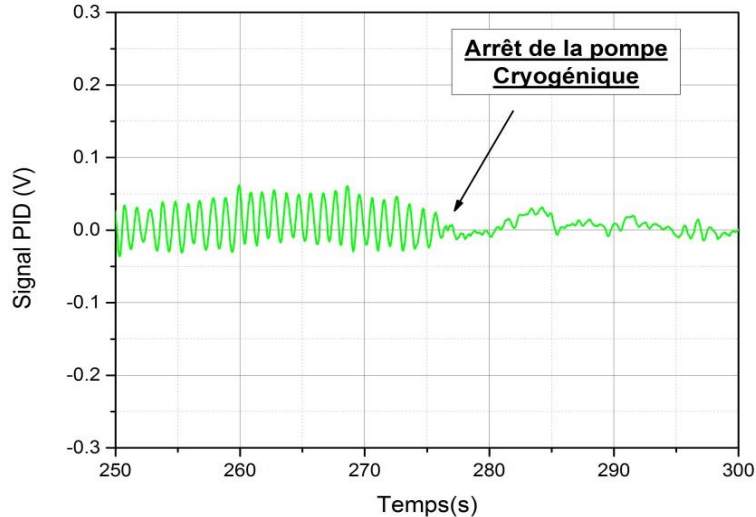


Figure 78. Effet de la pompe cryogénique sur le signal de sortie de la balance : le bruit est un signal périodique dont la fréquence est d'environ 1Hz.

Contrairement à beaucoup de technologies de propulseur électrique, le propulseur ECR a besoin d'un fort champ magnétique pour fonctionner. L'aimant permanent à l'origine de ce champ magnétique est situé sur le bras de la balance avec le reste du propulseur ECR. L'influence de cet aimant permanent est telle que la moindre perturbation magnétique ou le moindre mouvement d'un objet ferromagnétique alentour est directement visible sur le signal d'acquisition. Des efforts ont été faits pour éviter l'utilisation de matériel aimanté ou ferromagnétique dans le reste du montage. Cependant, les platines de translation servant à la calibration (avant leur changement, voir la sous-section concernée) et la platine de rotation de la sonde de Faraday provoquent des perturbations magnétiques. C'est pourquoi, les scans angulaires de densité de courant ionique ne sont jamais effectués pendant une acquisition de type balance.

L'équation (108), caractérisant l'équilibre du pendule, est en réalité une modélisation simplifiée de la balance. En effet, les pivots en cuivre-béryllium ainsi que les câbles transmettant la puissance micro-ondes entre le plateau le bras et le tube d'alimentation en gaz ont des raideurs non nulles, ce qui engendre un couple de rappel qui devrait être ajouté à l'équation (108). Cependant, la modélisation de ce type de phénomène est complexe car elle dépend notamment de la position, et de la torsion des différents câbles qui peuvent évoluer dans le temps. Cependant, la calibration absolue de la balance permet d'éviter ce type de modélisation. Il est important de préciser que les différents câbles et le tube de gaz sont choisis pour entraver le moins possible le mouvement du bras de la balance.

Au vu des échelles de déplacement concernées, le point d'équilibre du bras de la balance (quand le propulseur n'est pas en fonctionnement) peut avoir légèrement changé après un mouvement de ce dernier. Ces effets d'hystérésis perturbent la mesure de la poussée du propulseur qui est effectuée en mesurant la différence de position du bras pendant le fonctionnement du propulseur et après

V - 1 : Adaptation d'une balance pendulaire au propulseur ECR

l'extinction de ce dernier. Si le point d'équilibre peut varier au cours du temps, il existe donc une ambiguïté sur la valeur du signal lorsque le propulseur s'éteint. Ce phénomène a été quantifié dans une étude précédente [163] et peut représenter jusqu'à 3% d'erreur.

Il a également été remarqué que l'activation de la puissance micro-ondes peut perturber certains signaux continus provenant du bras de la balance. En effet, les signaux des diodes de mesure de puissance micro-ondes sont significativement perturbés lorsqu'on utilise les fils de cuivre de 250 μ m de diamètre (qui font la transition entre le bras de la balance et le plateau). Cet effet empêche le coupleur d'être situé sur le bras de la balance car les mesures de puissance sont alors incohérentes. Il est à noter que les autres signaux (dont la mesure du potentiel du propulseur ϕ_p) ne sont pas affectés en présence de micro-ondes.

Lorsque le propulseur hélicon (HPH.com) était monté sur cette balance la puissance électrique radiofréquence (~ 13 MHz) était transmise entre le plateau et le bras de la balance par un câble coaxial très souple. Cependant, ce câble ne fonctionne pas pour le propulseur ECR car les pertes diélectriques associées sont beaucoup trop élevées à plus haute fréquence (~ 2.45 GHz) pour qu'il puisse être utilisé dans le montage. En effet, l'utilisation de ce câble limiterait la puissance maximum injectée et provoquerait un échauffement qui pourrait conduire à la détérioration du matériel.

Travailler sous vide évite les perturbations liées aux mouvements de l'air à proximité du bras de la balance. Cependant, l'échauffement des matériaux engendrés à la fois par les pertes diélectriques dans les câbles micro-ondes et par le bombardement des espèces du plasma sur les parois ne peut pas être évacué par convection qui est un phénomène de refroidissement important à l'air. Le refroidissement du bras par conduction étant négligeable, les matériaux auront tendance à monter en température dans le vide ce qui peut engendrer la dégradation du matériel (en particulier les câbles de transmission) dans certains cas.

De plus, la montée en température des matériaux provoque des dilatations (ou des contractions) qui peuvent déplacer la position des centres de gravité des matériaux situés sur le bras de la balance (câble micro-ondes, propulseur,...) et ainsi changer son équilibre. Cet effet, appelé « dérive thermique » est un des principaux effets qui perturbe les mesures de poussée balance (ces effets seront détaillés dans la sous-section suivante).

Finalement, lorsque le propulseur monte en potentiel (le propulseur est électriquement isolé de la masse et possède un potentiel ϕ_p qui peut être de plusieurs centaines de volts par rapport au caisson), un effet de force électrostatique ($F = qE$) pourrait également s'ajouter à l'équation (108) et donc perturber la mesure de poussée. Il a été vérifié expérimentalement que les effets électrostatiques liés à la montée en potentiel du propulseur étaient négligeables car les objets métalliques reliés à la masse électrique (0 V) les plus proches du propulseur ($\phi_p \sim 200$ V) sont situés à une distance de 150mm. Une acquisition a été faite avec le propulseur éteint et en appliquant une tension de 250 V sur la structure (isolée) externe du propulseur. Aucune variation de signal de balance n'a été observée à l'application de cette tension.

Parmi les problématiques énumérées précédemment, les effets les plus significatifs - la dérive thermique et l'effet d'hystérésis - ont pu être réglés (entièrement ou partiellement) par, respectivement, la transmission de la puissance micro-ondes sans fil entre le plateau et le bras de la balance et par l'asservissement de la position du bras à l'aide d'un contrôleur PID. Ces deux points sont les sujets des deux sous parties suivantes.

V - 1.3. Transmission de puissance micro-ondes sans fil

La transmission de la puissance micro-ondes entre le plateau et le bras de la balance constituait l'un des principaux défis quant à l'utilisation de la balance comme diagnostic. Le câble coaxial souple utilisé initialement avec cette balance par le propulseur hélicon du programme « HPH.com » n'est pas utilisable à 2,45GHz car il induit beaucoup trop de pertes. Il a donc fallu chercher des alternatives viables à ce problème. L'utilisation de câbles micro-ondes standards est difficile car ces derniers sont généralement rigides lorsqu'ils sont conçus pour des puissances de plusieurs dizaines de watts. Des câbles micro-ondes souples existent mais ils sont généralement conçus pour les faibles puissances, et ils ont des pertes élevées.

Néanmoins, cette solution avait été retenue de prime abord car c'est de loin la plus simple et la moins coûteuse à mettre en place. Le choix s'est porté sur des câbles micro-ondes souples spécifiés pour des puissances de l'ordre de 50 W avec un coefficient de perte acceptable ($|S_{12}^{dB}| \sim 1 \text{ dB/m}$). Cependant, il s'avère que leur faible diamètre combiné au fait qu'ils soient placés sous vide les fait rapidement monter en température lors d'une utilisation standard du propulseur, ce qui a deux conséquences principales : 1. Ils ont tendance à se détériorer rapidement et deviennent inutilisables (augmentation des pertes); 2. Leurs propriétés mécaniques (rigidité, forme) changent avec la température et modifient le couple exercé sur le bras de la balance, ce qui se traduit par une dérive thermique très élevée au niveau des capteurs. La position, l'orientation et la torsion du câble ont un effet significatif sur l'intensité de la dérive thermique. Il n'a finalement pas été possible d'identifier une configuration satisfaisante avec ces câbles. En effet, lorsque la dérive thermique est trop importante, la variation de signal correspondant à la variation de poussée du propulseur à l'extinction est moins distincte (deuxième pic sur la **Figure 79**) et l'erreur sur la mesure de poussée devient très importante ($> 10 \%$).

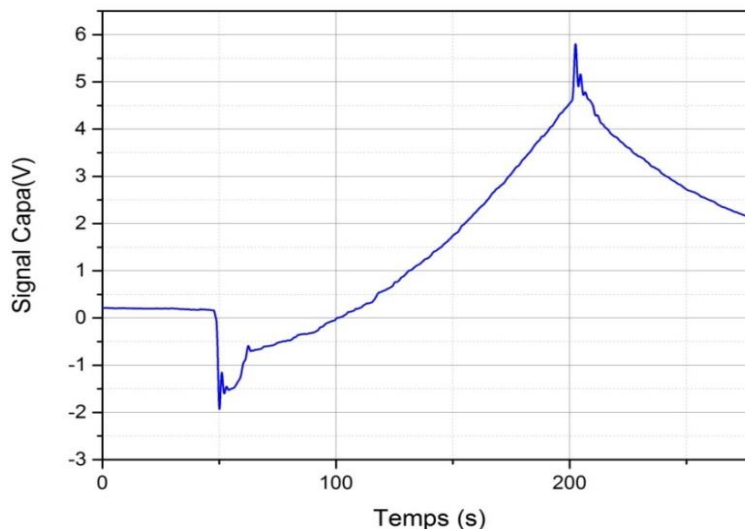


Figure 79. Exemple de signal du capteur capacitif de la balance pour une mesure de poussée standard lorsque la transmission de puissance entre le plateau et le bras de la balance se fait par câble. Le premier pic dirigé vers le bas correspond à l'allumage du propulseur et le second correspond à son extinction.

On observe sur la **Figure 79** que la dérive thermique issue du chauffage du câble tend (dans ce cas) à faire évoluer le signal vers des tensions positives alors qu'il devrait être constant pour une poussée

V - 1 : Adaptation d'une balance pendulaire au propulseur ECR

constante. À l'extinction du propulseur ($t = 200$ s) la tendance s'inverse brutalement et la dérive thermique due au refroidissement du câble entraîne une diminution du signal du capteur. Au moment de l'extinction du propulseur, il est difficile de dissocier la variation brusque de la poussée et l'inversion de pente de la dérive thermique. Pour effectuer une mesure de poussée dans de bonnes conditions il faut donc que la dérive thermique soit négligeable devant la variation de signal due à l'arrêt de la poussée.

La transmission de la puissance micro-ondes par câble étant trop contraignante, une solution de transmission sans contact a été mise en œuvre. En effet, les micro-ondes peuvent se propager en espace libre en utilisant des antennes adaptées. Une option pour transmettre la puissance micro-ondes vers le propulseur est de disposer deux antennes face-à-face, l'une fixée sur le plateau et l'autre fixée sur le bras. Une antenne micro-ondes est un dispositif qui change progressivement l'impédance de la ligne jusqu'à atteindre l'impédance du milieu de propagation (ici l'impédance du vide). Cependant, ces dispositifs sont soumis à des contraintes géométriques et les antennes micro-ondes standards conçues pour des fréquences proches de $f = 2,45$ GHz ont des dimensions qui ne sont pas compatibles avec les tailles caractéristiques des éléments de la balance. De plus l'ajout d'une antenne augmente de manière trop importante le poids exercé sur les lames du pendule. En revanche, il est possible de transmettre simplement la puissance en positionnant deux portions de guides d'onde face à face, espacés de quelques millimètres.

La solution optimale pour cette tâche consiste à utiliser des transitions guide d'ondes - câble coaxial. En effet, les micro-ondes peuvent être guidées par deux types de lignes : les câbles coaxiaux et les guides d'ondes. A la différence d'un câble coaxial ouvert (dont une extrémité n'est pas connectée à un dispositif de même impédance), une partie de la puissance micro-ondes injectée dans un guide d'ondes ouvert va être rayonnée dans l'espace libre. La fraction de puissance rayonnée est fonction du saut d'impédance entre le guide d'ondes et l'espace libre.

Les transitions guide d'ondes-câble coaxial (abrégé en TGC) permettent, comme leur nom l'indique, de passer d'un mode de transmission coaxiale à un mode de transmission par guides d'ondes. Bien plus légers et bien moins encombrant que les antennes micro-ondes de type cornet, les TGC peuvent plus facilement s'insérer dans la ligne micro-ondes du montage balance du propulseur ECR. Dans le montage (**Figure 80**), deux TGC sont disposés face-à-face et séparés de δ_{TGC} (de l'ordre du millimètre) pour faire passer la puissance micro-onde du plateau au bras de la balance.

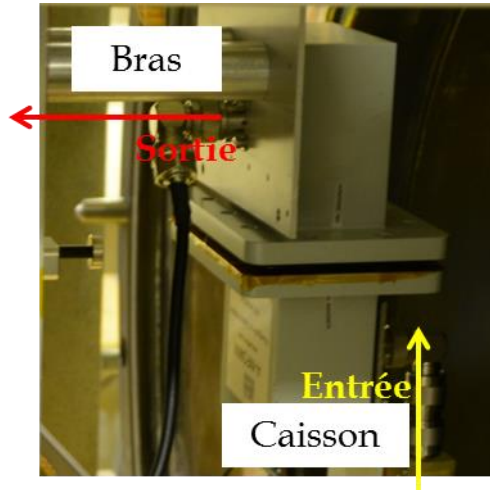


Figure 80. Prise de vue du dispositif de transmission de la puissance micro-onde sans fil. Deux TGC sont placés face à face. L'un est solidaire de la partie fixe de la balance (côté caisson) et l'autre est solidaire du bras mobile. Ils sont espacés de la distance δ_{TGC} .

Une étude a été menée à l'aide de l'analyseur de réseau (VNA) pour quantifier les pertes liées à l'insertion des deux TGC dans la ligne micro-onde et l'effet de la distance δ_{TGC} qui sépare les deux TGC. La **Figure 81** présente l'atténuation post-coupleur (définie **Chapitre III**) pour des fréquences situées entre 2,3 GHz et 2,6 GHz pour des $\delta_{TGC} = 0, 1,3, 2,0, 3,9$ et $5,2$ mm.

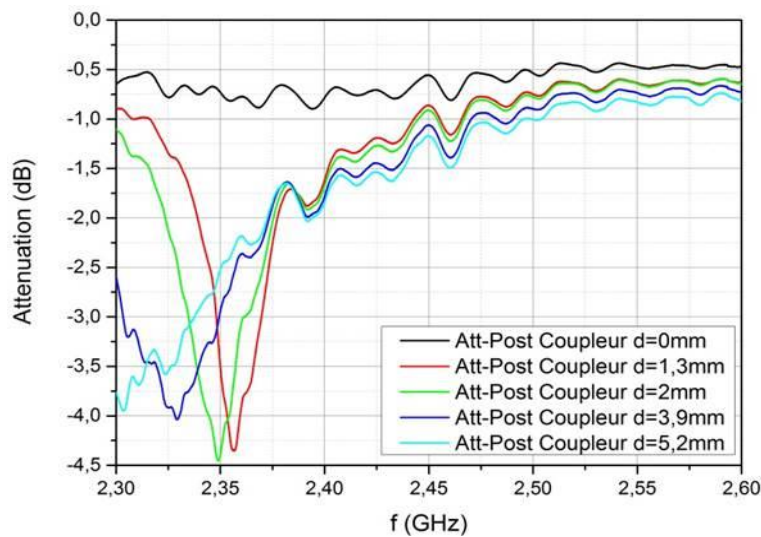


Figure 81. Atténuation post-coupleur ($|s_{12}^{dB}|$) pour différentes valeurs de δ_{TGC} .

On note qu'il n'est pas possible d'utiliser n'importe quelles fréquences entre 2,3 GHz et 2,6 GHz lorsque la distance $\delta_{TGC} > 0$ mm. En effet, un « pic » de perte est observé à une fréquence précise qui dépend de la distance entre les deux TGC (cette fréquence baisse lorsque la distance δ_{TGC} augmente) et l'atténuation peut atteindre $|s_{12}^{dB}| = 4,5$ dB dans le cas le plus défavorable. En revanche, lorsqu'on s'éloigne de cette fréquence « critique », l'atténuation post-coupleur est raisonnable. De plus, la présence des TGC ne semble pas dégrader significativement la transmission.

V - 1 : Adaptation d'une balance pendulaire au propulseur ECR

Pour la majorité des résultats présentés dans ce manuscrit, la distance est $\delta_{TGC} \sim 2$ mm pour une atténuation « post-coupleur » $|s_{12}^{dB}| \sim 1$ dB. Cette technique apporte la solution recherchée au problème de la forte dérive thermique et permet de faire les mesures de poussée dans de bonnes conditions (**Figure 82**).

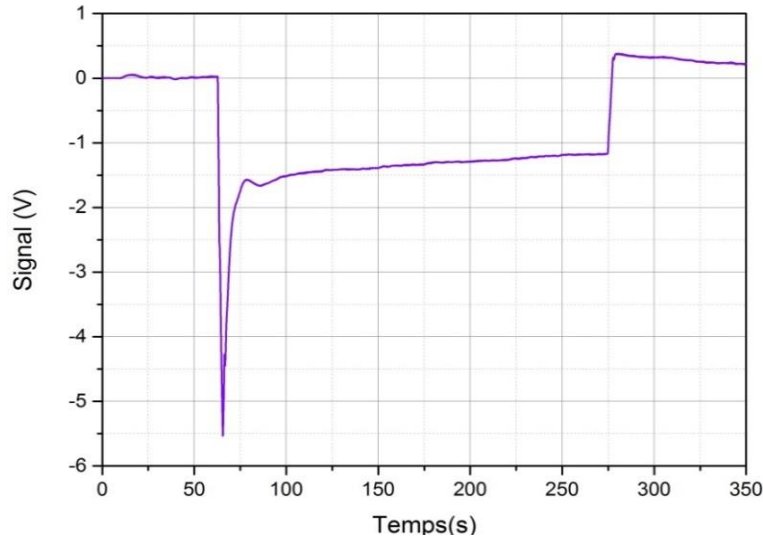


Figure 82. Exemple de signal de balance pour une mesure standard de poussée lorsque la puissance micro-onde est transmise à l'aide des deux TGC positionnés face à face. Les différentes parties de ce graphe sont présentées dans la partie **V - 2.2**.

Il a été montré **Figure 81** que l'atténuation post-coupleur dépendait de la distance entre les deux TGC. Il est à noter que la transmission de la puissance n'est pas perturbée de manière significative par la variation de l'atténuation post-coupleur induite par la variation de distance entre les TGC lors d'un mouvement du bras de la balance. En effet, comme il a été estimé précédemment, l'angle typique de $0,02^\circ$ seulement représente un déplacement de l'ordre de 0.1 mm. Par conséquent, le paramètre s_{21} des TGC est faiblement modifié. De plus, l'asservissement du bras de la balance à l'aide d'un contrôleur PID va contraindre ce dernier à rester à sa position d'équilibre.

V - 1.4. Asservissement du bras de la balance avec un régulateur PID

Bien que l'angle estimé de déplacement du bras de la balance lors d'une utilisation standard de celle-ci soit relativement faible, les matériaux peuvent adopter un comportement non linéaire à cette échelle. De plus, le comportement du pendule est sensible aux effets d'hystérésis des lames et du tube d'alimentation en gaz.

Une solution à ce problème est de contraindre le bras de la balance à conserver sa position d'équilibre même quand il subit le couple de force issue de la poussée. Pour cela, un système d'asservissement en boucle fermée (constitué d'un capteur, d'un contrôleur et d'un actuateur) a été mis en place.

V - 1 : Adaptation d'une balance pendulaire au propulseur ECR

Un asservissement automatique est une boucle de rétroaction dans laquelle un actuateur va appliquer une force sur un système (ici c'est le bras de la balance) en réaction à la mesure d'un capteur. Le comportement et l'intensité de la force appliquée par l'actuateur est réglée par un contrôleur qui peut être analogique ou numérique. Les régulateurs PID (pour « proportionnel, intégrateurs, dérivateur ») sont les contrôleurs les plus largement utilisés. Ils évaluent en entrée l'erreur, qui est la différence entre l'état du système mesurée par le capteur et la consigne, et donnent en sortie une correction à appliquer par un actuateur (**Figure 83**).

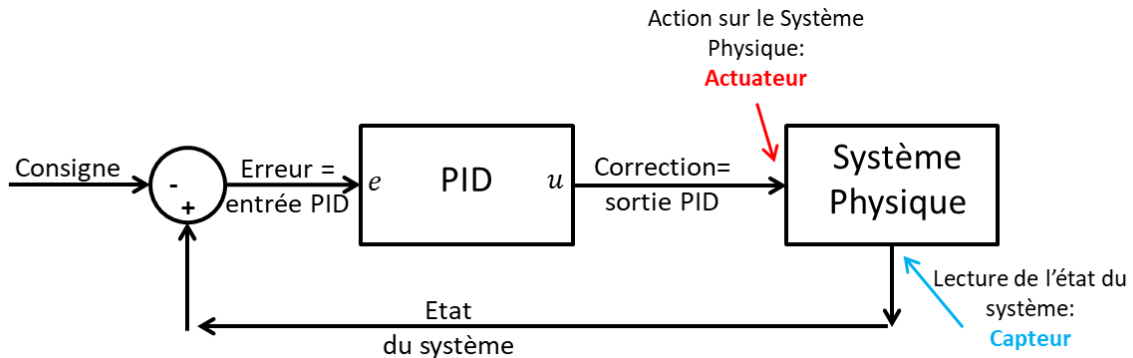
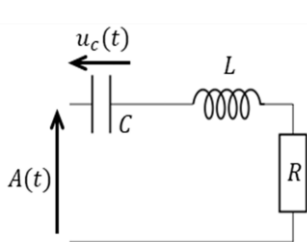


Figure 83. Schéma de principe d'un système physique automatiquement asservi à l'aide d'un régulateur PID.

Les régulateurs PID sont définis dans le cadre de la discipline de l'automatique dans laquelle les quantités physiques sont souvent exprimées dans l'espace de Laplace. Dans cet espace, le rapport entre la sortie \tilde{u} du régulateur PID et son entrée \tilde{e} donne sa fonction de transfert \tilde{H} qui peut être exprimé de la manière suivante :

$$\tilde{H} = \frac{\tilde{u}}{\tilde{e}} = K_p + \frac{I}{s} + D s = \frac{D s^2 + K_p s + I}{s} \quad (109)$$

où K_p est la constante proportionnelle, I est la constante de l'intégrateur, D est la constante du dérivateur et s la variable de Laplace. Le principe de régulation automatique d'un PID est basé sur la physique d'un oscillateur amorti stimulé. Le signal de sortie du PID correspond à la dérivée de la solution d'une équation différentielle d'ordre 2 dont le second membre correspond au signal d'entrée. Il est donc possible de rapprocher les notions d'automatique avec des notions d'électricité des systèmes passifs en modélisant le régulateur PID par un circuit RLC (**Figure 84**) dont l'équation est la suivante :



$$LC \frac{d^2 u_c}{dt^2} + RC \frac{du_c}{dt} + u_c(t) = A(t) \quad (110)$$

où u_c est la tension aux bornes du condensateur, L l'inductance de la bobine, C la capacité du condensateur et R la résistance. $A(t)$ est, par la loi des mailles, la somme des tensions du condensateur de la bobine et de la résistance. Exprimée dans l'espace de Laplace cette équation peut être exprimée de la manière suivante :

Figure 84.

Représentation schématique d'un circuit RLC simple

$$\frac{\tilde{A}}{\tilde{u}_c} = LC s^2 + RC s + 1 \quad (111)$$

En prenant $\tilde{A} = s \tilde{u}$, $D = LC$, $K = RC$ et $I = 1$, les équations (109) et (111) sont similaires. Dans cet exemple, les paramètres D, K et I ont leurs valeurs fixées par les caractéristiques physiques des composants du circuit RLC. Cependant, dans le cas général, ces paramètres, qui peuvent être modifiés à volonté si le régulateur est numérique, caractérisent le comportement de la réponse du PID. C'est-à-dire, à quelle vitesse et avec quelle erreur statique la correction va permettre au système de rejoindre la valeur consigne. De plus, ils peuvent rendre instable la réponse du système (solution oscillante voire divergente de l'équation différentielle). Les différents régimes : apériodiques, critique et pseudo-périodiques se définissent selon la solution du polynôme (d'ordre 2) caractéristique de l'équation différentielle (**Figure 85**).

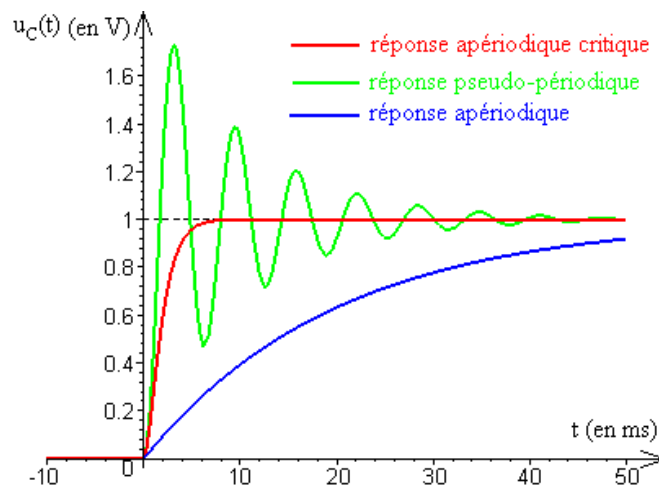


Figure 85. Différents types de régimes solutions d'une équation différentielle d'ordre 2.

Dans le cas de l'asservissement du bras de la balance, le régulateur PID utilisé est un *SRS SIM960*. Le capteur servant d'entrée au contrôleur PID est le capteur capacitif (**Figure 86**). L'actuateur est une bobine plane solidaire du plateau de la balance placée en face de deux aimants permanents fixés sur le bras de la balance (**Figure 75**). Ainsi, lorsque le régulateur PID envoie une tension aux bornes de la bobine plane, le champ magnétique créé par celle-ci interagit avec les aimants permanents situés sur le bras de la balance. La force magnétique générée permet d'annuler la poussée du propulseur et ainsi de maintenir le bras de la balance à sa position d'équilibre.

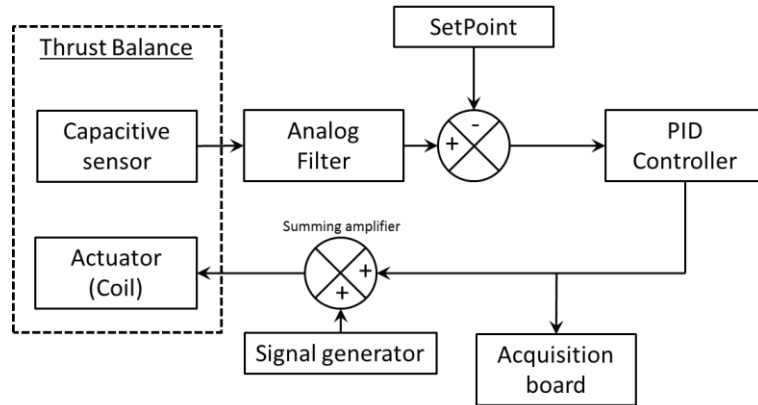


Figure 86. Diagramme logique de l'asservissement du bras de la balance avec comme entrée le signal du capteur capacitif et comme sortie la tension fournie à la bobine plane servant d'actuateur.

En pratique, le signal de sortie du régulateur PID S^{PID} s'exprime en fonction de l'erreur ε , c'est-à-dire de la différence entre la consigne et la mesure évaluée par le capteur capacitif :

$$S^{PID} = K_p \left(\varepsilon + K_i \int \varepsilon dt + K_D \frac{d\varepsilon}{dt} \right) \quad (112)$$

où $I = K_p K_i$ et $D = K_D K_p$. Pour obtenir des mesures de poussée dans les meilleures conditions, la réponse du régulateur PID doit être suffisamment rapide et stable avec une erreur statique la plus faible possible. La mesure de poussée est faite entre deux états stationnaires : le propulseur en fonctionnement avec des conditions opératoires fixes et le propulseur à l'arrêt. Les coefficients du régulateur PID ont donc été réglés à l'aide de la méthode de Ziegler-Nichols [164] et un compromis a été trouvé pour obtenir le temps de réponse le plus rapide possible, avec un dépassement le plus faible possible et avec un minimum d'oscillations (**Figure 87**). Les valeurs des coefficients du régulateur PID utilisés pour l'ensemble des expériences dans ce manuscrit sont :

$$K_p = -3.4 ; K_i = 1.67 \text{ Hz} ; K_D = 0.25 \text{ s}$$

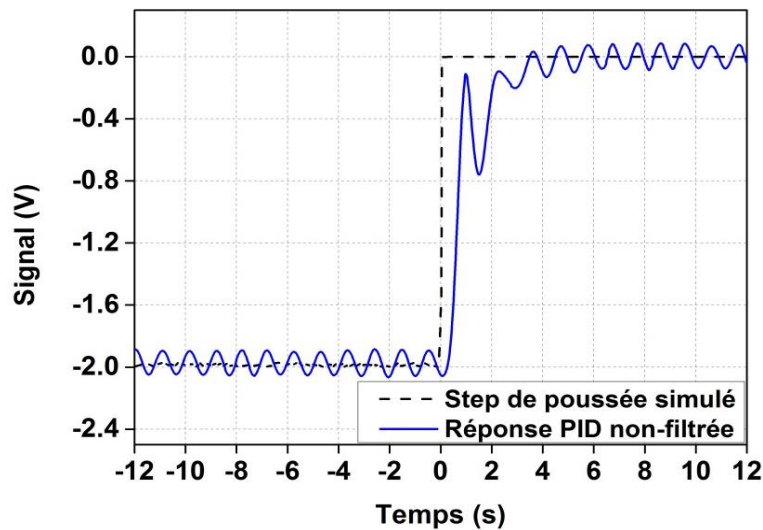


Figure 87. Réponse du régulateur PID (en trait continu bleu) à une variation brutale de poussée simulée par l'application d'un courant supplémentaire à travers la bobine plane (en trait discontinu noir).

La **Figure 87** présente la réponse du régulateur PID à un échelon de poussée. La variation de poussée du propulseur est simulée à l'aide d'un générateur de signal branché sur un additionneur de signal *SRS SIM980* situé entre la sortie du régulateur PID et la bobine d'actuation. Le temps de réponse de la balance pour atteindre l'état stationnaire est de l'ordre de 5 s. Il est également à noter que l'erreur statique est inférieure à 1% et peut donc être négligée. Les oscillations du signal de réponse PID observées à la **Figure 87** proviennent des vibrations créées par les pompes cryogéniques qui sont directement transmises par la structure métallique du caisson. Ces vibrations à basse fréquence (~ 1 Hz) étant difficiles à amortir, les signaux de la balance sont filtrés en post-traitement.

La mesure de la poussée du propulseur est donc effectuée en utilisant le signal de sortie du régulateur PID et non plus en utilisant le signal du capteur capacitif. L'asservissement du bras de la balance résout ainsi les problèmes d'hystérésis et les variations possibles de δ_{TGC} au cours d'une acquisition. En revanche, l'asservissement du bras de la balance ne résout pas les problèmes de changement de distribution de masse des éléments situés sur le bras de la balance dus à leur dilatation. La dérive thermique liée à cet effet est cependant bien moins importante que la dérive due à l'échauffement du câble coaxial.

En résumé, les principaux défis rencontrés ont été la réduction de la dérive thermique due à la transmission de la puissance micro-onde (entre le plateau et le bras de la balance) et la minimisation du phénomène d'hystérésis, inhérent à la mesure du faible déplacement du bras de la balance. Ces défis ont pu être relevés par, respectivement, l'utilisation de TGC pour transmettre sans câble la puissance micro-ondes entre le plateau et le bras de la balance et l'utilisation d'un régulateur PID contraignant le bras de la balance à conserver sa position d'équilibre à l'état stationnaire.

V - 2. Mesure de la poussée du propulseur ECR

V - 2.1. Calibration de la balance

Le signal de sortie du régulateur PID est donc utilisé pour effectuer la mesure de poussée. Comme la résistance de la bobine plane ne varie pas au cours du temps, le courant circulant dans la bobine est directement proportionnel à la tension de sortie du PID. Le champ magnétique produit par la bobine est lui-même proportionnel au courant qui le traverse, mais cela ne permet pas de connaître la valeur de la force qui est appliquée au bras de la balance. En effet, les interactions entre le champ produit par la bobine et le champ magnétique créé par les aimants permanents situés sur le bras de la balance sont complexes et la force qui en résulte est difficilement calculable. De plus, la force de rappel due aux câbles et à l'élasticité des lames est difficile à déterminer. C'est pourquoi il est indispensable d'effectuer une calibration absolue de la balance pour obtenir une valeur absolue de la poussée.

La calibration consiste simplement à appliquer un couple connu au bras de la balance et à mesurer le signal qui en résulte pour obtenir le coefficient de calibration γ . Ainsi, lorsqu'un couple de force inconnu est appliqué au bras de la balance (par exemple T , la poussée du propulseur), le coefficient de calibration permet d'obtenir la valeur de ce couple à partir du signal, ΔS^{PID} , mesuré :

$$T = \frac{\Delta S^{PID}}{\gamma} \quad (113)$$

Il existe différentes manières de calibrer une balance de poussée (voir chapitre II) dépendant de la manière d'appliquer ce couple connu. Celui-ci peut être appliqué par une force sans contact, comme une force électrostatique par exemple [165]. Toutefois, cette méthode nécessite une connaissance parfaite de l'environnement de la balance afin de ne pas introduire une erreur systématique dans les mesures. La calibration peut également être effectuée avec une force mécanique, par une dépose de masselottes calibrées sur un bras de calibration. C'est cette dernière technique qui est utilisée pour calibrer les balances de poussée de l'ONERA. En effet, le poids de ces masselottes est connu très précisément, ainsi que la position à laquelle elles sont déposées. Les couples calibrés sont donc créés par le poids de chacune de ces masses déposées à des emplacements décentrés du point d'équilibre du bras de la balance (**Figure 88**).

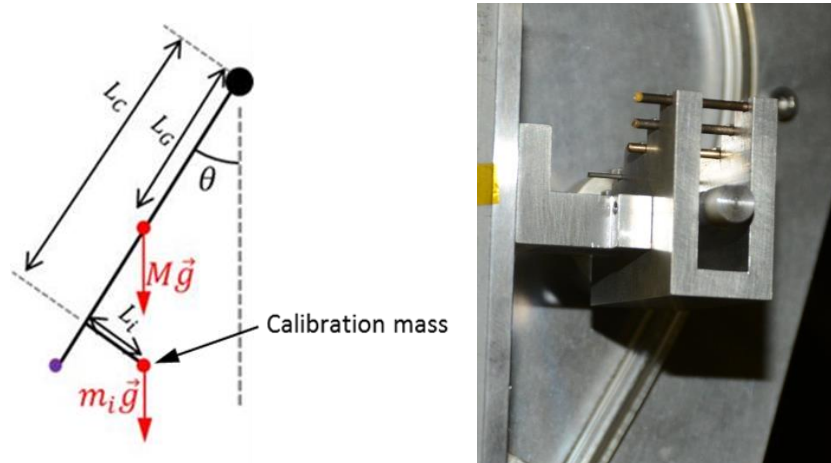


Figure 88. A gauche, schéma de principe de la dépose de masse sur le bras de calibration. A droite, prise de vue du support relié à la platine de translation et contenant les masses de calibration.

Pour mener à bien une calibration fiable de la balance il est important de faire plusieurs points de mesure pour déterminer la forme de la réponse du signal en fonction du couple appliqué. En effet, la calibration doit être effectuée dans toute la gamme de poussée mesurée afin de vérifier si le coefficient de calibration est constant en fonction du couple appliqué. En pratique, cinq masses sont successivement déposées sur le bras de calibration. Les valeurs de ces masses sont choisies pour que les couples calibrés correspondent à la gamme de poussée estimée du propulseur ECR (200 μN à 1500 μN). Les masselottes de calibration ont été mesurées précisément à l'aide d'une balance de pesée *Mettler Toledo XS105* avec une précision de 0,1 mg. Le bras de calibration utilisé possède cinq emplacements espacés de 5 mm pour accueillir les masses de calibration (**Figure 88** à droite). Le **Tableau 9** présente les cinq masses m_i de calibration utilisée, leur position L_i sur le bras de calibration lorsqu'elles sont déposées et la valeur de la poussée T_{calib} qui est alors simulée.

Tableau 9. Liste des masses de calibration, leur position sur le bras de calibration et la poussée équivalente qu'elles produisent.

i	$m_i(\text{mg})$	L_i (mm)	$T_i^{calib}(\mu\text{N})$
1	197.5	27.5	135.23
2	228.64	32.5	320.25
3	313.4	42.5	651.88
4	335.12	47.5	1048.22
5	336.75	52.5	1488.41

La dépose des masselottes se fait à l'aide d'une platine de translation *Smaract SLC-1780* qui utilise une technologie piézo-électrique capable de fonctionner sous vide. Celle-ci est fixée à un « berceau » accueillant les masses de calibration lorsqu'elles ne sont pas positionnées sur le bras calibration. Au cours de la calibration la platine de translation déplace le berceau et dépose les masses les unes après les autres à leurs différents emplacements sur le bras de calibration. Le contrôle de la platine de translation se fait soit à distance soit manuellement à l'aide d'un logiciel dédié.

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

Il est à noter que deux modèles de platine de translation ont été utilisés dans cette thèse : le modèle initial dont la partie mobile comportait des pièces ferromagnétiques, et le modèle *SLC-1780-NM* utilisé à la fin de la thèse, qui utilise des pièces en céramique pour limiter les interactions magnétiques avec l'aimant du propulseur ECR. L'incertitude sur la calibration est améliorée avec la version amagnétique.

La procédure de calibration est réalisée comme suit :

- Une acquisition de 420 secondes pendant laquelle le signal de sortie du régulateur PID est enregistré au cours du temps (le programme d'acquisition est présenté dans la sous-partie suivante).
- Aucune action n'est effectuée pendant les 30 premières secondes de l'acquisition afin de vérifier la stabilité initiale de la balance.
- La platine de translation se déplace ensuite pour déposer la première masse sur le premier emplacement du bras calibration. Une brusque variation de signal est enregistrée au moment où la masse se dépose.
- La platine est immobile pendant les 30 secondes suivantes, de manière à obtenir un palier de signal propre.
- L'opération est répétée jusqu'à la cinquième et dernière masse pour laquelle le couple appliqué au bras de la balance est maximal.
- Toutes les masses sont récupérées de la même manière en actionnant la platine de translation dans l'autre sens et en attendant environ 30 secondes à chaque palier.

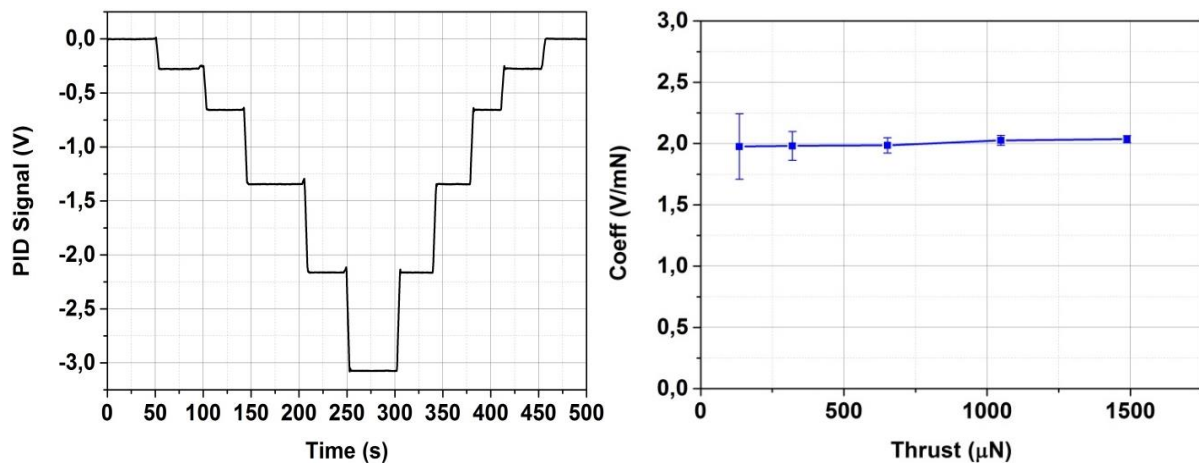


Figure 89. A gauche, signal de calibration typique obtenu par dépose successive des masses de calibration sur le bras de calibration. A droite, les cinq coefficients de calibration déduit des cinq déposes de masse. Le coefficient est quasiment constant sur toute la gamme de poussée mais l'incertitude de calibration est plus forte pour les faibles poussées.

La partie gauche de la **Figure 89** est un exemple typique de signal de calibration au cours du temps. La variation de signal ΔS_{calib} entre chaque palier correspond à la variation de pseudo-poussée ΔT_{calib} due à chaque dépose de masse (troisième colonne du **Tableau 9**). Cela permet d'obtenir un coefficient de calibration pour chaque masse déposée dont l'expression est :

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

$$\gamma_i = \frac{1}{T_i^{calib}} \sum_{j=1}^i S_j^{calib} - S_{j-1}^{calib} \quad (114)$$

En effet, la valeur du signal de la balance S_i^{calib} est relevée pour chaque palier (*i.e.* pour chaque masse déposée). Comme pour l'exemple typique présenté sur la partie droite de la **Figure 89**, les différents coefficients de calibration γ_i sont très proches sur toute la gamme de poussée. Cela signifie que la réponse du régulateur PID est linéaire en fonction de la poussée appliquée. Cela permet de déterminer un coefficient de calibration moyen $\gamma = \langle \gamma_i \rangle$ qui sera utilisé pour convertir les signaux en mesures de poussée. Dans le cas typique présenté ici, le facteur de calibration moyen γ vaut à peu près : 2 mV/ μ N avec un écart-type relatif de $\sim 1,5$ %. Une calibration de la balance est effectuée avant toute série de mesures de la poussée. Il est à noter que la répétabilité du coefficient de calibration entre deux montages du propulseur est très bonne (les variations sont inférieures à 0.05 mV/ μ N soit de l'ordre de 2,5 %).

Par ailleurs, il est à noter que les paliers de signal correspondants à chaque masse déposée sont corrigés par un facteur pour prendre en compte l'effet magnétique constaté au cours des mouvements effectués par la première platine de translation utilisée. Pour quantifier cet effet, on reproduit le mouvement effectué par la platine de translation en l'absence de masses de calibration et en enregistrant le signal de sortie du régulateur PID (**Figure 90**).

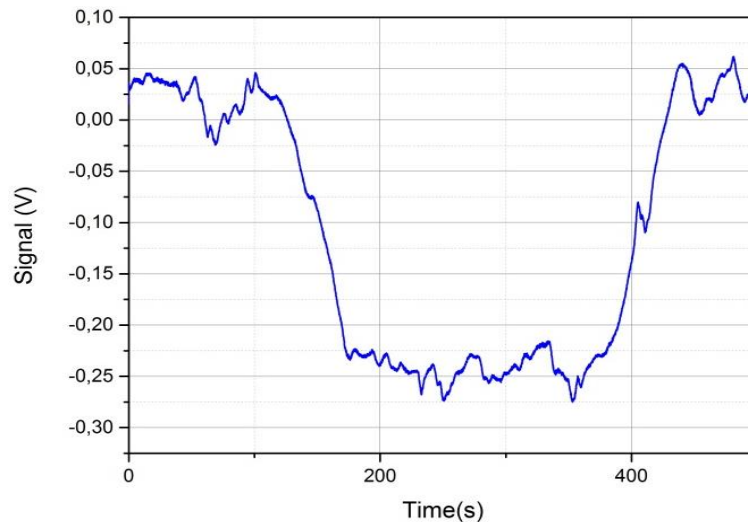


Figure 90. Effet magnétique visible lors du déplacement aux deux positions extrémales de la platine de translation du système de calibration de la balance. Les éléments ferromagnétiques qui la composent interagissent avec l'aimant du propulseur.

Une variation de signal ΔS^{mag} d'environ 250 mV est observée sur la **Figure 90** en l'absence de masses de calibration. Le palier « haut » correspond à la position initiale de la platine de translation (dans la position où aucune masse de calibration n'est déposée). Le palier « bas » correspond au déplacement maximum de la platine de translation lors d'une calibration (lorsque toutes les masses sont déposées). Le facteur de correction de chaque palier de signal augmente d'un cinquième de ΔS^{mag} pour chaque masse déposée.

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

On observe par ailleurs que l'incertitude sur le coefficient de calibration est plus élevée pour les faibles niveaux de poussées. Cela est principalement dû au fait que, dans cette gamme de poussée, les variations de signal sont plus faibles et sont donc plus sensibles aux perturbations externes (bruit sur le signal du PID). L'incertitude sur le coefficient de calibration fait partie de l'incertitude sur la poussée qui est discutée et qui est calculé dans la section V - 2.3.1.

V - 2.2. Procédure de mesure de la poussée

La mesure directe de la poussée du propulseur ECR peut être effectuée pour la première fois par l'utilisation d'une balance pendulaire adaptée à cette technologie. Comme expliqué précédemment (Chapitre III) les différents signaux issus de la balance sont mesurés par la carte d'acquisition. Un programme d'acquisition écrit en langage Python, réalisé dans le cadre de cette thèse, permet de visualiser les données mesurées en temps réel (**Figure 91**). L'interface graphique permet également de lancer l'enregistrement des données.

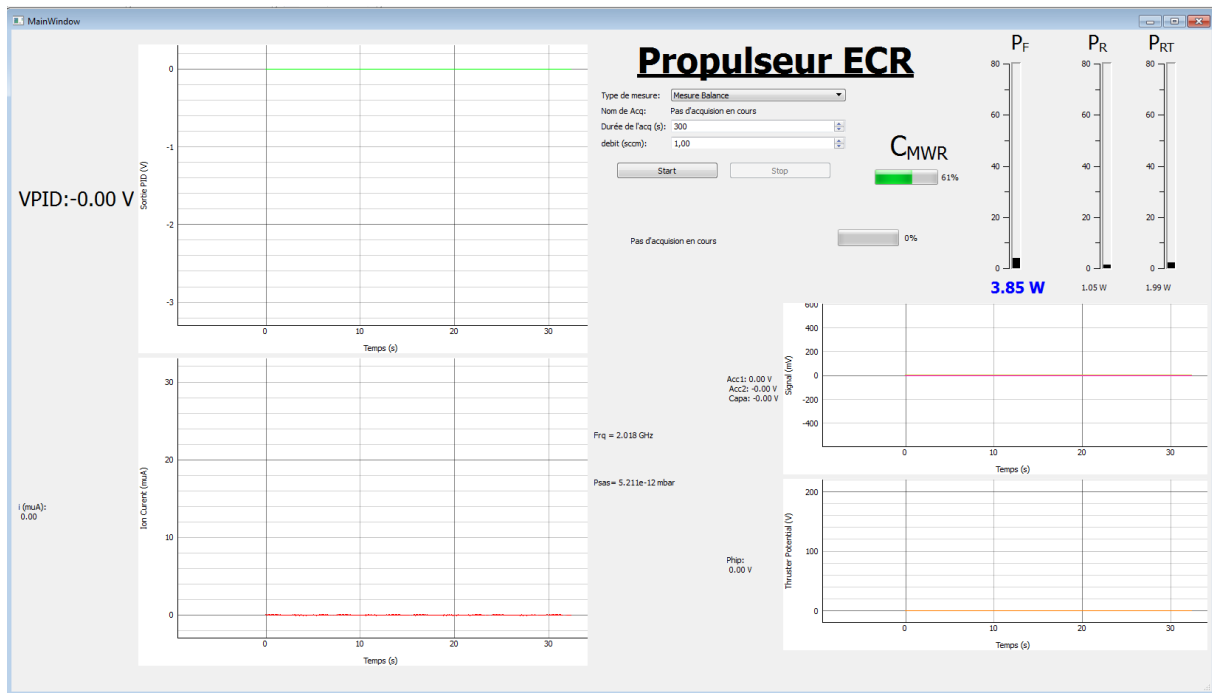


Figure 91. Capture d'écran du programme d'acquisition écrit en langage Python et permettant de visualiser les données en temps réel.

Les données acquises et enregistrées par le programme d'acquisition sont :

- Les données issues des deux accéléromètres,
- Le signal du capteur capacitif,
- Le signal de sortie du régulateur PID,
- La mesure de la pression des deux sondes,
- La puissance incidente et la puissance réfléchie au coupleur,

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

- La puissance réellement transmise au propulseur (en prenant en compte les pertes post-coupleur),
- La fréquence du générateur micro-ondes (si celui-ci n'est pas à fréquence fixée),
- Le courant issu de la sonde Faraday,
- Le potentiel du propulseur.

Les signaux des accéléromètres, du régulateur PID et les signaux des puissances sont filtrés par des filtres Butterworth passe-bas avec une fréquence de coupure de 1 Hz. Le signal du capteur capacitif est également filtré avec un filtre Butterworth mais avec une fréquence de coupure de 20 Hz. Les autres signaux ne sont pas filtrés avant le post-traitement. La fréquence d'échantillonnage de l'acquisition est de 40 Hz. Deux modes d'acquisition sont possibles : calibration ou mesure balance. Le mode « calibration » n'enregistre que les données du signal de sortie du régulateur PID en fonction du temps et le temps d'acquisition est réglé par défaut sur 420 secondes. Ce mode permet principalement de ne pas enregistrer de données superflues. Le mode « mesure balance » enregistre les 11 signaux d'entrée. Le temps d'acquisition, réglé par défaut sur 300 secondes, est ajustable.

Il est à noter qu'au cours d'une acquisition le programme écrit les données dans un fichier toutes les 40 secondes en vidant une partie de sa mémoire RAM (système de *buffer* circulaire). Cela permet, pour des acquisitions longues, d'empêcher la saturation de la mémoire et de préserver les données de l'acquisition si le programme est interrompu « inopinément » avant la fin. Les acquisitions sont référencées par la date et l'heure à laquelle elles ont été effectuées.

Une campagne de mesures de la poussée du propulseur ECR avec la balance pendulaire suit la procédure suivante :

1. Phase d'équilibrage de la balance :

- Avant de faire des mesures de poussée, il faut équilibrer l'ensemble de la balance. En effet pour réaliser les mesures de poussée dans de bonnes conditions et par souci de fiabilité et de répétabilité, on considère que l'inclinaison initiale du plateau et du bras de la balance doivent être équivalentes. Le plateau et le bras de la balance sont équipés de petits moteurs qui permettent d'ajuster leur inclinaison (le moteur sur le bras permet de déplacer une masse qui modifie la position d'équilibre du pendule). On commence donc par se servir des accéléromètres pour vérifier l'horizontalité du plateau et la verticalité du bras de la balance.
- Étant donné que le capteur capacitif mesure la distance entre son point d'attache (qui est solidaire du plateau) et le bras de la balance, c'est le troisième capteur à être positionné. Il possède également un moteur lui permettant de se rapprocher ou de s'éloigner du bras de la balance. On veut qu'il soit initialement toujours à la même distance du bras (correspondant à un signal de sortie du capteur capacitif de 0 V). La consigne du régulateur PID est de maintenir le bras à cette distance.
- Ces réglages permettent d'éviter que les capteurs soient en saturation suite aux différents phénomènes de dérive (mise sous vide, échauffement des matériaux dû aux pertes thermiques du propulseur). Cependant un équilibrage parfait de la balance n'est pas nécessaire car la réponse des capteurs est supposée quasi linéaire et la mesure de poussée se fait sur une variation de signal.

2. Calibration de la balance :

- Une calibration de la balance est effectuée selon la procédure explicitée dans la sous-partie précédente.

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

- Le coefficient de calibration moyen γ est entré dans le programme d'acquisition dans le but d'obtenir une bonne estimation de la poussée après un post-traitement automatique préliminaire à la fin de chaque mesure de poussée.
- La procédure de calibration est effectuée avant chaque série de mesures.

3. Mesure de la poussée du propulseur ECR :

La **Figure 92** est une mesure typique de la poussée du propulseur ECR. Le signal de sortie du régulateur PID est représenté en fonction du temps.

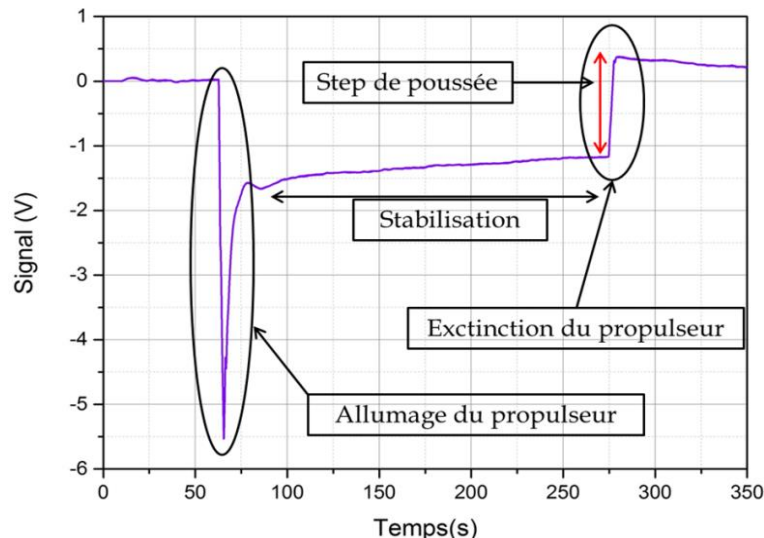


Figure 92. Signal de sortie du régulateur PID en fonction du temps lors d'une acquisition typique de la poussée du propulseur ECR.

- Remplissage de la ligne de gaz entre le régulateur de débit et la vanne d'alimentation en gaz du propulseur. En effet, l'allumage du propulseur est facilité par l'injection de gaz à plus haute pression. La ligne de gaz est suffisamment remplie en environ 1 minute.
- Allumage du générateur micro-ondes (puissance > 10 W) puis ouverture de la vanne de gaz alimentant le propulseur. La bouffée de gaz arrivant dans l'enceinte du propulseur combinée à la présence de la puissance électrique va provoquer l'allumage du plasma. Cette phase est représentée sur la **Figure 92** comme étant le pic initial. La bouffée de gaz déstabilise le bras provoquant le bruit et la forte variation de signal.
- Une fois le propulseur allumé, la puissance P et le débit Q_m sont ajustés et on attend la stabilisation du propulseur aux conditions opératoires voulues. La stabilisation du potentiel du propulseur ϕ_p est un bon indicateur de l'état stationnaire du propulseur.
- Une dérive thermique est parfois présente. La pente est variable selon les cas. Elle est observable sur la **Figure 92**. Le signal de sortie du régulateur PID est théoriquement constant après stabilisation du propulseur. L'effet de la dérive thermique est également observable sur la **Figure 92** avec la variation entre le signal avant allumage du propulseur et le signal après extinction.

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

- Après stabilisation du propulseur, on éteint brutalement la puissance micro-onde provoquant une variation soudaine du signal PID. La poussée du propulseur est mesurée à son extinction.
- Après extinction du plasma, il reste une poussée résiduelle due au débit de xénon à travers le propulseur. La poussée « gaz froid » pour le xénon est mesurée à environ $200 \mu\text{N}\cdot\text{s}/\text{mg}$ (i.e. $20 \mu\text{N}$ pour 0.1 mg/s de xénon, soit une $I_{SP} \approx 20\text{s}$) ce qui représente 2 à 3% de la poussée totale dans la gamme des conditions opératoires étudiées dans cette thèse.

En pratique, pour la plupart des mesures de poussée menées dans cette thèse, la vanne d'alimentation en gaz du propulseur était fermée en même temps que l'arrêt de la puissance micro-onde sans prendre en compte le temps de vidage de la ligne de gaz. Or, dans le montage balance du B61, le temps caractéristique de vidage est situé entre 3 et 5 secondes. Ce « défaut » de la procédure a été corrigé dès qu'on s'est aperçu que cela pouvait ajouter un biais de mesure. Cependant, au vu de la faiblesse de la poussée gaz froid, l'erreur sur la mesure de poussée ne sera pas prise en compte dans l'analyse des résultats.

4. Après la mesure :

- Un rééquilibrage de la balance est parfois nécessaire lorsque la dérive thermique est suffisamment importante pour faire dériver le signal de plusieurs volts.
- Lorsque l'acquisition se termine, le programme fait un post-traitement préliminaire qui est vérifié manuellement par la suite.
- La procédure de post-traitement est la suivante :
 - Le signal est filtré par une moyenne glissante de 100 points (pour un échantillonnage à 40 Hz, la bande passante est de 0,4 Hz).
 - Le programme repère automatiquement la variation de signal due à l'extinction du propulseur (correspondant à la dérivée maximum locale).
 - Les valeurs du signal PID sont mesurées 3 secondes avant et 5 secondes après la variation (la valeur est moyennée sur 2 secondes pour réduire l'incertitude de mesure liée au bruit de la balance)
 - Connaissant la valeur du coefficient de calibration γ , la poussée peut être déduite :

$$T = \frac{\Delta S^{PID}}{\gamma} \quad (115)$$

- Connaissant la valeur de la puissance avant l'extinction (en moyennant la valeur de la puissance mesurée réellement transmise P dans le propulseur sur une durée de 1 seconde, 3 secondes avant la variation de signal) et la valeur du débit (préalablement renseignée par l'opérateur), les indicateurs de performance (définis chapitre II) I_{SP} , $TTPR$ et η_T sont calculés.

Il est à noter que la dérive thermique, si elle est raisonnable, n'influence pas la mesure de la poussée puisque c'est la différence de signal avant et après l'extinction qui est utilisée pour mesurer la poussée (et non pas seulement la valeur avant extinction).

V - 2.3. Calcul des incertitudes de mesure

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

La quantification des incertitudes liées à la mesure de la poussée est traitée de manière équivalente à l'incertitude sur la mesure de poussée mesurée à l'aide de la sonde Faraday (III - 3.4). On s'intéresse dans un premier temps à l'incertitude sur la mesure directe de la poussée du propulseur ECR obtenue de la balance pendulaire. Dans un second temps, on s'intéresse aux incertitudes des indicateurs de performance (I_{SP} , $TTPR$ et η_T) qui découlent de la mesure directe de la poussée.

V - 2.3.1. Incertitudes sur la mesure directe de poussée

Les incertitudes de mesure ont été calculées par la méthode des propagations d'erreur standard qui prend en compte les erreurs élémentaires des quantités directement mesurables [166]. Pour une quantité $f(X_1, \dots, X_N)$ calculés avec N éléments non corrélés ayant chacun une incertitude ΔX_i , l'incertitude Δf liée à f s'exprime :

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2 = \sum_i^n \left(\frac{\Delta X_i}{X_i}\right)^2 \quad (116)$$

Le **Tableau 10** regroupe les incertitudes des différentes quantités utilisées pour mesurer la poussée du propulseur ECR à l'aide de la balance.

Tableau 10. Liste des quantités utilisées pour calculer la poussée du propulseur ECR et leurs incertitudes absolues.

Quantité X_i	Signification	Incertitude absolue ΔX_i
S^{PID} (V)	Signal PID de mesure	$20 \cdot 10^{-3}$
S^{calib} (V)	Signal PID de calibration avec platine magnétique	$30 \cdot 10^{-3}$
S^{calib} (V)	Signal PID de calibration avec platine amagnétique	$20 \cdot 10^{-3}$
L_T (m)	Longueur du bras de la balance	$2 \cdot 10^{-3}$
L_i (m)	Longueur du bras de calibration jusqu'à la position de dépose i	$5 \cdot 10^{-4}$
m_i (kg)	Masses de calibration	10^{-8}
g (m/s ²)	Constante de la gravité	$< 10^{-4}$

L'incertitude sur le coefficient de calibration peut s'exprimer comme :

$$\left(\frac{\Delta \gamma}{\gamma}\right)^2 = \sqrt{\left(\frac{\Delta S^{calib}}{S^{calib}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_i}{L_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m_i}{m_i}\right)^2}$$

L'incertitude sur la poussée s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta T = \sqrt{\left(\frac{\Delta S^{PID}}{\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S^{calib}}{\gamma}\right)^2 + \left(\left(\frac{\Delta L_T}{L_T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_i}{L_i}\right)^2\right) T^2} \quad (117)$$

Cette expression détaille en effet à la fois l'incertitude liée à la mesure de la variation de poussée au moment de l'extinction du propulseur est à la fois l'incertitude liée au coefficient de calibration. Dans les deux cas, on considère comme négligeable l'incertitude sur la constante de la gravité et l'erreur statique de la réponse du signal PID.

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

En revanche, lors de la variation de signal de mesure de la poussée ΔS^{PID} la contribution la plus importante de l'erreur est liée aux oscillations (atténuées par le filtre lors du post-traitement) provoquées par la pompe cryogénique. L'incertitude sur le signal PID a été estimée à 20 mV ce qui, pour une variation typique d'environ 1,5 V, représente une erreur relative d'environ 1,5 % (pour une poussée de 800 μN , **Figure 93**).

L'erreur sur le signal de calibration est plus important que celle sur le signal de mesure. Cela est principalement dû au phénomène d'interaction magnétique entre les membres du propulseur ECR et les platines de translation ferromagnétique *Smaract SLC-1780* observé **Figure 90**. Pour prendre en compte cet effet (corrigé) on considère que l'incertitude de mesure de ΔS^{calib} doit être supérieure à ΔS^{PID} que l'on fixe à 30 mV. Dans les derniers mois de la thèse, la platine de translation ferromagnétique a été remplacée par une platine de translation en céramique faisant complètement disparaître cet effet magnétique. Dans ce dernier cas on reprendra comme incertitude sur la mesure $\Delta S^{calib} = 20 \text{ mV}$ identique à ΔS^{PID} .

La **Figure 93** montre les différentes contributions de l'incertitude sur la poussée pour une poussée située entre 0 et 1000 μN . Pour simplifier la représentation de ces contributions, on a considéré que l'incertitude relative de L_i, L_T et de m_i était constante (alors que c'est leur incertitude absolue qui est théoriquement constante). Cela ne change pas significativement les résultats compte tenu de la faible variation de ces quantités. L'incertitude sur la poussée est entre 2% et 4% dans la gamme 500 μN – 1000 μN . On peut constater que l'incertitude sur la calibration représente la contribution principale à l'erreur sur la poussée.

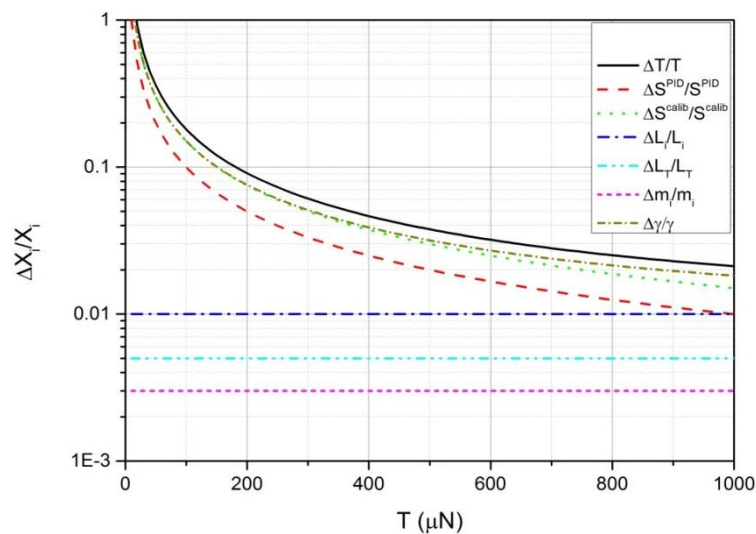


Figure 93. Contribution des différentes sources d'erreurs en fonction du niveau de poussée.

V - 2.3.2. Incertitudes sur les indicateurs de performances

Les incertitudes relatives de l'impulsion spécifique I_{SP} (définie équation (71)), du rapport poussée sur puissance $TTPR$ (défini équation (72)) et du rendement total η_T (définie équation (73)) sont calculées à partir de l'incertitude relative de la poussée et s'exprime comme la somme quadratique des différents facteurs de leurs expressions. Elle s'exprime de la manière suivante :

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

$$\left(\frac{\Delta I_{SP}}{I_{SP}}\right)^2 = \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q_m}{Q_m}\right)^2, \quad (118)$$

$$\left(\frac{\Delta TTPR}{TTPR}\right)^2 = \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2, \quad (119)$$

$$\left(\frac{\Delta \eta_T}{\eta_T}\right)^2 = 2 \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q_m}{Q_m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 \quad (120)$$

On rappelle que les incertitudes du débit Q_m et de la puissance P sont respectivement $\Delta Q_m (sccm) = 0.01 + 0.005 Q_m$ et $\Delta P/P = 0.04$ (voir Chapitre III).

On note qu'à cause de la présence du carré sur la poussée dans l'expression du rendement total, l'incertitude relative de la poussée compte deux fois dans l'incertitude sur le rendement total. Cette particularité rend le rendement total très sensible à la dispersion des résultats expérimentaux.

La **Figure 94** présente l'incertitude relative de la poussée, de l'impulsion spécifique, du rapport poussée-puissance et du rendement total dans la gamme de poussée 0-1000 μN . L'incertitude sur le rendement total est entre 4% et 7% dans la gamme de poussée 500 μN - 1000 μN .

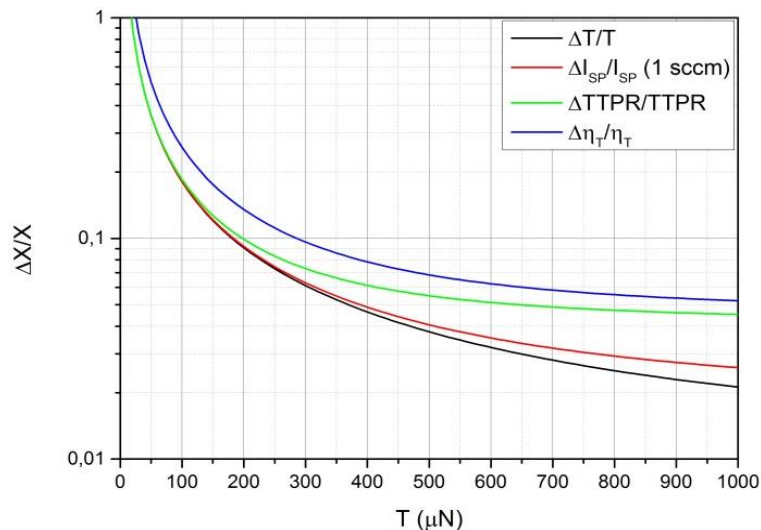


Figure 94. Incertitudes relatives des différents indicateurs de performances en fonction de la poussée.

L'incertitude relative du débit massique (Q_m) a été calculé pour $Q_m \sim 0.1$ mg/s de xénon (1 sccm).

Dans la suite, toutes les incertitudes seront représentées par des barres d'erreurs sur les figures des résultats.

V - 2.4. Répétabilité des mesures de poussée

La question de la répétabilité des mesures est un problème central qui, pour une technologie en cours de développement comme le propulseur ECR, peut poser de multiples problèmes. En effet, dans les incertitudes de mesures présentées ci-dessus, il n'est pas pris en compte un certain nombre d'aspects qui peuvent conduire à des variations plus ou moins significatives des performances au cours des essais successifs. L'un des moyens permettant de quantifier ces variations non contrôlées est de

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

vérifier la répétabilité des résultats au cours d'une même campagne d'essais (répétabilité tir à tir) et après démontage et remontage du propulseur dans le caisson (répétabilité montage à montage). Ces deux types de vérifications sont intéressants car ils permettent d'analyser des phénomènes différents :

- La répétabilité tir à tir permet de vérifier l'évolution temporelle des performances et de détecter d'éventuelles dégradations matérielles (qu'elles soient réversibles ou non). De plus, on peut ainsi évaluer à quel point le plasma se stabilise avec des propriétés similaires entre deux allumages.
- La répétabilité montage à montage quant à elle permet de se rendre compte des variations incontrôlées dans le montage du propulseur ou des diagnostics. Dans un processus industriel, chaque partie de la conception/fabrication du produit est finement contrôlée et l'influence de chaque paramètre est connue. Dans le cas du propulseur ECR, à ce stade de développement, on vise à établir une procédure systématique pour l'assemblage mécanique et pour les diagnostics. Cependant, tous les paramètres ne sont pas encore connus et maîtrisés, ce qui peut créer une dispersion dans les résultats obtenus.

La répétabilité des résultats est donc une manière de tester le degré de connaissance et de maîtrise de la technologie. De plus, une erreur ponctuelle de manipulation peut être repérée lorsqu'un résultat est très différent d'une série de résultats présentant une faible dispersion. La répétabilité permet également d'établir un point nominal de fonctionnement et donc de généraliser les performances globales du propulseur.

La **Figure 95** présente la répétabilité tir à tir du propulseur ECR PM-V1 fonctionnant à 40W et 0.1 mg/s dans différentes configurations géométriques. L est la longueur de la source plasma (conducteur externe), D le diamètre du conducteur central et l sa longueur. Les performances des différentes configurations sont discutées dans le Chapitre VI optimisation géométrique du propulseur. La **Figure 95** montre la poussée du propulseur mesurée avec la balance en fonction du numéro de l'acquisition. Ces acquisitions sont présentées dans l'ordre chronologique et ont été réalisées sur une seule journée d'expérience (par configuration testée).

On observe que, dans la plupart des cas, les mesures sont répétables car les dispersions des résultats sont cohérentes avec les incertitudes de mesure précédemment exprimée. Ces dispersions sont donc contenues dans les barres d'erreur affichées sur les graphes. Notons également que les barres d'incertitudes représentées **Figure 95** sont les incertitudes sur la poussée totale calculées de manière standard. Cependant, pour comparer les mesures de poussée se succédant, seule l'erreur de mesure du signal doit être prise en compte et non l'erreur sur la calibration (l'erreur sur la calibration étant la même pour toutes les mesures d'une même série).

Néanmoins, pour la configuration $L = 15$ mm, $D = 3.0$ mm, $l = 20$ mm (ronds rouges), on observe une diminution progressive de la poussée au cours de la journée d'expérience. Dans ce cas la poussée maximum mesurée est $T \sim 780$ μ N (deuxième acquisition) alors que la poussée minimum est $T \sim 700$ μ N (dernière acquisition de la série), soit un écart d'environ 10%, ce qui est supérieur aux $\pm 3\%$ d'incertitude estimée dans cette gamme de poussée.

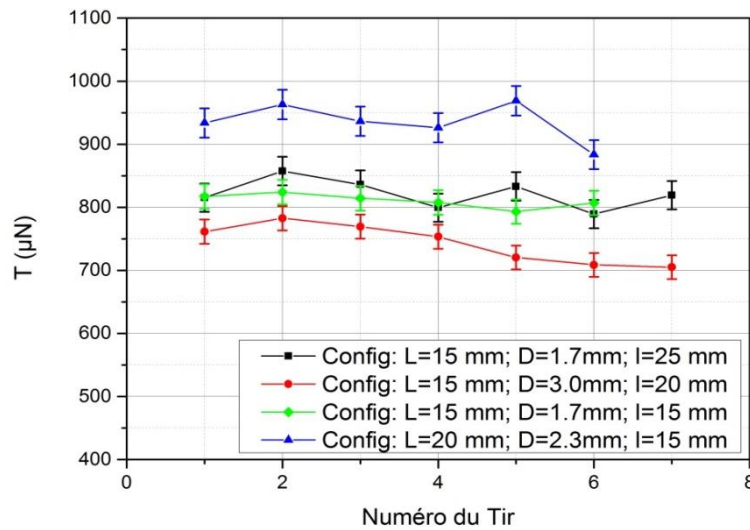


Figure 95. Répétabilité tir à tir des mesures balance pour différentes configurations/géométrie du propulseur ECR-PM-V1. Tous ces tirs sont fait à $P \sim 40$ W et $Q_m = 0.1$ mg/s de xénon.

La vérification de la répétabilité tir à tir des résultats est systématiquement effectuée pour chaque campagne d'essais. En effet, les performances à 0.1 mg/s et 40 W servent de référence pour s'assurer du bon comportement du propulseur et des diagnostics au cours d'une série de mesures. Les variations de la puissance micro-onde ont été vérifiées et ne permettent pas d'expliquer les variations observées sur la **Figure 95**. Lorsque des signes de dégradation des performances sont observés, les mesures sont interrompues afin de diagnostiquer les causes du problème. Il est à noter que la dégradation n'est observée que sur certaines campagnes expérimentales. Une étude spécifique sur la dégradation des performances au cours du temps serait nécessaire pour évaluer cet effet de manière plus approfondie.

Ces effets de dégradation de performances au cours du temps parfois observés pourraient être dus à une multitude de phénomènes qui ne sont pas encore complètement maîtrisés. De plus, comme les expériences restent globalement répétables montage à montage (**Figure 96**), seuls les phénomènes ne conduisant pas à une dégradation permanente du matériel sont possibles :

- Tout d'abord, l'échauffement du propulseur au cours de son utilisation peut engendrer des effets thermiques réversibles comme une amplification de l'émission thermo-ionique ou un affaiblissement du champ magnétique de l'aimant permanent. La loi de Richardson-Dushman définit une augmentation de l'émission d'électron d'une surface métallique avec la température. Les parties métalliques du propulseur et notamment le conducteur interne peuvent monter en température en présence de plasma (le conducteur interne est très fréquemment chauffé au rouge lors d'un tir). L'ensemble du matériel monte progressivement en température au cours de la campagne d'essais et les électrons produits par effet thermoïonique pourraient perturber la décharge produisant ainsi les variations de performances observées. La montée en température de l'aimant permanent pourrait aussi expliquer des variations de performance. En effet, comme il a été précisé dans le chapitre IV, l'aimantation des aimants est réduite ($\sim -0.11\%/^{\circ}\text{C}$ pour les Nd-Fe-B et $\sim -0.05\%/^{\circ}\text{C}$ pour les SmCo) avec la température. L'affaiblissement du champ pourrait affecter l'ensemble des performances du propulseur à cause des variations de la position et de la forme de la zone ECR et aussi bien qu'un affaiblissement du confinement (augmentation des pertes aux parois).

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

- La pression en fonctionnement est un facteur important pour les performances du propulseur (voir chapitre VI). Celle-ci est mesurée et surveillée tout au long des acquisitions. Cette dernière varie au cours d'une campagne d'essais notamment parce que les ions accélérés du propulseur provoquent un dégazage des parois du caisson par impact. Celle-ci est donc plus forte en début de campagne et se stabilise après plusieurs tirs (voir chapitre III). Le vide limite peut également varier d'un montage à l'autre Pour causes : des micro fuites d'air plus ou moins importantes, des variations d'efficacité du pompage cryogénique qui est sensible à la température ambiante, ou encore le temps de pompage depuis la dernière mise à l'air qui prend en compte le dégazage des parois et des éléments du montage.
- Le bombardement ionique des parois provoque une érosion du matériau des parois (notamment le conducteur central) conduisant à un changement de l'état de surface et au dépôt de métal sur la backplate en diélectrique (voir perspectives chapitre VIII). Ce dépôt est également susceptible de dégrader les performances. La backplate est donc nettoyée à titre préventif à chaque ouverture de caisson et modification du montage.

Bien sûr les variations de répétabilité peuvent être dues à une combinaison des phénomènes cités précédemment rendant très complexe l'analyse d'une éventuelle non-répétabilité.

D'autres causes sont possibles pour expliquer les variations de performances tir à tir. Tout d'abord, le régulateur de débit peut également provoquer des variations. En effet, ce système assure à la fois la mesure et la régulation du débit massique de gaz propulsif. L'incertitude lié à la répétabilité du régulateur *Bronkhorst* est de 0,3 % (mesurée par le constructeur). La mesure de la puissance micro-onde peut également être impliquée (variation de la calibration des diodes de détection). Enfin, l'allumage et la stabilisation du plasma dans un mode de fonctionnement répétable peut également être mis en cause. En effet, il arrive que les propriétés du propulseur (courant ionique, potentiel flottant), pour des conditions opératoires données, soient sensibles aux conditions initiales du plasma (débit, puissance). Des « modes » de décharges différents sont parfois rencontrés, et on peut supposer qu'une dispersion des paramètres plasma existe sur des allumages distincts.

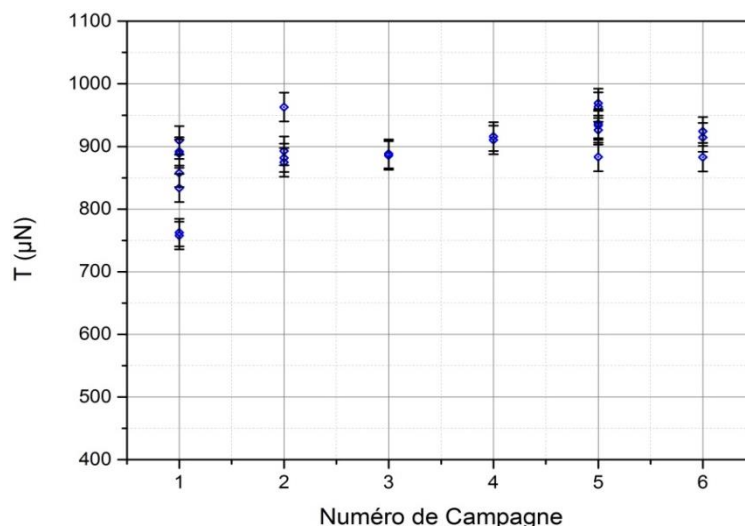


Figure 96. Répétabilité montage à montage des mesures balance pour le propulseur ECR-PM-V1 dans la configuration $L = 20 \text{ mm} / D = 2.3 \text{ mm} / l = 20 \text{ mm}$. Tous ces tirs sont fait à $P \sim 40 \text{ W}$ et $Q_m = 0.1 \text{ mg/s}$ de xénon.

La **Figure 96** présente la répétabilité montage à montage de la mesure directe de la poussée du propulseur ECR PM-V1 dans la configuration géométrique $L = 20$ mm, $D = 2,3$ mm, $l = 20$ mm. Les différents points de mesure faits à 40W et 0.1 mg/s sont représentés pour chaque campagne afin de montrer la dispersion tir à tir en parallèle. Ces campagnes d'essais ont été menées sur plusieurs mois (de juillet 2017 à novembre 2017).

Puisque c'est la répétabilité montage à montage qui importe ici, on a évité de mettre les mesures de poussée pour lesquelles les performances du propulseur étaient significativement dégradées. On observe que dans cette configuration (**Figure 96**), les mesures directes de la poussée sont globalement répétables montage à montage. Cela permet de déterminer un fonctionnement « normal » du propulseur dans cette configuration.

Pour conclure, on note tout d'abord que les variations de mesures montage à montage sont relativement faibles devant la dispersion des résultats tir à tir (écart type relatif $\sim 3,5\%$). Cela s'explique par la systématisation de la procédure de montage du propulseur dans le caisson à vide. Il est également important de souligner que malgré cette rigueur les performances peuvent se dégrader au cours du temps pour une ou des raisons qui ne sont pas encore connues. De plus, il est parfois difficile de discriminer les mesures dégradées d'une forte dispersion aléatoire. En effet, bien que la dispersion tir à tir est souvent plus faible ou de l'ordre de l'incertitude de mesure ($< 5\%$), il arrive que, pour des raisons encore incertaines, la dispersion soit plus forte. Cela peut, par exemple, provenir de l'allumage aléatoire de zones de décharges dans le volume de plasma.

V - 2.5. Comparaison de la poussée mesurée par la balance et celles mesurées par la sonde Faraday

L'une des manières les plus simples de vérifier la fiabilité des mesures est de comparer les résultats obtenus avec différents diagnostics. Il est ainsi possible de comparer les estimations de poussée déduites des mesures de sonde Faraday avec les mesures directes de poussée obtenue par la balance pendulaire. Pour cela, des mesures de sonde Faraday et des mesures balance ont été effectuées dans les mêmes conditions (même montage du propulseur). On rappelle en effet que les diagnostics de balances et de sondes Faraday sont disponibles en même temps dans le montage. Cependant, comme il faut éteindre le propulseur pour mesurer la poussée à l'aide de la balance et qu'on préfère avoir l'allumage et l'extinction du propulseur sur une mesure balance, les mesures avec les deux diagnostics sont généralement menées sur deux allumages de propulseur distincts.

La **Figure 97** présente conjointement des mesures de poussée du prototype PM-V1 obtenues avec la balance (symboles creux et traits continus) et avec la sonde Faraday (symboles pleins et traits discontinus) en fonction de la puissance pour trois débits de xénon différents : $Q_m = 0.06, 0.08$ et 0.1 mg/s. Pour éviter des problèmes de dérive de performance du propulseur au cours du temps (voir sous-partie précédente) et afin de comparer les deux diagnostics dans les mêmes conditions, les deux séries de données (balance et sonde) ont été obtenues successivement dans un intervalle de temps limité.

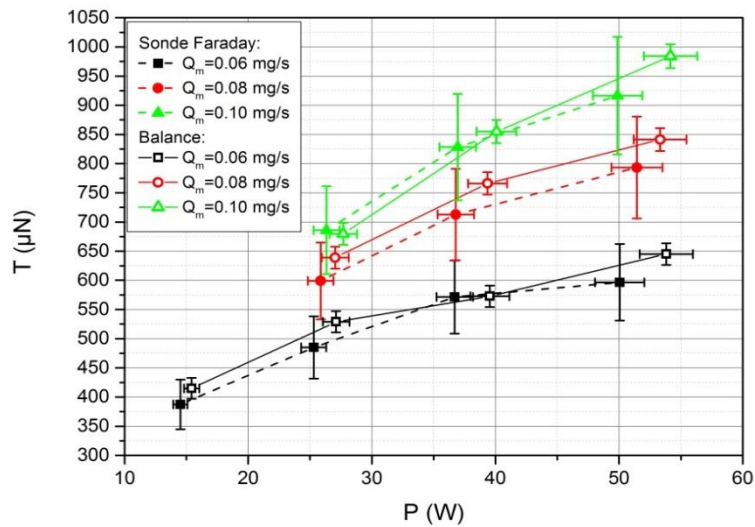


Figure 97. Comparaison des mesures de poussée du prototype PM-V1 du propulseur ECR obtenues à l'aide de la balance (symboles creux et ligne continue) et avec la sonde Faraday (symboles pleins et ligne discontinue).

La **Figure 97** montre un bon accord entre les deux diagnostics. L'écart de poussée, quel que soit la puissance ou le débit, n'excède pas 8 %. Les barres d'incertitude, qui sont bien plus importantes avec la sonde de Faraday qu'avec la balance, englobe bien l'ensemble des résultats des deux diagnostics.

Cependant, un certain nombre de phénomènes pourrait affecter la mesure de la sonde de Faraday. Certains de ces points méritent d'être mentionnés ici :

- La poussée du propulseur calculée à partir du courant total et de l'énergie moyenne du faisceau d'ions se fait avec l'hypothèse que le faisceau de plasma est axisymétrique. Bien que cette hypothèse soit tout à fait acceptable au premier ordre, elle peut être remise en question si l'on souhaite obtenir une estimation de la poussée plus précise. Par exemple, l'injection de gaz dans le propulseur est généralement non-axisymétrique (deux trous).
- Comme évoqué au chapitre III, l'émission secondaire d'électron sur la grille de la sonde Faraday peut conduire, dans certains cas, à une erreur sur la mesure de la densité de courant ionique.
- Il a également été observé que la sonde de Faraday perturbe légèrement le fonctionnement du propulseur. En effet, tant que la sonde de Faraday se situe dans l'axe du propulseur ($\varphi = 0^\circ$), la poussée du propulseur directement mesurée avec la balance est typiquement 5-10 % inférieure à celles mesurées lorsque la sonde est sur un côté ($\varphi = 90^\circ$). C'est pourquoi la sonde de Faraday est systématiquement positionnée sur un côté lors d'une acquisition de type balance. Cet effet est relativement faible ce qui fait que les mesures se trouvent quand même systématiquement dans les bars d'erreurs des mesures. L'origine de ce phénomène n'est pas clairement déterminée mais il est probablement dû à la présence d'un obstacle dans la tuyère magnétique. En effet, on rappelle que celle-ci fait partie intégrante du propulseur jusqu'au détachement des électrons. Cela peut, par exemple, capter certains électrons énergétiques oscillants dans le puits de potentiel formé conjointement par l'effet diamagnétique de la tuyère et le potentiel plasma (positif) de la source.
- Les phénomènes échanges de charges entre les ions du plasma et les atomes neutres peuvent également jouer un rôle dans les différences observées localement. On rappelle en effet que

V - 2 : Mesure de la poussée du propulseur ECR

l'échange de charge n'a pas d'influence sur le courant total mais qu'il en a sur le niveau de poussée (voir section **III - 3.4** pour une explication plus détaillée).

Chapitre VI

Etude des paramètres expérimentaux influençant les performances du propulseur

Dans ce chapitre, on présente les résultats obtenus durant les campagnes expérimentales menées à l'ONERA dans le caisson B61. Le prototype de propulseur utilisé est le PM-V1 monté sur la balance de poussée décrite dans le Chapitre V. Les résultats présentés sont issus des mesures directes de la poussée par la balance mais également des mesures de courant et d'énergie des ions obtenues à l'aide de la sonde Faraday. Comme il a été précisé dans le Chapitre IV, ce prototype est modulable. Les dimensions du conducteur interne et du conducteur externe de la source plasma peuvent être changés, et la distance entre la source plasma et l'aimant peut être modifiée.

Pour commencer, l'analyse des résultats permettra de comparer les performances du prototype à solénoïde et du prototype PM-V1 dans les mêmes conditions expérimentales et pour la même géométrie. On se propose ensuite d'étudier le comportement du propulseur pour différentes conditions opératoires, c'est-à-dire pour différentes puissances micro-ondes et différents débits de gaz. Puis les résultats d'une étude paramétrique sur la géométrie de la source (longueur et diamètre du conducteur interne et longueur du conducteur externe) seront présentés. On s'intéressera ensuite aux différences de performances obtenues lorsque l'on recouvre la paroi intérieure de la source plasma d'une couche de diélectrique. Enfin, on regardera l'utilisation du krypton comme gaz alternatif au xénon pour faire fonctionner le propulseur et l'effet de la pression ambiante sur les performances du propulseur.

Les barres d'erreurs sur les figures des mesures de performance globale ($T, I_{SP}, TTPR, \eta_T$) correspondent aux incertitudes détaillées dans le **Chapitre III**.

VI - 1. Comparaison des performances PM-V1 / Solénoïde

VI - 1.1. Poussée et rendement total dans les mêmes conditions

Le prototype à aimant permanent PM-V1 a été conçu pour remplacer le prototype à solénoïde qui ne pouvait pas être installé sur la balance de poussée. Les géométries de la source plasma de PM-V1 et de celle du solénoïde sont identiques :

- la longueur $l = 20$ mm et le diamètre $D = 1,7$ mm du conducteur interne
- La longueur $L = 15$ mm et le diamètre intérieur 27,5 mm du conducteur externe
- Les deux trous d'injection de gaz sont symétriquement opposés à 8 mm du centre et font 2 mm de diamètre.

Cependant, à l'inverse du prototype à solénoïde le prototype à aimant permanent possède une topologie magnétique fixe qui ne peut donc pas être optimisée au cours d'une expérience. La position relative de la source plasma par rapport à l'aimant permanent du prototype PM-V1 est ajustée pour que la zone ECR z_{ECR} soit située à environ 1 mm de la backplate en diélectrique. Cette configuration correspond approximativement à celle du solénoïde lorsque l'intensité I_{Coil} est de 130 A (correspondant à un fonctionnement optimal du propulseur). En revanche, comme il a été précisé dans le chapitre IV, le solénoïde produit un champ magnétique plus divergent que l'aimant permanent (**Figure 64**).

La **Figure 98** présente les résultats obtenus avec la version PM-V1 et avec la version solénoïde du propulseur ECR dans les mêmes conditions : $Q_m = 0.1$ mg/s de xénon et pour trois niveaux de puissances entre 20 W et 50 W. La poussée et le rendement du propulseur sont déterminés à partir des mesures de la sonde Faraday pour les deux versions. Le circuit de gaz et la ligne micro-ondes sont exactement identiques dans les deux cas.

Dans le cas du prototype PM-V1 les poussées mesurées sont situées entre 650 μ N et 900 μ N pour des puissances entre 25 W et 45 W. Pour la version à solénoïde, les poussées mesurées sont situées entre 900 μ N et 1200 μ N pour des puissances entre 20 W et 40 W. Cela conduit à un rendement total η_T situé entre 7,5% et 9% pour la version à aimants permanents et entre 17,5% et 22,5% pour la version à solénoïde. On note ici que la poussée n'est pas doublée quand la puissance est multipliée par deux. Cela montre que la poussée n'est pas directement proportionnelle à la puissance micro-onde injectée.

VI - 1 : Comparaison des performances PM-V1 / Solénoïde

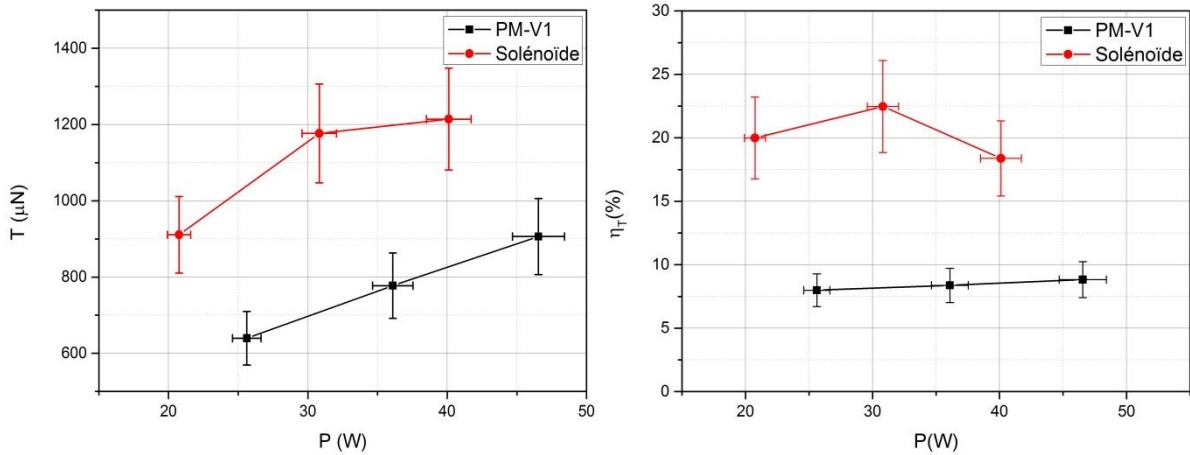


Figure 98. Comparaison de la poussée (à gauche) et du rendement total (à droite) du prototype PM-V1 et du prototype à solénoïde en fonction de la puissance injectée. Le débit de xénon est $Q_m = 0.1 \text{ mg/s}$. Les valeurs de poussée et de rendement sont issues des mesures effectuées avec la sonde Faraday.

On en déduit que la version à aimant permanent est moins performante que la version à solénoïde dans cette gamme de conditions opératoires. En effet, la poussée du prototype PM-V1 est globalement 30 % plus faible que celles du prototype à solénoïde. Cela se traduit par une diminution d'environ 60 % en termes de rendement total. On note que même si ces poussées sont mesurées à l'aide de la sonde de Faraday et que donc l'incertitude est relativement élevée (11 % pour la poussée), l'écart entre les séries de données est suffisant pour n'avoir aucun doute sur les écarts de performances.

Dans l'objectif de chercher une explication à ces résultats, il est nécessaire de s'intéresser un peu plus en détail aux propriétés du faisceau de plasma. Il est en effet important d'analyser les différences des caractéristiques du plasma entre les deux versions pour essayer de les relier aux paramètres du propulseur (géométrie, champ magnétique).

VI - 1.2. Profil angulaire, courant et énergie

La **Figure 99** compare le courant ionique total et l'énergie moyenne du faisceau d'ions pour les deux prototypes de propulseur ECR. On observe que la principale différence est située au niveau du courant total. En effet ce dernier est entre 30 % et 40 % plus élevé pour le prototype à solénoïde (entre 50 et 60 mA pour $20 \text{ W} < P < 40 \text{ W}$) que pour la version PM-V1 pour laquelle le courant total est situé entre 35 mA et 45 mA pour des puissances situés entre 25 W et 55 W. En revanche, l'énergie moyenne du faisceau d'ions est très proche entre les deux versions du propulseur : entre 170 eV et 240 eV pour des puissances situés entre 20 W et 45 W. On note finalement que toutes ces quantités augmentent avec la puissance.

VI - 1 : Comparaison des performances PM-V1 / Solénoïde

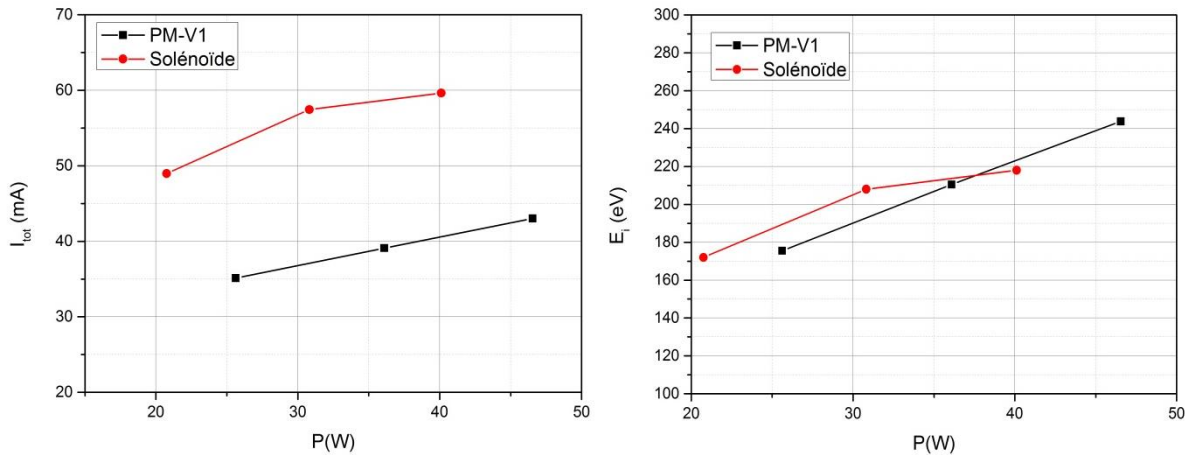


Figure 99. Courant ionique total (à gauche) et énergie moyenne du faisceau d'ions (à droite) pour les deux prototypes de propulseur ECR.

Les rendements détaillés, présentés à la **Figure 100**, montrent en effet, un rendement massique η_m pour la version à solénoïde bien supérieur (entre 65 % et 80 %) à la version à aimants permanents (entre 50 % et 60 %). Et tout comme le courant et l'énergie, η_m augmente avec la puissance. Le rendement énergétique η_e est également plus bas (entre 20 % et 25 %) pour la version à aimant permanent car elle est proportionnelle au courant total (équation (75)). Finalement, le rendement de divergence est proche dans les deux cas et supérieur à 80 %.

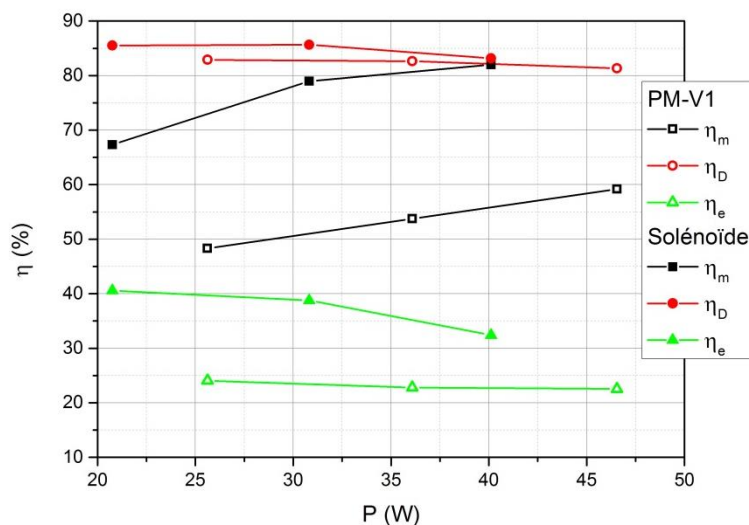


Figure 100. Comparaison des rendements détaillés du propulseur à solénoïde et du propulseur à aimant permanent.

Lorsque l'on s'intéresse aux profils angulaires de densité de courant (**Figure 101**), on observe que, quelle que soit la puissance, les profils du prototype à solénoïde sont systématiquement plus larges. De plus, le courant maximum (pour $\varphi = 0^\circ$) est plus faible que pour la version à aimants permanents d'environ 60 %. Cependant, même si le pic de courant maximum est plus faible, l'intégrale de la densité de courant, c'est-à-dire le courant total, est plus élevé pour la version à solénoïde que pour la version à aimants permanents (environ 30 % de plus).

VI - 1 : Comparaison des performances PM-V1 / Solénoïde

Sur la partie droite de la **Figure 101** est représenté le profil de densité de courant ionique normalisé pour les deux prototypes. Dans ce cas, on observe clairement que le profil est plus large pour le prototype à solénoïde alors que ce dernier à un rendement de divergence quasiment identique à celui de la version à aimant permanent. Cela pourrait s'expliquer par le fait que la densité de courant ionique tombe clairement à zéro au-delà de 80° dans le cas du propulseur à solénoïde alors qu'un faible courant ionique est encore présent dans le cas du prototype à aimant permanent. L'intégrale cumulée et normalisée de la densité de courant ionique permet en effet de se rendre compte que 80 % du courant total est atteint contenu dans le cône de demi-angle $\varphi = 55^\circ$ dans le cas du solénoïde et pour $\varphi = 75^\circ$ pour la version PM-V1. La présence d'ions pour des angles élevés n'est pas expliquée à ce jour. Il est à noter que ces expériences ont été menées dans des conditions de pression proche ($P_r \approx 5 \cdot 10^{-6}$ mbar) et que la pression ambiante ne peut pas expliquer ce courant dans les zones extrêmes du profil.

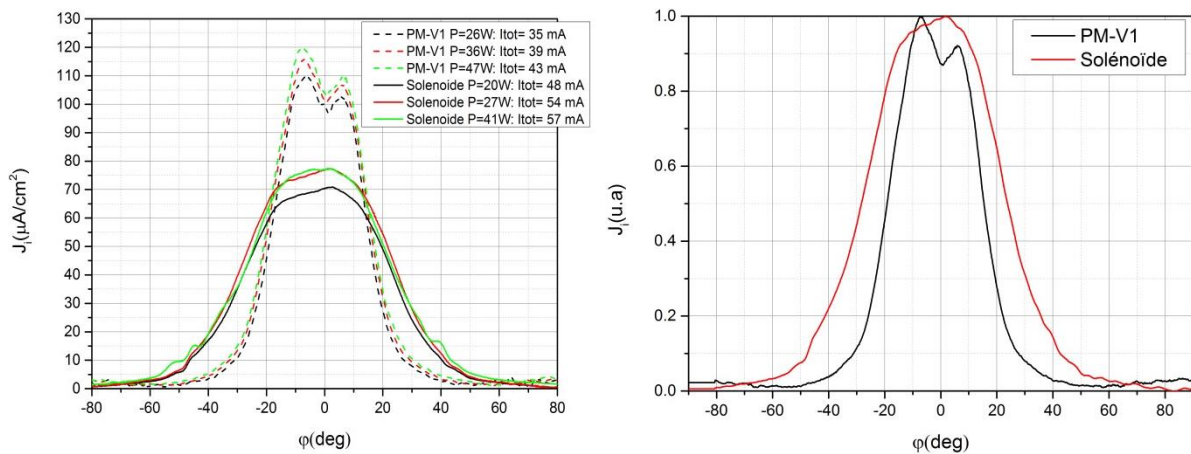


Figure 101. À gauche, profil angulaire de densité de courant ionique pour la version du propulseur à solénoïde (en trait continu) et pour le propulseur à aimant permanent (en pointillés) pour trois valeurs de puissance : 20, 30 et 40 W (et 0,1 mg/s). À droite, profil angulaire de densité de courant normalisé pour le prototype à solénoïde et à aimant permanent.

Une explication simple à la largeur du profil angulaire de densité de courant ionique pourrait être le fait que le plasma est globalement guidé (avant le détachement) par les lignes de champ magnétique. Le prototype à solénoïde ayant une topologie magnétique plus divergente que celle de la version à aimant permanent, il est donc logique que le faisceau de plasma soit plus divergent et donc que le profil angulaire de densité de courant soit plus large. Cet effet sera également observé pour le propulseur à aimant permanent PM-V2 pour lequel la topologie magnétique est encore plus divergente et le profil encore plus large (voir **Annexe A**).

Pour résumer, on s'aperçoit que les performances de la version solénoïde sont supérieures à celle de la version à aimants permanents à cause d'une meilleure utilisation massique du xénon (**Figure 99**). On est donc en droit de déduire que, dans le prototype à solénoïde, soit l'ionisation est plus efficace, soit les pertes aux parois sont plus faibles. Or, a priori la seule différence entre les deux versions est la topologie du champ magnétique.

Comme le champ magnétique est plus divergent dans le cas du solénoïde, le confinement dans le solénoïde est a priori moins efficace que dans la version à aimant permanent car une plus grande

VI - 1 : Comparaison des performances PM-V1 / Solénoïde

proportion des lignes de champ interceptent la paroi. De plus, comme l'intensité du champ magnétique est très similaire pour les deux prototypes, il est possible d'éliminer l'hypothèse des pertes plus élevées pour le prototype à aimant permanent.

La question se pose alors : comment la topologie magnétique peut-elle influencer le taux d'ionisation dans le propulseur ? A priori, deux paramètres peuvent entrer en compte : les caractéristiques de la zone de résonance (position, épaisseur, forme) et la divergence des lignes de champ.

En ce qui concerne les caractéristiques de la zone de résonance, sa position est théoriquement très proche entre les deux prototypes. De plus, on s'aperçoit expérimentalement (voir section VI - 2.3) que sa position n'a que très peu d'influence sur les performances pour des variations de quelques millimètres. Si on se réfère à la **Figure 64**, il semble par contre que l'épaisseur et la forme de la zone ECR sont relativement différentes entre les deux prototypes. En effet, l'épaisseur de la zone ECR est légèrement plus élevée pour le solénoïde et celle-ci s'éloigne quelque peu de la backplate dans les zones proches de la paroi alors qu'elle est relativement « plate » pour le prototype à aimants permanents.

L'épaisseur de la zone ECR agit sur le temps de résidence des électrons dans cette dernière, et donc, potentiellement, sur le gain en énergie des électrons. Cependant, en absence d'une connaissance approfondie de la propagation de l'onde incidente dans le plasma, il est difficile de déterminer la longueur caractéristique d'absorption. Il est ainsi possible que toute la puissance soit déposée sur une très faible épaisseur de plasma. L'effet de l'épaisseur de la zone de résonance sur la production du plasma est donc un phénomène très complexe à analyser [93], [103]. De plus, la probabilité de collisions ionisantes étant relativement faibles, une grande proportion des collisions ionisantes se produisent hors de la zone de résonance ce qui peut conduire à une zone d'ionisation plus diffuse dans la source.

L'autre différence majeure entre la version à solénoïde et la version à aimants permanents est la divergence des lignes de champ magnétique de la tuyère. Lors de la présentation du fonctionnement de la tuyère magnétique dans la section II - 2 il a été mentionné que la force $\langle \vec{F}_{V\parallel} \rangle$ à l'origine de la conversion de l'énergie thermique des électrons en énergie dirigée est proportionnelle au gradient du champ magnétique. Il serait donc tentant d'en déduire qu'avec une topologie magnétique plus divergente, c'est-à-dire avec un gradient plus important, la force appliquée aux électrons sera plus élevée ce qui pourrait améliorer les performances du propulseur. En réalité, une force plus importante appliquée aux électrons ne changerait pas forcément la vitesse moyenne des électrons en champ lointain ou, à travers le champ électrique ambipolaire, celle des ions. Cependant, cela pourrait changer le gradient de potentiel plasma et donc l'intensité du champ électrique ambipolaire. Les ions seraient donc accélérés sur une plus courte distance et, selon la condition de détachement, leur énergie finale pourrait être modifiée. Cependant, les mesures de sonde de Faraday indiquent que l'énergie moyenne du faisceau d'ions est quasiment la même entre les deux versions du propulseur. Il semble donc que la différence de divergence de la tuyère magnétique ne modifie pas l'accélération des ions.

Bien que ses performances soient inférieures, c'est le propulseur à aimants permanents PM-V1 qui a majoritairement été utilisé dans ce travail de thèse, et les résultats présentés dans la suite de ce manuscrit ont été obtenus avec ce prototype. En effet, l'un des objectifs de ces travaux était d'effectuer des mesures sur une balance de poussée, ce qui n'était pas possible avec la version à solénoïde. De plus, la version PM-V1 est suffisamment modulaire pour pouvoir effectuer des études paramétriques.

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

Dans la suite, on s'intéressera donc en particulier non pas à la valeur absolue des indicateurs de performance mais à leur évolution sous l'effet de la variation des différents paramètres testés.

VI - 2. Optimisation des conditions opératoires

Dans cette section, on se propose d'analyser le comportement du propulseur ECR PM-V1 en fonction des conditions opératoires, à savoir : le débit massique de xénon Q_m et la puissance P transmise au propulseur. La plupart des résultats présentés ici ont été obtenus dans la même configuration géométrique, c'est-à-dire pour les mêmes diamètre et longueur du conducteur interne et externe.

On commence par analyser la poussée et le rendement total du propulseur, mesurée à l'aide de la balance de poussée, avant de proposer une représentation (impulsion spécifique en fonction du rapport débit-puissance) qui permet d'analyser efficacement les résultats. On se propose ensuite d'analyser les résultats obtenus à l'aide de la sonde de Faraday qui permet d'accéder aux rendements détaillés du propulseur. On s'intéresse ensuite au comportement de la sonde dans le jet et à la comparaison des profils angulaires mesurés à différentes distances, qui peut donner des informations sur le détachement du plasma. On s'intéresse finalement à l'effet de la position de la zone ECR sur les performances.

Une partie des résultats présentés dans cette section a fait l'objet d'une publication dans un journal à comité de lecture (Journal of Propulsion and Power) en 2018 [167].

VI - 2.1. Représentation des résultats en fonction de la densité d'énergie

Dans cette sous-section, ne sont présentés que des résultats obtenus à l'aide de la balance de poussée. On précisera lorsque la géométrie de la source plasma sera différente des valeurs suivantes : longueurs l et diamètre D du conducteur interne respectivement de 20 mm et 1,7 mm, et longueur du conducteur externe $L = 15$ mm.

On note également que toutes les mesures présentées ici ont été obtenues alors que la sonde de Faraday est placée à $\varphi = 90^\circ$ et donc hors axe du propulseur, ceci dans le but d'éviter toutes perturbations dues à la présence de la sonde dans le faisceau de plasma (voir Chapitre III).

VI - 2.1.1. Impulsion spécifique en fonction de la densité d'énergie

La **Figure 102** montre les performances du propulseur PM-V1 pour différentes conditions opératoires. La poussée (à gauche) et le rendement (à droite) sont présentés en fonction de la puissance pour cinq débits différents : 0,06 - 0,08 - 0,1 - 0,125 - 0,15 mg/s. À 0,08 mg/s, lorsque la puissance augmente de 26 à 50 W, la poussée augmente de 560 à 680 μN et le rendement total diminue de 7,7 % à 5,5 %. De manière générale, on observe que la poussée augmente avec la puissance et le débit et atteint une valeur maximum de 960 μN (à 0,15 mg/s et 50 W). En revanche, il est difficile de dégager une tendance claire pour le rendement total. Par exemple, à 0,06, 0,08 et 0,1 mg/s, le rendement total

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

diminue avec la puissance entre 25 et 50 W, alors qu'elle semble avoir un optimum à 0,125 mg/s et qu'elle augmente avec la puissance pour $Q_m = 0.15$ mg/s.

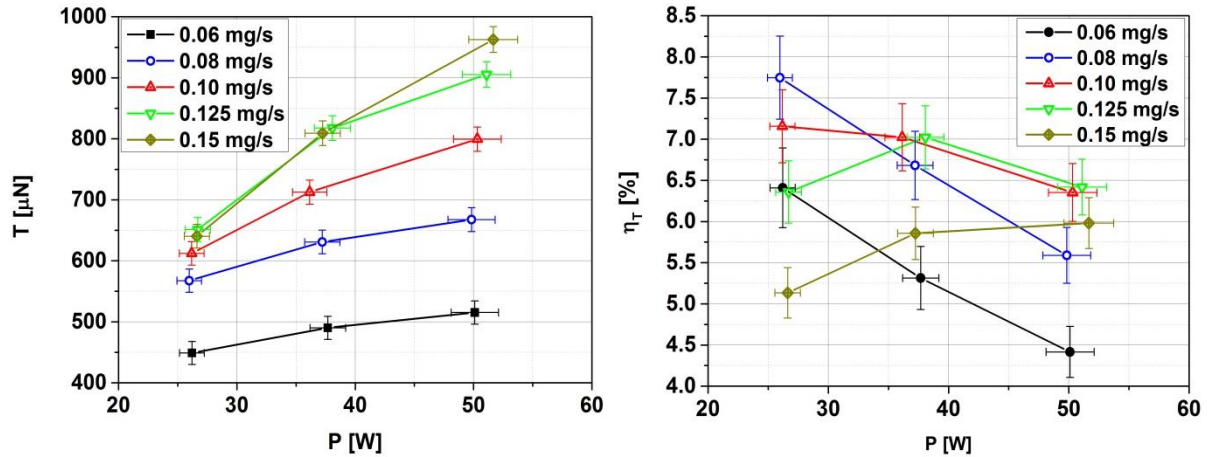


Figure 102. Mesure directe de la poussée (à gauche) et rendement total déduit (à droite) du propulseur ECR-PM-V1 en fonction de la puissance pour cinq débits massiques de xénon différents.

Ce comportement particulier (augmentation des performances avec la puissance à haut débit et diminution des performances avec la puissance à bas débit), suggère que la quantité d'énergie transmise par quantité de matière est un paramètre important. On se propose donc de représenter les résultats en fonction du rapport débit-puissance (Q_m/P) ou puissance-débit (P/Q_m). Une manière particulièrement intéressante est de représenter les résultats sous la forme $I_{sp} = f(Q_m/P)$ (**Figure 103**). En effet dans ce cas, l'impulsion spécifique semble décroître linéairement. Cette représentation permet donc de disposer sur un même graphe diverses conditions opératoires et de comparer facilement les performances. On a représenté sur la **Figure 103** les mêmes résultats que sur la **Figure 102** (avec le même code couleur).

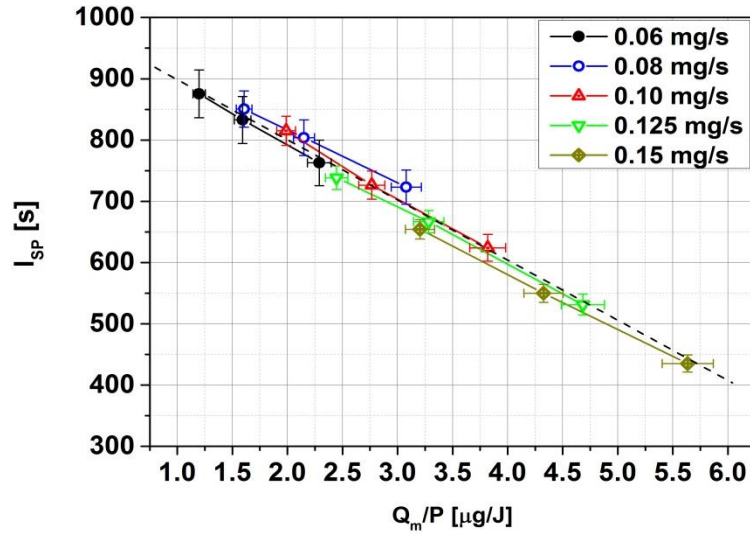


Figure 103. Impulsion spécifique (I_{SP}) en fonction du rapport débit-puissance (Q_m/P) pour cinq débits massiques de xénon différent.

On peut remarquer que pour un rapport Q_m/P identique, quel que soit P ou Q_m , l'impulsion spécifique semble rester la même (aux incertitudes de mesure près). Cela laisse à penser que, lorsqu'on change le débit de gaz dans le propulseur, il est possible de conserver les performances du propulseur en modifiant la puissance déposée. Dans cet exemple, l'impulsion spécifique décroît linéairement entre 900 s pour des faibles $Q_m/P \sim 1 \mu\text{g}/\text{J}$ (forte densité d'énergie) et 450 s pour des fortes valeurs de $Q_m/P \sim 5,5 \mu\text{g}/\text{J}$. On rappelle que l'impulsion spécifique est proportionnelle à la vitesse des ions et au rendement massique ($I_{SP} \propto \eta_m v_i$). L'augmentation de l'impulsion spécifique pour des fortes densités d'énergie (i.e. pour de faibles Q_m/P) peut donc être due à une augmentation de l'énergie des ions ou à une meilleure ionisation du gaz.

Cette représentation est particulièrement pratique lorsque l'on veut comparer plusieurs configurations (géométrie, topologie magnétique) car à Q_m/P fixe, une configuration avec une impulsion spécifique supérieure correspond systématiquement à une configuration ayant un rendement total plus élevée.

VI - 2.1.2. Champ électrique réduit, énergie des ions et potentiel propulseur

La densité volumique d'énergie électrique W_{em} et de puissance P , donnée par les équations de Maxwell, prend la forme suivante :

$$\frac{dW_{em}}{dV} = \frac{\epsilon_0}{2} E_{em}^2 \Rightarrow \frac{dP}{dV} = \frac{\epsilon_0}{2} \frac{dE_{em}^2}{dt} \quad (121)$$

où E_{em} est le champ électrique de l'onde électromagnétique incidente (en négligeant l'énergie magnétique).

De plus, la densité de gaz neutre n_g dans la source plasma est directement proportionnelle au débit de gaz Q_m injectée. Le gaz est injecté sous forme de jet et prend localement la forme suivante :

$$Q_m = M n_g v_g A_g \quad (122)$$

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

où M est la masse des atomes de gaz, v_g est la vitesse de déplacement du gaz et A_g est la section sur laquelle le jet s'étend. En pratique, le gaz est injecté dans la source plasma via les trous d'injection. Celui-ci subit donc une détente qui est relativement complexe à décrire. C'est pourquoi, sauf à simuler numériquement le cas exact, il est difficile d'obtenir localement n_g car v_g et A_g évoluent de manière complexe dans la détente.

Cependant, pour estimer approximativement l'énergie moyenne absorbée par le plasma, on considère que la puissance est absorbée de manière homogène dans tout le volume $V_g = L A_g$ de la source et que le temps de résidence du gaz neutre dans la source est τ_g . On peut, à partir des équations (8) et (122) alors écrire :

$$\frac{P}{Q_m} \approx \frac{\varepsilon_0 E_{em}^2}{2 \tau_g} V_g \frac{1}{M n_g} \frac{\tau_g}{V_g} = \frac{\varepsilon_0 E_{em}^2}{2M n_g} \quad (123)$$

On rappelle également qu'en physique des plasmas, on utilise la notion de champ électrique réduit E_{em}/n_g . Cette notion correspond notamment à l'énergie moyenne atteinte par les électrons du plasma accéléré par un champ électrique entre deux collisions avec des atomes neutres. A densité constante, lorsqu'on augmente la puissance micro-onde, on augmente E_{em}/n_g et donc la température électronique. De même, à puissance constante, lorsqu'on diminue le débit le champ réduit augmente et la température électronique est plus élevée.

En résumé, augmenter la puissance équivaut à augmenter le champ électrique de l'onde incidente. Augmenter le débit équivaut à augmenter la densité de gaz dans la source. La source ECR est un plasma de décharge électrique et donc le champ électrique réduit E_{em}/n_g est un critère important. Dans une décharge électrique classique la température électronique T_e est pilotée par E_{em}/n_g . Conséquemment, augmenter Q_m/P revient à réduire E_{em}/n_g et donc à réduire T_e .

Il est intéressant de noter que l'énergie moyenne du faisceau d'ion E_i et le potentiel propulseur ϕ_p , représentés sur la **Figure 104**, diminuent avec la densité d'énergie injectée Q_m/P . Le jeu de données utilisé à la **Figure 104** est différent de celui utilisé à la **Figure 103**. E_i et ϕ_p diminuent tous deux avec Q_m/P . E_i décroît de 350 eV à environ 120 eV entre 1,5 $\mu\text{g}/\text{J}$ et 5,5 $\mu\text{g}/\text{J}$. Dans la même gamme, ϕ_p passe de 250 V à 80 V. On note que, à Q_m/P constant, l'énergie et le potentiel semblent plus élevés pour les plus faibles débits.

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

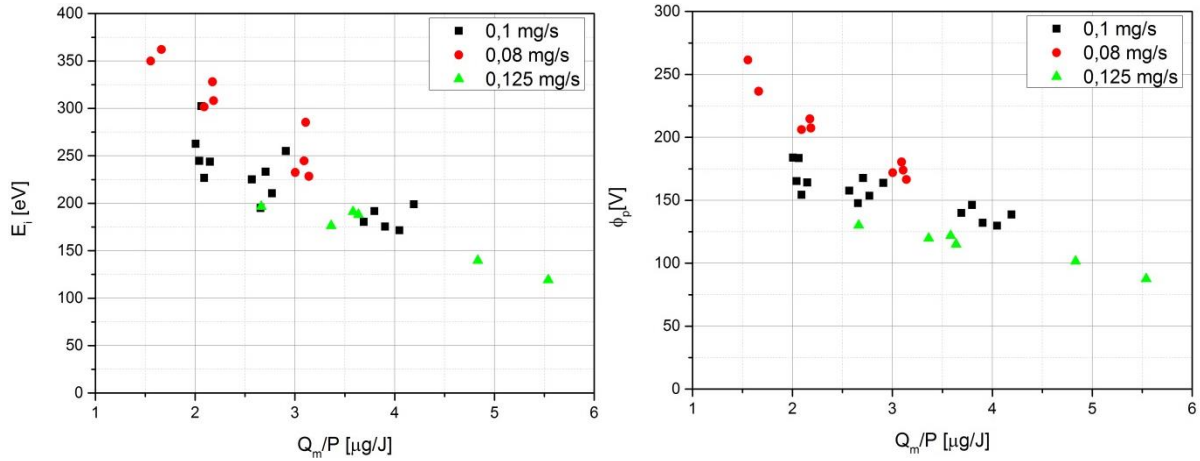


Figure 104. Energie moyenne du faisceau d'ion E_i mesurée à la sonde de Faraday (à gauche) et potentiel flottant du propulseur ϕ_p en fonction du rapport débit-puissance.

Il semble donc que l'énergie moyenne du faisceau d'ion soit directement impactée par la température électronique dans la source plasma. De plus, le potentiel propulseur ϕ_p semble évoluer de manière très similaire à l'énergie E_i puisque les deux quantités diminuent d'environ 70 % sur la gamme de Q_m/P présentée **Figure 104**.

Un rapprochement particulièrement intéressant peut être effectué en comparant le potentiel flottant du propulseur, qui est facilement mesurable, à l'énergie moyenne du faisceau d'ions mesurée par la sonde de Faraday. Lorsqu'ils sont créés, les ions se déplacent à la vitesse des atomes neutres c'est-à-dire approximativement la vitesse thermique. Ils sont ensuite accélérés dans la tuyère magnétique par le champ électrique ambipolaire représenté par le gradient du potentiel plasma. Cela signifie que, en considérant que les collisions inélastiques sont négligeables, un simple bilan énergétique permet de dire que l'énergie totale d'un ion, correspondant à l'énergie moyenne du faisceau d'ion E_i mesuré avec la sonde Faraday, est par définition égale à l'énergie potentielle électrique qu'il avait à l'endroit z_1 de sa création (quand son énergie cinétique était nulle, voir Chapitre III) :

$$E_i = eV_p(z_1) \quad (124)$$

De plus, le potentiel flottant du propulseur ϕ_p qui représente le potentiel plasma moyen (dans la source plasma) V_p auquel on a retiré la chute de potentiel dans la gaine $\Delta\phi$ à proximité des parois est exprimé comme :

$$\phi_p = V_p - \Delta\phi \quad (125)$$

On rappelle que le potentiel propulseur est en réalité le potentiel flottant de la paroi (métallique) de la source plasma du propulseur. Dans un cas théorique simplifié et en l'absence de champ magnétique, la chute de potentiel à proximité d'une paroi flottante possède une expression analytique donnée par l'équation (34). Cette expression indique que la chute de potentiel dans une gaine non magnétisée est directement proportionnelle à la température électronique T_e du plasma. En présence de champ magnétique, $\Delta\phi$ est également dépendant de la qualité du confinement du plasma.

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

La **Figure 105** présente le rapport entre le potentiel flottant du propulseur ϕ_p et l'énergie moyenne du faisceau d'ions E_i en fonction du rapport débit-puissance. Pour une configuration du propulseur donnée ce rapport semble être globalement constant autour de $\phi_p/E_i \sim 0,7$ quelle que soit la densité d'énergie injectée. Pour plus de clarté, on a différencié les différents débits Q_m testés.

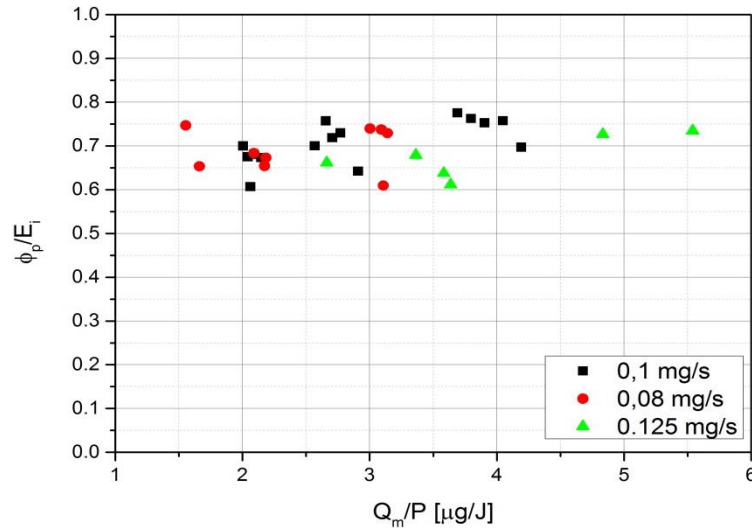


Figure 105. Rapport entre de potentiel flottant du propulseur et l'énergie moyenne du faisceau d'ion mesurée avec la sonde de Faraday en fonction du rapport débit-puissance.

Il a été démontré dans les travaux précédents sur le propulseur ECR que le rapport E_i/T_e était constant en fonction des conditions opératoires [45]. Dans ces mêmes travaux, il a également été montré que le rapport potentiel propulseur ϕ_p et de T_e était constant. En utilisant l'équation (124) et en considérant que ϕ_p représente le potentiel flottant moyen de la source plasma, ces travaux montrent que la chute de potentiel dans la gaine $\Delta\phi$ est également proportionnelle à T_e . De plus, si E_i/T_e et ϕ_p/T_e sont constants en fonction des conditions opératoires alors on retrouve le comportement ϕ_p/E_i observé **Figure 105**. L'équation (34) donnant une expression analytique pour $\Delta\phi$ n'est pas valable dans le cas du propulseur ECR car l'expression est obtenue en considérant qu'il n'y a pas de champ magnétique dans la gaine. Cependant, ces résultats expérimentaux indiquent bien que $\Delta\phi$ est toujours proportionnel à T_e .

Comme les potentiels électriques sont définis à une constante près, seules leurs variations possèdent un sens physique. C'est pour cette raison que les ions ne sont pas accélérés par le potentiel plasma de la source mais par le champ électrique ambipolaire, qui représente la variation de ce potentiel. Le champ électrique ambipolaire égalise les flux d'ions et d'électrons dans la tuyère magnétique mais également dans les gaines aux abords de la paroi de la source plasma et aux abords de la backplate (dans la modélisation de Child-Langmuir, voir Chapitre II).

En réalité, pour les ions qui ne sont pas magnétisés, il n'y a pas de différences entre une accélération dans la gaine provoquant le bombardement ionique d'une paroi et l'accélération dans la tuyère magnétique.

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

L'une des deux principales différences entre les gaines et la tuyère magnétique réside dans la dynamique des électrons dont le mouvement (le flux) est entravé par le champ magnétique au niveau de la paroi de la source et favorisé par le champ magnétique dans la tuyère. Dans la gaine, la chute de potentiel est plus réduite que dans la tuyère magnétique.

La deuxième différence est l'existence d'une paroi (flottante ou non) pouvant accumuler les charges, dont le potentiel peut être clairement défini et qui limite la chute de potentiel. Cependant, cette dernière est toujours une fonction croissante de la température électronique. C'est pourquoi il est possible d'utiliser comme indicateur le potentiel flottant de la paroi dont les variations suivent celles de la température électronique.

VI - 2.1.3. Implication de la linéarité de l'impulsion spécifique en fonction du rapport débit-puissance

La représentation de l'impulsion spécifique en fonction du rapport débit-puissance permet dans tous les cas de simplifier la représentation des résultats lorsque la puissance et le débit sont variés. Il est également possible d'exploiter le comportement linéaire de l'impulsion spécifique dans une certaine gamme de Q_m/P . La **Figure 106** représente $I_{SP} = f(Q_m/P)$ pour différentes conditions opératoires sans différencier les débits utilisés et en superposant une droite ajustée dans la zone linéaire (entre 1 et 6 $\mu\text{g}/\text{J}$). Même si la physique sous-jacente n'est pas encore comprise, des informations intéressantes peuvent être extraites de cette observation. L'une des principales conséquences est le comportement des autres indicateurs de performance (TTPR et η_T) en fonction des conditions opératoires.

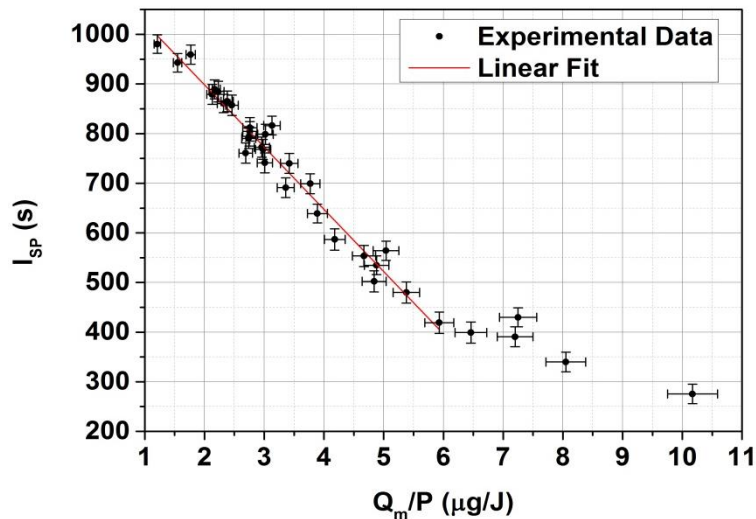


Figure 106. Impulsion spécifique (I_{SP}) en fonction du rapport débit-puissance (Q_m/P). Les différents débits massiques utilisés ne sont plus différenciés. Une fonction linéaire (ligne rouge) est superposée aux données expérimentales (points noirs) entre 1 et 6 $\mu\text{g}/\text{J}$.

En effet, dans la zone de linéarité (c'est-à-dire entre 1 et 6 $\mu\text{g}/\text{J}$), l'impulsion spécifique peut être écrite de la manière suivante :

$$I_{SP} = -\alpha \frac{Q_m}{P} + \beta \quad (126)$$

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

où α et β sont des constantes positives.

Par la suite, le rapport poussée-puissance et le rendement total (équations (72) et (73)), sont de la forme :

$$TTPR = -\alpha g \left(\frac{Q_m}{P}\right)^2 + \beta g \frac{Q_m}{P}, \quad (127)$$

$$\eta_T = \frac{g^2}{2} \left(\alpha^2 \left(\frac{Q_m}{P}\right)^3 - 2 \alpha \beta \left(\frac{Q_m}{P}\right)^2 + \beta^2 \frac{Q_m}{P}\right) \quad (128)$$

Ce qui veut dire que, dans cette gamme, les indicateurs de performance ne dépendent que d'un seul paramètre : le rapport Q_m/P . Le TTPR est une parabole inversée dont le maximum est située dans cette gamme de Q_m/P . Le rendement total est une cubique dans le maximum local est également située dans cette gamme de Q_m/P :

$$\left(\frac{Q_m}{P}\right)_{TTPR} = \frac{\beta}{2\alpha} \Rightarrow TTPR^{max} = \frac{g \beta^2}{4 \alpha} \quad (129)$$

$$\left(\frac{Q_m}{P}\right)_{\eta} = \frac{\beta}{3\alpha} \Rightarrow \eta_T^{max} = \frac{2}{27} g^2 \frac{\beta^3}{\alpha} \quad (130)$$

Dans la configuration actuellement présentée **Figure 106**, les coefficients $\alpha \sim 103 \text{ J.s}/\mu\text{g}$ et $\beta \sim 1002 \text{ s}$ sont calculés numériquement à partir d'un ajustement linéaire (ligne rouge sur la figure). Les données expérimentales du TTPR et du rendement total sont représentées **Figure 107** avec la courbe (en rouge) représentant les valeurs issues des équations (127) et (128) dans la gamme correspondante (jusqu'à $6 \mu\text{g}/\text{J}$). Dans cette gamme, les points expérimentaux s'accordent bien avec la courbe issue de l'ajustement linéaire de l'impulsion spécifique. Sur le graphe de gauche de la **Figure 107**, le TTPR augmente jusqu'à un maximum de $25 \mu\text{N}/\text{W}$ obtenus à $Q_m/P = \beta/2\alpha \sim 4 \mu\text{g}/\text{J}$. La valeur théorique du rendement total atteint un maximum de $8,5 \%$ pour $Q_m/P = \beta/3\alpha \sim 3 \mu\text{g}/\text{J}$.

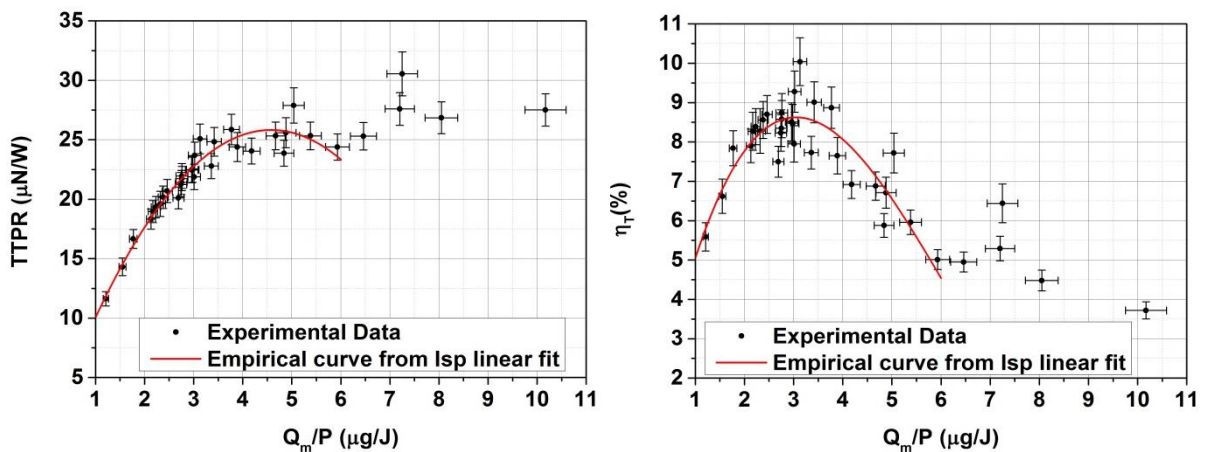


Figure 107. TTPR (à gauche) et η_T (à droite) en fonction de Q_m/P . Les courbes (en rouge) calculées à partir des équations (127) et (128) en utilisant les coefficients α et β de l'ajustement linéaire sont superposées aux données expérimentales (points noirs).

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

Notons que, dans ce jeu de données, des valeurs plus élevées de TTPR (27 à 30 $\mu\text{N/W}$) sont mesurées pour $Q_m/P > 6 \mu\text{g/J}$, c.-à-d. en dehors de la zone de linéarité de l'impulsion spécifique. Alors que dans cette même zone, le rendement total du propulseur décroît jusqu'à atteindre des valeurs inférieures à 5 %. D'un autre côté, il paraît également évident que la zone de linéarité va se terminer avant que l' I_{SP} tombe à zéro pour des Q_m/P élevés (pour $Q_m/P > \beta/\alpha$).

Le fait que les performances ne dépendent que du paramètre Q_m/P , pour une configuration du propulseur donné, présente deux principaux avantages :

- cela autorise à changer de poussée tout en gardant le rendement maximum. En effet, le débit (Q_m) et la puissance (P) peuvent être augmentés tout en gardant leur rapport constant.
- Le rapport Q_m/P peut également être modifié pour sélectionner le mode d'opération du propulseur. En effet, si la puissance disponible est la limite principale, alors on peut choisir un Q_m/P permettant de maximiser le TTPR (équation (129)). En revanche, si la consommation de carburant est la principale limite, alors l'impulsion spécifique peut être augmentée en diminuant le ratio débit-puissance. Finalement, la consommation électrique et la consommation d'ergol peuvent être optimisées en même temps en maximisant le rendement total selon l'équation (130).

VI - 2.2. Rendements détaillés et propriétés du faisceau

Pour avoir des informations complémentaires sur les effets de la variation des conditions opératoires, il est possible d'exploiter les résultats obtenus avec la sonde de Faraday qui analyse des propriétés du faisceau de plasma éjecté par le propulseur.

Comme expliqué dans le chapitre dédié (chapitre III), la sonde Faraday peut effectuer deux types de mesures : des balayages angulaires permettant d'avoir le profil de densité de courant ionique en aval de la sortie du propulseur et des balayages en énergie permettant d'obtenir l'énergie moyenne du faisceau d'ions. Ces informations permettent d'accéder au courant ionique total, à l'énergie des ions et aux rendements détaillés du propulseur.

VI - 2.2.1. Rendements détaillés en fonction de la densité d'énergie

La **Figure 108** montre les différents rendements détaillés du propulseur (η_m le rendement massique, η_e le rendement énergétique et η_D le rendement de divergence) en fonction du rapport débit-puissance Q_m/P . Le rendement total η_T croît jusqu'à $Q_m/P = 2 \mu\text{g/J}$, est constant entre 2 et 3 $\mu\text{g/J}$ à environ 9 % et décroît ensuite au-delà. On retrouve donc la tendance observée avec la mesure directe de poussée (**Figure 107**, à droite). Le rendement énergétique η_e augmente entre 1 et 3 $\mu\text{g/J}$ puis reste constant aux alentours de 25 % au-delà. À l'inverse, le rendement massique η_m est constant (autour de 60 %) entre 1 et 3 $\mu\text{g/J}$ puis commence ensuite à décroître pour atteindre une valeur proche de 40 % à $Q_m/P \sim 6 \mu\text{g/J}$. Finalement, le rendement de divergence η_D est quasiment constant (autour de 80 %) sur toute

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

la gamme. Cela signifie que la puissance et le débit n'ont pas d'influence sur la distribution angulaire du courant d'ions dans le jet de plasma.

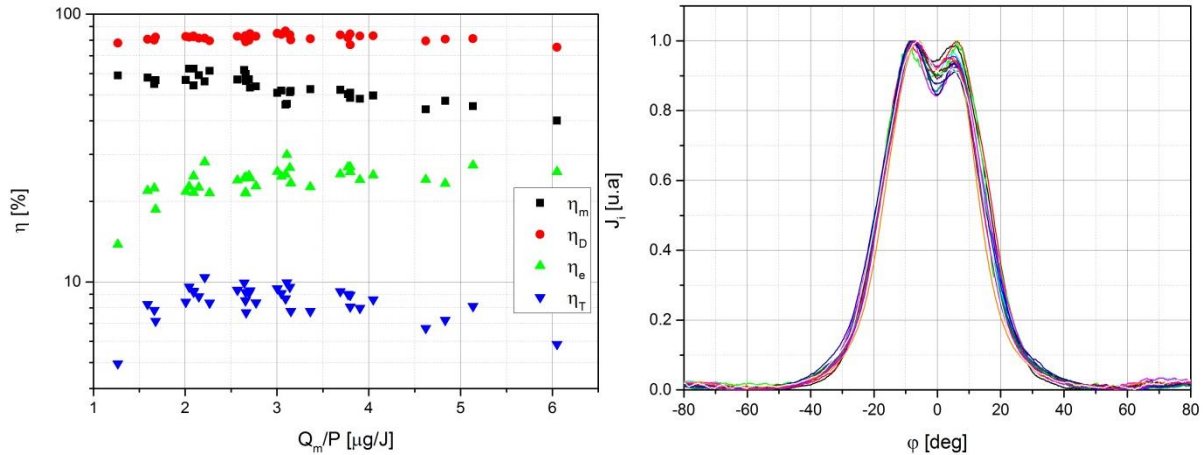


Figure 108. A gauche, rendements détaillés (η_m, η_e, η_D) rendement total η_T en fonction du rapport débit-puissance obtenu à l'aide de mesures par sonde de Faraday. A droite, superposition de 16 profils angulaires (normalisés) obtenus avec la même configuration géométrique du propulseur mais pour des conditions opératoires différentes.

La partie droite de la **Figure 108** représente les profils angulaires de densité de courant normalisée pour 16 acquisitions distinctes avec des débits et des puissances différents. On peut remarquer que l'aspect général, et en particulier la largeur du profil, est quasiment identique pour toutes les conditions opératoires testées ($0,06 \text{ mg/s} < Q_m < 0,15 \text{ mg/s}$; $20 \text{ W} < P < 50 \text{ W}$).

Les variations des rendements détaillés mettent en avant des phénomènes physiques dans la source plasma. Les hauts Q_m/P correspondent à une faible densité énergétique (le champ électrique réduit E/N est faible). La température électronique dans ce régime est plutôt faible et l'ionisation est moins efficace ce qui conduit à un rendement massique plus faible. À l'inverse, pour les fortes densités énergétiques (faibles Q_m/P) la température électronique est plus élevée ce qui conduit à une meilleure ionisation du gaz qui pourrait expliquer le comportement du rendement massique η_m . Cependant, les pertes d'électrons aux parois augmentent avec la température et, comme le propulseur est flottant électriquement, cela conduit à augmenter également les pertes d'ions aux parois ce qui réduit le rendement énergétique. À haute température électronique la création d'ions multiples chargés joue également un rôle de perte énergétique en volume.

Il est à noter que le rendement total du propulseur ECR est ici globalement limité par son rendement énergétique (le plus bas). Dans un propulseur quasi neutre, la puissance qui ne participe pas à la poussée part principalement dans l'ionisation du gaz et dans les pertes de plasma sur les parois de la source (cylindre et backplate). En réalité, les pertes de plasma aux parois dépendent de la température électronique et du confinement magnétique. En effet, une température électronique élevée conduit à un rayon de Larmor r_L élevé et donc à un moins bon confinement. Le modèle analytique du fonctionnement du propulseur Hélicon développé par T.Lafleur [17] prédit une amélioration significative des performances en augmentant l'intensité du champ magnétique. C'est d'ailleurs une

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

voie d'exploration possible en vue d'améliorer les performances du propulseur ECR. Cependant, augmenter l'intensité du champ magnétique nécessite d'augmenter la fréquence de l'onde incidente pour que la zone de résonance soit toujours située dans la source plasma.

VI - 2.2.2. Influence de la polarisation du collecteur et potentiel de la grille

Lors de l'utilisation de la sonde de Faraday pour mesurer la densité de courant ionique, la tension (négative) appliquée au collecteur de la sonde doit être ajustée pour que la sonde fonctionne dans la région de saturation ionique (**Figure 44**).

Si la tension est trop élevée, il peut arriver que des micro-décharges apparaissent entre la grille et le collecteur de la sonde et viennent perturber les mesures. En revanche, si la tension appliquée au collecteur est trop basse, les électrons présents dans le faisceau de plasma ne sont pas tous repoussés, ce qui réduit le courant ionique mesuré. Pour choisir une tension appropriée, on effectue un balayage en tension du collecteur de la sonde lorsque cette dernière est plongée dans le plasma.

En pratique, un phénomène intéressant a été remarqué pour le cas du propulseur ECR : la zone de saturation ionique n'est pas atteinte pour la même tension du collecteur à tous les angles. En effet, on observe sur la **Figure 109** que le profil effectué à $V_c = -100$ V est identique aux profils obtenus à $V_c = -300$ V pour des angles supérieurs à $\pm 15^\circ$ alors que, dans la zone centrale, on observe des « trous » de courant symétriques à $\sim \pm 6^\circ$ pour $V_c = -100$ V qui ne sont pas présents pour $V_c = -300$ V.

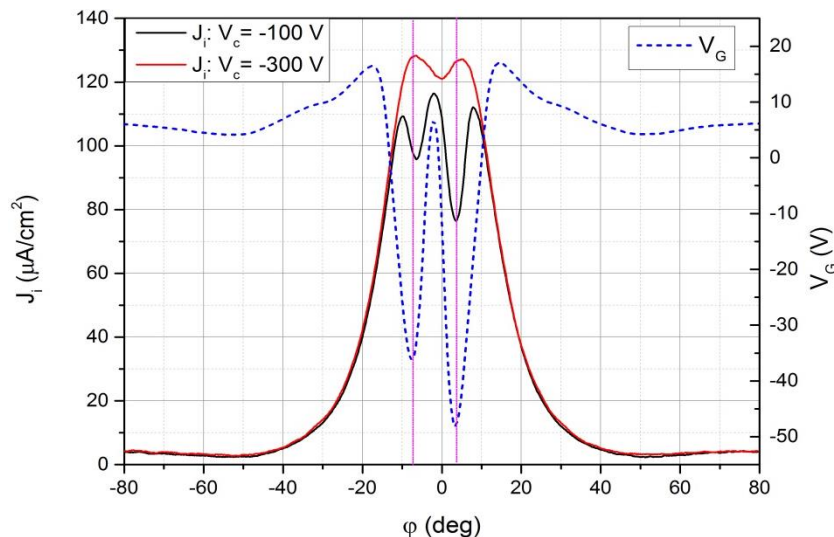


Figure 109. Profils angulaires de densité de courant ionique pour deux tensions du collecteur de la sonde de Faraday : -100 V (en noir) et -300 V (en rouge) et profil angulaire du potentiel flottant de la grille (en bleu pointillés) pris à $V_c = -300$ V

En parallèle, on peut observer que le potentiel flottant de la grille est légèrement positif pour des angles supérieurs à $\pm 10^\circ$, et que deux pics négatifs (de plusieurs dizaines de volts) apparaissent aux

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

angles exacts où sont situées les trous de courant observés à $V_c = -100$ V. A noter que, le profil angulaire du potentiel flottant de la grille V_G ne dépend pas de la tension V_c du collecteur.

Ce phénomène pourrait être lié à la présence d'un faisceau annulaire d'électrons à haute énergie dont une partie significative des électrons le constituant ont une énergie supérieur à 100 eV (mais inférieure à 300 eV). Ce faisceau d'électrons pourrait provenir de la géométrie coaxiale de la source. En effet, le champ électrique étant a priori radial, il est plus intense au centre, à proximité du conducteur interne, qu'en périphérie. Ceci pourrait expliquer pourquoi ce faisceau d'électrons est détecté au voisinage de l'axe du propulseur c'est-à-dire entre 5 et 10 degrés.

On note finalement qu'à $V_c = -300$ V, on observe des pics de courant ionique dans la même zone que le faisceau d'électrons (entre 5 et 10 degrés). Cela est en accord avec le fait que la zone d'origine du faisceau d'électrons est une zone de forte ionisation. A noter que lorsque le potentiel V_c du collecteur dépasse les -300 V (pour -400 V par exemple) le profil angulaire reste identique.

VI - 2.2.3. Profils angulaires et variation de la longueur du bras de la sonde

On s'intéresse maintenant aux trajectoires suivies par les particules du plasma et au détachement des lignes de champ magnétique. En effet, étant donné que les lignes de champ magnétique divergent de plus en plus en aval du propulseur, on peut s'attendre à un éclatement du faisceau de plasma caractérisé par un élargissement du profil angulaire de courant. Cet élargissement doit théoriquement s'arrêter après le détachement du plasma des lignes de champ : les électrons et les ions suivent alors des trajectoires rectilignes.

Il est possible de vérifier ce phénomène en effectuant des balayages angulaires avec la sonde de Faraday à différentes distances D_F du propulseur. La distance D_F est de 26,5 cm pour la grande majorité des résultats présentés dans ce manuscrit. Une campagne d'essais a cependant été menée avec une distance D_F de 58 cm. Dans ce cas, les dimensions du caisson ont réduit le balayage de la sonde à l'intervalle -40° à $+40^\circ$. La **Figure 110** présente les lignes de champ du propulseur ECR PM-V1 en aval de la source plasma. Des repères visuels sont placés aux deux distances sonde-propulseur testées. La ligne verte la plus courte est placée pour $D_F = 26,5$ cm approximativement à $\varphi = 6^\circ$ ce qui correspond à la position du faisceau d'électron. La ligne verte la plus longue suit la ligne de champ correspondante qui arrive approximativement à $\varphi = 8^\circ$. La ligne violette la plus courte fait un angle $\varphi = 20^\circ$ avec l'axe et la ligne violette la plus longue suit la ligne de champ correspondante et fait un angle d'environ $\varphi = 30^\circ$ avec l'axe.

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

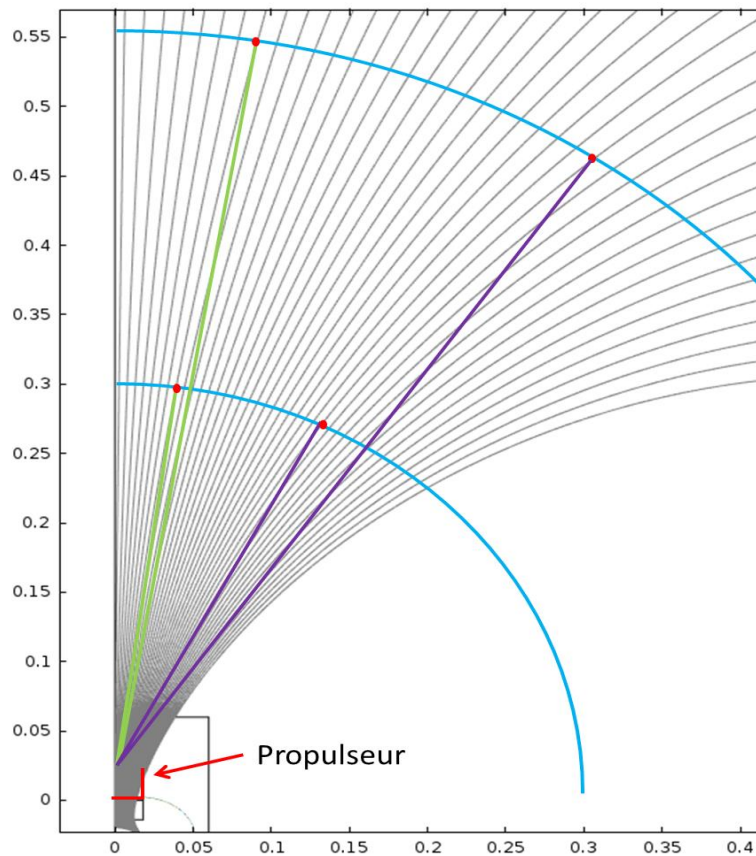


Figure 110. Divergence des lignes de champ magnétique du propulseur PM-V1. Les cercles bleus sont des repères mis aux deux distances D_F . Les lignes vertes et violettes sont des repères qui permettent de comparer visuellement la différence d'angle φ aux deux distances D_F et qui suivent chacune une seule ligne de champ magnétique.

Pour savoir si le plasma suit toujours les lignes de champ entre 26,5 et 58 cm il est possible :

- Soit de s'intéresser à la largeur du profil angulaire de la densité de courant ionique.
- Soit de regarder la position angulaire de ce qui semble être un faisceau d'électrons énergétiques en utilisant le potentiel flottant de la grille. A partir de la position angulaire du faisceau d'électrons (environ 5.5°) observée à $D_F = 26,5$ cm, on peut déterminer, en suivant la ligne de champ correspondante sur la **Figure 110** jusqu'à atteindre la distance $D_F = 58$ cm, l'angle théorique du faisceau d'électrons à cette distance si le détachement n'est pas observé (7.5°).

Les résultats de ces deux balayages angulaires normalisés sont présentés à la **Figure 111**.

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

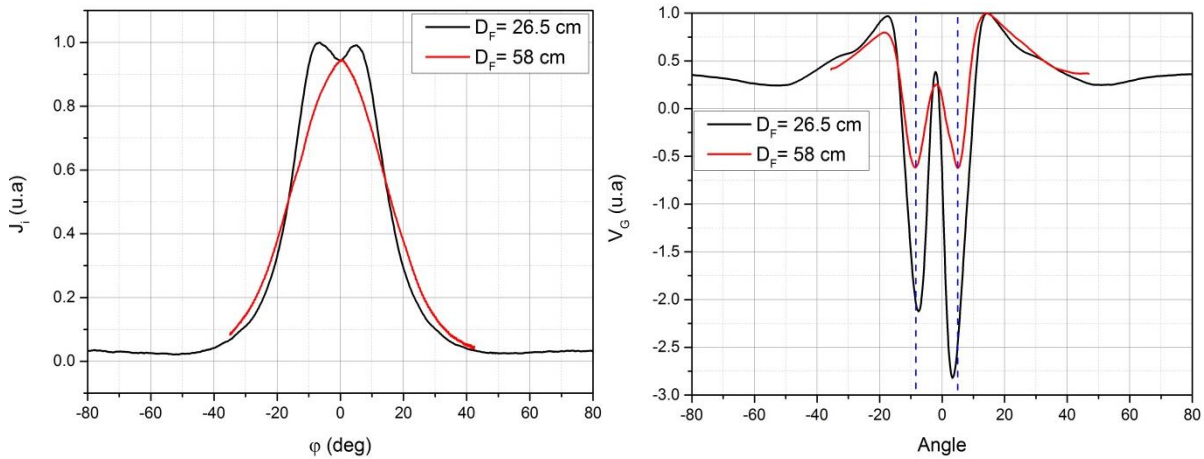


Figure 111. Profil angulaire de densité de courant (à gauche) et du potentiel de la grille (à droite) pour deux distances D_F de sonde : 26,5 et 58 cm.

Les profils angulaires de densité de courant ionique pour les deux distances ont été normalisés afin de comparer leurs largeurs. À la distance $D_F = 58$ cm le profil angulaire de densité de courant semble plus étroit au centre et plus large sur le côté que le profil à 26,5 cm. Le phénomène d'échange de charge n'est pas suffisant pour expliquer les différences observées : comme on l'a vu dans le chapitre III, la densité de gaz neutre (supposée identique à la densité ambiante du caisson à cette distance), est trop faible pour produire suffisamment de collisions dans le jet de plasma entre 26,5 et 58 cm. On peut cependant observer que le profil ne s'est pas autant élargi que si les ions avaient totalement suivi les lignes de champ magnétique. Par exemple, un point du profil à 20° pour $D_F = 26,5$ cm se retrouverait à $\sim 30^\circ$ pour $D_F = 58$ cm.

Cette observation est, cependant, à nuancer par la position des pics de tension négative sur le profil angulaire du potentiel de la grille (partie droite de la **Figure 111**). Ces pics représentant le faisceau d'électrons énergétiques sont placés approximativement aux mêmes angles pour les deux distances sonde-propulseur. Cependant, par une observation attentive de la figure, les deux pics sont légèrement plus resserrés (environ 2°) à $D_F = 26,5$ cm qu'à $D_F = 58$ cm ce qui laisse suggérer une légère divergence. Cela correspond à peu près à ce qu'il serait obtenu si les électrons suivaient les lignes de champ magnétique à ces angles. Il est donc possible, dans ce cas que les électrons de ce faisceau ne soient pas détachés des lignes de champ. Cela laisse sous-entendre la possible existence d'une violation locale de l'ambipolarité dans le jet de plasma.

VI - 2.3. Variation de la position de la zone ECR

Lors de la caractérisation des performances du propulseur ECR à solénoïde (présenté au **Chapitre IV**), il avait été remarqué que le propulseur était plus efficace lorsque le courant I_{coil} parcourant le solénoïde était de 130 A plutôt que de 160 A. Comme le seul changement entre les deux cas est l'intensité du champ magnétique dans le propulseur, on en avait déduit que le propulseur était plus efficace lorsque la zone ECR était proche de la backplate. En effet, la diminution de l'intensité du champ magnétique a deux conséquences :

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

- La réduction du confinement, qui est a priori néfaste pour les performances du propulseur ;
- Le déplacement de la zone ECR vers les zones amont.

Il est possible d'expliquer l'amélioration des performances, et en particulier l'augmentation du courant total d'ions, lorsque la zone ECR se rapproche de la backplate par le fait qu'elle se rapproche également de la zone d'injection du gaz. En effet, dans cette zone proche de la backplate, le gaz injecté passe d'un canal de diamètre 1 mm et donc de densité beaucoup plus élevée que dans la source plasma d'un diamètre de 27,5 mm.

La transition entre ces deux zones de densités différentes ne se fait pas instantanément au changement de diamètre. La détente du gaz engendre un gradient de densité dans la zone proche de la backplate. En modifiant la position de la zone ECR on modifie donc la valeur du champ électrique réduit E_{em}/n_g et donc la température électronique.

Dans cette sous-partie, on se propose de faire varier la position de la zone de résonance en utilisant le propulseur à aimants permanents PM-V1 sans faire varier l'intensité du champ magnétique. Cela permet donc, au moins en partie, d'isoler l'effet de la position de la zone ECR des effets du confinement magnétique. Dans un premier temps, on fera varier la fréquence micro-ondes de l'onde incidente de manière à changer le champ magnétique B_{ECR} pour laquelle la résonance a lieu. Dans un second temps, la position relative de la source plasma du propulseur et de l'aimant sera modifiée mécaniquement.

VI - 2.3.1. Variation de la fréquence de l'onde incidente

Comme il a été présenté dans le chapitre deux, la résonance ECR a lieu dans les zones où le champ magnétique est solution de l'équation (68). Parallèlement, le profil du champ magnétique dans la source plasma est purement décroissant et, comme le montre la **Figure 65**, peut-être considéré linéairement décroissant avec un coefficient directeur d'environ 23,4 G/mm.

Dans cette campagne d'essais, le générateur micro-onde utilisé est variable en fréquence entre 2,3 et 2,6 GHz. Le **Tableau 11** résume les valeurs de champ magnétique et la position des zones ECR (en prenant comme référence $z = 0 \text{ mm}$ au fond de la source plasma) pour les cinq fréquences utilisées dans cette expérience. On note que pour $f = 2,55 \text{ GHz}$ et $f = 2,6 \text{ GHz}$ la position de la zone ECR z_{ECR} est légèrement négative. Cela signifie que cette dernière est située légèrement en amont de la source plasma. Dans ce cas, la résonance a probablement lieu au niveau des trous d'injection de gaz et, si la zone n'est pas située trop loin en amont, le fonctionnement du propulseur n'est pas altéré.

Tableau 11. Champ magnétique à la résonance et position de la zone de résonance en fonction des fréquences micro-onde utilisée dans la campagne d'essais.

Fréquence (GHz)	B_{ECR} (G)	z_{ECR} (mm)
2,30	822	2,80
2,45	875	1,01
2,50	893	0,42
2,55	911	-0,17
2,60	929	-0,77

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

Il est à noter que le couplage du coupleur, la calibration des détecteurs et l'atténuation post-coupleur a été mesurée précisément pour chaque fréquence afin d'avoir la meilleure précision possible sur la mesure de la puissance déposée dans le plasma.

Les résultats de cette campagne sont présentés sur la **Figure 112**. La poussée calculée à partir des mesures de courants et d'énergie obtenues à l'aide de la sonde Faraday est représentée en fonction de la puissance P . Le débit massique de xénon utilisé dans cette expérience est de 0,1 mg/s.

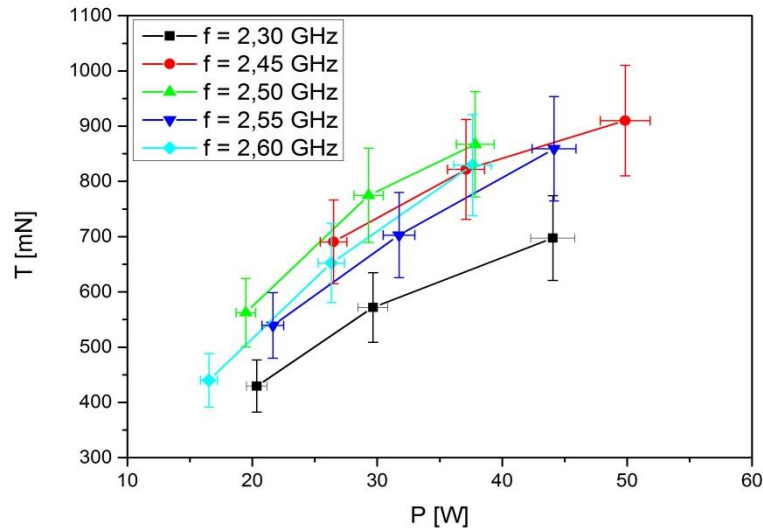


Figure 112. Poussée déduite des mesures sonde de courant et d'énergie des ions pour différentes fréquences micro-ondes. $Q_m = 0,1$ mg/s de xénon.

Les résultats montrent que la poussée et donc les performances sont peu sensibles la variation de la fréquence de l'onde incidente entre 2.45 et 2.6 GHz. A part pour le cas $f = 2,3$ GHz, la poussée mesurée par la sonde est située entre 400 μ N à ~ 20 W et 900 μ N à ~ 50 W. On note que pour $f = 2,3$ GHz, la poussée mesurée est légèrement inférieure aux autres fréquences. Deux explications sont possibles :

- Une plus grande incertitude sur l'atténuation post-coupleur à cette fréquence. En effet, pour $\delta_{TGC} \sim 1$ mm le $|s_{12}^{dB}|$ varie fortement dans la zone autour de 2,3 GHz.
- La modification du couplage onde-plasma. En effet, à 2,3 GHz la résonance à lieu dans une zone pour laquelle la densité de gaz neutre pourrait être significativement moins élevée augmentant ainsi l'énergie moyenne des électrons du plasma.

A noter que, en prenant en compte l'effet Doppler (équations (69) et (70)), il est possible d'estimer l'épaisseur de la zone ECR. Pour cela, il faut connaître la vitesse parallèle des électrons dans la zone ECR qui n'a pas été mesurée jusqu'à présent. En revanche, les travaux menés dans la thèse de S. Correyero ont permis d'estimer la température électronique perpendiculaire à quelques dizaines d'eV [168]. Or, le chauffage ECR n'accélère les électrons que perpendiculairement aux lignes de champ magnétique et les collisions permettent aux électrons d'obtenir une vitesse parallèle conséquente. Si, pour simplifier, on considère que la température électronique perpendiculaire est de 10 eV et que les

VI - 2 : Optimisation des conditions opératoires

collisions homogénéisent l'énergie pour avoir un rapport $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ située entre 1 et 10 alors, en prenant un gradient de champ magnétique de 24,3 G/mm, l'épaisseur e_{ECR} de la zone ECR est :

$$150 \mu\text{m} < e_{ECR} < 500 \mu\text{m}$$

Donc le déplacement de la zone ECR en faisant varier la fréquence (d'amplitude $\sim 3,6$ mm) est significatif devant l'épaisseur de la zone ECR.

VI - 2.3.2. Variation de la position de la source plasma par rapport à l'aimant

La deuxième façon de faire varier la position de la zone ECR est de déplacer la source plasma par rapport à l'aimant. Pour ce faire, il est possible d'ajouter ou d'enlever des entretoises reliant la source plasma et l'aimant du prototype PM-V1. Cette méthode nécessite systématiquement la remise à l'air et le démontage du prototype pour chaque variation de ce paramètre. Le fait de déplacer la source plasma dans le champ magnétique déplace la zone ECR mais change aussi légèrement la courbure des lignes de champ magnétique dans la source. Comme la divergence des lignes de champ magnétique augmente avec la distance de l'aimant, le déplacement de la source plasma dans le champ magnétique fait également varier le nombre de lignes de champ interceptant les parois. Cependant, on considérera négligeable cet effet car le déplacement absolu de la source n'a pas dépasser de 4,5 mm pour cette campagne d'essais, ce qui est relativement faible au vu de la courbure des lignes de champ dans cette zone (**Figure 110**).

Une campagne expérimentale a été menée pour quatre distances entre la source plasma éléments du prototype PM-V1. Les résultats sont présentés sous la forme $I_{SP} = f(Q_m/P)$ à la **Figure 113**. Ces quatre jeux de données ont été obtenus à quelques jours d'intervalle et avec la configuration géométrique suivante : longueur du conducteur externe $L = 20$ mm, longueur du conducteur interne $l = 20$ mm, diamètre du conducteur interne $D = 2,3$ mm.

Aucune tendance claire ne se dégage des résultats de cette campagne d'essais. Pour les quatre cas et, bien que la dispersion des résultats semble élevée dans certains cas (notamment pour $Q_m/P \sim 2,5 \mu\text{g/J}$), l'impulsion spécifique décroît presque linéairement entre ~ 1100 s à $1 \mu\text{g/J}$ et ~ 500 s à $5 \mu\text{g/J}$. Ces résultats montrent que la position de la zone ECR ne semble pas avoir, dans cette gamme, d'influence significative sur les performances du propulseur.

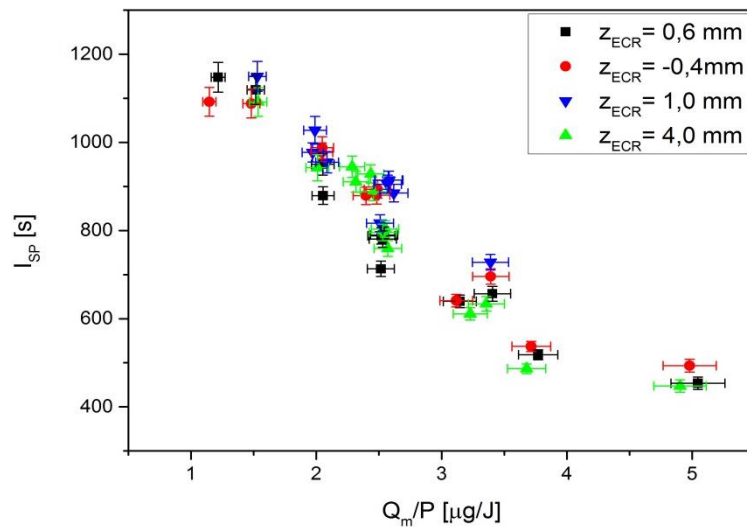


Figure 113. Impulsion spécifique en fonction du rapport débit-puissance pour différentes positions de source plasma par rapport à l'aimant.

VI - 3. Optimisation géométrique du propulseur

Dans cette section, on se propose d'étudier l'influence de la géométrie de la source plasma sur les performances du propulseur ECR. Différentes configurations de source ont été testées :

- Trois longueurs l du conducteur interne : 15, 20 et 25 mm,
- Cinq diamètres D du conducteur interne : 1,2 ; 1,7 ; 2,3 ; 3,0 et 4,0 mm,
- Cinq longueurs L du conducteur externe : 10,15, 20, 25 et 30 mm.

La configuration initiale du propulseur est : $l = 20 \text{ mm}$; $D = 1,7 \text{ mm}$ et $L = 15 \text{ mm}$. On rappelle que le diamètre du conducteur externe est constant pour toutes les expériences (27,5 mm). Dans la suite, on teste différentes géométries et, à l'exception d'un cas qui sera précisé, les paramètres sont changés indépendamment autour de la configuration initiale. Par exemple, lorsque le conducteur interne testé est de longueur 15 mm, son diamètre est de 1,7 mm et la longueur de la source plasma (du conducteur externe) est de 15 mm de long.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans un article de conférence présentée à l'« International Electric Propulsion Conference » (IEPC) à Atlanta (USA) en octobre 2017 [169].

VI - 3.1. Variation de la longueur l du conducteur interne

On s'intéresse tout d'abord à l'effet de la variation de la longueur du conducteur interne sur les performances. La partie gauche de la **Figure 114** montre les différentes longueurs de conducteurs internes utilisés pour cette campagne d'expériences. Les conducteurs internes sont en acier amagnétique et ne sont jamais plus courts que la longueur du conducteur externe (15 mm). La partie

VI - 3 : Optimisation géométrique du propulseur

droite de la **Figure 114** présente, quant à elle, l'impulsion spécifique I_{SP} en fonction du rapport débit-puissance (Q_m/P) pour les trois longueurs du conducteur interne. Dans les trois cas, I_{SP} part d'environ 1000 s à $Q_m/P \sim 1,2 \mu\text{g/J}$ et arrive environ 500 s pour $Q_m/P \sim 5 \mu\text{g/J}$. Le meilleur rendement total obtenu est $\eta_T \approx 9 \%$ pour $Q_m/P \sim 2,8 \mu\text{g/J}$. Dans cette gamme de conditions opératoires, le conducteur interne le plus court ($l = 15 \text{ mm}$) semble produire des résultats légèrement meilleurs que les conducteurs internes plus longs. Cependant, le gain en performances obtenu avec ce conducteur interne est de l'ordre de l'incertitude de mesure. Dans cette gamme de conditions opératoires, l'effet de la longueur du conducteur interne n'est donc pas significatif.

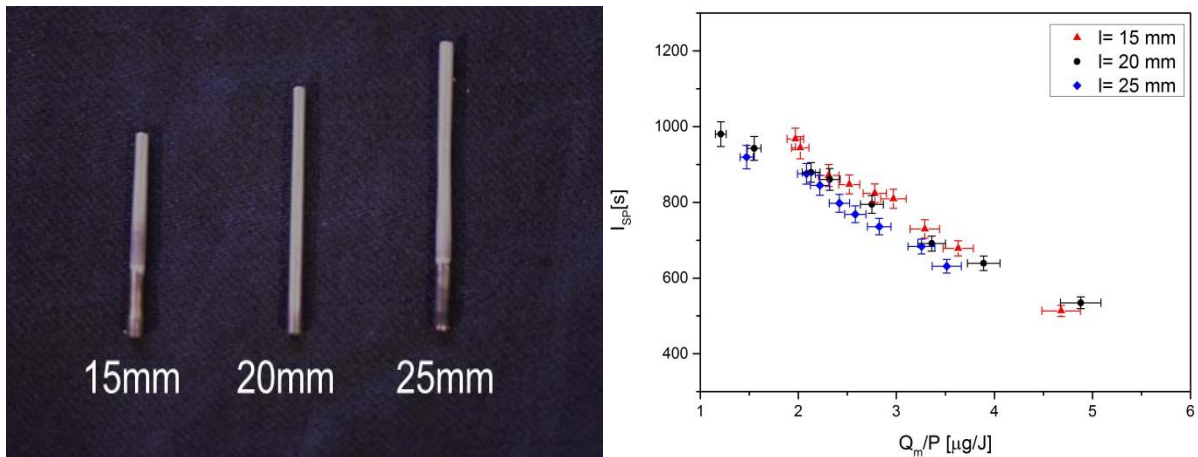


Figure 114. À droite, photographie des différents conducteurs internes utilisés pour étudier l'influence de leur longueur sur les performances du propulseur. À gauche, impulsion spécifique en fonction du rapport débit puissance pour les trois longueurs de conducteur interne.

On note par ailleurs que le conducteur interne peut subir un flux thermique intense pendant le fonctionnement et être en état d'incandescence ($T > 500^\circ\text{C}$). Un conducteur interne de longueur plus courte ($l = 10 \text{ mm}$) a également été testé. Cependant, dans cette expérience le conducteur interne a fondu sous l'effet de la chaleur engendré principalement par le bombardement des espèces chargées. Le refroidissement du matériau étant en majorité opérée par rayonnement, la surface est donc un facteur important à prendre en compte. En effet, si on suppose que la zone de bombardement principale est de longueur limitée, un conducteur interne court possède une surface de refroidissement plus faible et peut donc monter plus facilement en température qu'un conducteur interne plus long.

VI - 3.2. Variation du diamètre D du conducteur interne

On s'intéresse maintenant à l'effet du diamètre du conducteur interne sur les performances du propulseur. La **Figure 115** présente les cinq conducteurs internes utilisés dans cette campagne d'expériences.

VI - 3 : Optimisation géométrique du propulseur

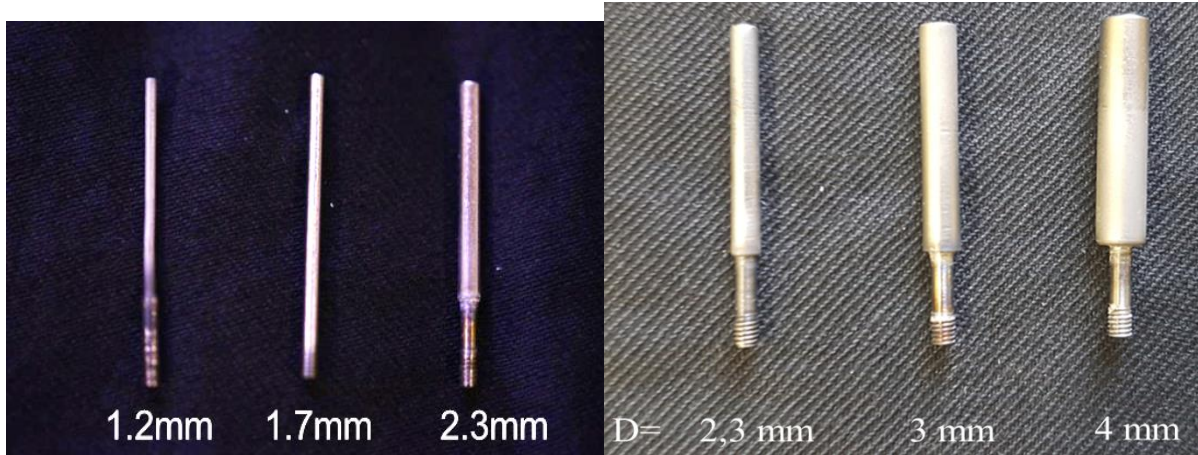


Figure 115. Photographie des différents conducteurs internes utilisés pour étudier l'influence de leur diamètre sur les performances du propulseur.

La **Figure 116** présente les résultats obtenus en faisant varier le diamètre du conducteur interne. Pour des raisons de clarté dans la représentation des résultats, on a séparé les trois plus petits diamètres ($D = 1,2 ; 1,7 ; 2,3$ mm à gauche de la **Figure 116**) et les trois plus gros diamètres ($D = 2,3 ; 3,0 ; 4,0$ mm à droite de la **Figure 116**). En dessous d'un certain seuil, situé ici pour $D = 2,3$ mm, la variation du diamètre du conducteur interne un effet significatif sur l'impulsion spécifique et donc sur les performances du propulseur. Le cas initial étant $D = 1,7$ mm, l'augmentation du diamètre semble avoir un effet positif car à $D = 2,3$ mm, l' I_{SP} va de ~ 500 s à ~ 1100 s entre 1 et 5 $\mu\text{g}/\text{J}$ (contre un maximum de $I_{SP} \sim 1000$ s pour $D = 1,7$ mm). Et l'impulsion spécifique mesurée pour un diamètre $D = 1,2$ mm ne dépasse pas 800 s dans la même gamme de Q_m/P . Dans le cas $D = 2,3$ mm le rendement total maximum du propulseur est proche des 10 % alors que pour $D = 1,2$ mm le rendement maximale mesuré est $\eta_T \sim 5,5$ %. Il semble donc à première vue que plus le conducteur interne a un diamètre élevé et plus le propulseur est efficace.

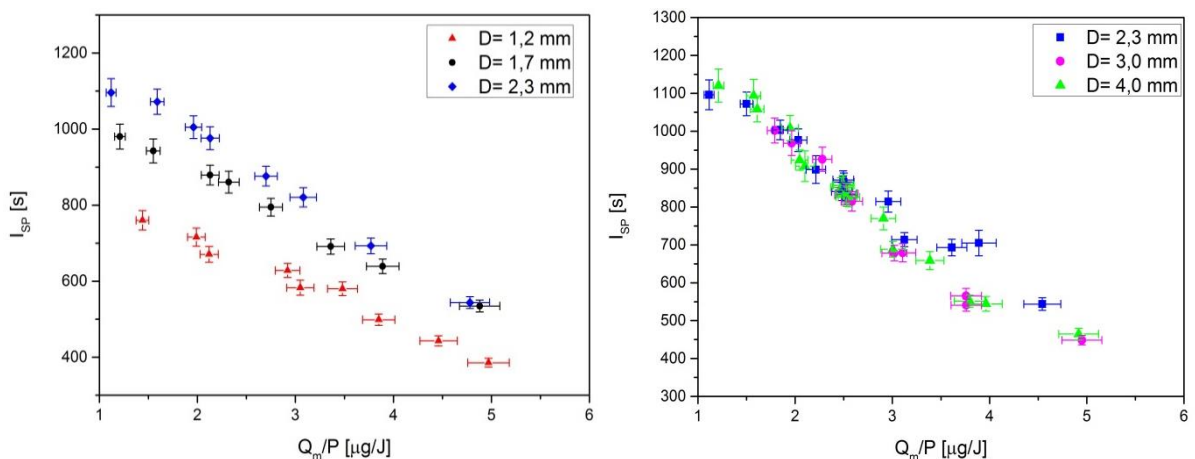


Figure 116. Impulsion spécifique en fonction du rapport débit puissance pour différents diamètres de conducteur interne. À gauche, les diamètres 1,2 ; 1,7 et 2,3 mm et à droite, les diamètres 2,3 ; 3,0 et 4,0 mm.

VI - 3 : Optimisation géométrique du propulseur

On note que, pour le diamètre plus faible (1,2 mm), le propulseur présentait un comportement instable et les résultats étaient difficilement reproductibles. De plus, on remarque que des diamètres de conducteur interne plus élevés ($D = 3,0$ et $4,0$ mm) n'augmentent pas les performances.

Cela pourrait vouloir indiquer que le diamètre du conducteur interne n'est pas un paramètre critique sur le rendement du propulseur mais que, pour les diamètres inférieurs à ~ 2 mm des effets secondaires peuvent apparaître. Ces effets peuvent par exemple être de nature thermique. En effet, un conducteur interne de faible diamètre possède une plus faible surface de conduction du flux thermique, et la température est moins uniforme sur la longueur. Il a, en effet, été constaté expérimentalement (par la couleur d'incandescence) que les conducteurs internes de 1,2 et 1,7 mm étaient portés à des températures plus élevées que ceux de diamètre plus élevé.

Le diamètre du conducteur interne peut également influencer le couplage de l'onde micro-onde au plasma. En effet dans un conducteur coaxial, les propriétés de propagation et en particulier l'impédance sont notamment fonctions du rapport entre le diamètre du conducteur externe le diamètre du conducteur interne. Cependant, il n'a jamais été observé que la puissance réfléchi variait significativement pour les différentes géométries. Donc l'impédance du plasma semble s'adapter à la ligne de transmission. On rappelle également que le champ électrique présent dans la source plasma est, a priori, radial et que donc son intensité au voisinage du conducteur central est inversement proportionnelle au rayon. Un diamètre plus faible pourrait donc permettre d'accéder localement un champ électrique plus intense. Finalement, plus le diamètre du conducteur interne est élevé et plus la surface du plasma en contact avec ce dernier est élevée, ce qui peut influencer le comportement du plasma.

VI - 3.3. Variation de la longueur L de la source plasma

La troisième étude géométrique est l'étude sur la longueur du conducteur externe. Cinq longueurs du conducteur externe ont été testées : 10, 15, 20, 25 et 30 mm, qui sont présentées dans la **Figure 117**.

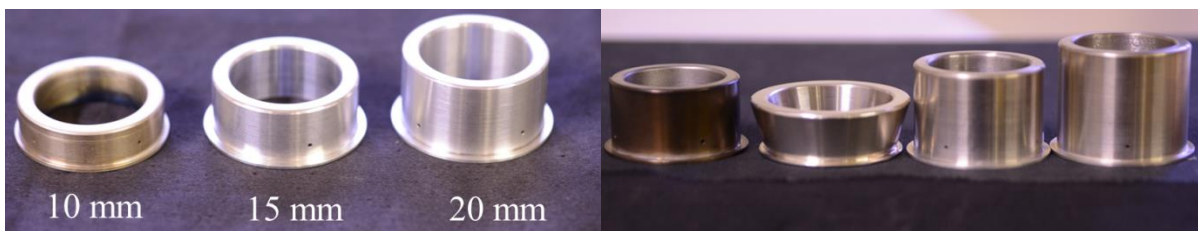


Figure 117. Photographie des différents conducteurs externes utilisés pour étudier l'influence de leur longueur sur les performances du propulseur. Sur la photo de droite en deuxième position est présentée également la source de forme conique (voir **VI - 3.4**).

VI - 3.3.1. Performances comparées

L'impulsion spécifique calculée à partir des mesures directes de poussée est représentée en fonction des conditions opératoires sur la **Figure 118**. On note tout d'abord que la série de données de la partie gauche de la **Figure 118** a été obtenue avec un conducteur interne de diamètre $D = 1,7$ mm alors que la série de données de la partie droite de la figure a été obtenue avec un conducteur interne de diamètre

VI - 3 : Optimisation géométrique du propulseur

$D = 2,3$ mm. Cela explique notamment pourquoi la série $L = 20$ mm donne des résultats légèrement moins élevés dans la partie gauche de la figure que dans la partie droite.

Des différences significatives sont observées dans cette expérience. Tout d'abord, de 10 à 20 mm (à gauche de la **Figure 118**), les performances augmentent significativement avec la longueur du conducteur externe. Dans le cas $L = 20$ mm, l' I_{SP} va de 1200 s à 400 s entre $\sim 1,5$ à $5 \mu\text{g/J}$ et le rendement total maximum est d'environ 11%. En revanche, avec le conducteur externe le plus court, l' I_{SP} est plus située dans la gamme 300 – 600 s avec un rendement total maximum de 3%. De plus, le conducteur externe de longueur intermédiaire ($L = 15$ mm) est également moins performant que le cas $L = 20$ mm (pour $Q_m/P < 4 \mu\text{g/J}$). On note qu'avec le conducteur externe le plus court, tout comme avec le diamètre de conducteur interne le plus faible, le propulseur est instable et les résultats sont peu reproductibles.

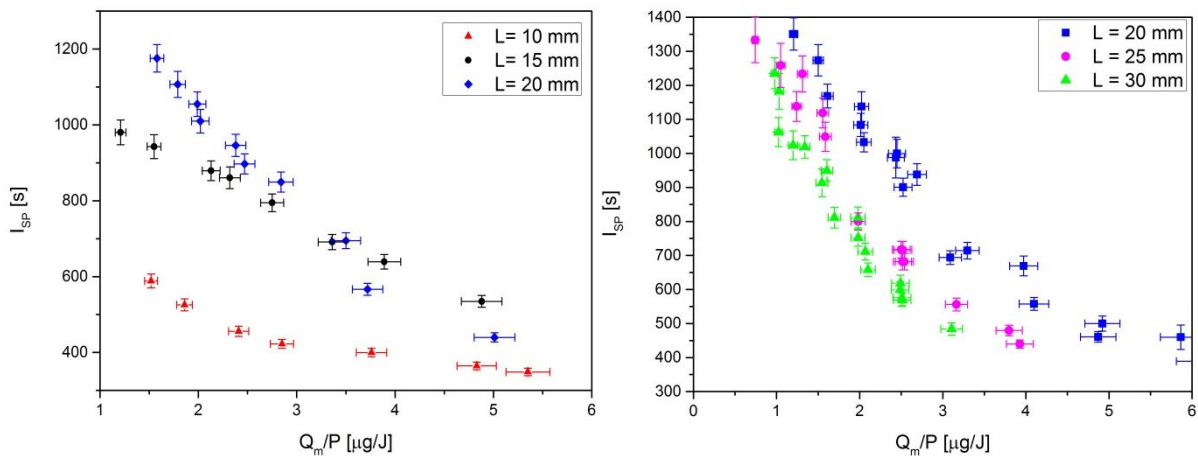


Figure 118. Impulsion spécifique en fonction du rapport débit puissance pour les différentes longueurs de conducteur externe. À gauche, les longueurs 10 ; 15 et 20 mm et à droite, les longueurs 20 ; 25 et 30 mm.

Pour la deuxième série de donnée, pour les longueurs $L = 20, 25$ et 30 mm (à gauche de la **Figure 118**) le comportement inverse se produit : les performances diminuent avec la longueur. En effet, le cas $L = 20$ mm donne les meilleures performances (on rappelle que dans cette série de donnée $D = 2,3$ mm) avec une I_{SP} située entre 1300 s à $1,5 \mu\text{g/J}$ et environ 600 s à $4 \mu\text{g/J}$ et un rendement total maximum de $\eta_T \sim 12,5$ %. Ensuite pour les longueurs de 25 et 30 mm les performances diminuent significativement avec une I_{SP} de, respectivement, 1250 s et 1050 s à $1,5 \mu\text{g/J}$ pour un rendement total maximum de 9,6 % et 6,9 %.

VI - 3.3.2. Courant et énergie des ions

Les résultats obtenus à l'aide de la sonde de Faraday permettent de comprendre un peu mieux les causes de ce comportement particulier. Dans cette sous-section on se propose de présenter des résultats pour un jeu de données obtenu à $0,1$ mg/s de xénon et pour des puissances micro-onde situées entre 25 et 50 W. On s'intéresse dans un premier temps à l'évolution du courant ionique total avec la longueur du conducteur externe. On s'intéresse ensuite à l'évolution de l'énergie moyenne des ions.

VI - 3 : Optimisation géométrique du propulseur

La **Figure 119** présente les variations du courant ionique total en sortie du propulseur en fonction de la puissance micro-onde incidente pour les six configurations géométriques différentes à $0,1\text{mg/s}$. On note tout d'abord que, dans tous les cas, le courant total augmente avec la puissance. Le conducteur le plus court ($L = 10\text{ mm}$) conduit à avoir le courant ionique le plus faible : entre 27 et 32 mA pour des puissances situées entre $\sim 30\text{ W}$ et $\sim 55\text{ W}$. A environ 40 W le courant total dans ce cas est d'environ 30 mA ce qui est plus de 50 % de moins que le meilleur des cas ($L = 20\text{ mm}$) à cette puissance. On observe globalement la même tendance que sur la **Figure 118** : à puissance constante, le courant augmente jusqu'à $L = 20\text{ mm}$ puis ce dernier diminue au-delà avec un maximum de 50 mA obtenu à $\sim 50\text{ W}$ pour $L = 20\text{ mm}$ et obtenu à $\sim 60\text{ W}$ pour $L = 30\text{ mm}$. On note au passage que la sensibilité à la puissance semble être fonction de la longueur du conducteur externe. En effet, pour $L = 10\text{ mm}$ la pente de la courbe est d'environ $250\text{ }\mu\text{A/W}$ alors qu'à $L = 30\text{ mm}$ elle est d'environ $750\text{ }\mu\text{A/W}$. Cette tendance est également observée pour les longueurs intermédiaires. On note que pour les deux séries de donnée à $L = 20\text{ mm}$ le courant est similaire même si le diamètre du conducteur interne est différent.

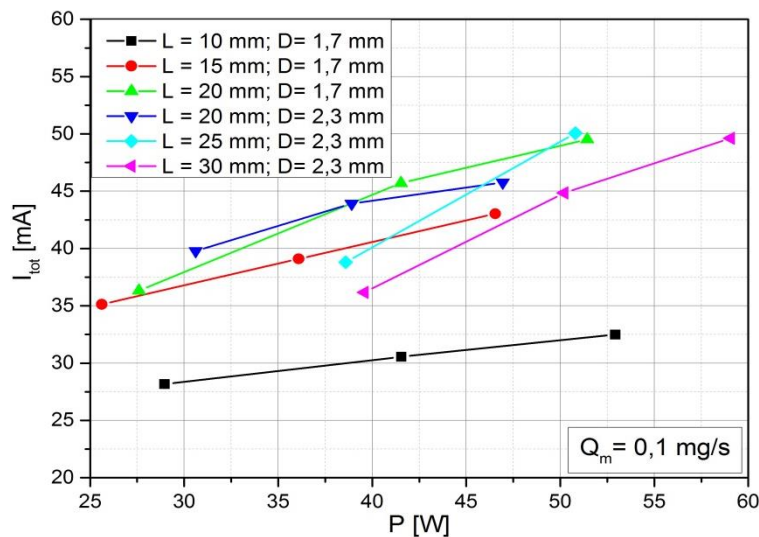


Figure 119. Comparaison des courants totaux à $0,1\text{ mg/s}$ pour les différentes longueurs de conducteurs externes en fonction de la puissance micro-onde.

La **Figure 120** présente les mesures relatives à l'énergie des ions en fonction de la puissance pour les six longueurs de conducteur externe testés et pour $Q_m = 0,1\text{ mg/s}$. L'énergie moyenne du faisceau d'ion E_i est présentée sur la partie gauche de la figure et le potentiel propulseur ϕ_p est présenté sur la partie droite. Il n'a pas été possible de mesurer l'énergie E_i à l'aide de la sonde de Faraday pour $L = 10\text{ mm}$ (car le courant était trop faible et indiscernable du bruit de mesure) alors qu'il est toujours possible de mesurer ϕ_p c'est pourquoi les deux types de mesures sont présentées. De plus, comme il a été montré précédemment (**Figure 105**) le rapport ϕ_p/E_i est quasiment constant dans tous les cas, ce qui permet de dire que les variations de ϕ_p sont du même ordre et vont dans le même sens que les variations de E_i . Il est donc possible de se référer à ϕ_p lorsque la mesure de E_i est indisponible comme c'est le cas ici pour $L = 10\text{ mm}$.

Contrairement au courant total qui présente un maximum pour $L = 20\text{ mm}$, l'énergie E_i (et par conséquent ϕ_p) ne fait que diminuer quand L augmente. En effet, le potentiel propulseur ϕ_p est à $\sim 180\text{ V}$ à environ 40 W et pour $L = 10\text{ mm}$ et cela décroît progressivement avec la longueur du

VI - 3 : Optimisation géométrique du propulseur

conducteur externe jusqu'à ce que $\phi_p \approx 90$ V à 40 W pour $L = 30$ mm. On note que dans ce cas également, les deux jeux de données pour $L = 20$ mm donnent des résultats similaires pour des diamètres de conducteur interne différents. Cela permet de raisonnablement comparer les deux séries de données en elles. Comme, une fois de plus, il a été montré que l'énergie E_i moyenne du faisceau d'ion dépendait directement de la température électronique dans la source plasma, on en déduit que l'énergie décroît avec l'augmentation de la longueur du conducteur externe.

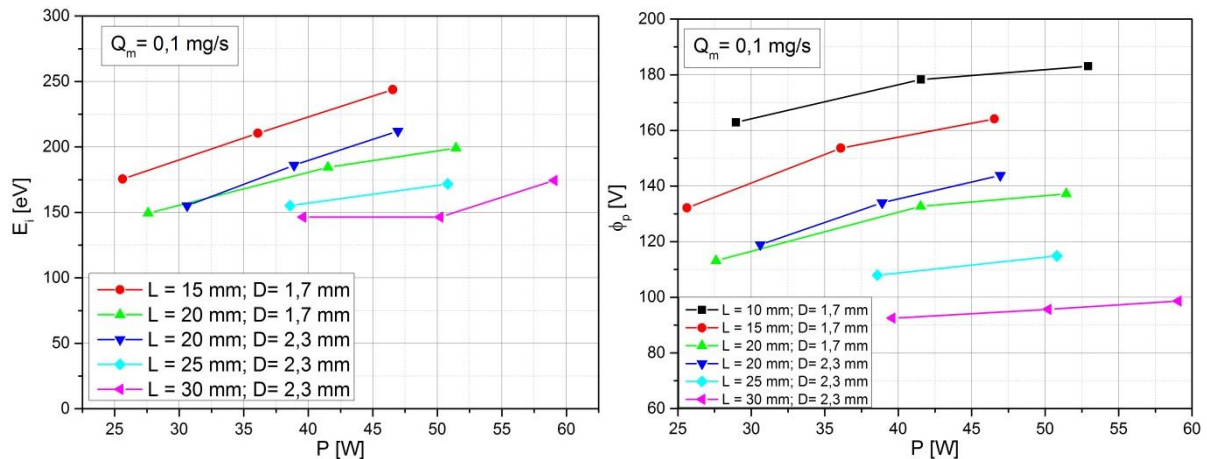


Figure 120. Comparaison de l'énergie moyenne du faisceau d'ion (à gauche) et du potentiel propulseur (à droite) à 0,1 mg/s pour les différentes longueurs de conducteurs externes en fonction de la puissance micro-onde.

Il est possible d'interpréter ces résultats de la manière suivante :

- L'effet principal de l'allongement du conducteur externe est le changement de profil axial de densité de gaz neutre. En effet, plus le conducteur externe est long et plus la zone de densité de gaz neutre élevée est longue.
- Le fait que la densité de gaz neutre soit plus élevée permet aux électrons énergétiques créés dans la zone ECR de produire un nombre de paires électron-ion plus important. Ceci augmente la densité de plasma et donc le courant total. C'est ce qui est observé jusqu'à $L = 20$ mm sur la **Figure 119**.
- Une densité locale plus élevée engendre plus de collisions ionisantes ce qui amène à créer plus d'ions ce qui augmente leur densité. Cependant, comme les électrons font plus de collisions inélastiques, ils ont en moyenne moins d'énergie : la température électronique est donc plus faible. Cela a pour conséquence de réduire l'énergie finale des ions dans le faisceau. En parallèle, le courant ionique du faisceau augmente car ce dernier est proportionnel au produit de la densité et de la vitesse des ions (qui est en racine de l'énergie) et la densité augmente plus fortement que ce que la vitesse diminue.
- Cependant, la diminution de l'énergie des ions ne suffit pas à expliquer pourquoi le rendement diminue avec la longueur du conducteur externe au-dessus de $L = 20$ mm.
- Plus le conducteur externe est long et plus les pertes de plasma sur la paroi sont importantes et, au-dessus de $L = 20$ mm cela se ressent sur les performances et le courant ionique décroît (en particulier pour $L = 30$ mm).

VI - 3 : Optimisation géométrique du propulseur

- En augmentant la longueur du conducteur externe, les pertes de plasma sur les parois augmentent. Le bilan d'énergie suppose qu'avec des pertes de plasma plus importantes à la paroi, la température électronique augmente pour maintenir la décharge. Cependant, les résultats indiquent que la T_e tend à diminuer avec l'augmentation de la longueur du conducteur externe. Donc l'effet de la densité de gaz sur T_e prédomine sur l'effet des surfaces de perte.

En résumé, ces résultats semblent indiquer que c'est le profil de densité dans la source qui contrôle, au moins en partie, les performances. La longueur du conducteur externe impose un profil de densité. Ce profil de densité va imposer le profil de température électronique qui régule la densité et l'énergie des ions en aval du propulseur. Les électrons gagnent leur énergie dans la zone ECR et traversent ensuite tout le volume de la source plasma, ce qui peut expliquer que les ions soient créés dans la source hors de la zone de résonance.

On note par ailleurs que pour une même densité de gaz neutre, une augmentation de la température électronique augmente l'énergie moyenne des électrons. Un électron peut donc soit effectuer un plus grand nombre de collisions ionisantes ce qui permet d'ioniser un plus grand volume de gaz soit produire, par conversion dans la tuyère magnétique, une plus haute vitesse ionique. De ce point de vue, une augmentation de la température électronique pourrait donc conduire à une augmentation des performances. Cependant, les pertes d'électrons augmentent avec la température électronique puisque le rayon de Larmor des électrons augmente. Ceci qui conduit à une réduction du confinement magnétique. Par conséquent, une température élevée implique un taux de perte élevé pouvant conduire à une diminution des performances. Un compromis est donc à trouver pour optimiser les performances du propulseur.

VI - 3.4. Utilisation d'une source conique pour diminuer les pertes

Dans l'idée de réduire au maximum les pertes de plasma aux parois, l'une des possibilités est d'empêcher que des lignes de champ magnétique puissent intercepter la paroi de la source plasma (i.e. le conducteur externe). En effet, le confinement magnétique, qui est perpendiculaire aux lignes de champ, est inopérant dans les zones où ces lignes interceptent les parois. Pour réduire cet effet, il est possible de modifier la topologie du champ magnétique pour rendre les lignes de champ moins divergentes. C'est l'une des principales idées qui a amené à concevoir la PM-V2. Cependant, cette solution complexifie le système et provoque des effets secondaires qui ne sont pas encore compris.

Une autre solution est d'adapter la forme de la paroi à la courbure du champ magnétique de telle sorte à ce qu'elle soit toujours parallèle aux lignes de champ. Un conducteur externe de forme conique a donc été conçu spécifiquement pour cette expérience. Il est visible en deuxième position sur la photographie **Figure 117**. Le contour de la source est représenté sur la simulation du champ magnétique (obtenu avec le logiciel COMSOL) de l'aimant de PM-V1 **Figure 121**. Cette géométrie épouse donc la courbure des lignes de champ magnétique dans cette zone. La longueur axiale de la source est maintenue à 15 mm.

Pour la campagne d'essai menée avec le conducteur externe conique, le conducteur interne est de diamètre $D = 2,3$ mm. Les résultats sont comparés avec la campagne de mesures avec le conducteur cylindrique de $L = 15$ mm et le conducteur interne de diamètre $D = 2,3$ mm sur la **Figure 122**.

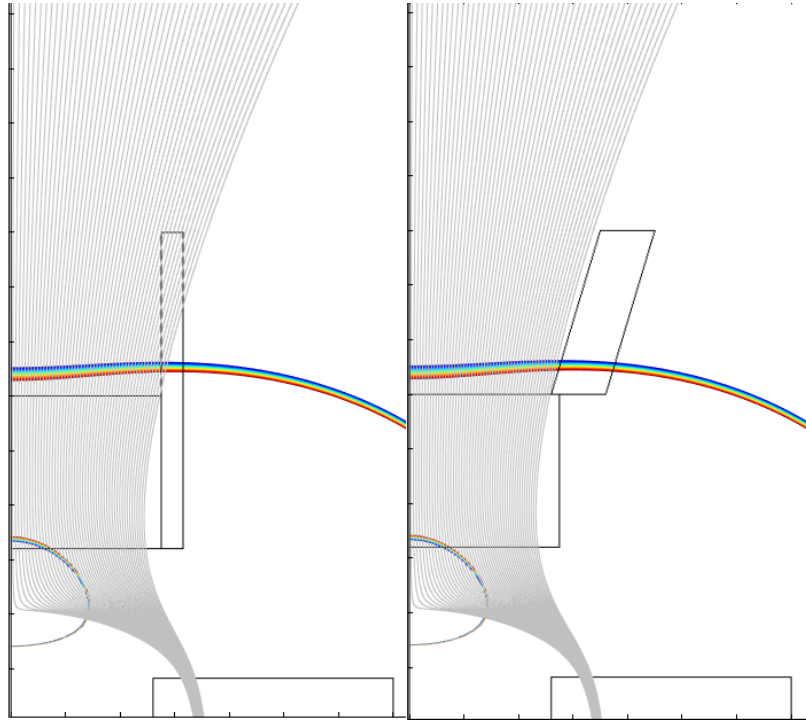


Figure 121. Simulation du champ magnétique (COMSOL) et repère visuel du conducteur externe cylindrique (à gauche) et conique (à droite). Dans le cas du conducteur externe conique, aucune ligne de champ magnétique n’intercepte la paroi.

Globalement, les performances obtenues avec le conducteur externe conique semblent inférieures à celles obtenues avec le conducteur externe cylindrique pour les fortes densités d’énergie (faibles Q_m/P). Par exemple, à $1,75 \mu\text{g}/\text{J}$ $L'I_{SP}$ passe de ~ 1000 s avec le conducteur externe cylindrique à moins de 800 s avec le conducteur conique. On note en revanche que les performances à fort Q_m/P sont similaires entre le conducteur externe cylindrique et conique. Le rendement total maximum obtenu avec le conducteur externe conique est $\sim 7\%$ contre $\sim 9\%$ avec le conducteur cylindrique.

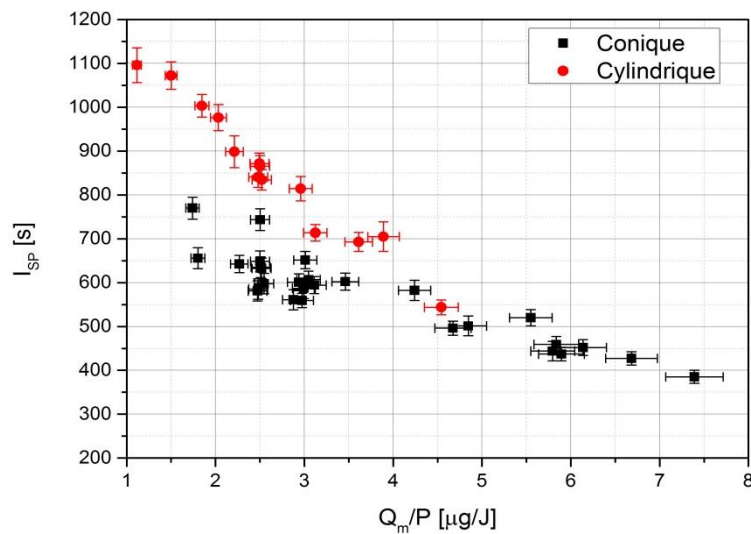


Figure 122. Comparaison de l’impulsion spécifique du propulseur en fonction du rapport débit-

VI - 4 : Effet d'un revêtement diélectrique sur la paroi interne de la source plasma

puissance pour les conducteurs externe cylindrique et conique. Les deux sont de longueur $L = 15$ mm.

La différence de performance est, en réalité principalement due à la divergence plus élevée du faisceau qui fait baisser le rendement de divergence. En effet, on observe sur la **Figure 123** que les autres rendements détaillés (η_m et η_e) sont similaires dans les deux cas. En revanche, avec le conducteur externe conique $\eta_D \sim 70\%$ alors qu'on est à $\eta_D \sim 85\%$ dans le cas du conducteur cylindrique.

Avec le conducteur externe conique, le faisceau de plasma est donc plus divergent. En revanche le rendement massique est quasiment la même dans les deux cas, on peut donc considérer que les pertes dues à l'interception des lignes de champ par la paroi sont, en réalité, peu significatives. Dans le cas du conducteur cylindrique, les lignes de champ les plus excentrées interceptaient la paroi, ce qui empêchait le plasma de diverger trop fortement avant le détachement.

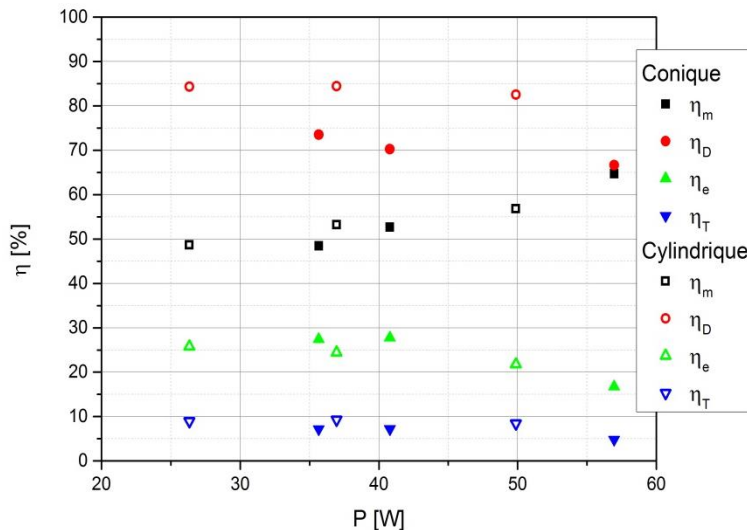


Figure 123. Comparaison des rendements détaillés et du rendement total en fonction de la puissance pour les conducteurs externe cylindrique et conique. Les deux sont de longueur $L = 15$ mm. Le débit massique de xénon est ici de 0,1mg/s

VI - 4. Effet d'un revêtement diélectrique sur la paroi interne de la source plasma

Plusieurs campagnes d'essais ont été menées en recouvrant la surface intérieure du conducteur extérieur de la source plasma de diélectrique. Ce diélectrique était constitué d'un morceau de ruban adhésif en polyimide (dont le nom commercial est « Kapton ») d'environ 80 μm d'épaisseur. Ce polymère est fréquemment utilisé dans le domaine de l'aérospatiale car il peut être utilisé dans une très grande plage de température (-200°C jusqu'à 300°C). Dans cette section on s'intéresse à l'effet de

VI - 4 : Effet d'un revêtement diélectrique sur la paroi interne de la source plasma

l'ajout de ce diélectrique sur les performances du propulseur ECR. La géométrie du propulseur utilisée lors de cette campagne d'expériences est : $l = 20 \text{ mm}$; $D = 1,7 \text{ mm}$; $L = 15 \text{ mm}$. Les principaux résultats obtenus lors de ces campagnes d'essais ont été publiés dans l'article cité précédemment [167].

VI - 4.1. Effet du diélectrique sur les performances globales

Les données expérimentales issues de mesures directes de poussée avec la balance sont représentées sous forme $I_{SP} = f(Q_m/P)$ sur la **Figure 124**. On compare les résultats obtenus avec et sans couche diélectrique sur les parois de la source plasma. Pour un même rapport Q_m/P , l' I_{SP} est entre 25 % et 40 % plus élevés dans le cas où les parois sont recouvertes de diélectrique. Cela se traduit par une augmentation significative du rendement total du propulseur qui passe par exemple de $\eta_T \sim 7 \%$ pour 40 W et 0,1 mg/s de xénon sans diélectrique à $\eta_T \sim 11 \%$ dans les mêmes conditions. On remarque le comportement linéaire de l'impulsion spécifique en fonction du rapport débit-puissance mais l'ordonnée l'origine (β) et le coefficient directeur (α) de ces droites sont différents (définis équation (126)). Cependant, le rapport β/α est très similaire (9,7 $\mu\text{g}/\text{J}$ contre 10,2 $\mu\text{g}/\text{J}$) ce qui veut dire que les conditions opératoires optimum données par les équations (129) et (130) sont à peu près les mêmes dans les deux cas.

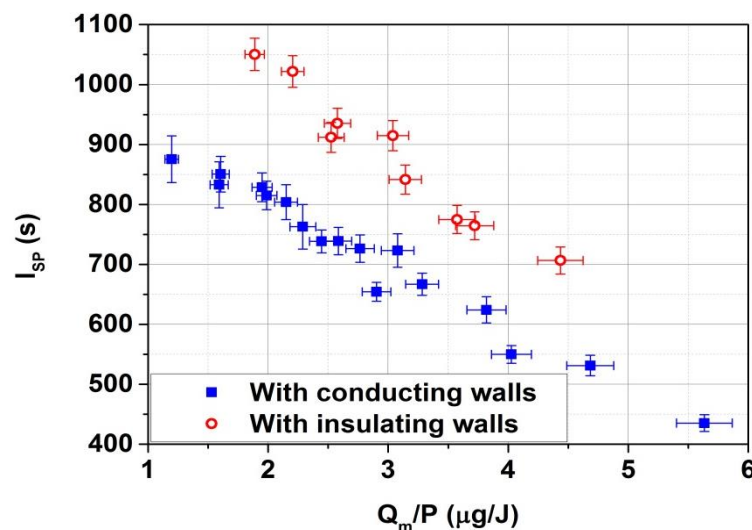


Figure 124. Comparaison de l'impulsion spécifique du propulseur avec et sans parois isolante en fonction du rapport débit-puissance.

VI - 4.2. Effet du diélectrique sur le courant et l'énergie des ions

La **Figure 125** compare les mesures de courant et d'énergie obtenue à l'aide de la sonde de Faraday entre les deux cas testés : parois en métal et parois recouvertes de diélectrique pour trois puissances et à 0,1 mg/s de xénon. On note que dans tous les cas le courant et l'énergie augmentent avec la

VI - 4 : Effet d'un revêtement diélectrique sur la paroi interne de la source plasma

puissance. En revanche, on remarque que le courant total est entre 60 % et 75 % plus élevé avec les parois isolantes. En effet, ce dernier est situé entre 55 et 75 mA entre 30 et 50 W avec les parois isolantes alors qu'il n'est que de 35 à 45 mA avec les parois métalliques dans la même gamme de puissance.

À l'inverse, l'énergie moyenne du faisceau d'ions est plus faible d'environ 20 % dans le cas où les parois de la source plasma du propulseur ECR sont recouvertes d'une couche diélectrique. En effet, dans ce dernier cas E_i augmente de 160 à 220 eV entre 30 et 50 W contre 190 à 250 eV avec les parois métalliques.

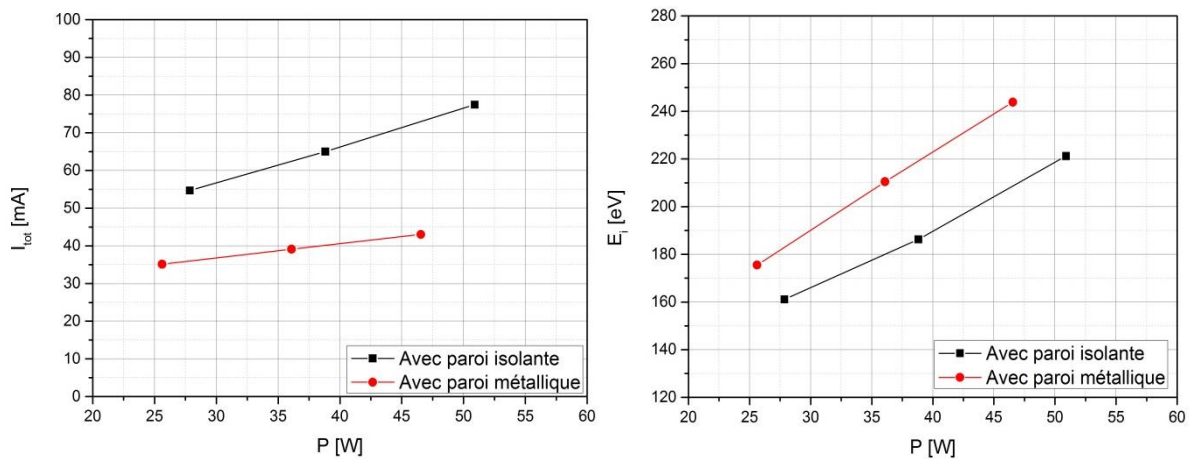


Figure 125. Courant ionique total (à gauche) et énergie moyenne du faisceau d'ion (à droite) avec et sans parois recouverte de ruban diélectrique en fonction de la puissance micro-onde injectée.

$$(Q_m = 0,1 \text{ mg/s})$$

La **Figure 126** présente les différents rendements détaillés pour les cas parois métalliques et parois isolantes. Comme il a été relevé précédemment, la principale différence est située au niveau du courant total d'ions, ce qui est révélé par le rendement massique qui passe d'à peu près 55 % avec les parois métalliques à 90 % avec les parois isolantes à 40 W de puissance micro-onde. Le rendement énergétique est également impacté par cette augmentation du courant. En revanche, le rendement de divergence semble légèrement plus élevé dans le cas des parois métalliques (environ 80 % contre 75 %).

VI - 4 : Effet d'un revêtement diélectrique sur la paroi interne de la source plasma

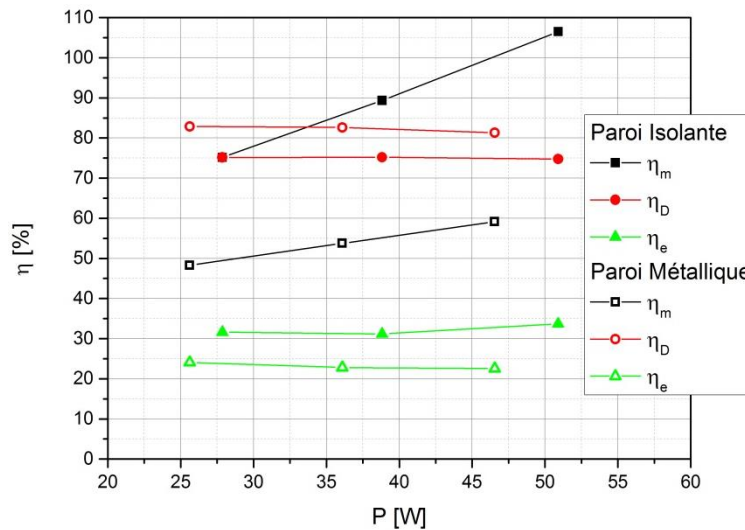


Figure 126. Comparaison des rendements détaillés du propulseur avec et sans parois isolantes en fonction de la puissance et pour un débit massique $Q_m = 0,1 \text{ mg/s}$.

Ce comportement laisse à penser que soit le taux d'ionisation est plus élevé dans la source, soit le confinement est meilleur en présence de paroi diélectrique. Deux phénomènes pourraient expliquer ces effets : l'émission secondaire d'électron et les court-circuits de Simon.

En effet, la couche de polyimide diélectrique pourrait avoir un taux d'émission secondaire différent de la structure en aluminium. L'équilibre des électrons dans le plasma n'est donc pas le même dans les deux cas ce qui pourrait conduire à la variation du taux d'ionisation en volume, de la chute de potentiel dans les gaines et donc aux flux d'ions bombardant la paroi [170]. De plus, il est notoirement connu que les propriétés conductrices des parois d'une enceinte plasma, plongée dans un champ magnétique, modifie la diffusion des ions en réduisant le confinement des ions par le phénomène de court-circuit de Simon [171]. Cet effet de réduction du confinement pourrait se traduire par un changement dans l'équilibre de la décharge mais ne devrait cependant pas affecter le courant total. En revanche, une combinaison de ces deux phénomènes pourrait modifier les distributions des zones de bombardements ioniques sur les parois modifiant ainsi les zones d'émission secondaire d'électron et donc les densités locales d'électrons.

Cependant, il est également possible de donner une autre explication à ces résultats : la présence du ruban adhésif de Kapton dans le plasma induit un dégazage involontaire qui augmente artificiellement le débit de gaz. Cela pourrait augmenter artificiellement le courant ionique et la poussée mais ne serait pas pris en compte dans le calcul de I_{SP} et du rendement total. Cette hypothèse pourrait également expliquer pourquoi le rendement massique est légèrement supérieur à 100 % (**Figure 126**) à $P \approx 50 \text{ W}$. On note également que, à puissance constante, lorsque Q_m augmente, T_e diminue dans la source et l'énergie moyenne du faisceau d'ions E_i est systématiquement plus basse. Sur la partie droite de la **Figure 125**, E_i est plus faible dans le cas avec parois isolantes ce qui va dans le sens de l'hypothèse de dégazage du Kapton.

VI - 5. Effet du changement d'ergol et de la pression ambiante

Les résultats présentés dans cette section sont issus d'une campagne expérimentale visant à utiliser du krypton comme ergol alternatif au xénon. On compare les résultats obtenus avec les deux gaz dans les mêmes conditions opératoires (débit et puissance). Pour comprendre l'effet de la pression ambiante sur les performances du propulseur une deuxième campagne expérimentale a été menée. Elle consiste à augmenter artificiellement la pression de xénon résiduel dans le caisson à vide et à en observer les conséquences sur les performances du propulseur.

Dans toute cette section, le prototype PM-V1 est utilisé dans la configuration géométrique issue de l'optimisation présentée dans les sections précédentes à savoir : longueur du conducteur externe $L = 20$ mm, longueur du conducteur interne $l = 20$ mm et diamètre du conducteur interne $D = 2,3$ mm.

Les résultats présentés dans cette section ont également été publiés dans l'article de conférence présentée à l'IEPC à Atlanta en octobre 2017 [169].

On note également que les valeurs de pression mentionnées dans cette section sont mesurées avec une jauge calibrée, et dont la valeur a été corrigée pour les gaz utilisés (krypton / xénon).

VI - 5.1. Utilisation du krypton

Le xénon est l'ergol le plus utilisé pour les technologies de propulseur électrique car il est lourd (131,3 g/mol) et facile à ioniser ($\epsilon_{iz} = 12,13$ eV), ce qui permet un bon rendement pour les propulseurs. Cependant comme le xénon n'est présent que dans une très faible proportion dans l'air, il est très cher ($\sim 10\,000$ €/m³). Pour cette raison, il est intéressant de chercher des ergols alternatifs comme par exemple le krypton qui est présent en plus grande proportion dans l'air. Cependant, le krypton est plus léger (83,70 g/mol) et plus difficile à ioniser ($\epsilon_{iz} = 13,99$ eV) que le xénon. Les deux ergols ont l'avantage de faire partie de la catégorie des gaz nobles et sont donc non réactifs évitant ainsi tous les problèmes de corrosion et de toxicité. Le **Tableau 12** présente la masse, l'énergie d'ionisation et le prix moyen des différents gaz nobles typiquement utilisés en propulsion électrique.

Tableau 12. Caractéristiques de gaz nobles fréquemment utilisés comme ergol de propulseurs électriques.

Gaz	Masse molaire (g/mol)	Energie ionisation (eV)	Ordre de prix (€/m ³)
Xénon	131,3	12,13	~ 10 000
Krypton	83,70	13,99	~ 1 000
Argon	39,95	15,76	~ 10

Même si les énergies d'ionisation sont légèrement différentes pour les différents gaz, c'est en réalité la masse des atomes du gaz qui est importante dans le rendement du propulseur. En effet, il est intéressant d'estimer l'influence théorique de la nature du gaz sur les performances. Pour cela, on considère deux gaz de masse respective M_1 et M_2 et d'énergie d'ionisation $\epsilon_{iz}^1 \approx \epsilon_{iz}^2$ quasiment

VI - 5 : Effet du changement d'ergol et de la pression ambiante

identique pour simplifier. On considère un rapport de masse $\alpha_M = M_2/M_1$ strictement supérieur à 1. On considèrera dans ce raisonnement que, la puissance disponible P du satellite est limité et que, pour simplifier, on est en présence d'un propulseur parfait ($\eta_m = \eta_e = \eta_D = 1$). Si on suppose que l'accélération des ions dans le propulseur est indépendante du gaz (c'est-à-dire que les deux gaz sont accélérés par le même champ électrique sur la même distance) alors v_{i1} et v_{i2} les vitesses finales des ions sont alors:

$$v_{i1} = \sqrt{\alpha_M} v_{i2} \quad (131)$$

Le bilan de puissance du propulseur peut s'exprime comme :

$$P = P_J + P_{iz} + P_{pertes} \quad (132)$$

où $P_J = 1/2 Q_{mi} v_i^2$, $P_{iz} \sim \frac{Q_m}{M} \epsilon_{iz}$ et P_{pertes} sont respectivement la puissance du jet de plasma, la puissance perdue dans l'ionisation du gaz et la puissance perdue partout ailleurs. Pour la même puissance P injectée et à rendement énergétique ($\eta_e = P_J/P$) constant ($\Rightarrow (P_{iz} + P_{pertes})/P_J = cte$), il vient que :

$$Q_{mi2} = \alpha_M Q_{mi1} \quad (133)$$

où Q_{mi1} et Q_{mi2} sont les débit massiques des ions des gaz 1 et 2. Comme la poussée s'exprime comme $T = Q_{mi} v_i$, il vient que :

$$T_2 = \sqrt{\alpha_M} T_1 \quad (134)$$

En résumé, à puissance et rendement énergétique constant (et en considérant que l'accélération et les pertes sont les mêmes pour les deux gaz), la poussée est plus élevée pour le gaz le plus lourd. En revanche, en termes d'impulsion spécifique c'est l'inverse (en utilisant les équations (133) et (134)) :

$$I_{SP2} = \frac{T_2}{Q_{m2} g} = \frac{\alpha_M T_1}{\alpha_M^2 Q_{m1} g} = \frac{I_{SP1}}{\sqrt{\alpha_M}} = I_{SP1} \frac{v_{i2}}{v_{i1}} \quad (135)$$

Dans ce cas, l'impulsion spécifique est plus élevée avec un ergol plus léger.

La **Figure 127** compare les performances du propulseur ECR fonctionnant au xénon et au krypton dans le caisson B61 de l'ONERA. Comme ce qui a été fait jusqu'à présent, les résultats sont présentés sous la forme : impulsion spécifique en fonction du rapport débit-puissance dans la gamme 1 à 5 $\mu\text{g}/\text{J}$.

VI - 5 : Effet du changement d'ergol et de la pression ambiante

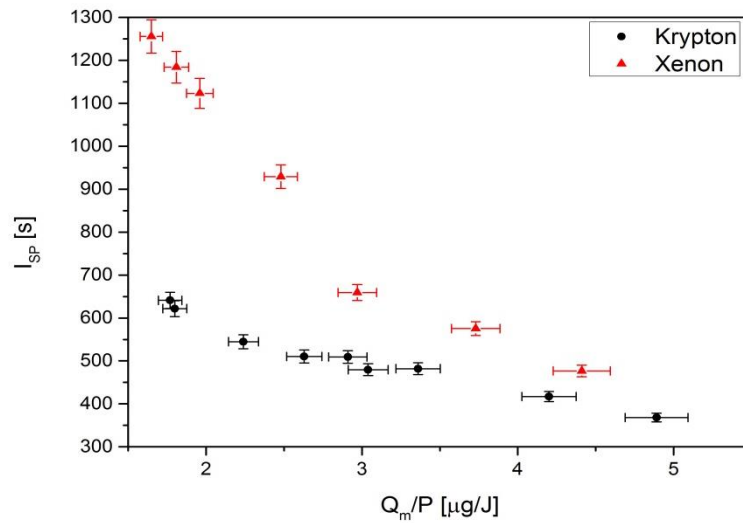


Figure 127. Comparaison de l'impulsion spécifique du propulseur fonctionnant au xénon et au krypton en fonction du rapport débit-puissance.

Les performances obtenues avec le xénon sont très supérieures à celles obtenues avec le krypton. En effet, I_{sp} avec le xénon est située dans la gamme 500 à 1300 s alors qu'elle est située entre 350 et 650 s pour le krypton. Le rendement maximum obtenu dans cette configuration est de 12,5 % pour le xénon, et de 3,7 % pour le krypton.

A savoir que des études ont été publiées sur des propulseur à courant de Hall pour déterminer l'impact de l'utilisation du krypton à la place du xénon [172], [173]. Dans tous les cas, il apparaît que les performances sont globalement diminuées avec l'utilisation du krypton. Les résultats obtenus dans le cas du propulseur ECR vont dans le même sens.

Cependant, on note sur la partie gauche de la **Figure 128** que les énergies moyennes du faisceau d'ion dans le cas de l'utilisation du propulseur avec krypton et avec xénon sont quasiment identiques. A noter également que dans le cas du débit massique de krypton le plus élevé l'énergie est légèrement plus faible. Egalement, le rendement massique semble également être du même ordre pour les deux gaz (à droite de la **Figure 128**). Ces résultats n'expliquent donc pas pourquoi les performances, en termes de rendement total, sont inférieures dans le cas du krypton.

VI - 5 : Effet du changement d'ergol et de la pression ambiante

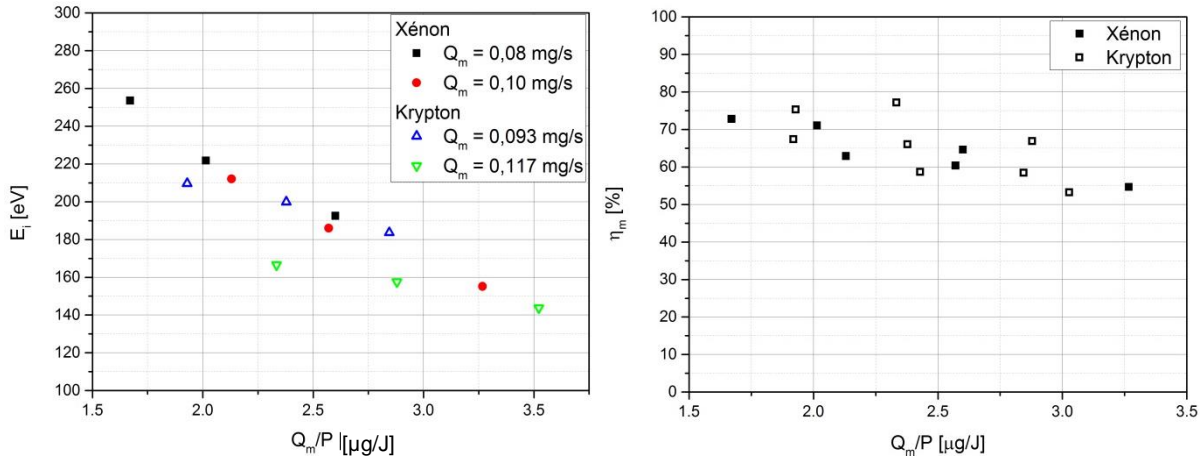


Figure 128. Energie moyenne du faisceau d'ion (à gauche) et rendement massique (à droite) en fonction du rapport débit-puissance. Comparaison entre un fonctionnement au xénon et un fonctionnement au krypton.

La différence de performance pourrait être expliquée par l'effet de la pression ambiante sur les performances du propulseur. En effet, pour un même débit volumique, la pression dans l'enceinte est quasiment deux fois plus élevée pour le krypton que pour le xénon. Par exemple à 1,5 sccm (correspondant à $\sim 0,15$ mg/s de xénon et $\sim 0,1$ mg/s de krypton), la pression dans le caisson est de $P_r = 6 \cdot 10^{-6}$ mbar lorsque le propulseur fonctionne au xénon alors qu'elle est de $P_r = 1,1 \cdot 10^{-5}$ mbar lorsque le propulseur fonctionne krypton. Cette variation est due à la variation de l'efficacité du pompage cryogénique du caisson B61 pour les différents gaz (qui dépend de la pression de vapeur saturante des espèces chimiques). La vitesse de pompage a été mesurée à 8000 l/s pour le xénon mais seulement autour de 3500 l/s dans le cas du krypton.

Cet effet pourrait notamment expliquer pourquoi pour les plus forts débits massiques de krypton (0,117 mg/s) l'énergie E_i est plus faible que pour les débits plus faibles et le cas du fonctionnement au xénon sur la partie gauche de la **Figure 128**. De plus, avec une pression ambiante élevée, un plasma secondaire contenant des ions lents ne participant pas à la poussée peut se créer autour du propulseur. Les ions contenus dans ce plasma peuvent être collectés par la sonde Faraday ce qui peut artificiellement augmenter le courant lu par la sonde et donc augmenter également le rendement massique du propulseur. Ce phénomène pourrait donc expliquer pourquoi le rendement massique obtenu au krypton semble proche de celui obtenu au xénon.

Pour se rendre compte des effets de la pression ambiante sur les performances du propulseur une étude spécifique a été menée.

VI - 5.2. Variation de la pression ambiante

Dans cette campagne d'essais, on a fait fonctionner le propulseur ECR pour une condition opératoire particulière : 0,1 mg/s de xénon et 40 W de puissance micro-onde. Une injection secondaire de xénon a été ajoutée pour pouvoir régler la pression ambiante. L'injection secondaire étant positionnée au

VI - 5 : Effet du changement d'ergol et de la pression ambiante

fond du caisson à vide (du côté opposé au propulseur), le gaz injecté génère une densité uniforme au niveau du propulseur, et ne génère pas de perturbation sur la balance de poussée.

VI - 5.2.1. Effet sur les performances

La poussée a été mesurée à l'aide de la balance pour différents débits d'injection secondaire de xénon dans l'enceinte. Les mesures directes de poussée et les rendements totaux déduits sont représentés en fonction de la pression ambiante sur la **Figure 129**.

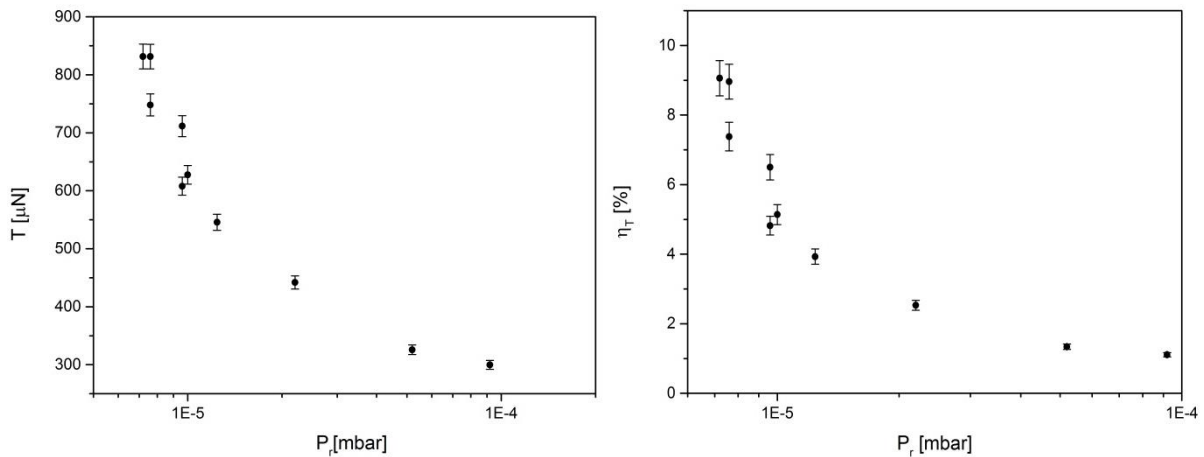


Figure 129. Evolution de la poussée (à gauche) et du rendement total (à droite) en fonction de la pression dans l'enceinte. $P = 40 \text{ W}$ et $Q_m = 0,1 \text{ mg/s}$.

On constate que la poussée est très significativement impactée par l'augmentation de la densité de gaz dans l'enceinte. La poussée mesurée décroît d'un facteur 1,5 quand la pression ambiante est doublée. Sans ajout de gaz, la pression ambiante est de $P_r = 7,2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ et le rendement total du propulseur est d'environ 9 %. Avec un débit additionnel de 0,4 mg/s de xénon, la pression ambiante augmente jusqu'à $1,3 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ et le rendement total du propulseur descend à 3,9 %.

VI - 5.2.2. Effet sur l'énergie des ions et sur le courant ionique

La **Figure 130** présente les mesures d'énergie moyenne du faisceau d'ion E_i et de potentiel propulseur ϕ_p en fonction de la pression ambiante dans le caisson à vide. Sur cette figure, E_i est mesuré avec la sonde de Faraday alors que les mesures de ϕ_p sont faites lors des mesures de balances présenté à la **Figure 129** c'est pourquoi ce n'est pas le même jeu de donné qui est représenté. Tout comme pour la poussée et le rendement total, on observe une chute drastique du potentiel avec la pression. Cette dernière est d'environ 150 V sans ajout de xénon supplémentaire c'est-à-dire pour $P_r \sim 8 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$. En doublant la pression ambiante, le potentiel propulseur chute de plus d'un facteur 2 pour atteindre $\sim 60 \text{ V}$ pour $P_r \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$. Une étude similaire menée en 2018 à l'université de Michigan [34] a confirmé ces résultats. En faisant varier la pression ambiante de $\sim 1 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$

VI - 5 : Effet du changement d'ergol et de la pression ambiante

à $\sim 1,6 \cdot 10^{-5}$ mbar Wachs et al. ont pu observer une chute du potentiel flottant de leur propre propulseur ECR d'environ 130 V à 50 V.

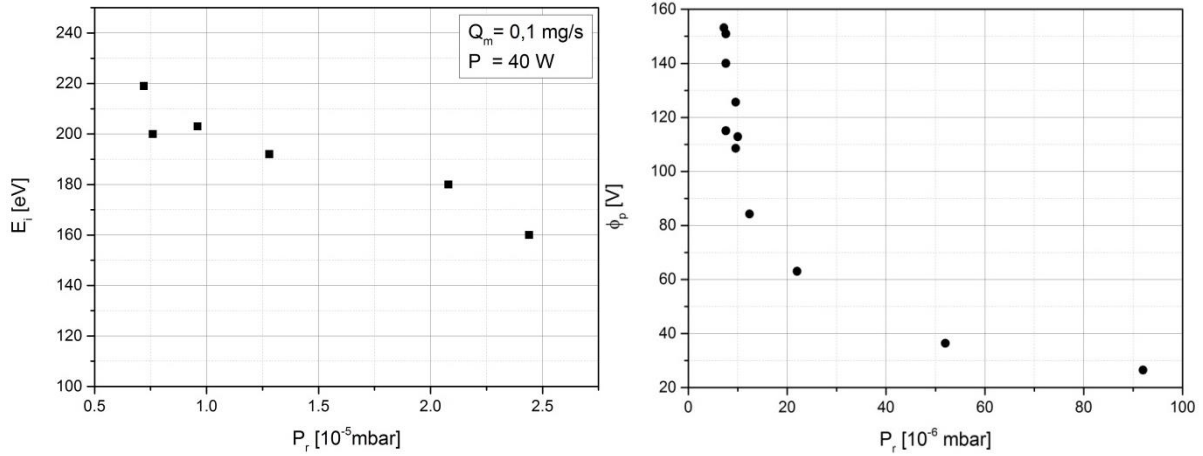


Figure 130. Evolution de l'énergie moyenne du faisceau d'ion (à gauche) et du potentiel propulseur (à droite) en fonction de la pression ambiante. $P = 40$ W et $Q_m = 0,1$ mg/s.

Les mesures de sonde Faraday indiquent que l'énergie moyenne du faisceau d'ions diminue lorsque la pression ambiante dans le caisson à vide augmente. En effet, cette dernière passe d'environ 220 eV à 160 eV entre $7 \cdot 10^{-6}$ mbar et $25 \cdot 10^{-6}$ mbar. Dans le même temps, les profils angulaires sur la **Figure 131** montrent la divergence du faisceau de plasma augmente avec la densité de gaz. La densité de courant ionique décroît dans l'axe du propulseur alors qu'elle augmente sur les côtés. Cependant, le courant ionique total ne varie quasiment pas avec la pression ambiante.

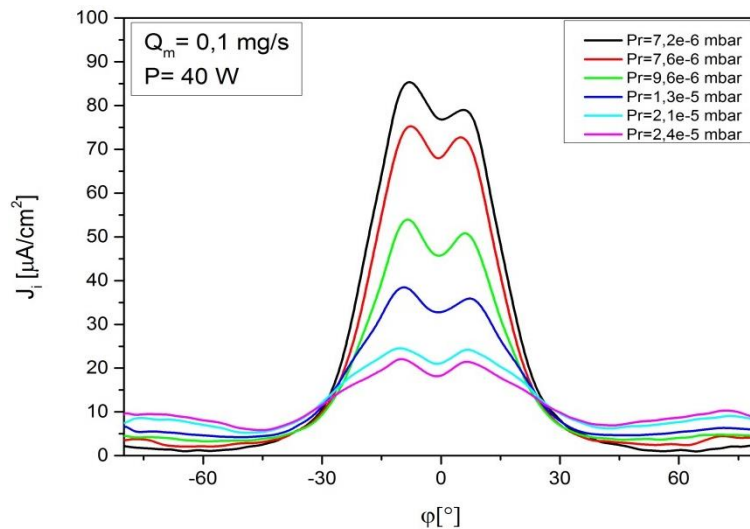


Figure 131. Profils angulaires de densité de courant ionique en fonction de la pression ambiante.

VI - 5 : Effet du changement d'ergol et de la pression ambiante

On remarque que, contrairement aux propulseurs à courants de Hall [174], les performances du propulseur ECR diminuent significativement lorsque la pression ambiante augmente. Plusieurs hypothèses peuvent être faites pour expliquer cet effet :

- avec l'augmentation de la densité de gaz neutre, la probabilité d'effectuer des collisions d'échange de charges augmente. Ce type de collision conduit à l'éclatement du faisceau d'ions, avec la présence d'ions à faible énergie et de neutres à haute énergie. Cependant, même avec ce niveau de pression artificiellement augmenté, le libre parcours moyen d'échange de charges est encore de plusieurs mètres et la diminution du courant ionique dans l'axe est estimé aux alentours de 3 % (voir **Figure 132**) [156]. C'est pourquoi cet effet pourrait jouer un rôle significatif mais n'explique pas totalement les effets observés sauf si la pression de gaz neutre dans le jet de plasma est supérieure à la pression ambiante d'au moins d'un ordre de grandeur. De plus et surtout, la réduction de la poussée a été directement observée avec la balance, qui n'est pas sensible aux effets d'échange de charges.
- Un plasma ambiant peut se former dans le caisson à vide à cause de la présence simultanée d'une relativement forte densité de gaz neutre et d'électrons énergétiques issus du propulseur. Cela pourrait notamment expliquer la présence d'une forte densité de courant ionique sur les côtés des profils angulaires présentés **Figure 131**. Ce plasma secondaire pourrait perturber le plasma primaire du propulseur, en particulier permettant la formation d'électrons secondaires à faible énergie qui sont susceptibles de remonter le potentiel électrique vers la source. La couche conductrice autour du propulseur et du jet de plasma peut permettre la circulation d'un courant entre le propulseur et les parois du caisson. Le propulseur pourrait donc perdre son isolation électrique et par conséquent ses propriétés de quasi neutralité.

La **Figure 132** compare la densité de courant ionique dans l'axe du propulseur ($\varphi = 0^\circ$) si on prend en compte ou non l'échange de charge en utilisant l'expression de la section efficace de la référence [156] et une densité de gaz neutre calculée à partir de la pression ambiante. On observe que cet effet ne peut pas expliquer l'effet de réduction du courant dans l'axe.

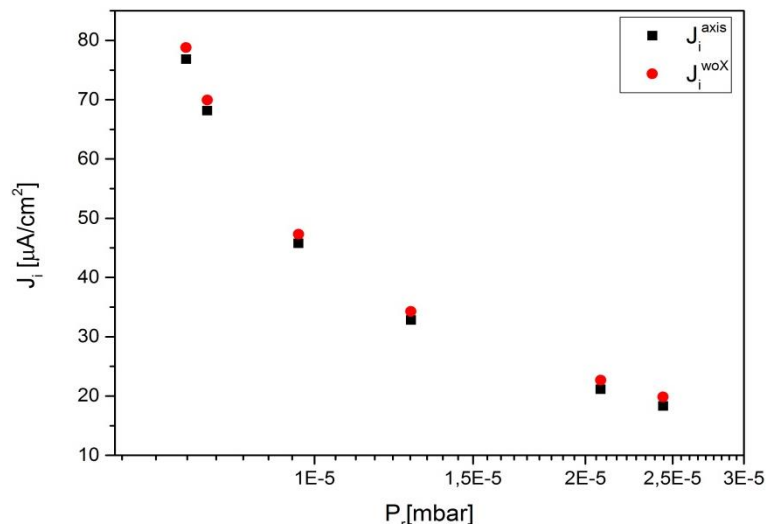


Figure 132. Comparaison de la densité de courant ionique dans l'axe du propulseur avec (carré noir) et sans (rond rouge) les effets (calculés) d'échange de charge.

VI - 5 : Effet du changement d'ergol et de la pression ambiante

Si on reprend les résultats de performances obtenus avec du krypton comme ergol et qu'on les compare à ceux obtenus avec du xénon à la même pression (**Figure 129**), on obtient des performances comparable : $\eta_T \sim 3,7\%$ au krypton avec $P_r(Kr) \sim 1,1 \cdot 10^{-5}$ mbar ; $\eta_T \sim 3,9\%$ au xénon avec $P_r(Xe) \sim 1,3 \cdot 10^{-5}$ mbar. Cependant, à ces niveaux de pression, le propulseur fonctionne dans un mode non optimal. Il n'est donc pas certain que les performances avec les deux gaz restent similaires pour de meilleures conditions de pression.

A noter qu'extrapoler une valeur de performance pour des pressions plus basses à partir des tendances observées **Figure 129** serait passablement hasardeux étant donné que la courbe semble diverger pour $P_r = 0$ mbar ce qui n'a pas de sens physique. Le changement de tendance ou le seuil de performance peut donc arriver à n'importe quelle pression inférieure à la plus basse testée. Pour pouvoir comparer les performances du krypton et du xénon, et pour évaluer les performances optimales du propulseur au xénon, il serait nécessaire d'effectuer une nouvelle campagne d'essais en utilisant une enceinte avec une vitesse de pompage plus élevée. Des essais sont prévus dans le caisson de l'université de Giessen dans le cadre du projet européen MINOTOR.

Pour conclure, on se propose de résumer les résultats présentés dans ce chapitre en les regroupant autour de trois catégories : les études paramétriques qui ont montré des variations significatives de performances, celles qui n'ont pas montré de variations significatives et les observations et analyses physique déduites des résultats.

Les paramètres qui ont une influence significative sur les performances sont les suivants :

- L'utilisation du prototype à aimant permanent PM-V1 à la place du prototype à solénoïde. Les performances de la version à solénoïde sont meilleures que celle de la version PM-V1 (rendement total de 22 % maximum contre 12% maximum)
- Les conditions opératoires (débit et puissance). Cependant, les indicateurs de performances restent constants à Q_m/P constant. L'analyse en Q_m/P revient à analyser le problème en termes de champ réduit E/N et donc en termes de T_e .
- La longueur du conducteur externe. Un optimum est trouvé pour $L = 20$ mm.
- L'utilisation du krypton comme gaz alternatif au xénon conduit à une diminution importante du rendement total. Cependant, les mesures n'ont pas pu être menées dans les mêmes conditions de pression ambiante dans l'enceinte.
- Or, les mesures effectuées en faisant augmenter artificiellement la pression dans le caisson à vide montrent que cette dernière influence les performances de manière très importante. Le rendement total du propulseur fonctionnant au krypton devient similaire à celle du propulseur fonctionnant au xénon dans les mêmes conditions de pression (dégradées).

Les paramètres qui semblent ne pas avoir d'influence significative dans les gammes de variations testés sont :

- La position de la zone ECR. Cette dernière ne semble pas impacter les performances du propulseur entre -0,5 mm et 4 mm (où $z_{ECR} = 0$ mm est la position de la backplate).
- La longueur du conducteur interne.
- Des variations de performances ont été observée en faisant varier le diamètre du conducteur interne mais un effet de seuil pour lequel l'augmentation de diamètre n'est plus d'effet sur les

VI - 5 : Effet du changement d'ergol et de la pression ambiante

performances apparait au-delà de $D = 2,3$ mm. Cela signifie que les variations de performances pour les petits diamètres est dû à un effet secondaire qui pourrait être d'origine thermique.

- Lorsqu'on adapte la géométrie de source pour éviter que les lignes de champ interceptent les parois latérales, les rendements énergétiques et massiques ne sont pas modifiés. On en déduit que les pertes de plasma le long des lignes de champ sont négligeables. En revanche, la divergence du jet augmente, d'où une diminution du rendement global du propulseur.

Les observations physiques suivantes peuvent faites à partir des résultats présentés dans ce chapitre :

- L'utilisation de la sonde de Faraday a permis de détecter la présence d'un faisceau annulaire d'électron à haute énergie (> 100 eV) dans le jet de plasma.
- Les variations du courant ionique et de l'énergie moyenne des ions avec la longueur du conducteur laissent penser que les électrons, chauffés dans la zone ECR, ionisent le gaz dans tout le volume de la source plasma. Un allongement du conducteur externe permet d'étendre la zone de « haute » densité de neutres traversée par les électrons énergétiques. On augmente ainsi le courant total des ions, alors que l'énergie des ions tend à diminuer. Cependant, les pertes aux parois augmentent avec la longueur du conducteur externe, ce qui conduit à une diminution des performances pour des conducteurs externes trop longs.

Chapitre VII

Etude des mécanismes physiques à l'origine de la poussée du propulseur

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier certains aspects de la physique du propulseur ECR. En effet, jusqu'à présent on s'est intéressé à l'influence des paramètres expérimentaux sur les performances globales du propulseur ECR. À partir des résultats obtenus et avec certaines hypothèses, il a été possible de déduire des phénomènes physiques liés au fonctionnement du propulseur. Ici, on s'intéresse particulièrement aux mécanismes physiques qui sont à l'origine de la poussée. Pour cela, on se propose dans un premier temps d'étudier expérimentalement les effets de la tuyère magnétique. En effet, avec le dispositif expérimental approprié, il est possible de déterminer l'origine, thermique ou magnétique, de la poussée du propulseur. On se propose également d'utiliser le code PIC (« Particle In Cell ») quasi-unidimensionnel développé à l'ONERA pour étudier le comportement de quantités plasma telles que la densité et la température électronique qui sont difficilement accessibles expérimentalement, en particulier à l'intérieur de la source. Il est également plus facile de faire varier numériquement les paramètres et d'en observer les conséquences sur le comportement du propulseur.

Ce chapitre se décompose en deux parties distinctes. La première partie est l'étude expérimentale visant à mesurer séparément la poussée thermique et la poussée magnétique. La deuxième partie se concentre sur une analyse numérique du propulseur dans laquelle une étude paramétrique est menée autour d'un cas de référence.

VII - 1. Etude expérimentale des mécanismes d'accélération du plasma

Dans cette section sont présentés les résultats d'une campagne expérimentale qui utilise la balance de poussée développée, durant ce travail de thèse, pour le propulseur ECR dans le but de mesurer séparément la composante thermique et la composante magnétique de la poussée et de comparer leurs contributions respectives. Deux montages expérimentaux du propulseur sur la balance, en plus du montage standard, ont été conçus spécifiquement pour cette campagne d'essais.

VII - 1 : Etude expérimentale des mécanismes d'accélération du plasma

Dans cette section, on commence par présenter plus en détail ce qui est appelée poussée magnétique et poussée thermique en s'intéressant particulièrement aux points d'application de ces forces. Les deux composantes de la poussée sont exprimées en s'appuyant sur un modèle fluide principalement développé par A.Fruchtmann et K.Takahashi [140], [175]. Ce modèle, développé dans le contexte de l'accélération d'un plasma dans la tuyère magnétique d'un propulseur hélicon, fournit les bases théoriques permettant d'interpréter les résultats obtenus. Le montage expérimental est ensuite présenté. Finalement, les résultats obtenus sont analysés et interprétés pour conclure cette section.

VII - 1.1. Poussée thermique et poussée magnétique

Il a été précisé plusieurs fois tout au long de ce manuscrit que l'une des principales difficultés à comprendre le propulseur ECR et à en modéliser la physique est le fait que plusieurs phénomènes physiques (en particulier le chauffage des électrons et l'accélération des ions) se produisent simultanément et sont interdépendants. Ce constat est particulièrement vrai pour ce qui concerne l'accélération du plasma dans la tuyère magnétique. En effet, les ions produisent la très grande majorité de la poussée mais ils ne ressentent pas les effets de la tuyère magnétique. Ils sont indirectement accélérés par les électrons au travers du champ électrique ambipolaire qui apparaît pour maintenir la quasi-neutralité. C'est pourquoi, il est particulièrement délicat de détecter précisément quel phénomène physique est à l'origine de l'accélération des ions du propulseur et donc d'identifier d'où provient la force appliquée aux électrons qui, par le biais du champ électrique ambipolaire, est transmise aux ions.

En l'absence de champ magnétique, de manière analogue à un fluide, les électrons ne peuvent être expulsés de l'enceinte dans laquelle ils se trouvent que sous l'effet de l'expansion thermique qui est d'autant plus grande que leur gradient de pression est élevé. D'un autre côté, la tuyère magnétique convertit le mode gyrocinétique en énergie dirigée. Donc au lieu d'utiliser l'expansion thermique dans laquelle la distribution des vecteurs vitesse des électrons est isotrope, la tuyère magnétique permet d'aligner une majorité des vecteurs vitesse, initialement orientés de manière aléatoire, parallèlement à l'axe de poussée.

Les propulseurs à tuyères magnétiques étant relativement peu répandus et les études théoriques étant récentes, les mécanismes d'accélération du plasma ne sont pas encore totalement compris. C'est pourquoi, il est particulièrement pertinent de s'intéresser à la problématique, ceci pour notamment vérifier si la tuyère magnétique a bien l'effet d'accélération du plasma attendu et, le cas échéant, pour identifier dans quelle proportion la poussée magnétique contribue à la poussée totale.

VII - 1.1.1. Points d'application des forces exercées sur le propulseur

La création d'un dispositif expérimental permettant de mesurer séparément la poussée thermique et la poussée magnétique est rendue possible par le fait que ces deux composantes de la poussée ne s'appliquent pas sur les mêmes parties du propulseur. En effet, la poussée thermique est appliquée sur le fond de la source plasma alors que la poussée magnétique s'applique sur l'aimant du propulseur.

En découplant mécaniquement l'aimant de la source plasma d'un prototype de propulseur ECR, il est donc possible de mesurer séparément la force qui s'applique sur l'aimant et la force qui s'applique sur la source plasma. Pour cela, la balance de poussée adaptée au propulseur ECR et le prototype à

VII - 1 : Etude expérimentale des mécanismes d'accélération du plasma

aimants permanents PM-V1 sont, tous deux, particulièrement bien adaptés pour effectuer ce type de mesures.

Tout d'abord, on s'intéresse au point d'application de la poussée thermique. Pour cela, il est important de découpler les phénomènes physiques pour aborder le problème dans un cas « idéal ». Pour comprendre pourquoi le point d'application de la poussée thermique est situé sur le fond de la source plasma, on considère le cas d'une enceinte cylindrique dont une extrémité est ouverte (**Figure 133**) en l'absence de champ magnétique. Dans le cas du propulseur ECR, la poussée thermique est en fait produite par les ions accélérés sous l'effet de l'expansion du plasma (due à la forte mobilité des électrons). Cependant, on va considérer ici le cas simple d'un gaz en expansion sous l'effet de sa pression. En effet, cette analogie permet d'expliquer simplement pourquoi la poussée thermique agit sur l'extrémité fermée de l'enceinte.

Comme il a été montré dans le **Chapitre I**, par conservation de la quantité de mouvement, un fluide s'échappant d'une enceinte à la vitesse \vec{v} avec un débit massique Q_m produit une poussée $\vec{T} = -Q_m \vec{v}$ sur cette enceinte.

En réalité, cette vision reposant sur un bilan global de quantité de mouvement et faisant apparaître une force d'un point de vue local (lorsqu'on exclut du système physique le gaz qui s'est échappé de l'enceinte) peut également être vue en faisant apparaître la notion de pression sur les parois de l'enceinte.

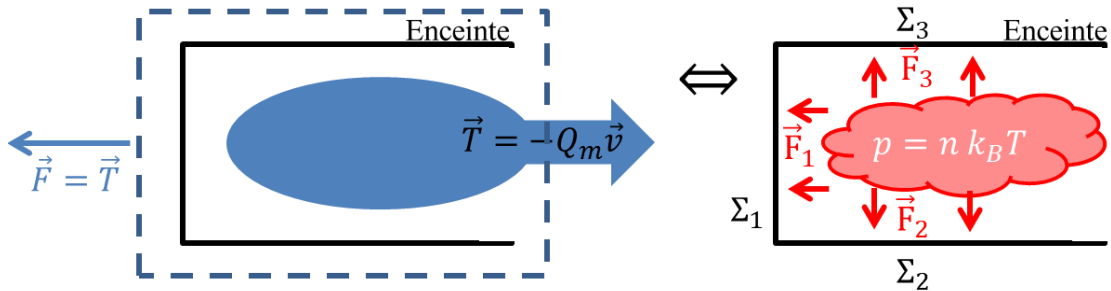


Figure 133. Schémas des différents points de vue équivalents d'une enceinte contenant un gaz s'échappant par une extrémité ouverte. Ce gaz produit une poussée qui s'applique sur le fond de l'enceinte.

Le gaz contenu dans l'enceinte est considéré à la température T_g et à la densité n_g . La pression du gaz est donc $p_g = n_g k_B T_g$ où k_B est la constante de Boltzmann. Aux abords des parois, les atomes de gaz entrent en collision avec la paroi ce qui, par définition de la pression, produit une force locale $d\vec{F} = p_g d\vec{\Sigma}$ où $d\vec{\Sigma}$ est le vecteur de surface orientée perpendiculairement à la paroi. Le gaz crée donc une force sur toutes les parois de l'enceinte dans laquelle il se trouve. En utilisant les notations de la **Figure 133**, le bilan de force appliquée sur les parois de l'enceinte prend la forme suivante :

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 = \vec{F}_1 = \iint_{\Sigma_1} p_g d\vec{\Sigma} = \iint_{\Sigma_1} n k_B T_g d\vec{\Sigma} = \iint_{\Sigma_1} n M v_{thg}^2 d\vec{\Sigma} \quad (136)$$

VII - 1 : Etude expérimentale des mécanismes d'accélération du plasma

où M est la masse des atomes de gaz et $v_{thg} = \sqrt{k_B T_g / M}$ est la vitesse thermique du gaz. Les forces \vec{F}_2 et \vec{F}_3 s'annulent par conservation de la quantité de mouvement global. Il en aurait été de même pour la force \vec{F}_1 et une éventuelle force \vec{F}_4 s'il y avait eu une paroi à la place de l'ouverture sur l'enceinte. Cependant, comme l'enceinte possède une ouverture, la force \vec{F}_1 exercée sur la surface Σ_1 n'est pas contrebalancée. Comme dans le cas de cet exemple la géométrie du système physique est plutôt simple, en utilisant l'équation (1) il est possible d'exprimer la force \vec{F}_1 qui s'applique sur l'extrémité fermée de l'enceinte de la manière suivante :

$$\vec{F}_1 = \vec{v}_{thg} \iint_{\Sigma_4} M n_g (\vec{v}_{thg} \cdot d\vec{\Sigma}) = Q_m \vec{v}_{thg} = \vec{T} \quad (137)$$

où on a considéré que le débit massique de particules atteignant la surface Σ_1 était le même que celui sortant de l'enceinte par l'ouverture. Pour simplifier, on a également considéré qu'il n'y avait pas de différences entre la pression statique extérieure à l'enceinte et la pression statique du jet de gaz.

En conclusion, on a montré ici que la poussée appliquée sur l'enceinte à cause de l'expansion du gaz est due à sa pression. C'est pourquoi, la poussée est appliquée en surface sur le fond de l'enceinte qui contient le gaz. Dans le cas du propulseur ECR, la poussée thermique est indirecte puisqu'elle est provoquée par les ions qui ont été accélérés dans le champ électrique ambipolaire. Cependant, le principe reste le même. Cette poussée s'applique donc à la source plasma et en particulier sur la surface de la backplate.

En ce qui concerne le point d'application de la poussée magnétique, c'est un autre point de vue qu'il faut adopter. Il a été, en effet, mentionné dans la section **II - 2.2** que la magnétisation des électrons induite par le champ magnétique de l'aimant du propulseur provoquait l'apparition de moments magnétiques microscopiques produits par le mouvement cyclotron des électrons autour des lignes de champ magnétique. En géométrie cylindrique (r, θ, z) et dans un champ magnétique $\vec{B} = B \hat{z}$ uniforme avec $B > 0$, l'accélération $\vec{a} = -a \hat{r}$ ($a > 0$) subie par un électron prend la forme suivante :

$$\vec{a} = -\frac{e}{m_e} \vec{v}_\perp \times \vec{B} \Rightarrow \vec{v}_\perp = v_\perp \hat{\theta} \quad (v_\perp > 0) \quad (138)$$

où \vec{v} est le vecteur vitesse de l'électron autour de la ligne de champ magnétique. Le moment magnétique $\vec{\mu}$, définit **Chapitre IV**, s'exprime comme :

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2} \vec{r}_L \times \vec{v}_\perp \Rightarrow \vec{\mu} = -\frac{e}{2} r_L v_\perp \hat{z} = -\mu \hat{z} \quad (139)$$

où \vec{r}_L est le rayon de Larmor de l'électron. On en déduit donc que le moment magnétique s'oppose au champ magnétique qui l'a créé. Dans le plasma créé par le propulseur, seuls les électrons sont magnétisés, c'est pourquoi le plasma est dit diamagnétique. On rappelle également que l'aimantation macroscopique \vec{M}_{pl} du plasma est définie localement comme :

$$\vec{M}_{pl} = \frac{d\vec{\mu}}{dV} \approx n_e \langle \vec{\mu} \rangle = -n_e \langle \mu \rangle \hat{z} \quad (140)$$

VII - 1 : Etude expérimentale des mécanismes d'accélération du plasma

où $\langle \mu \rangle$ est le moment magnétique moyen et n_e la densité électronique locale. La force appliquée sur une distribution de courant est donnée à l'ordre le plus bas par [176] :

$$\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) = (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla})\vec{B} \quad (141)$$

A noter que pour un seul électron orbitant autour de sa ligne de champ magnétique, l'expression axiale de cette force est :

$$F_z = (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla})B_z = -\mu \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (142)$$

On retrouve donc l'expression $\langle \vec{F}_{\nabla \parallel} \rangle$ qui avait été obtenue au **Chapitre II**. En revanche pour un plasma diamagnétique l'expression prend la forme d'une intégrale volumique sur tout le volume \mathcal{V} du plasma :

$$F_z = \iiint_{\mathcal{V}} (\vec{M}_{pl} \cdot \vec{\nabla})B_z dV \approx \iiint_{\mathcal{V}} n_e \langle \mu \rangle \frac{\partial B_z}{\partial z} dV \quad (143)$$

La force magnétique appliquée au plasma est, contrairement à la force thermique, une force volumique. Cette dernière est produite par le champ magnétique ambiant et donc, dans le cas du propulseur ECR, par l'aimant du propulseur. Le point d'application de cette force est donc situé sur l'ensemble de l'aimant du propulseur.

VII - 1.1.2. Modélisation fluide des composantes de la poussée

Une modélisation multi-fluide du plasma a été proposée par A.Fruchtman et K.Takahashi pour exprimer la quantité de mouvement des constituants d'un plasma [140], [141]. Les hypothèses et les approximations de ce modèle correspondent globalement aux conditions d'utilisation du propulseur ECR à savoir un plasma froid plongé dans un champ magnétique inhomogène.

Le modèle considère une géométrie cylindrique (r, θ, z) et axisymétrique $(\partial/\partial\theta = 0)$, un plasma bi-fluide composé d'ions de vitesse fluide u et d'électrons de vitesse fluide v à l'état stationnaire $(\partial/\partial t = 0)$. Le plasma est considéré quasi-neutre $(n_e = n_i = n)$. Les ions sont considérés froids $(T_i = 0)$, l'inertie des électrons est considéré négligeable face à celle des ions $(m_e \approx 0)$. Les collisions sont considérées négligeables et il n'y a pas d'autres forces volumiques que le champ électromagnétique. Pour finir, le champ magnétique n'a pas de composante azimutale $(B_\theta = 0)$.

Sous ces hypothèses et approximations l'équation fluide de conservation de la quantité de mouvement (équation (10)) se décline pour sa composante radiale et axiale de la manière suivante pour les électrons :

$$0 = -\frac{\partial p_{e\perp}}{\partial r} - ne (E_r + v_\theta B_z) \quad (144)$$

$$0 = -\frac{\partial p_{e\parallel}}{\partial z} - ne (E_z - v_\theta B_r) \quad (145)$$

Et pour les ions, on utilise également l'équation de continuité (équation (9)) :

$$0 = -ne(E_r + u_\theta B_z) \quad (146)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r M n u_r u_z) + \frac{\partial}{\partial z} (M n u_z^2) = ne(E_z - u_\theta B_r) \quad (147)$$

Comme le champ électrique est identique pour les deux espèces, il permet donc d'assembler les équations (144) et (146). La partie radiale prend ainsi la forme suivante :

$$en(u_\theta - v_\theta) B_z = \frac{\partial p_{e\perp}}{\partial r} \quad (148)$$

Le gradient de pression radial dépend donc, dans ce modèle, de la différence des vitesses azimutales des ions et des électrons. En faisant la somme des équations (145) et (147) et en utilisant l'équation (148) on obtient l'équation suivante, qui décrit la dynamique du plasma :

$$-\frac{B_r}{B_z} \frac{\partial p_{e\perp}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r M n u_r u_z) + \frac{\partial}{\partial z} (p_{e\parallel} + M n u_z^2) \quad (149)$$

On cherche à obtenir une expression pour la poussée à partir de la dynamique du plasma. Le flux total de quantité de mouvement axiale transportée par le plasma en tout point z de l'axe est représenté par la pression totale (dynamique $M n u_z^2$ + statique $p_{e\parallel}$) s'appliquant sur une section $A(z)$ du plasma. La section est de la forme $A(z) = \pi r_p^2(z)$, où $r_p(z)$ est le rayon du faisceau de plasma à la position z . La poussée axiale totale T_z prend donc la forme suivante en géométrie cylindrique :

$$T_z = \iint_{A(z)} p_{tot} dS = \iint_{A(z)} (M n u_z^2 + p_{e\parallel}) dS = 2\pi \int_0^{r_p(z)} (M n u_z^2 + p_{e\parallel}) r dr \quad (150)$$

En utilisant l'équation (149), il est donc possible d'écrire :

$$\frac{\partial T_z}{\partial z} = -2\pi \int_0^{r_p(z)} \frac{B_r}{B_z} \frac{\partial p_{e\perp}}{\partial r} r dr \quad (151)$$

Pour déduire l'expression de la poussée axiale, on intègre l'équation (151) entre z_0 et z . z_0 est la position (dans la source plasma) à laquelle $u_z(z_0) = 0$.

$$T_z(z) = T_z(z_0) - 2\pi \int_{z_0}^z \int_0^{r_p(z')} \frac{B_r}{B_z} \frac{\partial p_{e\perp}}{\partial r} r dr dz' \quad (152)$$

Le premier terme est la constante d'intégration. Il prend la forme suivante :

$$T_z(z_0) = T_S = 2\pi \int_0^{r_p(z_0)} (M n u_z^2(z_0) + p_{e\parallel}(z_0)) r dr = 2\pi \int_0^{r_p(z_0)} p_{e\parallel}(z_0) r dr \quad (153)$$

C'est un terme de force surfacique qui constitue la partie purement thermique de la poussée.

Le second terme de l'équation (152) est un terme de force volumique intrinsèquement lié à la divergence du champ magnétique. C'est le terme de poussée diamagnétique T_B . Ce dernier est faible

VII - 1 : Etude expérimentale des mécanismes d'accélération du plasma

quand le champ magnétique diverge peu ($B_r \approx 0$) et loin du propulseur (quand la densité, et donc la pression, varie peu : $\partial p_e / \partial r \approx 0$).

Cette modélisation est en accord avec l'approche qualitative développée dans la sous-section précédente : les termes de poussée thermique (force surfacique) et de poussée magnétique (force volumique) sont identifiés.

VII - 1.2. Mesures séparées des contributions de la poussée

VII - 1.2.1. Montage expérimental

Un montage expérimental a spécifiquement été conçu avec la balance de poussée pour directement mesurer les deux contributions de la poussée : la poussée thermique et la poussée magnétique. Comme la source plasma et l'aimant permanent de ce prototype (PM-V1) peuvent être physiquement séparés, au lieu de fixer la totalité du propulseur sur le bras de la balance, il est possible d'attacher seulement la source ou seulement l'aimant pour mesurer leurs contributions respectives (**Figure 23**).

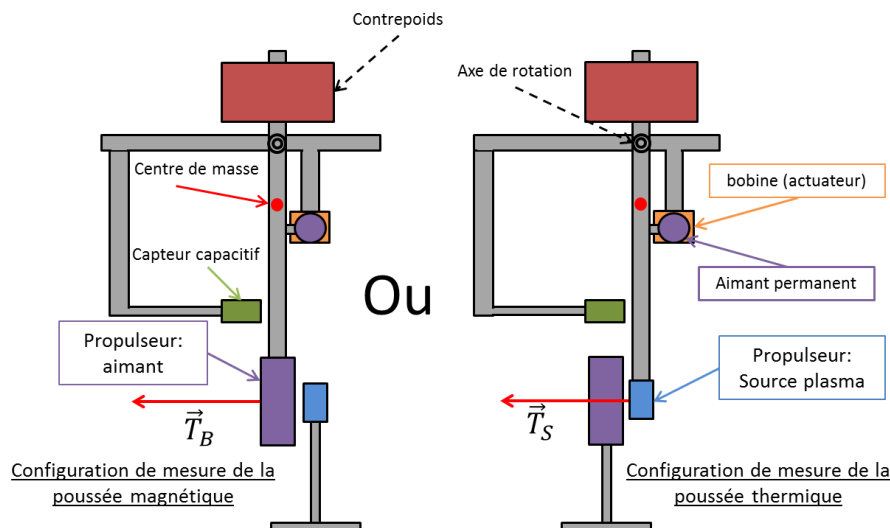


Figure 134. Schéma de principe du montage expérimental permettant de mesurer séparément la composante magnétique de la poussée (à gauche) et la composante thermique (à droite).

VII - 1.2.2. Résultats et interprétations

Une campagne expérimentale a été conduite pour mesurer les deux contributions de la poussée. Elle était menée en trois étapes :

- Une première série de mesures standards de la poussée avec les deux parties du propulseur fixées au bras de la balance. Dans ce cas, la poussée totale T_{tot} (correspondant à la poussée T habituellement mesurée par la balance) est mesurée.
- La poussée magnétique T_B est ensuite mesurée en fixant l'aimant du propulseur au bras de la balance et en laissant fixe la source plasma.

VII - 1 : Etude expérimentale des mécanismes d'accélération du plasma

- La poussée thermique T_S et finalement mesurée en fixant la source plasma sur le bras de la balance et en laissant fixe l'aimant permanent du propulseur.

Étant donné que la source plasma et l'aimant permanent du propulseur ne sont pas solidaires pour les mesures de T_B et T_S , une incertitude sur la position z_{ECR} de la résonance apparaît. C'est pourquoi, pour vérifier que le propulseur a le même comportement dans les trois expériences, ses performances ont été mesurées à l'aide de la sonde Faraday dans les mêmes conditions.

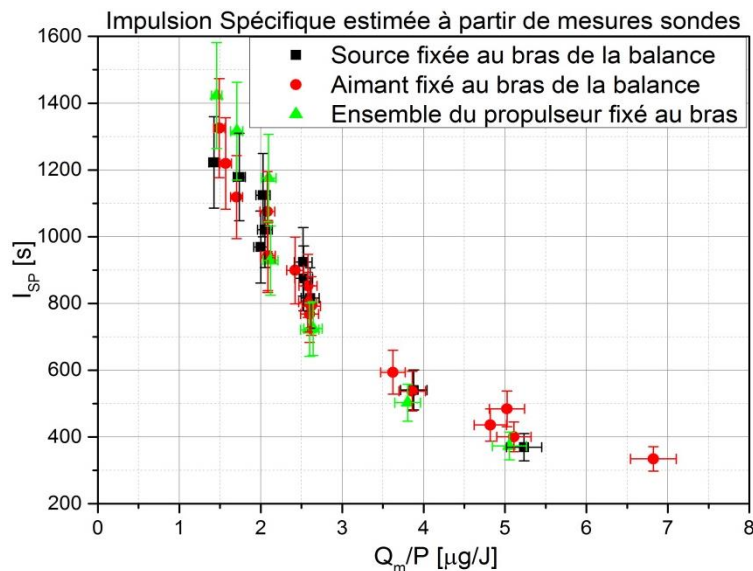


Figure 135. Impulsion spécifique en fonction du rapport débit-puissance mesurée avec la sonde de Faraday pour les trois dispositifs expérimentaux permettant de mesurer les composantes de la poussée.

La **Figure 135** montre l'impulsion spécifique, estimée à partir des mesures de courant et d'énergie des ions, en fonction du rapport débit-puissance (Q_m/P). Les résultats confirment que les performances du propulseur sont similaires dans les trois configurations de mesure testées. Cela permet donc de comparer les mesures directes de poussée sur les différentes parties du propulseur.

Dans un premier temps, on s'intéresse à l'effet de la puissance déposée. La partie gauche de la **Figure 136** présente les résultats obtenus avec la balance dans les trois configurations de mesure (T_B , T_S , T_{tot}) pour un débit de xénon constant de 0,1 mg/s et pour cinq puissances réparties entre 20 et 60 W. Aux trois séries de données mesurées, une quatrième série, correspondant à la somme de la contribution thermique (T_S) et magnétique (T_B) de la poussée, a été rajoutée. Dans tous les cas, la poussée augmente avec la puissance. Entre 20 W et 60 W, la poussée thermique augmente de 130 μN à 280 μN alors que la composante magnétique, majoritaire dans ce cas, augmente de 300 μN à 600 μN .

VII - 1 : Etude expérimentale des mécanismes d'accélération du plasma

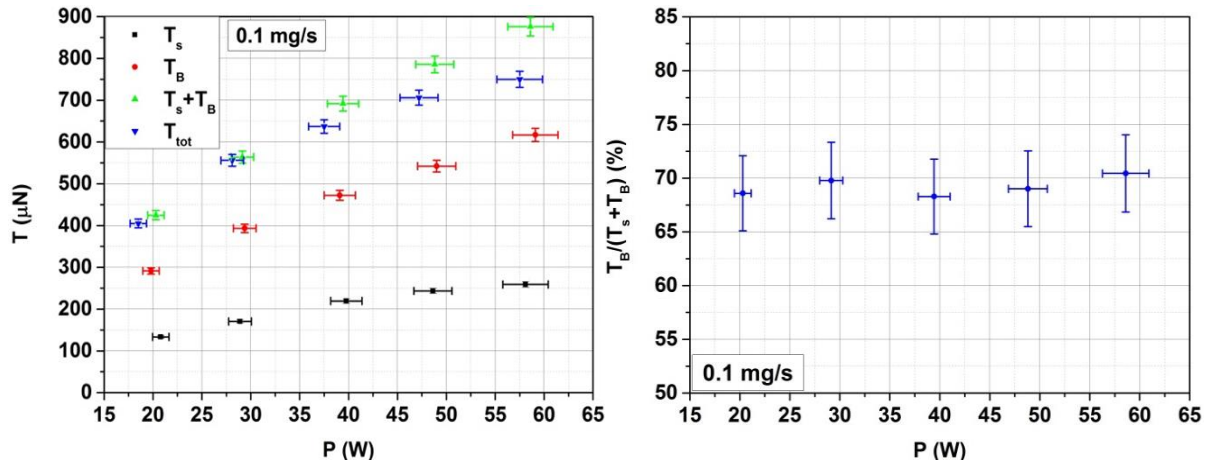


Figure 136. Mesures directes des différentes composantes de la poussée (à gauche) et proportion de la poussée magnétique sur la poussée totale (à droite) en fonction de la puissance injectée pour un débit massique de xénon de 0,1 mg/s.

On note que la somme des contributions de la poussée $T_B + T_S$ (triangles verts sur la **Figure 136**) est très proche de la mesure de la poussée totale (T_{tot} , triangles bleus) pour les relativement faibles valeurs des puissances. En revanche, pour les puissances plus élevées, $T_B + T_S$ semble être significativement plus élevé que T_{tot} ($\sim 15\%$ à 60 W).

Pour un débit massique de xénon de 0,1 mg/s, la poussée magnétique semble être la composante principale : T_B représente approximativement 70 % de la poussée totale (**Figure 136** à droite). Cette proportion ne varie pas avec la puissance dans la gamme étudiée (entre 20 W et 60 W).

On s'intéresse ensuite à l'effet du débit de gaz. La partie gauche de la **Figure 137** montre les différentes composantes de la poussée mesurée lorsque le débit massique de xénon varie entre 0,06 mg/s et 0,25 mg/s tout en maintenant la puissance micro-onde constante à ~ 40 W. Dans ce cas également, la poussée totale mesurée T_{tot} et la somme de la poussée magnétique T_B et de la poussée thermique T_S sont en accord pour les bas débits ($Q_m < 0,125$ mg/s) alors qu'une différence, pouvant monter jusqu'à 12 %, est observé pour des débits supérieurs. La poussée thermique croît avec le débit de manière monotone en passant de 130 μN à 380 μN entre 0,06 mg/s et 0,25 mg/s. En revanche, la poussée magnétique augmente légèrement entre 0,06 mg/s et 0,125 mg/s jusqu'à atteindre un maximum $T_B \sim 550$ μN puis diminue ensuite pour des débits plus élevés. À noter que la variation relative de T_B ne dépasse pas 10 % dans toute la gamme de débit massique. À cause de ce comportement particulier, la fraction de poussée magnétique par rapport à la poussée totale décroît et passe de 77 % pour un débit de 0,06 mg/s à 56 % pour un débit de 0,25 mg/s.

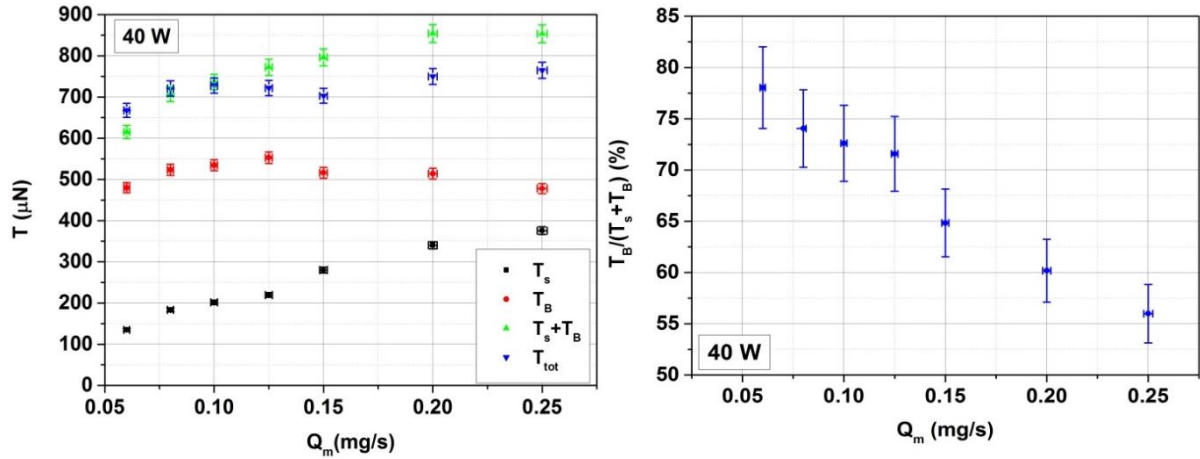


Figure 137. Mesures directes des différentes composantes de la poussée (à gauche) et proportion de la poussée magnétique sur la poussée totale (à droite) en fonction du débit massique de xénon pour une puissance de 40 W.

A noter que Takahashi et al. ont également effectué des mesures directes de poussée magnétique indépendamment de la poussée totale sur un propulseur hélicon situé dans la gamme de puissance 200 – 700 W [141]. Le prototype, fonctionnant à 25 sccm d'argon, a été testé dans plusieurs configurations magnétiques différentes. Pour la configuration magnétique qui ressemble le plus à celle du propulseur ECR, c'est-à-dire le plus proche de la topologie purement divergente dans la source plasma, les résultats obtenus par Takahashi montrent, à l'inverse de ceux présentés ici, que la poussée magnétique est inférieure à la poussée thermique. En effet, dans la gamme de puissance testée, la poussée magnétique mesurée représente entre 25% et 33% de la poussée totale. La différence avec les résultats peut s'expliquer par le fait que le plasma dans la source est plus collisionnel dans le propulseur hélicon (fort rapport débit-puissance) ce qui augmente la partie thermique de la poussée face à la partie magnétique. Cela peut également être expliqué par le fait que, contrairement au propulseur ECR pour lequel l'énergie de l'onde est transmise en énergie perpendiculaire aux électrons, le couplage de l'onde au plasma du propulseur hélicon ne favorise pas la pression électronique perpendiculaire face à la pression électronique parallèle. Or, on a vu que c'était la pression électronique perpendiculaire qui contrôlait le niveau de poussée magnétique.

Pour pouvoir interpréter ces résultats, il est intéressant de reprendre l'expression (152) obtenue dans la section précédente et qui représente, en coordonnées cylindriques, les deux composantes (thermique et magnétique) de la poussée totale. Selon cette équation, le seul paramètre qui peut changer et induire des variations de T_B et de T_S lorsque les conditions opératoires (P , Q_m) sont variés est la pression électronique. Plus particulièrement, les grandeurs importantes sont les profils radiaux de la pression parallèle $p_{e\parallel}$ et de la pression perpendiculaire $p_{e\perp}$ au champ magnétique. En effet, les autres quantités (B_r/B_z et $r_p(z)$) de l'équation (152) sont supposés constants lorsque Q_m et P varient.

Conformément à ce qui a été présenté précédemment (**Chapitre VI**), la température électronique (dans sa composante parallèle ou perpendiculaire) et la densité du plasma (jusqu'à une certaine limite) augmentent avec la puissance P injectée. C'est pourquoi, la pression électronique, et notamment sa composante parallèle, augmente avec la puissance. Ceci peut donc expliquer le comportement de la poussée thermique T_S avec la puissance (**Figure 137** à gauche).

VII - 1 : Etude expérimentale des mécanismes d'accélération du plasma

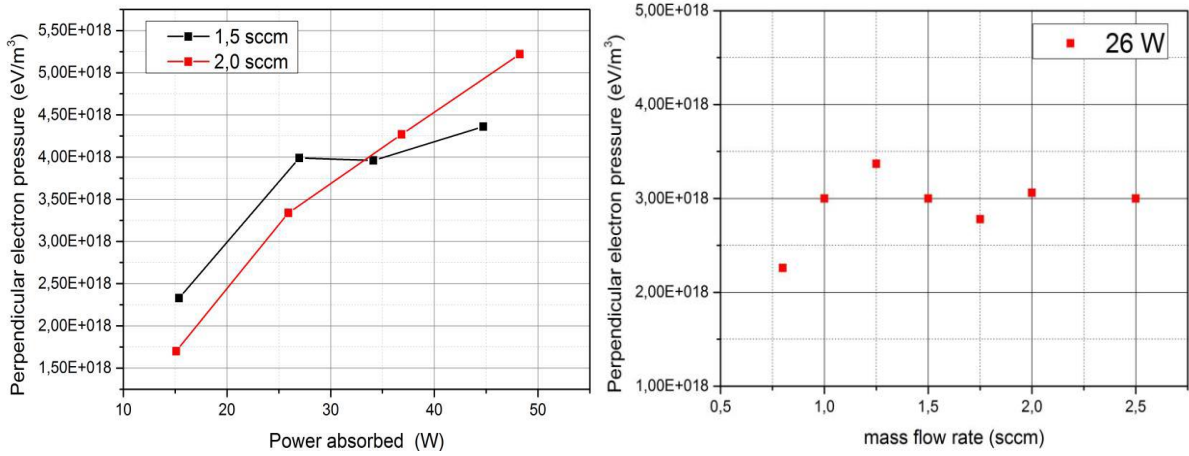


Figure 138. Mesure de la pression électronique perpendiculaire moyenne dans la source plasma avec une boucle diamagnétique en fonction de la puissance (à gauche) à 1,5 et 2 sccm de xénon et en fonction du débit (à droite) pour une puissance de 26 W. (source : [177])

Il est également possible d'utiliser l'approximation paraxiale ($B_r \ll B_z$) pour ré-exprimer l'expression de la poussée magnétique $T_{B,p}$ à partir de l'équation (152) de la manière suivante [140]:

$$T_{B,p}(z) = \int_{z_0}^z \langle p_{e\perp} \rangle A(z') \frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} dz' \quad (154)$$

où $\langle p_{e\perp} \rangle$ est la pression électronique perpendiculaire moyenné radialement et $A(z)$ est la section du jet de plasma à la position axiale z . Le seul facteur qui est affecté par la puissance P dans l'équation (154) est $\langle p_{e\perp} \rangle$. De plus, on observe sur la **Figure 136** que la poussée magnétique augmente avec la puissance. Cela signifie donc que la pression électronique perpendiculaire augmente également avec la puissance ce qui est plutôt intuitif étant donné que les électrons sont chauffés par la résonance ECR qui augmente uniquement leur énergie perpendiculaire aux lignes de champ magnétique (et donc $p_{e\perp}$).

Ces mesures sont en accord avec des résultats obtenus récemment [177] dans le cadre de la thèse de S. Correyero dans laquelle une boucle diamagnétique a été utilisée pour mesurer la pression électronique perpendiculaire. Les résultats sont reportés sur la **Figure 138**. On observe expérimentalement que la pression électronique perpendiculaire ($p_{e\perp}$) augmente d'au moins un facteur 2 quand la puissance est triplée (**Figure 138** à gauche). En effet, à 1,5 et 2 sccm ($\approx 0,15$ et $0,2$ mg/s), $p_{e\perp}$ augmente d'environ $2 \cdot 10^{18}$ eV/m³ à 15 W jusqu'à environ $4,5 - 5 \cdot 10^{18}$ eV/m³ à ~ 45 W. En revanche, à puissance constante égale à 26 W, une variation du débit (entre 0,8 et 2,5 sccm) n'engendre pas de variations importantes de la pression électronique perpendiculaire qui est constante autour de $3 \cdot 10^{18}$ eV/m³.

Lorsqu'on augmente le débit massique de xénon à puissance constante, la densité du plasma augmente alors que la température électronique diminue. Cet effet est dû à l'augmentation des collisions électrons-neutres qui conduit à l'isotropisation des électrons (et donc de la pression électronique). En effet, puisque seule la pression perpendiculaire augmente dans la résonance, la seule manière

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

d'augmenter la pression parallèle $p_{e\parallel}$ dans le plasma est par collision dans la source et par le travail de conversion de la tuyère magnétique.

Dans l'équation (152) l'expression de la poussée thermique T_S ne contient que le facteur de pression électronique parallèle qui augmente avec l'isotropisation du plasma quand le débit massique Q_m augmente. Ceci explique pourquoi T_S croît avec le débit sur la partie gauche de la **Figure 137**.

Parallèlement, les mesures obtenues à l'aide de la boucle diamagnétique montrent que la pression perpendiculaire $p_{e\perp}$ est quasiment constante lorsque le débit augmente et que la puissance est constante (**Figure 138** à droite). Dans ce cas, la chute de température électronique due à l'augmentation du débit massique pourrait être compensée par l'augmentation de la densité électronique pour avoir une pression électronique ($p_e = n_e k_B T_e$) constante. En s'appuyant sur l'équation (154) et sur les résultats obtenus avec la boucle diamagnétique, il est possible d'expliquer pourquoi T_B est quasiment constant sur toute la gamme de débit sur la **Figure 137** (à gauche).

En résumé, la poussée magnétique représente 70% de la poussée totale quand le propulseur fonctionne à 0,1 mg/s de xénon et pour des puissances variables entre 20 et 60 W. En faisant varier de débit massique de xénon, la proportion de poussée magnétique par rapport à la poussée totale varie entre 80% et 55% quand le débit varie entre 0,06 mg/s et 0,2 mg/s. Ces résultats ont été rapprochés de mesures de pression électronique perpendiculaire obtenus avec une boucle diamagnétique expliquant ainsi les variations de la poussée magnétique. Il a également été noté qu'en augmentant le débit de gaz neutre, les collisions élastiques électron-neutres augmentent également ce qui produit une isotropisation des électrons (et donc de la pression électronique) ce qui explique les variations de la poussée thermique.

VII - 2. Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

Dans cette section, on se propose d'utiliser un code PIC développé à l'ONERA et qui est en cours de développement. Dans ce travail de thèse, il a été utilisé dans sa version quasi-unidimensionnelle (1D3V). Cependant, au terme de son développement il est prévu que celui-ci soit complètement tridimensionnel. Les principales caractéristiques de ce code ont été présentées dans le **Chapitre III**.

L'objectif de cette section est de présenter les premiers résultats d'une simulation de la création et l'accélération d'un plasma dans le propulseur ECR. Pour cela, une analyse préliminaire des résultats est effectuée pour des simulations ayant atteint l'état stationnaire. Les informations recueillies sont exploitées pour comprendre certains phénomènes physiques complexes qui ont lieu dans le propulseur et qui ne sont pas mesurables expérimentalement.

Cette section est divisée en deux parties. La première présente les caractéristiques des simulations effectuées. La seconde propose une étude d'un cas de référence pour un jeu de paramètres fixes.

VII - 2.1. Caractéristiques de la simulation

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

On rappelle que la simulation est effectuée dans un domaine de longueur L_D repéré par la position x (voir **Figure 53**). La source plasma du propulseur commence à $x = 0$ mm et se termine à $x = L_S$. Elle détermine la zone dans laquelle le champ électrique exciteur est présent. L'ensemble du domaine est plongé dans un champ magnétique statique représenté à la **Figure 139**. Le code PIC simule, en réalité, non pas le comportement des électrons et des ions un par un mais le comportement de ce qu'on appelle des « Macro-particules » qui représentent un ensemble d'électrons et d'ions.

On récapitule ci-dessous les paramètres présentés et définis dans le **Chapitre III**. Les valeurs utilisées dans le cas de référence dont les résultats sont présentés dans la sous-section suivante sont listés dans le **Tableau 13**.

Tableau 13. Liste des valeurs des paramètres utilisés pour le cas de référence.

Quantité	Signification	Valeur
L_D	Longueur du domaine de calcul	200 mm
L_S	Longueur de la source du propulseur	20 mm
f	Fréquence de l'onde micro-onde	2,45 GHz
E_0	Champ électrique initial	35 000 V/m
N_{target}	Nombre d'électrons cibles	100 000
B_0	Champ magnétique à $x = 0$ mm	-1000 G
L_B	Longueur caractéristique du profil de champ magnétique	25 mm
A_0	Aire initiale du tube de plasma	189 mm ²
n_0	Densité de gaz neutre à $x = 0$ mm	$5 \cdot 10^{21}$ cm ⁻³
N_{macro}	Nombre de particules dans une macro-particule	10^6
L_n	Longueur caractéristique du profil de gaz neutre	10 mm
γ_{BP}	Coefficient d'émission d'électrons secondaire à la backplate	0,2 electrons/ion
C_{coll}	Coefficient de perte par diffusion radiale	$15/\pi^2$
/	Taille de cellule	200 μ m

La zone de résonance est, dans ce cas, située à $x = 3,6$ mm. Le profil axial du rayon du jet de plasma est représenté sur la partie droite de la **Figure 139**. A noter qu'on a ajouté un décalage de 10 G au champ magnétique pour que l'aire du plasma ne diverge pas. On rappelle également que le potentiel est référencé à $x = L_D$ où $V_p(L_D) = 0$ V (condition aux bords de Dirichlet) simulant ainsi un plan de masse en aval du jet.

Le pas de temps fixe utilisé est $dt = 10^{-11}$ s.

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

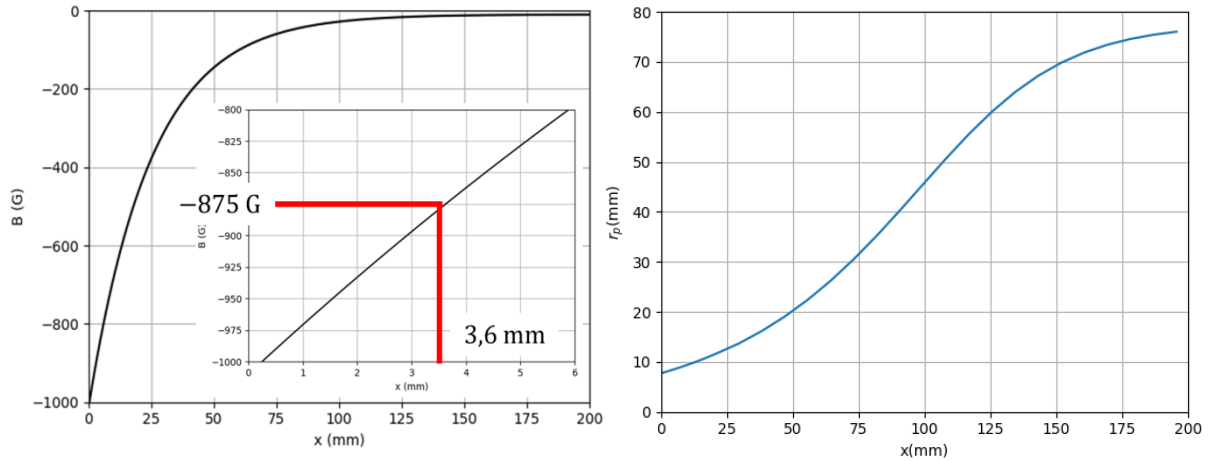


Figure 139. Profils axiaux du champ magnétique ambiant (à gauche) et rayon (fictif) du plasma (à droite). La zone de résonance est située à exactement 3,6 mm du bord amont ($x = 0$ mm) au propulseur du domaine de calcul (au niveau de la backplate).

La simulation se termine lorsqu'elle a effectué le nombre de pas de temps qui a été défini préalablement. Le choix du nombre de pas de temps à effectuer dépend de ce que l'on souhaite obtenir. Dans ce travail, on a choisi de s'intéresser particulièrement à l'état stationnaire du propulseur. En effet, la phase transitoire de la décharge peut être particulièrement complexe à interpréter et l'analyse de ce type de résultats ne fait pas parti des objectifs du travail.

L'état stationnaire est atteint lorsque les paramètres moyens du plasma n'évoluent plus au cours du temps. Le code a été conçu pour fournir, au cours du calcul, le potentiel flottant de la backplate (au bord $x = 0$ mm du domaine) et le flux de particules (électrons ou ions) traversant les bords ($x = 0$ mm ou $x = L_D$) du domaine de calcul. Il est donc possible de surveiller l'évolution de ces paramètres au cours de la simulation. La **Figure 140** présente le potentiel flottant de la backplate V_{bp} et le flux d'ions et d'électrons pour $x = L_D$ au cours du temps de simulation. On observe que V_{bp} devient stationnaire au bout d'environ $1 \mu\text{s}$. Il est de même pour le flux d'électrons (en noir sur la **Figure 140**) qui devient stable également autour de $t = 1 \mu\text{s}$.

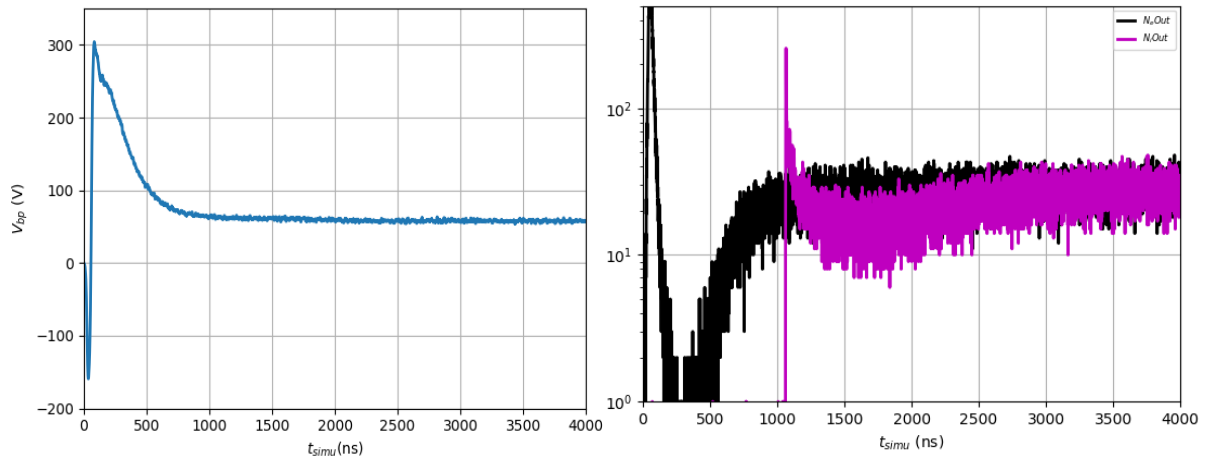


Figure 140. Flux d'électrons (en noir) et d'ions (en violet) à travers le bord aval ($x=200$ mm) au propulseur du domaine de calcul (à gauche) et potentiel flottant de la backplate (à droite) au cours du temps de simulation (dimensionné).

En revanche, comme les ions sont des particules plus lourdes qui ont donc plus d'inertie, leur temps de transit au travers du domaine de calcul est plus long. C'est pourquoi, le flux d'ions ne semble se stabiliser qu'environ $3 \mu\text{s}$ après le début de la simulation (**Figure 140**). A noter que les sections efficaces des ions utilisées dans ce programme sont celles du xénon mais, pour que le temps de simulation ne soit pas trop long à cause de la forte inertie des ions, **la masse des ions a été artificiellement réduite à la masse du proton** :

$$M_{ref} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{kg}$$

Cependant, pour obtenir une simulation dans l'état stationnaire le fait que ces paramètres aux bords soient stabilisés est une condition nécessaire mais pas suffisante. En effet, dans la zone loin en aval du propulseur, le potentiel plasma varie peu et donc les ions de faible énergie présents dans cette zone sont très faiblement accélérés et mettent donc beaucoup de temps à sortir par le bord $x = L_D$. Il est donc nécessaire de vérifier, après que le calcul soit fini, si la fonction de distribution des ions dans les zones en aval du propulseur contient des ions faiblement accélérés, ce qui n'est pas possible à l'état stationnaire (en l'absence d'ionisation dans le jet).

Une fois l'état stationnaire atteint et le calcul terminé, les résultats obtenus sont :

- le profil axial de potentiel plasma
- la position axiale de toutes les macro-particules
- les trois composantes de la vitesse des macro-particules.

Pour pouvoir exploiter ces résultats, il est possible, si on ne s'intéresse qu'à l'état stationnaire, soit de faire des statistiques globales sur tout le domaine de calcul, soit de découper l'espace en segment et effectuer des statistiques sur ces segments pour déterminer les paramètres et les caractéristiques du système le long de l'axe.

Cependant, pour effectuer ces statistiques, il est nécessaire d'avoir suffisamment de particules. C'est pourquoi on fusionne les données de tous les pas de temps enregistrés pour lesquels on est sûr que la

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

simulation a atteint l'état stationnaire. Cela permet d'augmenter artificiellement le nombre de particules dans des états et des positions différentes et ainsi de réduire le bruit statistique.

Pour établir des statistiques sur les particules tout en ayant une résolution spatiale, il faut découper le domaine de calcul en sous-parties. De plus, comme dans la source plasma (dans laquelle est située zone de résonance) les densités sont plus fortes et les variations des paramètres sont plus nombreuses, il a été choisi de mettre une résolution spatiale plus élevée dans la source qu'à l'extérieur (50 points dans source sur 20 mm et 20 points dans la zone extérieure sur 180 mm). La résolution dans la source est donc de 400 μm alors qu'elle est de 9 mm à l'extérieur. Les particules sont triées et repérées par leur position. L'espace dans lequel les statistiques sont effectuées est découpé en segment dont les positions sont repérées par les positions x^i et dont la longueur définie comme :

$$L^i = x^{i+1} - x^i$$

Dans la sous-section suivante, les résultats d'un cas test de référence vont être présentés. Les paramètres présentés ci-dessus n'ont pas particulièrement été optimisés en particulier le paramètre d'émission secondaire d'électrons à la backplate γ_{BP} et le coefficient de diffusion C_{coll} . C'est pourquoi, les résultats obtenus numériquement sont relativement loin des mesures faites sur le prototype réel. L'objectif est d'obtenir des éléments de compréhension sur le fonctionnement de la décharge à partir des données de simulation.

A noter que les conditions opératoires expérimentales Q_m et P sont globalement pilotées dans la simulation par les paramètres E_0 et n_0 . Cependant, étant donné qu'il n'y a pas de rétroaction réelle entre le plasma et le champ électrique (ce dernier dépend simplement du nombre d'électron total dans le domaine de calcul) et entre le plasma et la population d'atomes neutres, P ne peut pas directement être calculé à partir de E_0 .

VII - 2.2. Etude cas de référence

VII - 2.2.1. Puissance de l'onde excitatrice et débit de gaz neutre

Pour commencer, il est utile de se demander quelle puissance est injectée dans le propulseur à l'état stationnaire. En effet, on peut rappeler que le champ électrique excitateur dans la source plasma est, à ce stade développement du code, contrôlé par le nombre d'électrons présents dans le domaine de calcul de la manière suivante :

$$E = E_0 \exp\left\{-\frac{N_e}{N_{target}}\right\}$$

Cela a pour objectif de simuler les effets de rétroaction du plasma sur le champ incident (absorption de l'énergie électrique par les particules) afin de faire converger la simulation vers un état stationnaire.

Cela a pour conséquence de réguler la puissance injectée pour que la densité électronique du plasma atteigne une valeur cible. Cependant, il n'est donc pas possible de connaître exactement la valeur de la puissance injectée à l'état stationnaire. La **Figure 141** présente l'évolution du champ électrique excitateur dans la source plasma au cours du temps de simulation. On observe que, comme le nombre d'électrons croît rapidement dans les premiers instants de la simulation, le champ électrique excitateur

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

atteint une valeur stationnaire très rapidement (environ 0,3 μ s après le début). Le champ électrique converge à $E \sim 6700$ V/m.

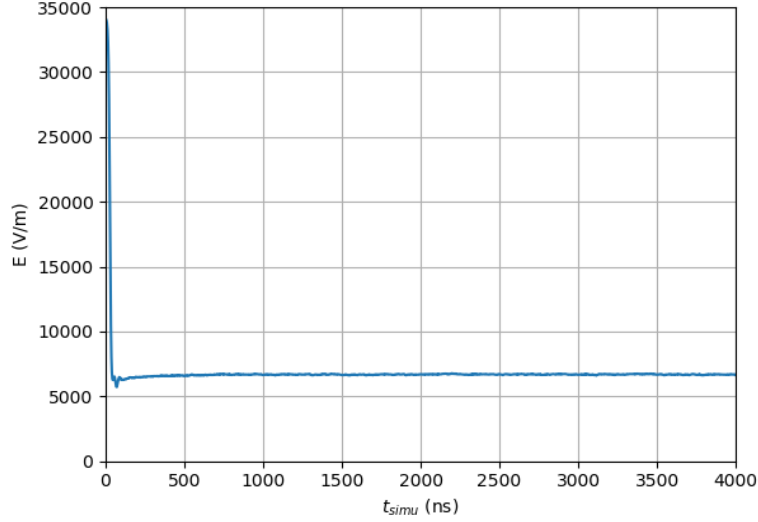


Figure 141. Champ électrique injecté dans la source plasma au cours de temps de simulation.

A partir de cette valeur de champ électrique à l'état stationnaire il est possible de déduire la puissance injectée dans le propulseur. En effet, comme la rétroaction du plasma sur le champ électrique n'est pas implémentée dans le code, ce n'est pas incorrect de considérer que la permittivité du milieu dans la source est celle du vide : $\varepsilon = \varepsilon_0$. Il est donc possible de calculer le flux du vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$ à travers la source plasma pour obtenir la puissance rayonnée par le champ excitateur. Il faut également considérer que l'onde injectée est une onde électromagnétique transverse se propageant dans le vide. En coordonnées cartésiennes, les champs électrique et magnétique de cette onde sont de la forme :

$$\vec{E} = E_y \hat{y} ; \vec{B} = B_z \hat{z} = \frac{E}{c} \hat{z}$$

où $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s est la vitesse de la lumière dans le vide. La puissance rayonnée par cette onde est donc :

$$P_{em} = \iint_{A(x)} \vec{\Pi} \cdot d\vec{S} = \iint_{A(x)} \left(\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0} \right) \cdot d\vec{S} = \iint_{A(x)} \frac{E^2}{c\mu_0} (\hat{x} \cdot d\vec{S}) = c\varepsilon_0 E^2 \langle A \rangle_S$$

où $\varepsilon_0\mu_0 c^2 = 1$ et où $\langle A \rangle_S$ est la surface moyenne de la source plasma du propulseur.

En prenant $E = 6700$ V/m, la puissance rayonnée par l'onde électromagnétique excitatrice de ce cas de référence est :

$$P_{em} \approx 34 \text{ W}$$

Cette valeur est très proche des puissances micro-ondes injectées dans les prototypes de propulseur ECR utilisés dans le cadre de cette thèse. Toutefois, cette puissance n'est pas indicative de la puissance absorbée dans le plasma...

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

Le débit de gaz neutre peut être calculé à partir de n_0 car on connaît la température du gaz neutre ($T_0 = 300$ K) et la section A_0 là où la densité de gaz vaut n_0 (en $x = 0$ mm). Le débit est donné par :

$$Q_m = M_{ref} n_0 A_0 \sqrt{\frac{k_B T_0}{M_{ref}}} \approx 2,5 \text{ mg/s}$$

Ce débit est plus élevé par rapport aux débits (de xénon) injectés expérimentalement. En effet, avec des densités plus faibles la décharge met plus de temps à se mettre en place ou peut ne pas démarrer, notamment en raison du nombre insuffisant d'électrons initiaux. En conséquence, pour avoir des temps de simulation raisonnables un débit plus élevé est utilisé.

VII - 2.2.2. Profils de densité et de courant

Si N^i est le nombre de macro-particule sur un segment L^i de l'axe, il est possible de relier ces distributions spatiales aux densités des espèces du plasma de la manière suivante :

$$n^i = N_{macro} \frac{N^i}{L^i \langle A \rangle^i}$$

où $\langle A \rangle^i = (1/L^i) \int_{x_i}^{x_{i+1}} A(x) dx$ est l'aire moyenne du plasma sur le segment L^i . Cette dernière augmentant le long de l'axe, l'allure du profil de n est a priori différent de celui de N .

La **Figure 142** présente les densités ionique et électronique sur le domaine de calcul. Dans la source plasma, les densités des deux espèces sont de quelques 10^{10} cm^{-3} . A savoir que l'ordre de grandeur des densités dans un propulseur à courant de Hall est 10^{12} cm^{-3} . Ce cas de référence créé donc un plasma de relativement faible densité. Le plasma semble respecter la quasi-neutralité ($n_e \sim n_i$) dans la source plasma et jusqu'à $x \sim 40$ mm et la densité d'électron devient inférieure à la densité d'ion entre $x \sim 40$ mm et $x = 200$ mm.

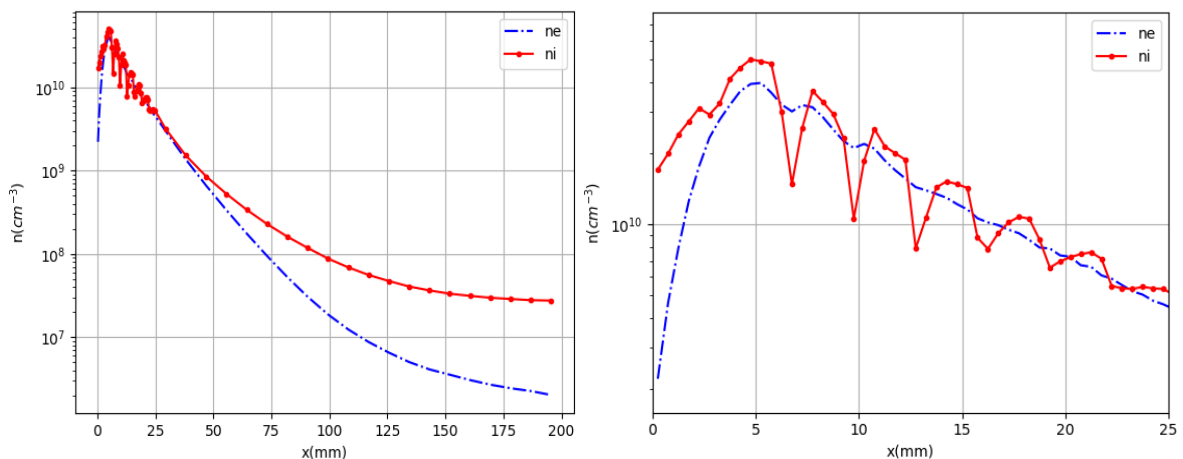


Figure 142. Profils axiaux de la densité ionique (en rouge) et électronique (en bleu) sur tout le domaine de calcul (à gauche) et zoomé sur la source plasma (à droite).

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

Sur la partie droite de la **Figure 142** est représenté le profil de densité agrandi autour de la source plasma. On remarque de la densité maximale ($\sim 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) pour les deux espèces est située vers $x = 5 \text{ mm}$ c'est-à-dire très proche de la zone de résonance ($z_{ECR} = 3,6 \text{ mm}$). La densité des deux espèces décroît ensuite globalement de manière quasi continue vers les extrémités du domaine.

On note que pour des relativement faibles valeurs de x , on observe des oscillations de densité. Ces oscillations sont particulièrement visible sur la densité ionique (dont l'amplitude maximale dépasse les $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) mais sont également présente chez les électrons de manière moins évidente. Elles semblent avoir une longueur d'onde constante d'environ $2,2 \text{ mm}$. Elles sont d'amplitude maximale là où la densité est maximale, c'est-à-dire proche de la zone de résonance et s'atténuent en s'éloignant de cette zone. Elles ont complètement disparues après $x = 25 \text{ mm}$. L'origine physique ou numérique de ces oscillations n'est pas connue pour l'instant. C'est pourquoi on ne se concentrera pas sur ce phénomène dans la suite de cette analyse.

Il est possible de noter que le plasma n'est pas quasi neutre dans la zone de décroissance de densité près de la paroi en $x = 0 \text{ mm}$. C'est le comportement typique (voir chapitre II) d'une gaine de Child-Langmuir. En effet, dans cette zone proche de la paroi, la densité d'électrons est plus faible que celle des ions. La différence atteint quasiment un ordre de grandeur au niveau de la paroi (backplate). C'est également ce qu'on retrouve de l'autre côté vers la zone aval du propulseur. Le plasma n'est donc également plus quasi-neutre à partir d'une certaine distance du propulseur. Cependant, les électrons étant plus véloces que les ions, leur densité doit être plus faible pour pouvoir maintenir l'ambipolarité, le phénomène principal gouvernant, dans ce cas de figure, la dynamique du plasma.

Pour pouvoir vérifier l'ambipolarité, qui se définit comme étant l'égalité entre le flux d'ions et le flux d'électrons, il est nécessaire d'extraire des résultats les informations sur les vitesses des particules. Le code de simulation ne permettant aux particules que des déplacements le long de l'axe x , les flux de particules n'ont lieu que le long de l'axe x , c'est-à-dire, parallèlement à la direction du champ magnétique. On définit donc I^i le courant total d'ions ou d'électrons sur le segment L^i de la manière suivante :

$$I^i = e n^i \langle |v_{\parallel}| \rangle^i$$

où $\langle |v_{\parallel}| \rangle^i$ est la valeur moyenne de la valeur absolue de vitesse parallèle de la particule sur le segment L^i . e est la constante de Coulomb. La **Figure 143** présente les profils axiaux des courants totaux d'ions et d'électrons.

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

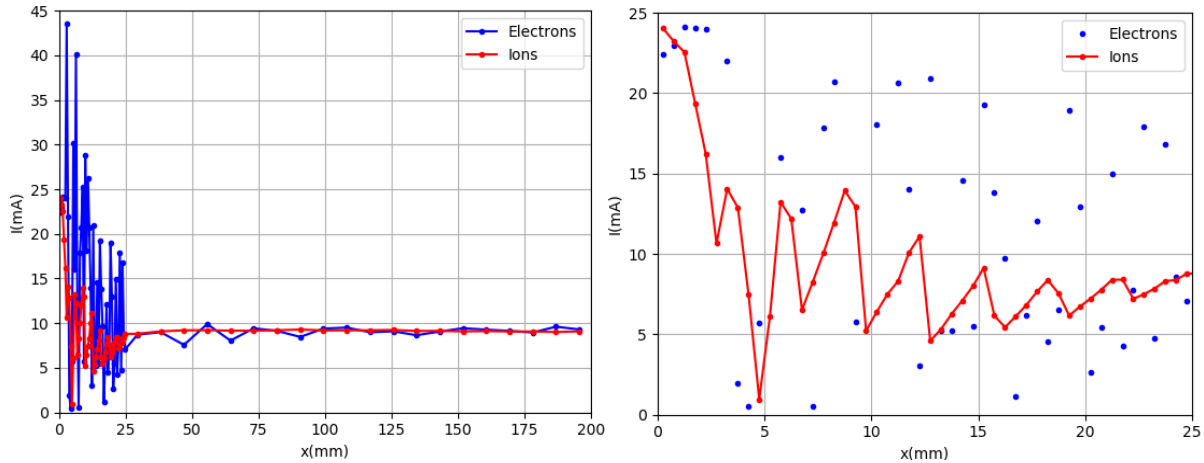


Figure 143. Profils axiaux du courant total d'ion (en rouge) et d'électrons (en bleu) sur tout le domaine de calcul (à gauche) et zoomé sur la source plasma (à droite).

La première observation pouvant être faite sur ces résultats est que le courant ionique total est conservé (il est constant) le long de $x \approx 40$ mm, jusqu'au bord $x = L_D$. Le courant d'électron, bien qu'un peu plus bruité, est également conservé après $x = 50$ mm. De plus, le courant électronique est égal au courant ionique dans cette zone. Il y a donc bien ambipolarité, dans toute la zone après la source plasma.

On observe, dans la partie zoomée sur la source plasma (la partie droite de la **Figure 143**), que le flux d'ions et le flux d'électrons sont également identiques au niveau de la backplate ($x = 0$ mm). Cela correspond aux hypothèses prise pour modéliser la gaine de Child-Langmuir (voir **Chapitre II**). On note que, dans la partie source plasma, les oscillations déjà observés pour la densité sont également visibles pour les ions ici. Dans cette zone, le courant d'électron est particulièrement bruité.

On note que le courant côté aval du propulseur est d'environ $I = 9$ mA alors qu'il est d'environ 24 mA au niveau de la backplate. Le courant ionique (et d'électrons) sur la backplate est donc environ 2,5 fois plus élevé que dans le jet de plasma.

VII - 2.2.3. Profil de potentiel plasma

Le code de simulation PIC résout l'équation de Poisson pour déterminer le champ électrique à partir du potentiel plasma. De plus, la condition de bords en $x = 0$ mm est traitée de manière réaliste (voir **Chapitre III** et [158]) ce qui permet de résoudre la gaine et donc de calculer la chute de potentiel à l'intérieur. La **Figure 144** présente le profil axial de potentiel électrique (le potentiel plasma) à l'état stationnaire dans tout le domaine de calcul.

On note que le potentiel maximum est d'environ 80 V et est obtenu à $x \approx 5$ mm donc dans une zone très proche de la zone de résonance. Il est à noter que l'ordre de grandeur du potentiel est le même que celui mesuré expérimentalement et ce, même si les paramètres comme la densité de gaz neutre et le champ électrique n'ont pas été optimisés.

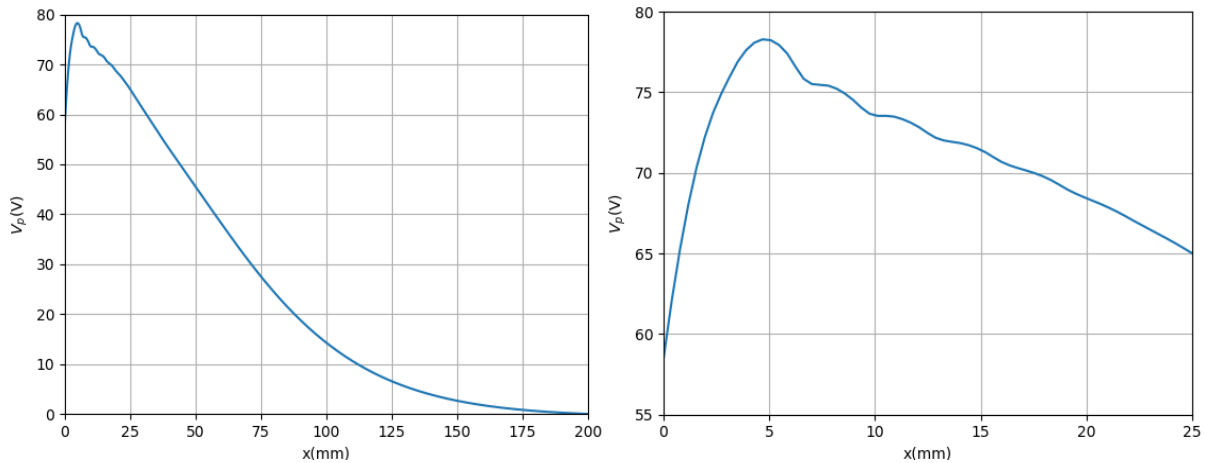


Figure 144. Profil axial du potentiel plasma sur tout le domaine de calcul (à gauche) et zoomé sur la source plasma (à droite).

On observe également dans la partie droite de la **Figure 144** des oscillations à peu près aux mêmes positions que celles observées pour la densité et le courant total. Cependant, dans ce cas, elles sont un peu plus ténues.

A l'exception de la zone proche de la backplate qui caractérise la gaine, le potentiel décroît de manière monotone sur tout le domaine de calcul. Le champ électrique ambipolaire semble maximal (en valeur absolue) entre 25 et 60 mm atteignant les 800 V/m (**Figure 145**). Ce dernier s'affaiblit ensuite pour être quasiment nul proche du bord $x = L_D$ du domaine.

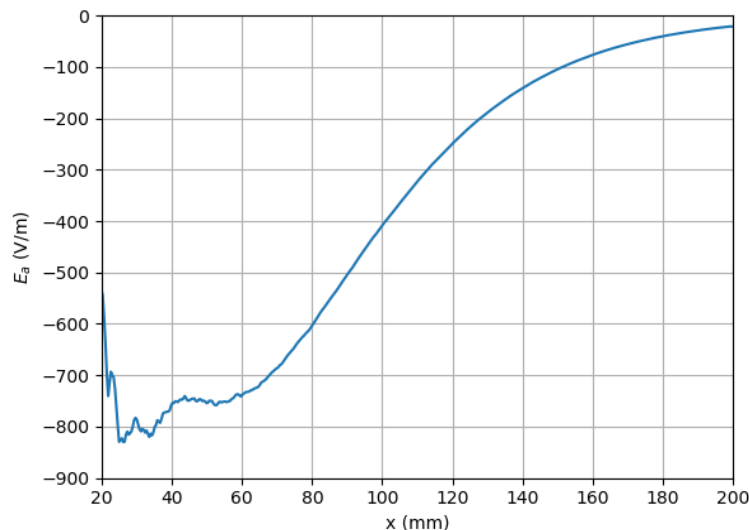


Figure 145. Champ électrique ambipolaire dans la zone extérieur au propulseur ($x > 20$ mm).

Il est possible de comparer ces données issues du code PIC au profil de potentiel déduit de mesures expérimentales des vitesses moyennes des ions. Ces vitesses moyennes ont été mesurées sur la version PM-V1 du prototype de propulseur ECR à l'aide d'une technique de vélocimétrie Doppler par fluorescence induite par laser LIF [57]. Cependant, comme il n'est pas possible de reproduire exactement les conditions opératoires expérimentales avec le code PIC, la **Figure 146** compare

seulement les profils normalisés de la chute de potentiel électrique dans le jet de plasma. Les profils normalisés mesurés et simulés semblent être similaires. A noter que, contrairement aux résultats obtenus avec le code PIC, d'autres mesures LIF indiquent que le potentiel est quasiment constant tout le long de la source plasma (non représentés sur la **Figure 146**).

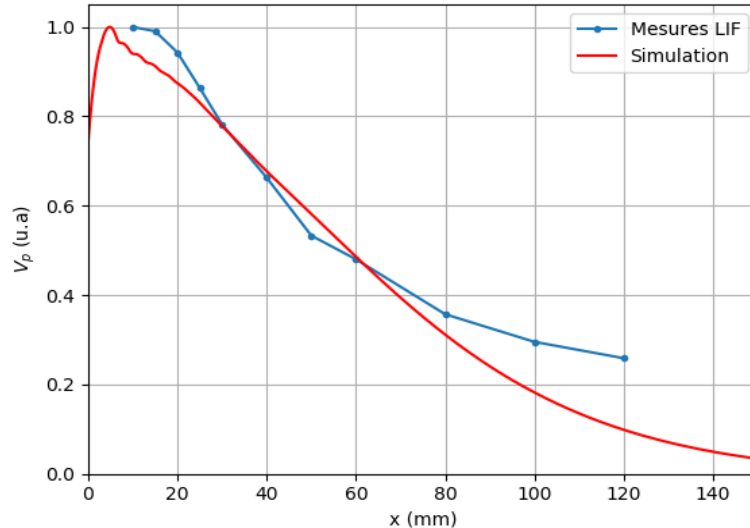


Figure 146. Comparaison des profils axiaux normalisés de potentiels plasmas issu de mesure LIF (en bleu) et issu des résultats du code PIC (source : [57]).

VII - 2.2.4. Vitesse et énergie des ions

Pour obtenir des informations sur le comportement des ions, et en particulier, leur accélération dans la tuyère magnétique, il est possible de s'intéresser aux fonctions de distributions en vitesse – ou en énergie – des ions sur les différents segments L^i définis précédemment.

La **Figure 147** présente les fonctions de distribution en énergie parallèle des ions à différentes positions du domaine de calcul et à l'état stationnaire. Sur la partie gauche du domaine, pour des raisons de clarté, on a choisi de ne représenter les fonctions de distribution qu'à trois positions du domaine : $x = 3, 70$ et 136 mm. A noter que l'énergie peut être négative sur cette représentation pour prendre en compte l'orientation du vecteur vitesse des ions.

A la position $x = 3$ mm, la majeure partie des ions se dirigent vers les $x < 0$. Cela est dû à la chute de potentiel dans la gaine visible à la **Figure 144**. C'est ce comportement qui conduit au bombardement ionique de la backplate. A l'état stationnaire, plus on se déplace vers les $x > 0$ et plus la vitesse moyenne du faisceau d'ion augmente. En effet, à $x = 70$ mm, la vitesse moyenne du faisceau d'ion est située autour de 35 eV alors qu'à $x = 196$ mm la vitesse moyenne est d'environ 69 eV.

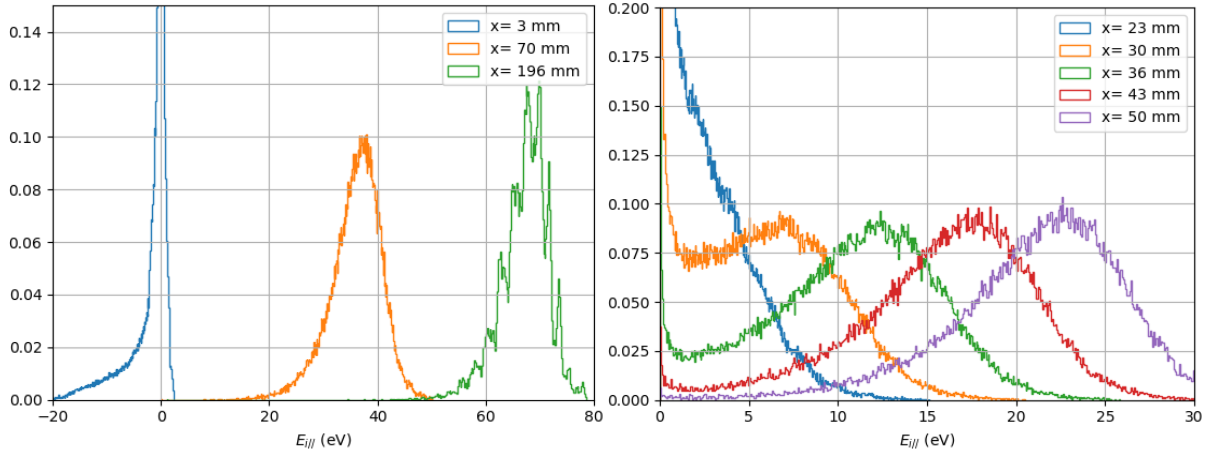


Figure 147. Fonctions de distribution (normalisées par l'intégrale) des ions sur trois positions ($x = 3, 70, 196$ mm) réparties sur tout le domaine de calcul (à gauche) et sur 5 positions ($x = 23, 30, 36, 43, 50$ mm) zoomées sur la zone autour de la source plasma (à droite).

On note que le faisceau d'ion n'est pas froid. En effet, il y a une relativement forte dispersion autour de la valeur de la vitesse moyenne du faisceau. En observant la partie droite de la **Figure 147** qui présente les fonctions de distribution en énergie parallèle des ions pour cinq positions : 23, 30, 36, 43 et 50 mm, on s'aperçoit que l'accélération du faisceau devient significative après la sortie de la source plasma. En effet, à partir de $x = 23$ mm et, étant donné qu'il n'y a pas de partie négative à la fonction de distribution, les ions ont une vitesse moyenne non nulle. Cependant, ce n'est qu'à partir de $x \approx 30$ mm que l'énergie moyenne du faisceau dépasse les 5 eV.

La fonction de distribution permet d'avoir accès à la quasi-totalité des informations calculées grâce au code PIC. Cependant, elles sont plus difficiles à analyser et à mettre en relation avec des données globales mesurées sur les prototypes. On se propose donc de calculer le profil axial de l'énergie moyenne et parallèle du faisceau d'ion à l'aide de l'expression suivante :

$$E_{\parallel}(\text{eV}) = e \frac{M}{2} \langle v_{\parallel} \rangle_i^2$$

où e et M sont respectivement la masse et la charge de l'ion et $\langle v_{\parallel} \rangle_i$ est la vitesse parallèle moyenne des ions sur le segment L^i .

La **Figure 148** présente le profil axial de l'énergie parallèle moyenne du faisceau d'ion. On note que l'accélération diminue à l'extrémité aval au propulseur ($x = L_D$). Cela est cohérent avec le profil axial de potentiel plasma qui devient plat dans cette zone. Dans cette zone, l'énergie parallèle semble converger vers 68 eV. Or, on a relevé précédemment que le potentiel plasma maximal été d'environ 80 V à environ $x = 5$ mm proche de la zone de résonance. Comme le faisceau d'ion n'est pas froid, certains ions possèdent ~ 80 eV d'énergie parallèle, mais ce n'est pas la majorité. Cela signifie que la majorité des ions ne sont pas créés au niveau de la zone de résonance. En effet, on considère que les ions possèdent des vitesses parallèles négligeables lorsqu'ils sont créés.

En revanche, les résultats indiquent que la majorité des ions est créée à $x \approx 25$ mm, dans la zone où le potentiel plasma approche 65 – 70 V. Les ions semblent donc créés en majorité à l'extérieur de la

source plasma, dans une zone pour laquelle le champ électrique excitateur est nul. Ces résultats semblent se confirmer lorsqu'on examine la partie droite de la **Figure 147**. En effet, les fonctions de distribution situées aux positions $x < 50$ mm possèdent une population d'ion dont l'énergie moyenne est nulle. Cela signifie qu'il y a toujours de l'ionisation dans ces zones.

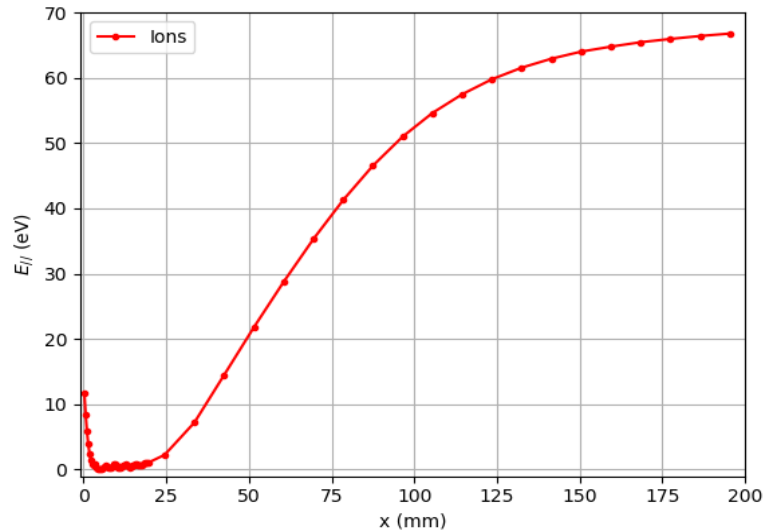


Figure 148. Profil axial de l'énergie cinétique axiale des ions.

On note que l'énergie moyenne de la population d'ions située aux abords de la backplate est d'environ 10 eV. L'énergie des ions est donc environ, en moyenne, 7 fois plus forte à l'extrémité $x = L_D$ qu'au niveau de la backplate.

A noter que l'énergie perpendiculaire des ions n'a pas été présentée car cette dernière est très faible et représente que peu d'intérêt car les ions ne sont pas magnétisés, ce que confirme le code.

VII - 2.2.5. Energie et température des électrons

Lorsqu'on s'intéresse à la dynamique des électrons dans le plasma du propulseur ECR qui est un plasma magnétisé, il faut distinguer la dynamique perpendiculaire et parallèle aux lignes de champ magnétique. Pour étudier cela, la **Figure 149** présente les fonctions de distribution des électrons en fonction de leur énergie parallèle pour trois positions axiale : $x = 3, 70, 136$ mm (partie gauche de la figure) et compare les distributions en énergie parallèle et perpendiculaire pour deux positions axiale : $x = 23$ et 90 mm (à droite).

On remarque tout d'abord que ces distributions ne correspondent pas à une distribution maxwellienne (qui prend la forme de droite en représentation semi-logarithmique). Elles semblent plutôt se rapprocher de distributions bi-température dont la pente est plus élevée pour les basses énergies que pour les fortes énergies.

On remarque, sur la partie gauche de la **Figure 149**, que les distributions en vitesse parallèle possèdent une population d'électron ayant des vitesses négatives. Lorsque la distribution est prise dans la partie extérieure de la source plasma (par exemple pour $x = 70$ mm), la distribution est constituée

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

d'électrons oscillants à la fois expulsés de la source plasma par la force diamagnétique et attirés par le potentiel électrique (qui est positif dans la source). On note également que plus la distribution est prise à des distances x élevées et plus la population d'électrons ayant des vitesses négatives est réduite. En effet, dans les zones les plus éloignées de la source plasma, seuls les électrons les plus énergétiques n'ont pas déjà été réfléchis par le potentiel électrique, il y a donc de moins en moins d'électrons qui reviennent vers la source plasma plus on s'en éloigne.

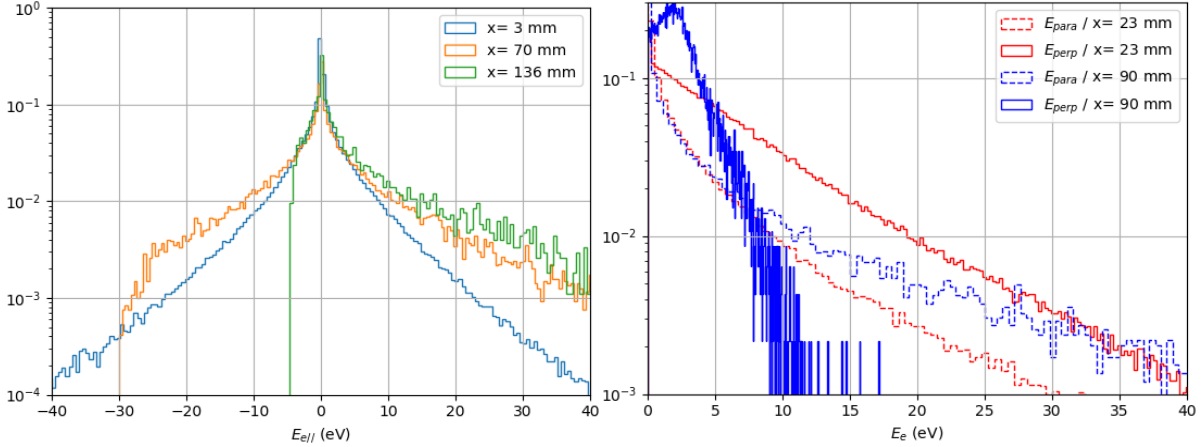


Figure 149. Fonctions de distribution des électrons en fonction de l'énergie axiale (à gauche) pour trois positions dans le domaine de calcul ($x = 3, 70, 136$ mm) et en fonction de l'énergie parallèle et perpendiculaire (à droite) à deux positions ($x = 23$ et 90 mm).

Il est possible d'observer le refroidissement des électrons dans la tuyère magnétique sur la partie droite de la **Figure 149**. En effet, pour $x = 23$ mm, il y a plus d'électrons ayant une forte énergie perpendiculaire que d'électrons ayant une forte énergie parallèle. Ceci est dû au chauffage ECR qui agit sur la composante de la vitesse perpendiculaire au champ magnétique. En revanche, à $x = 90$ mm, la population d'électrons possédant une forte énergie perpendiculaire (> 10 eV a quasiment disparue) alors que plus d'électrons possèdent une énergie parallèle forte.

Pour pouvoir analyser plus globalement la population d'électrons, il est intéressant d'utiliser la variance statistique qui permet de mesurer la dispersion d'une distribution. Par analogie avec le cas à l'équilibre thermodynamique dans lequel la distribution en vitesse des électrons est maxwellienne et dont la variance définit la température :

$$T_e^i(\text{eV}) = \frac{1}{2e} m_e (\langle v_e^2 \rangle_i - \langle v_e \rangle_i^2)$$

Cette notion est en réalité relativement éloignée de la définition standard de température car elle ne caractérise pas la fonction de distribution de manière univoque. En effet, une distribution maxwellienne est entièrement définie par sa moyenne et sa variance ce qui n'est pas le cas pour des fonctions de distribution plus complexes. Cependant, pour des raisons de praticité, on appellera cette quantité : la température.

Cette définition permet de calculer les profils axiaux des températures parallèles et perpendiculaires et qui sont représentées **Figure 150**. La température parallèle $T_{e\parallel}$ est inférieure à la température perpendiculaire $T_{e\perp}$ dans les zones situées dans la source plasma (pour $x < L_s$). Au niveau de la backplate $T_{e\parallel} = 4$ eV alors que $T_{e\perp} = 5$ eV. La température électronique croît ensuite pour atteindre

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

un maximum de 8 eV à $x = 30$ mm pour $T_{e\perp}$ et un maximum de 7,5 eV à $x \approx 75$ mm pour $T_{e\parallel}$. Les deux populations décroissent ensuite et, dans cette zone, la température électronique parallèle reste supérieure à la température perpendiculaire jusqu'à l'extrémité du domaine $x = L_D$. Dans cette zone $T_{e\perp} \sim 1$ eV et $T_{e\parallel} \sim 5$ eV. La température parallèle devient supérieure à la température perpendiculaire pour $x = 50$ mm. A noter que la température perpendiculaire au niveau de la zone de résonance n'est pas maximale car elle est située aux alentours de 5 eV.

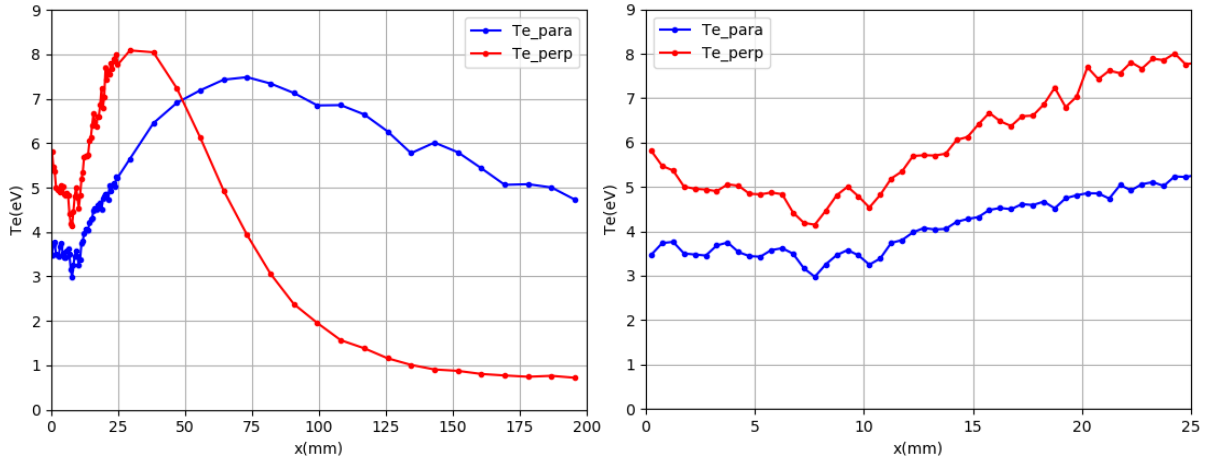


Figure 150. Profils axiaux de la température électronique parallèle (en bleu) et perpendiculaire (en rouge) sur tout le domaine de calcul (à gauche) et zoomé sur la source plasma (à droite).

Ce comportement de la température, qui n'est pas celui auquel on pourrait s'attendre, pourrait s'expliquer par le fait que le plasma du propulseur ECR n'est intrinsèquement pas à l'équilibre thermodynamique. En effet, quand on représente l'énergie cinétique parallèle et perpendiculaire moyenne en fonction de la position (**Figure 151**), on s'aperçoit que c'est l'énergie cinétique perpendiculaire qui est maximale au niveau de la zone de résonance. Cela signifie que dans cette zone la dispersion de l'énergie cinétique est plus faible car les électrons sont chauffés en phase dans la zone ECR. Dans ce type de situation, la notion de température électronique n'a plus de sens car la fonction de distribution est loin d'être une maxwellienne.

On remarque que lorsqu'on s'éloigne de la zone de résonance vers les $x > 0$ l'énergie cinétique perpendiculaire diminue et la température augmente. Cet effet est probablement dû à l'effet des collisions qui dispersent la fonction de distribution en homogénéisant les vitesses perpendiculaires.

En revanche, la chute d'énergie cinétique perpendiculaire au niveau de $x = L_S$, correspond au passage entre la source plasma et l'extérieur du propulseur. La seule différence réelle dans cette simulation entre ces deux zones est la présence du champ électrique exciteur. Ce dernier, présent uniquement dans la source, orienté perpendiculairement à l'axe et combiné au champ magnétique qui est orienté axialement, produit une vitesse de dérive de type $\vec{E} \times \vec{B}$ perpendiculaire. Cet effet disparaît en même temps que le champ électrique au passage dans la zone $x > L_S$. Ce phénomène semble néanmoins être mineur puisque l'énergie cinétique perpendiculaire visible sur la **Figure 151** (représentée en échelle semi-logarithmique) passe d'environ 0,4 eV dans la source à ~ 0 eV à l'extérieur.

Le plasma dans la source est loin d'être à l'équilibre thermodynamique à cause du chauffage par résonance qui accélère une partie des électrons de la même manière. Dans ce cas, l'énergie interne des

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

électrons ne peut pas être représentée macroscopiquement par la température électronique. En revanche, en s'éloignant de la zone de résonance et bien que la distribution en énergie perpendiculaire ne soit pas une Maxwellienne, la température semble être plus représentative de l'énergie interne (perpendiculaire) des électrons.

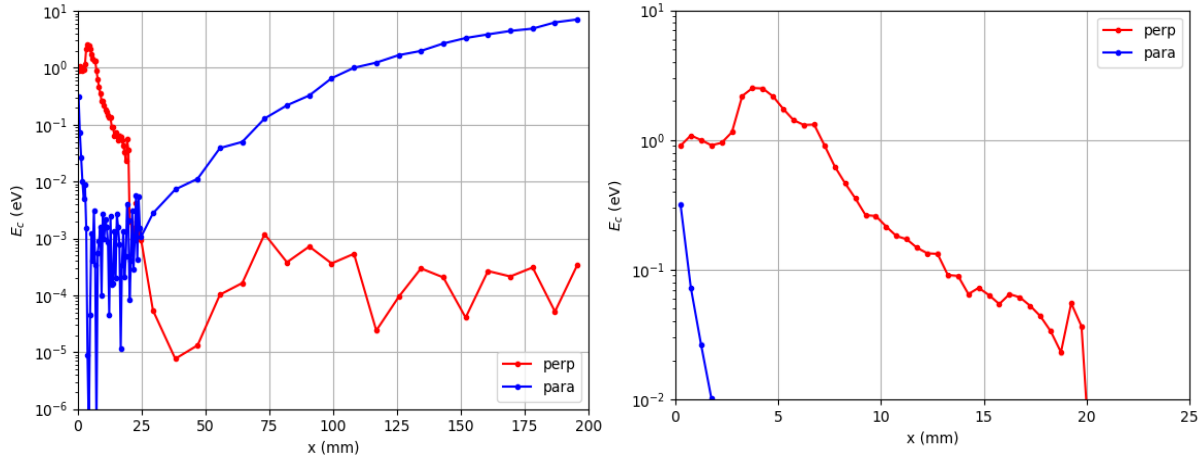


Figure 151. Profils axiaux de l'énergie cinétique électronique parallèle (en bleu) et perpendiculaire (en rouge) sur tout le domaine de calcul (à gauche) et zoomé sur la partie per source plasma (à droite).

En ce qui concerne la dynamique axiale des électrons dans la source, l'énergie cinétique moyenne parallèle est quasiment nulle mais la température parallèle, bien que inférieure à la température perpendiculaire, n'est pas négligeable. Cela est probablement dû à la présence des électrons réfléchis dans la tuyère magnétique qui forment une population dont la distribution de vitesse est plus dispersée.

De la même manière que la température perpendiculaire, la température parallèle augmente entre $x \sim 10$ mm et $x \sim 50$ mm à cause de l'homogénéisation due aux collisions. Ce phénomène permet de transférer l'énergie purement perpendiculaire donnée aux électrons par résonance en énergie aléatoirement distribuée parallèlement et perpendiculairement.

Le déclin de la température parallèle après $x = 50$ mm au même titre que l'augmentation de l'énergie cinétique moyenne est un artéfact dû au fait que la fonction de distribution en énergie parallèle devient de moins en moins symétrique plus on se déplace vers $x > 0$. En effet, la réduction du nombre d'électrons réfléchis dans la tuyère observé à la **Figure 149** supprime progressivement la partie négative de la fonction de distribution. Cela augmente donc la moyenne de cette fonction et réduit la variance (i.e. la température).

VII - 2.2.6. Comportement polytropique du refroidissement des électrons

Il est possible de représenter la température électronique en fonction de la densité électronique dans cette zone pour pouvoir extraire le coefficient polytropique du refroidissement des électrons dans la tuyère. Comme il a été précédemment mentionné (au **Chapitre II**), ce coefficient est important pour modéliser la physique de la tuyère magnétique.

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

Le coefficient polytropique peut être calculé à partir d'un ajustement linéaire des courbes de la **Figure 152** qui représente T_e en fonction de n_e de manière logarithmique. On note que, sur la partie droite de la figure, la température perpendiculaire semble avoir un comportement linéaire à l'inverse de la température parallèle. L'ajustement linéaire n'est donc fait que sur la partie perpendiculaire (à droite de la **Figure 152**).

En effet, on considère qu'il y a eu suffisamment de collisions dans la zone extérieure, en aval de la source plasma, pour faire se rapprocher la distribution en vitesse des électrons d'une distribution maxwellienne. Cela a pour conséquence de rendre la variance de la fonction de distribution plus représentative de la définition standard de température pour la composante perpendiculaire. Pour la composante parallèle, la fonction de distribution n'est pas symétrique dans le jet de plasma pour les raisons expliquées précédemment, et sa variance n'est donc pas représentative de la définition standard de température.

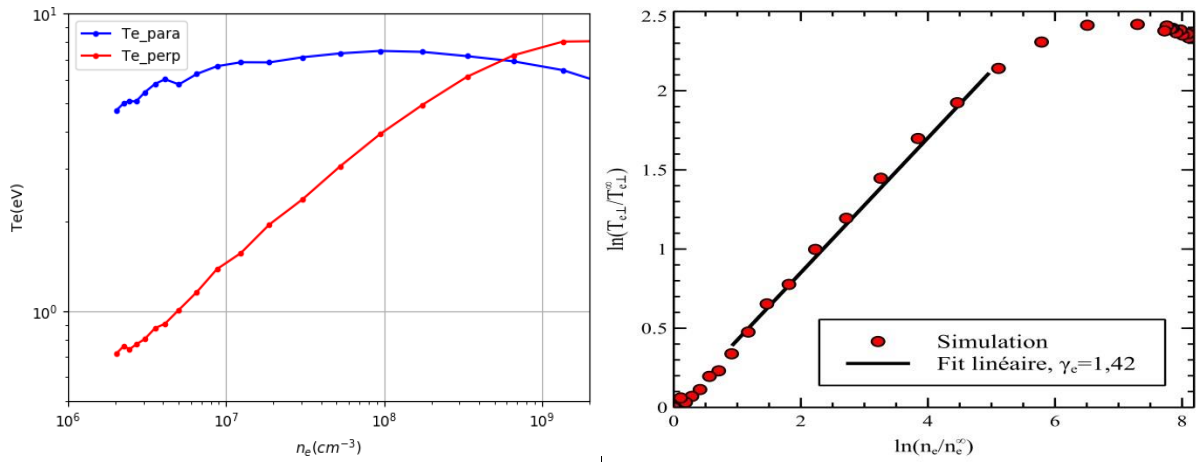


Figure 152. Température électronique parallèle et perpendiculaire en fonction de la densité électronique (à gauche) et ajustement linéaire sur la partie perpendiculaire (à droite).

Le coefficient polytropique mesuré est $\gamma_e = 1,42$. Ce résultat se situe exactement dans la gamme de valeurs mesurées expérimentalement avec le propulseur ECR [45]. On note que ce résultat ne concerne que la partie perpendiculaire de la température alors qu'expérimentalement il n'est pas fait de différence entre la température parallèle et perpendiculaire.

VII - 2.2.7. Poussée et performances estimées

Bien que ces simulations préliminaires aient été réalisées dans l'objectif d'améliorer la compréhension du fonctionnement du propulseur, elles fournissent un ensemble de données suffisamment dense pour remonter à des performances de fonctionnement. Avec cette simulation quasi-unidimensionnelle il est possible de calculer le flux de quantité de mouvement emporté par les particules du plasma et donc d'en déduire la poussée. Comme définit précédemment la poussée totale est déterminée par la pression dynamique des particules sur la section du jet. La poussée totale T_{tot} est la somme de la poussée des ions et de la poussée des électrons :

$$T_{tot}^i = M_{ref} n_i^i \langle v_{i\parallel} \rangle_i^2 A^i + m_e n_e^i \langle v_{e\parallel} \rangle_i^2 A^i$$

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

où n^i , $\langle v \rangle_i$ et A^i sont respectivement la densité et la vitesse moyenne parallèle des particules et la section du jet sur le segment L^i . La **Figure 153** présente le profil axial de la poussée ionique (en rouge) et électronique (en bleu). La poussée électronique est clairement négligeable face à la poussée ionique. Cela est dû à la grande différence de masse entre les deux espèces. La plus grande vitesse des électrons ne suffit pas à compenser la différence de masse.

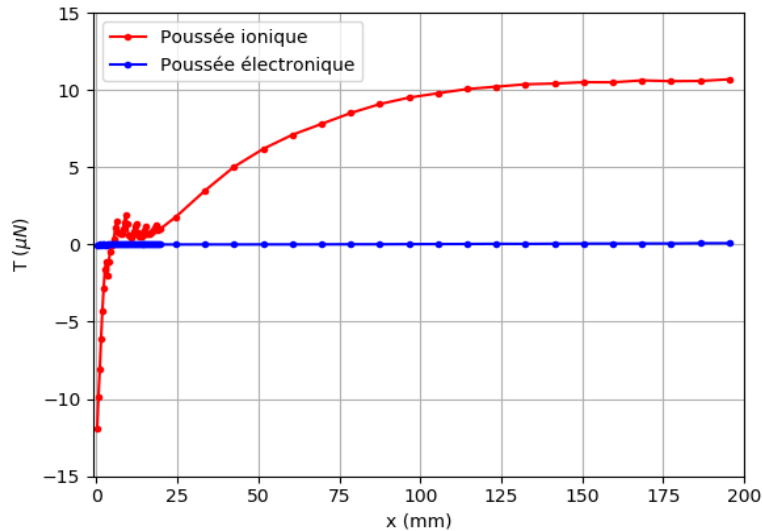


Figure 153. Profil axial de la poussée ionique (en rouge) et électronique (en bleu).

Selon la définition donnée en début de chapitre la poussée totale du propulseur est la poussée du flux de particules en aval du propulseur quand les ions ont atteint leur vitesse maximale. Dans ce cas, il semble que la poussée sature à partir de $x \approx 150$ mm et atteint la valeur de $10,7 \mu\text{N}$.

Toujours selon les définitions données en début de chapitre, la poussée thermique est déterminée par la pression sur la surface arrière du propulseur, c'est-à-dire sur la backplate en $x = 0$ mm. Dans ce cas de référence, la poussée sur la backplate est supérieure à la poussée totale et vaut $11,9 \mu\text{N}$.

A noter tout d'abord que les poussées simulées sont deux ordres de grandeur en dessous de celles mesurées expérimentalement ($10 \mu\text{N}$ contre $1000 \mu\text{N}$). La première explication vient du fait que la masse des ions est ici environ 130 fois plus faible que la masse des ions xénon utilisés expérimentalement. Cependant, l'énergie des ions à la sortie du domaine est environ deux fois plus faible que celle mesurée expérimentalement (70 eV contre $180 - 200$ eV). On note également que la simulation donne un courant ionique total de 9 mA alors que le courant mesuré expérimentalement est au minimum de 30 mA. Cela pourrait être également expliqué par la différence de débit massique par rapport à la puissance rayonnée de l'onde excitatrice. La surdensité de gaz neutre pourrait empêcher la création d'un plasma plus dense.

Le fait que la poussée sur la backplate soit plus importante que la poussée totale pourrait venir du fonctionnement du code de simulation. En effet, le système simulé par le code n'est pas un système isolé. Dans la version actuelle du code, on ajoute un modèle de perte pour prendre en compte la diffusion aux parois latérales qui ne peut pas être simulé dans une approche unidimensionnelle. Lorsqu'un électron est perdu à la paroi, pour maintenir la neutralité locale, on retire un ion proche également. Cet ion qui disparaît transporte une quantité de mouvement axiale. La quantité de

VII - 2 : Etude numérique quasi-unidimensionnelle du propulseur ECR

mouvement n'est donc pas conservée dans ce système. Il est donc possible que la poussée thermique, qui est supposée être seulement une composante de la poussée totale, soit supérieure à la poussée totale.

En résumé, les points suivants sont à retenir de cette analyse préliminaire des résultats du code PIC 1D3V :

- Le code PIC 1D3V est capable de simuler le chauffage des électrons dans la zone de résonance et l'accélération des particules dans un champ magnétique divergent.
- Les ordres de grandeur des différentes quantités globales calculées (courant ionique total, densités, énergie moyenne) sont similaires à celle mesurées expérimentalement à l'exception de la poussée qui est 100 fois moindre que celle mesurée, notamment en raison de la masse des particules dans le code.
- Avec ces résultats, il est possible de confirmer l'hypothèse émise **Chapitre VI** qui consistait à dire que les ions n'étaient pas créés principalement dans la zone de résonance mais dans tout le volume de la source plasma et même un peu après. En effet, on observe que l'énergie moyenne des ions au bord $x = L_D$ du domaine de calcul correspond au potentiel plasma à $x \approx 25$ mm, ce qui suggère que la majorité des ions est créée dans cette zone.
- On a également montré qu'à cause du mode d'accélération des électrons par la résonance cyclotron, la notion classique de température électronique (définie comme la variance de la fonction de distribution) n'est pas adaptée pour décrire la physique des électrons au niveau de la résonance ECR. En effet, dans cette zone la résonance accélère de la même manière la majorité des électrons ce qui augmente l'énergie cinétique perpendiculaire moyenne mais augmente peu la dispersion. De manière contre-intuitive, la « température » électronique n'est donc pas maximale dans la zone de résonance, ce qui est dû au fait que le plasma est fortement hors-équilibre.
- Le coefficient polytropique calculé à partir d'un ajustement linéaire des données est $\gamma_e = 1,42$. Ce résultat est très proche des valeurs mesurées expérimentalement.

Chapitre VIII

Conclusion

VIII - 1. Principaux résultats et apports de la thèse

Ce travail de thèse qui portait sur le développement d'un propulseur plasma à résonance cyclotron électronique avait plusieurs objectifs :

- Le développement et l'optimisation de diagnostics de mesure des performances du propulseur.
- L'identification des paramètres expérimentaux pouvant influencer les performances du propulseur et l'évaluation de leurs effets.
- L'amélioration de la compréhension des phénomènes physiques ayant lieu dans le propulseur.

Ces objectifs ont pour finalité l'augmentation des performances et en particulier du rendement total du propulseur.

Pour répondre à ces défis, la stratégie a été de commencer par adapter une balance de poussée au propulseur ECR. Jusqu'ici, le diagnostic principalement utilisé pour estimer les performances était une sonde électrostatique qui permettait d'estimer indirectement la poussée du propulseur. La mesure directe de poussée sur la balance a nécessité la conception de nouveaux prototypes de propulseurs dont le champ magnétique est fourni par des aimants permanents à la place du solénoïde qui était initialement utilisé.

Trois prototypes de propulseurs à aimants permanent ont été conçus et fabriqués dans le cadre de cette thèse. Les résultats présentés dans ce manuscrit ont été principalement obtenus avec un seul prototype : PM-V1. Les performances du prototype PM-V1 semblent inférieures à celle du prototype à solénoïde dans les mêmes conditions. En effet, en comparant les performances estimées à partir de mesures sondes, pour un débit de 0,1 mg/s de xénon et pour une puissance de 40 W, la poussée et le rendement sont estimés à 800 μN et 8% pour le prototype PM-V1 et à 1200 μN et 17% pour le prototype à solénoïde.

L'adaptation de la balance de poussée au propulseur ECR a consisté, au-delà des aspects mécaniques, en deux modifications majeures : la transmission de la puissance micro-ondes sans contact entre la partie fixe et la partie mobile de la balance et l'utilisation d'un asservissement automatique du bras. Ces changements ont permis d'améliorer la sensibilité de la balance et de réduire les effets de dérive thermique et d'hystérésis. Les résultats obtenus avec les deux diagnostics sont similaires. Cependant, l'incertitude relative sur la mesure de poussée est plus élevée pour la sonde de Faraday (estimée à 11%) que pour la balance (2% et 4% dans la gamme 500 μN – 1000 μN).

VIII - 1 : Principaux résultats et apports de la thèse

Pour répondre au deuxième objectif de ce travail de thèse qui est l'étude des paramètres expérimentaux influençant les performances du propulseur, plusieurs études paramétriques ont été réalisées. Il est apparu que certains paramètres avaient une influence significative sur les performances alors que d'autres avaient une influence plus limitée. Les paramètres testés qui ont une influence significative sur les performances sont : les conditions opératoires (c'est-à-dire le débit de gaz et la puissance), la longueur du conducteur externe de la source plasma, la présence d'une couche de diélectrique sur la paroi interne de la source plasma, la nature de l'ergol et la pression ambiante dans l'enceinte à vide. Les paramètres testés qui semblent avoir une influence limitée sont : la position de la zone ECR, la longueur et le diamètre du conducteur interne et la présence de lignes de champ magnétique interceptant la paroi latérale de la source plasma.

Le rendement maximal obtenu avec le prototype PM-V1 à l'issue des différentes études paramétriques est d'environ 12,5% pour un débit de xénon de 0,06 mg/s et pour une puissance micro-onde de 40W. Ce résultat a été obtenu à partir de mesures balance avec un conducteur externe long de 20 mm et avec un conducteur interne long de 20 mm et de 2,3 mm de diamètre.

L'analyse de certains résultats expérimentaux obtenus lors des différentes études paramétriques a permis d'améliorer la compréhension physique des phénomènes ayant lieu au sein du propulseur ECR. Une campagne d'essais a été spécifiquement menée pour vérifier l'effet de la tuyère magnétique et pour déterminer l'origine thermique ou magnétique de la poussée du propulseur. Une analyse préliminaire des résultats issus d'un code PIC 1D3V qui simule la dynamique du plasma dans le propulseur va également dans ce sens.

Le comportement du potentiel flottant de la grille de la sonde de Faraday lors d'un balayage angulaire a mis en évidence la présence d'un faisceau annulaire d'électron énergétique dans le jet de plasma. L'analyse des balayages angulaires effectués par la sonde de Faraday à deux distances (26,5 cm et 58 cm) du propulseur permet également de dire que les ions sont détachés des lignes de champ magnétique dès 26,5 cm.

Pour une configuration géométrique et magnétique donnée, le rapport débit-puissance semble être le paramètre expérimental permettant d'ajuster les performances. Or, le rapport débit-puissance pilote le champ électrique réduit dans le propulseur. Dans une décharge électrique comme celle présente dans le propulseur, le champ électrique réduit contrôle principalement la température électronique du plasma. La température électronique semble, par conséquent, être le paramètre principal contrôlant les performances du propulseur.

En raison du mécanisme de chauffage et de la présence du champ magnétique, le milieu est anisotrope : la distribution en vitesse des électrons est notamment différente dans les directions parallèle et perpendiculaire aux lignes de champ magnétique. Une modélisation fluide d'un plasma plongé dans un champ magnétique inhomogène prédit que la pression électronique (qui est proportionnelle à la température électronique) contrôle le niveau de poussée du propulseur. En particulier, la pression parallèle contrôle la poussée thermique et la pression perpendiculaire la poussée magnétique.

Ces prédictions ont été vérifiées expérimentalement en mesurant indépendamment les deux composantes de la poussée. Il a été constaté que la poussée magnétique évoluait de la même manière avec les conditions opératoires que la pression électronique perpendiculaire (mesurée avec un autre diagnostic parallèlement à ce travail). Il a également été constaté que la poussée thermique augmentait avec le débit de gaz. Cet effet est expliqué par l'augmentation de la pression parallèle : la fréquence de

collisions augmente, ce qui rend plus isotrope la distribution en énergie des électrons (en absence de collisions, le chauffage des électrons se fait dans le mode perpendiculaire via la résonance ECR). A noter qu'à 0,1 mg/s, la poussée magnétique représente 70% de la poussée totale du propulseur quelle que soit la puissance micro-onde injectée. A 40 W de puissance injectée, cette proportion passe de 80% à 55% quand le débit augmente de 0,06 mg/s à 0,2 mg/s.

Les notions de pression et de température électronique sont en réalité des notions de modélisation fluide qui n'ont de sens que pour des distributions à l'équilibre thermodynamique. Or, aux niveaux de pression de fonctionnement du propulseur, les collisions sont rares ce qui maintient le plasma hors-équilibre. L'analyse préliminaire des résultats du code PIC quasi-unidimensionnel confirme ce comportement. En effet, la température électronique (définie comme la variance de la fonction de distribution en énergie) simulée n'est pas maximale au niveau de la zone de résonance alors que l'énergie est transmise aux électrons principalement dans cette zone. En revanche, l'énergie cinétique perpendiculaire moyenne des électrons est maximale au niveau de la zone de résonance. Cela s'explique par le fait que la résonance accélère en phase la majorité des électrons. La dispersion des vitesses perpendiculaires est donc faible ce qui explique les niveaux de température électronique. La modélisation fluide n'est donc pas adaptée pour expliquer la physique des électrons au niveau de la résonance ECR. En revanche, dans les zones plus éloignées de la résonance comme dans le jet de plasma à l'extérieur du propulseur, la variance de la fonction de distribution est plus représentative de la définition standard de température ce qui justifie l'utilisation de modélisation fluide.

L'énergie de l'onde incidente est absorbée au niveau de la zone de résonance. Cependant, ce n'est pas dans cette zone que la majorité des ions sont créés. En effet, en analysant les résultats de l'étude paramétrique sur la longueur du conducteur externe on s'aperçoit que, jusqu'à une certaine limite, le courant ionique augmente avec la longueur du conducteur externe. Or, une augmentation de ce paramètre engendre une augmentation des pertes à la paroi mais également une augmentation de la densité de gaz neutre dans la source. Les électrons accélérés dans la zone de résonance peuvent ainsi générer un plus grand nombre de collisions ionisantes avec des atomes neutres, ce qui augmente la densité du plasma. Les ions sont ainsi créés dans tout le volume de la source plasma et non pas uniquement au niveau de la zone de résonance. Cela est confirmé par les résultats du code PIC : l'analyse du profil axial du potentiel plasma et de l'énergie cinétique moyenne des ions en champ lointain (où le champ ambipolaire est quasi-nul) indique qu'une fraction importante des ions est créée en aval de la zone de résonance du propulseur.

VIII - 2. Perspectives au développement de la technologie

Dans l'objectif de poursuivre ce travail, on propose ici quelques pistes qui pourraient permettre d'aller plus loin dans l'exploration de la technologie. Ces pistes peuvent globalement se réunir autour de trois axes : l'étude de paramètres expérimentaux pouvant influencer les performances du propulseur et qui n'ont pas encore été testés, la recherche de solutions aux principales limites et l'amélioration de la compréhension physique du propulseur.

A l'issus de ce travail de thèse, un certain nombre de paramètres expérimentaux ont été variés pour en observer les effets. Cependant, d'autres paramètres pourraient également avoir une influence sur les performances du propulseur et n'ont pas encore été testés. En particulier, la manière d'injecter le gaz dans la source peut avoir un effet significatif sur les caractéristiques du plasma formé. En effet, la distribution en densité du gaz neutre dépend de la géométrie de l'injection. Or, il a été montré que la densité de gaz neutre est un paramètre important pour les performances. Le troisième prototype de propulseur à aimants permanent PM-V3, a été conçu et fabriqué dans cet optique mais n'a pas pu être testé dans le temps imparti. Il est donc important de procéder à une campagne d'essais avec ce prototype et ses différentes backplates.

Un autre paramètre important qui n'a pas pu être testé dans le cadre de cette thèse est l'effet de la divergence du champ magnétique de la tuyère. Ce paramètre est soupçonné d'être à l'origine de la différence de performance entre le prototype PM-V1 et le prototype à solénoïde. Des études sont actuellement en cours sur une nouvelle version du propulseur PM-V1 possédant une topologie magnétique dont la divergence se rapproche plus de celle du solénoïde. L'étude comparative des résultats des deux versions permettra d'explorer plus en détail les effets de la divergence du champ magnétique.

Dans cette thèse, on a fait varier la fréquence de l'onde excitatrice (ce qui a déplacé la zone de résonance) sans observer de différences de performances notables. Cependant, les variations n'étaient que de quelques dizaines de MHz. Il faudrait faire fonctionner le propulseur en augmentant la fréquence de plusieurs GHz. Cependant, ce changement induit des contraintes supplémentaires. Le matériel micro-onde doit être adapté à la nouvelle fréquence et le champ magnétique doit être plus intense pour maintenir la zone ECR dans la source plasma. L'augmentation de l'intensité du champ magnétique peut également avoir un effet bénéfique en réduisant les pertes de plasma aux parois et notamment au niveau de la backplate. En effet, le code PIC 1D3V a montré que le flux d'ions à la backplate était environ trois fois supérieur au flux d'ions côté éjection de plasma. Une intensification de l'effet de miroir magnétique pourrait réduire ce flux et ainsi augmenter le rendement massique. On note que cela augmenterait également la fraction de poussée magnétique sur la poussée totale (car la poussée thermique serait plus réduite).

Les travaux futurs devront également se concentrer sur la recherche de solutions aux limites du système existant. L'une de ces limites est liée à l'utilisation d'un conducteur central dans la source plasma. Ce conducteur subit, en effet, le bombardement ionique qui peut être très intense, et qui a pour effet la montée en température et l'érosion du matériau (sputtering). La montée en température peut aboutir, dans certaines conditions, à la fusion du métal et donc à la destruction de la source plasma. La perte de matière du conducteur par impact d'ion provoque une pollution de la source et du plasma et un dépôt métallique conducteur peut se former sur la backplate. Ce dépôt peut provoquer un court-circuit entre le conducteur interne et externe provoquant un défaut d'alimentation électrique du propulseur mais peut également altérer les propriétés de transmission des micro-ondes dans le diélectrique. Plusieurs solutions sont possibles pour réduire ou éviter cela : utiliser des matériaux spéciaux pour le conducteur interne, et changer le mode de couplage de l'onde au plasma pour se passer du conducteur interne. L'utilisation de métaux réfractaires comme le molybdène ou le tungstène, plus résistants à la température et au sputtering, pourrait permettre de minimiser les effets du bombardement ionique. Il est également possible de transmettre la puissance micro-onde dans une configuration alternative à la géométrie coaxiale. En particulier, il est possible d'utiliser la propagation dans un guide d'onde et de produire le plasma directement dans le guide d'onde. Cette technique possède cependant également des contraintes : les dimensions du guide d'onde doivent s'accorder

VIII - 2 : Perspectives au développement de la technologie

avec la fréquence micro-onde à transmettre. En particulier, à 2,45 GHz la taille du guide d'onde est supérieure aux dimensions actuelles de la source plasma du propulseur. Cette solution est actuellement étudiée dans le cadre d'une autre thèse. Il est également possible de s'inspirer des travaux de Stallard et Hooper et des propulseurs de type hélicon en cherchant à générer l'onde incidente avec une antenne hélicoïdale disposée autour de la source plasma.

Comme il l'a été montré dans ce travail de thèse, la pression ambiante joue un rôle important sur les performances du propulseur. Il serait donc particulièrement intéressant de faire fonctionner le propulseur dans un caisson à vide possédant une vitesse de pompage supérieure à celle du B61 (8 000 l/s au xénon). Dans ces circonstances, il serait possible de tester à nouveau le krypton comme ergol alternatif au xénon. Pour répondre à ces besoins, des campagnes expérimentales sont prévues dans un caisson de l'université de Giessen en Allemagne, membre du consortium européen du projet MINOTOR. De plus, un nouveau moyen d'essais pour la propulsion électrique sera installé à l'ONERA à la place du B61 en 2019. Ce caisson, appelé ERIS, a pour dimensions 2.3 m de diamètre et 5 m de long, et permettra une vitesse de pompage de 150 000 l/s au xénon.

La problématique de l'effet de la pression ambiante entre également dans le cadre de l'amélioration de la compréhension physique du propulseur. En effet, la dégradation des performances liée à l'augmentation de la pression ambiante a été constatée avec les deux principaux diagnostics utilisés dans cette thèse mais, les explications proposées sont pour l'instant purement spéculatives.

Seule une meilleure connaissance du comportement des quantités plasma telles que la densité et la température électronique pourrait permettre de comprendre l'effet de la pression ambiante sur le propulseur. L'étude avancée des zones et des conditions d'ionisation dans le propulseur et la compréhension de la dynamique des électrons dans le jet de plasma sont indispensables pour optimiser la technologie. Pour cela, des diagnostics comme la fluorescence induite par laser (LIF) et l'utilisation des boucles diamagnétiques doivent être plus largement utilisés. Des diagnostics tels que des sondes résonantes, actuellement développées dans l'équipe, ou la diffusion Thomson sont également intéressants dans cette optique.

Cependant, l'étude expérimentale n'est, dorénavant, plus la seule à pouvoir améliorer la compréhension de la physique du propulseur. Les avancées faites sur le développement du code PIC commencent à permettre l'exploitation des résultats. Pendant ce travail de thèse, une analyse préliminaire des résultats d'un cas test de référence a été effectuée ce qui a permis de vérifier la cohérence des résultats et de confirmer certaines observations expérimentales. D'autres analyses peuvent encore être effectuées avec le code 1D-3V, en optimisant notamment certains paramètres initiaux pour les faire se rapprocher des conditions expérimentales (comme par exemple pour la densité de gaz neutre). Cela passe également par des études paramétriques numériques, à la fois pour retrouver des tendances observées expérimentalement et pour prédire les tendances de futures expériences. Les étapes suivantes dans le développement du code PIC sont le passage de une à trois dimensions spatiales et l'implémentation du couplage onde électromagnétique - plasma (via la résolution des équations de Maxwell). Ces améliorations, qui sont le sujet d'une thèse en cours, permettront une meilleure simulation de la physique du propulseur.

L'exploration de l'influence de l'injection du gaz, la levée de certaines limitations techniques et l'amélioration de la compréhension de la physique du propulseur pourraient permettre d'augmenter significativement les performances et la durée de vie du propulseur. Cela pourrait ainsi rendre la technologie compétitive dans un avenir proche.

Annexe A :

Résultats préliminaires du prototype ECR-PM-V2

Peu de campagnes d'essais ont été menées avec le prototype de propulseur PM-V2 présenté **Chapitre IV**. La plupart des résultats obtenus avec la balance sont représentés sur la **Figure 154**.

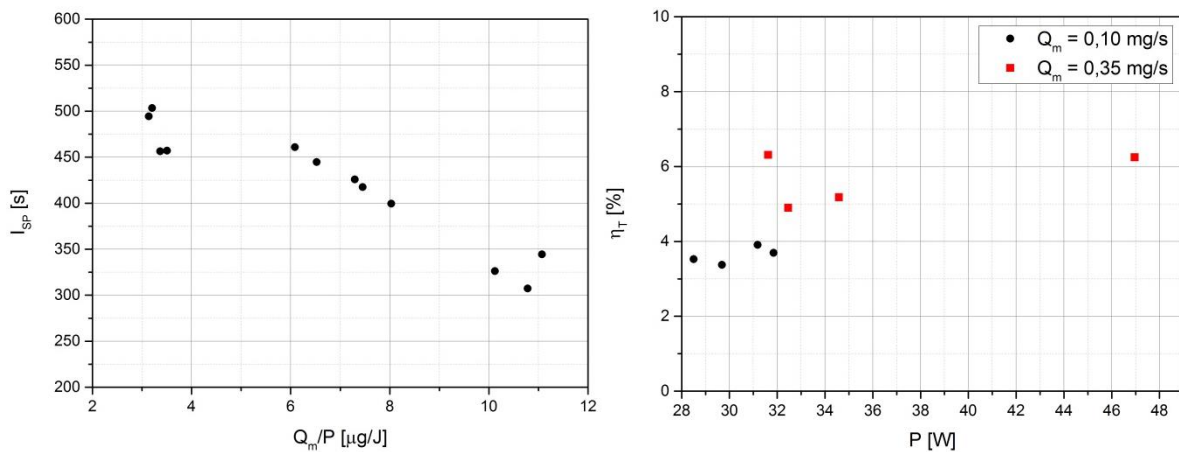


Figure 154. Performances du prototype PM-V2. A gauche, I_{sp} en fonction du rapport Q_m/P et à droite, rendement total pour deux débit de xénon : 0,1mg/s et 0,35 mg/s.

Il est à noter que les performances du prototype de propulseur PM-V2 sont globalement inférieures à celle du prototype PM-V1. De plus, à l'inverse du prototype PM-V1 qui fonctionne de manière optimale autour de 0,1 mg/s de débit de xénon, les meilleures performances du prototype PM-V2 sont obtenues autour de 0,3 mg/s de débit de xénon. A noter que autour de $P = 30 \text{ W}$ le rendement total du prototype PM-V2 est de $\eta_T \approx 4 \%$ à $Q_m = 0,1 \text{ mg/s}$ alors qu'il est de $\eta_T \approx 5 - 6 \%$ pour $Q_m = 0,35 \text{ mg/s}$.

Des profils angulaires de densité de courant ont également été obtenus à l'aide de la sonde de Faraday. La partie gauche de la **Figure 155** est une comparaison des profils angulaires de densité de courant ionique du prototype PM-V2 à 40 W et pour deux débit de xénon : 0,1 mg/s et 0,3 mg/s.

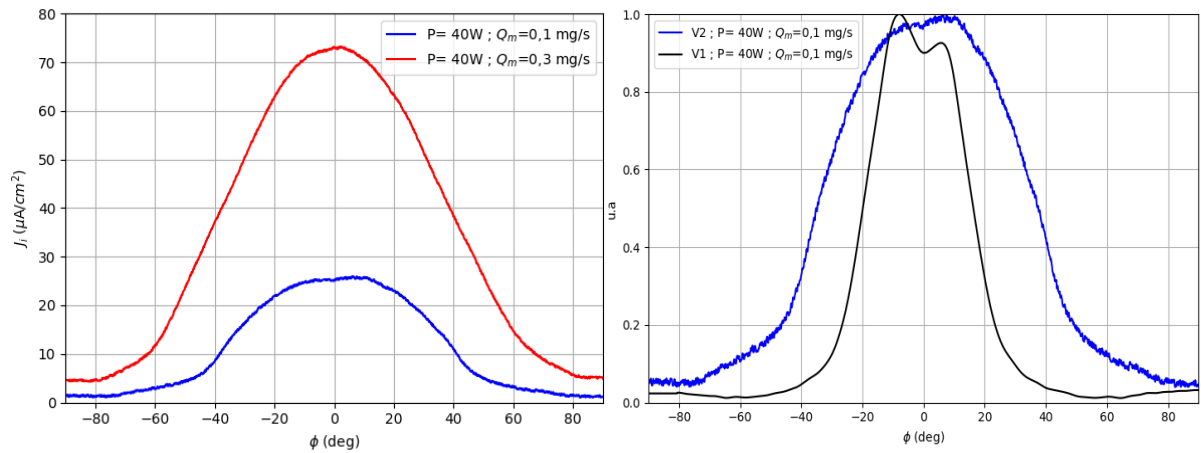


Figure 155. Profils angulaires de densité de courant ionique du prototype PM-V2 à 0,1 mg/s et 0,3 mg/s (à gauche) à 40 W. Comparaison des profils angulaires de densité de courant normalisés des prototypes PM-V1 et PM-V2 à 0,1mg/s et 40W.

A 0,1 mg/s de débit de xénon et 40 W le courant total mesuré est $I_{tot} = 32,4\text{ mA}$ ce qui fait un rendement massique de $\eta_m = 42,5\%$. A 0,3 mg/s et 40 W le courant total mesuré est $I_{tot} = 115,2\text{ mA}$ ce qui fait $\eta_m = 52,8\%$.

La partie droite de la **Figure 155** compare les profils angulaires de densité de courant normalisé des prototypes PM-V1 et PM-V2. On note que la divergence du faisceau est clairement plus élevée pour le prototype PM-V2. On peut mettre cette constatation en parallèle avec la topologie magnétique des deux prototypes : Les lignes de champ magnétique sont nettement plus divergentes dans le prototype PM-V2 que dans le prototype PM-V1. La divergence des lignes de champ influencent donc la divergence du faisceau d'ion avant le détachement du plasma des lignes de champ magnétique.

Bibliographie

- [1] N. Byers, “E. Noether’s Discovery of the Deep Connection Between Symmetries and Conservation Laws,” *ArXiv*, vol. UCLA/98/TE, pp. 1–21, 1998.
- [2] S. Mazouffre, “Electric propulsion for satellites and spacecraft: Established technologies and novel approaches,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 25, no. 3, 2016.
- [3] M. G. Millis and E. W. Davis, *Frontiers of Propulsion Science*, AIAA. 2008.
- [4] E. Musk, “Making Humans a Multi-Planetary Species,” *New Sp.*, vol. 5, no. 2, pp. 46–61, 2017.
- [5] <https://www.safran-aircraft-engines.com/fr/media/satellites-un-futur-tout-electrique-20160509>.
- [6] E. Y. Choueiri, “A Critical History of Electric Propulsion: The First 50 Years (1906-1956),” *J. Propuls. Power*, vol. 20, no. 2, pp. 193–203, 2004.
- [7] E. Stuhlinger, “Propulsion Development. Progress in astronautics and aeronautics,” *Elsevier Sci.*, 1963.
- [8] P. Grondein, “Investigation de l’iode comme propergol pour la propulsion ionique à grilles,” Thèse de doctorat / Ecole Polytechnique, 2016.
- [9] J. Bredin, “Développement de diagnostics électrostatiques pour le filtrage magnétique et la formation du plasma ion-ion dans le propulseur PEGASES,” Thèse de doctorat / Ecole Polytechnique, 2013.
- [10] T. Lafleur, D. Rafalskyi, and A. Aanesland, “Alternate extraction and acceleration of positive and negative ions from a gridded plasma source,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 24, no. 1, 2015.
- [11] <https://thrustme.fr/>
- [12] D. Rafalskyi and A. Aanesland, “A Neutralizer-Free Gridded Ion Thruster Embedded Into A 1U Cubesat Module,” *35th Int. Electr. Propuls. Conf.*, pp. 1–8, 2017.
- [13] <https://www.enpulsion.com/>
- [14] S. N. Bathgate, M. M. M. Bilek, and D. R. McKenzie, “Electrodeless plasma thrusters for spacecraft: A review,” *Plasma Sci. Technol.*, vol. 19, no. 8, 2017.
- [15] R. W. Boswell, “Plasma production using a standing helicon wave,” *Phys. Lett. A*, vol. 33, no. 7, pp. 457–458, 1970.
- [16] F. F. Chen, “Physics of helicon discharges,” *Phys. Plasmas*, vol. 3, no. 5, pp. 1783–1793, 1996.
- [17] T. Lafleur, “Helicon plasma thruster discharge model,” *Phys. Plasmas*, vol. 21, no. 4, p. 043507, 2014.
- [18] F. R. C. Diaz *et al.*, “The Development of VASIMR engine,” *Int. Conf. Electromagn. Adv. Sp. Appl.*, no. July, p. 6, 1999.
- [19] A. V. Arefiev and B. N. Breizman, “Theoretical components of the VASIMR plasma propulsion concept,” *Phys. Plasmas*, vol. 11, no. 5 PART 2, pp. 2942–2949, 2004.
- [20] D. B. Miller, G. W. Bethke, and G. F. Crimi, “Investigation of Plasma Accelerator (Cyclotron

- Resonance Propulsion System),” NASA Report, 1965.
- [21] H. G. Kosmahl, D. B. Miller, and G. W. Bethke, “Plasma acceleration with microwaves near cyclotron resonance,” *J. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 12, pp. 4576–4582, 1967.
- [22] M. Nagatomo, “Plasma Acceleration by Microwave Discharge in Magnetic Field Gradient,” *Proceedings sixth Int. Symp. Sp. Technol. Sci. Tokyo*, pp. 231–237, 1965.
- [23] M. Nagatomo, “Plasma Acceleration by High Frequency Electromagnetic Wave in Static Magnetic Field Gradient,” *AIAA Electr. Propuls. Plasmadynamics Conf. Color. Springs, USA*, no. 67–660, 1967.
- [24] J. C. Sercel, “Electron-Cyclotron-Resonance (ECR) Plasma Acceleration,” in *AIAA-87 -1407*, 1987.
- [25] D. A. Kaufman and D. G. Goodwin, “Plume characteristics of an ECR thruster,” *Int. Electr. Propuls. Conf.*, no. IEPC-93-37, pp. 355–360, 1993.
- [26] J. C. Sercel, “An Experimental and Theoretical Study of the ECR Plasma Engine,” Thèse de doctorat / California Institute of Technology, 1993.
- [27] E. B. Hooper, S. W. Ferguson, M. A. Makowski, B. W. Stallard, and J. L. Power, “Analysis And Experiments Of A Whistler-Wave Plasma Thruster,” *Int. Electr. Propuls. Conf.*, no. IEPC-93-038, 1993.
- [28] B. W. Stallard, E. B. Hooper, and J. L. Power, “Whistler-Driven Electron-Cyclotron - Resonance-Heated Thruster: Experimental Status,” *J. Propuls. Power*, vol. 12, no. 4, pp. 814–816, 1996.
- [29] B. W. Stallard, E. B. Hooper, and J. L. Power, “Plasma Confinement in the Whistler Wave Plasma Thruster,” *J. Propuls. Power*, vol. 17, no. 2, pp. 433–440, 2001.
- [30] T. Kammash and M. J. Lee, “Gasdynamic Fusion Propulsion System for Space Exploration,” *J. Propuls. Power*, vol. 11, no. 3, pp. 544–553, 1995.
- [31] R. Tang, A. D. Gallimore, and T. Kammash, “Design and Results of a Microwave-Driven Gasdynamic Mirror Experiment,” *J. Propuls. Power*, vol. 29, no. 3, pp. 507–519, 2013.
- [32] R. Tang, “Study of the Gasdynamic Mirror (GDM) Propulsion System,” Thèse de doctorat / Michigan State University, 2011.
- [33] J. J. Brainerd and A. Reisz, “Electron-Cyclotron Resonance Propulsion,” *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf. Exhib. 25 - 28 July 2010, Nashville, TN AIAA*, no. AIAA 2010-6597, pp. 1–11, 2010.
- [34] B. Wachs and B. Jorns, “Effect of Background Pressure on Ion Dynamics in an Electron Cyclotron Resonance Thruster,” *Jt. Propuls. Conf.*, pp. 1–12, 2018.
- [35] S. T. Hepner, T. Collard, and B. A. Jorns, “Low Frequency Wave Detection in the Plume of a Low Temperature Magnetic Nozzle,” in *2018 Joint Propulsion Conference*, 2018, pp. 1–15.
- [36] S. Larigaldie, “Propulseur Plasmique et Procédé de génération d’une poussée propulsive plasmique,” Brevet INPI, 2011.
- [37] S. Larigaldie, “Plasma Thruster and Method For Generating a Plasma Propulsion Thrust,” US 2015/0020502 A1, 2012.
- [38] J. Jarrige, D. Packan, and P.-Q. Elias, “Développement et Caractérisation d’un propulseur plasma ECRA,” *ONERA Rapp. Final n° RF 1120439 DMPH*, 2013.

- [39] J. Jarrige, P.-Q. Elias, D. Packan, and F. Cannat, “Characterization of a coaxial ECR plasma thruster,” *44th AIAA Plasmadynamics Lasers Conf.*, no. June, pp. 24–27, 2013.
- [40] J. Jarrige, P. Q. Elias, and D. Packan, “Measurement of ion acceleration in the magnetic nozzle of an ECR plasma thruster,” *Sp. Propuls. – 2014 – 2980728*, 2014.
- [41] F. Cannat, “Caractérisation et modélisation d’un propulseur plasma à résonance cyclotronique des électrons,” Thèse de doctorat / Ecole Polytechnique, 2015.
- [42] F. Cannat, J. Jarrige, P. Elias, and D. Packan, “Experimental investigation of magnetic gradient influence in a coaxial ECR plasma thruster Experimental investigation of magnetic gradient,” no. May, 2014.
- [43] F. Cannat, J. Jarrige, T. Lafleur, P.-Q. Elias, and D. Packan, “Experimental geometry investigation of a coaxial ECR plasma thruster,” in *Joint Conference of 30th International Symposium on Space Technology and Science, 34th International Electric Propulsion Conference and 6th Nano-satellite Symposium*, 2015, pp. 1–4.
- [44] 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*, vol. 22, no. 5, p. 053503, 2015.
- [45] 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.*, vol. 24, no. 6, p. 65013, 2015.
- [46] V. Mukundan and A. Bhardwaj, “Monte Carlo model for electron degradation in xenon gas,” *Proceedings R. Soc. A*, vol. 472, no. 1, pp. 34–43, 2016.
- [47] P.-S. Laplace, “Mémoire sur les approximations des formules qui sont fonctions de très-grands nombres, et sur leur application aux probabilités,” *Mémoires la Cl. des Sci. mathématiques Phys. l’Institut Fr.*, pp. 353–415, 1809.
- [48] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing: Second Edition*. 2005.
- [49] T. H. Stix, *Waves in Plasmas*, AIP. American Institute of Physics, 1974.
- [50] D. G. Swanson, *Plasma Waves (2nd edition)*, IoP. Institute of Physics Publishing Bristol, 2003.
- [51] F. F. Chen, “Plasma ionization by helicon waves,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 33, no. 4, pp. 339–364, 1991.
- [52] S. A. Andersen, V. O. Jensen, P. Nielsen, and N. D’Angelo, “Continuous supersonic plasma wind tunnel,” *Phys. Lett. A*, vol. 27, no. 8, pp. 527–528, 1968.
- [53] F. H. Ebersohn, S. S. Girimaji, D. Staack, J. V. Shebalin, B. Longmier, and C. Olsen, “Magnetic Nozzle Plasma Plume: Review of Crucial Physical Phenomena,” *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf.*, no. August, pp. 1–12, 2012.
- [54] H. G. Kosmahl, “THREE-DIMENSIONAL PLASMA ACCELERATION THROUGH AXISYMMETRIC DIVERGING MAGNETIC FIELDS BASED ON DIPOLE MOMENT APPROXIMATION,” *Tech. rep., Natl. Aeronaut. Sp. Adm. Cleveland, Ohio. Lewis Res. Cent.*, 1967.
- [55] B. W. Longmier *et al.*, “Ambipolar ion acceleration in an expanding magnetic nozzle,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 20, no. 1, 2011.

- [56] K. Kuriki and O. Okada, “Experimental study of a plasma flow in a magnetic nozzle,” *Phys. Fluids*, vol. 13, no. 22, 1970.
- [57] J. Jarrige, S. Correyero, P. Q. Elias, and D. Packan, “Investigation on the ion velocity distribution in the magnetic nozzle of an ECR plasma thruster using LIF measurements,” *IEPC-2017-382*, 2017.
- [58] A. V. Arefiev and B. N. Breizman, “Ambipolar acceleration of ions in a magnetic nozzle,” *Phys. Plasmas*, vol. 15, no. 4, pp. 1–8, 2008.
- [59] C. Charles and R. W. Boswell, “Current-free double-layer formation in a high-density helicon discharge,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 9, pp. 1356–1358, 2003.
- [60] F. H. Ebersohn, “Kinetic Method for Quasi-One-Dimensional Simulation of Magnetic Nozzle Plasmadynamics,” Thèse de doctorat / The University of Michigan, 2016.
- [61] M. Merino, “Analysis of Magnetic Nozzles For Space Plasma Thrusters,” Thèse de doctorat / University of Madrid, 2013.
- [62] E. Ahedo, “Parametric analysis of a magnetized cylindrical plasma,” *Phys. Plasmas*, vol. 16, no. 11, p. 113503, 2009.
- [63] E. Ahedo and M. Merino, “On plasma detachment in propulsive magnetic nozzles,” *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 5, 2011.
- [64] E. Ahedo and M. Merino, “Two-dimensional plasma expansion in a magnetic nozzle: Separation due to electron inertia,” *Phys. Plasmas*, vol. 19, no. 8, 2012.
- [65] M. Merino and E. Ahedo, “Influence of electron and ion thermodynamics on the magnetic nozzle plasma expansion,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 43, no. 1, pp. 244–251, 2015.
- [66] M. Merino and E. Ahedo, “Plasma detachment in a propulsive magnetic nozzle via ion demagnetization,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, no. 3, 2014.
- [67] M. Martinez-Sanchez, J. Navarro-Cavallé, and E. Ahedo, “Electron cooling and finite potential drop in a magnetized plasma expansion,” *Phys. Plasmas*, vol. 22, no. 5, 2015.
- [68] M. Merino and E. Ahedo, “Fully magnetized plasma flow in a magnetic nozzle,” *Phys. Plasmas*, vol. 23, no. 2, 2016.
- [69] M. Merino, J. Mauriño, and E. Ahedo, “Direct-Vlasov Study of Electron Cooling Mechanisms,” *IEPC-2017-104*, pp. 1–21, 2017.
- [70] J. M. Little and E. Y. Choueiri, “Thrust and efficiency model for electron-driven magnetic nozzles,” *Phys. Plasmas*, vol. 20, no. 10, 2013.
- [71] J. M. Little and E. Y. Choueiri, “Electron Cooling in a Magnetically Expanding Plasma,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, no. 22, pp. 1–5, 2016.
- [72] J. Navarro-Cavallé, S. Correyero, and E. Ahedo, “Collisionless electron cooling on magnetized plasma expansions: advances on modelling,” *IEPC-2015-117/ISTS-2015-b-117*, pp. 1–14, 2015.
- [73] S. Correyero, J. Jarrige, D. Packan, and E. Ahedo, “Ion acceleration in the magnetic nozzle of an ECR thruster: Comparison of experimental measurements with a quasi 1D kinetic model,” *Sp. Propuls. 2018*, no. May, pp. 1–8, 2018.
- [74] R. A. Gerwin, J. Marklin, A. G. Sgro, and A. H. Glasser, “Characterization of plasma flow through magnetic nozzles,” *Tech. Report*, 1990.

- [75] R. W. Moses, R. A. Gerwin, and K. F. Schoenberg, “Resistive plasma detachment in nozzle based coaxial thrusters,” *AIP Conf. Proc.*, vol. 246, no. 1, 1992.
- [76] E. B. Hooper, “Plasma Detachment from a Magnetic Nozzle,” *J. Propuls. Power*, vol. 9, no. 5, 1993.
- [77] P. F. Schmit and N. J. Fisch, “Magnetic detachment and plume control in escaping magnetized plasma,” *J. Plasma Phys.*, vol. 75, no. 3, pp. 359–371, 2009.
- [78] A. V. Arefiev and B. N. Breizman, “Magnetohydrodynamic scenario of plasma detachment in a magnetic nozzle,” *Phys. Plasmas*, vol. 12, no. 4, pp. 1–10, 2005.
- [79] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*. Taylor & Francis, 1996.
- [80] H. Kuninaka *et al.*, “Hayabusa Asteroid Explorer Powered by Ion Engines on the way to Earth,” *31st Int. Electr. Propuls. Conf.*, pp. 20–25, 2009.
- [81] H. Kuninaka, K. Nishiyama, I. Funaki, T. Yamada, Y. Shimizu, and J. Kawaguchi, “Powered Flight of Electron Cyclotron Resonance Ion Engines on Hayabusa Explorer,” *J. Propuls. Power*, vol. 23, no. 3, pp. 544–551, 2007.
- [82] R. Tsukizaki, T. Ise, H. Koizumi, H. Togo, K. Nishiyama, and H. Kuninaka, “Plasma Diagnostics of the $\mu 10$ ECR Ion Thruster Using Optical Fiber Probes,” *33rd Int. Electr. Propuls. Conf. IEPC-2013-270*, pp. 1–8, 2013.
- [83] M. Shen, H. Fang, Y. Chao, S. W. Y. Tam, and Y. Li, “Development of a Micro ECR Ion Thruster for Space Propulsion,” *Electr. Propuls. Conf.*, no. September, pp. 1–8, 2017.
- [84] H. Koizumi and H. Kuninaka, “Miniature Microwave Discharge Ion Thruster Driven by 1 Watt Microwave Power,” *J. Propuls. Power*, vol. 26, no. 3, pp. 601–604, 2010.
- [85] J. E. Foster, H. Kamhawi, T. Haag, C. Carpenter, and G. Williams, “High Power ECR Ion Thruster Discharge Characterization,” *Proc. Int. Electr. Propuls. Conf. 2005*, no. February, pp. 1–25, 2005.
- [86] J. E. Foster *et al.*, “The High Power Electric Propulsion (HiPEP) Ion Thruster,” *40th Jt. Propuls. Conf.*, no. July, pp. 1–12, 2004.
- [87] A. Girard, D. Hitz, G. Melin, and K. Serebrennikov, “Electron cyclotron resonance plasmas and electron cyclotron resonance ion sources: Physics and technology (invited),” in *Review of Scientific Instruments*, 2004, vol. 75, no. 5 PART II, pp. 1381–1388.
- [88] R. Bardet, T. Consoli, and R. Geller, “Experimental results on plasma acceleration by gradients of static magnetic and electromagnetic,” *Nucl. Fusion*, vol. 4, no. 48, pp. 2–6, 1964.
- [89] T. Consoli and R. B. Hall, “Plasma acceleration by electromagnetic and magnetostatic field gradients,” *Nucl. Fusion*, vol. 3, no. 237, pp. 237–247, 1963.
- [90] R. Bardet, P. Brian, and L. Lupas, “Hot-electron-plasma accumulation in the CIRCE mirror experiment,” *Nucl. Fusion*, vol. 15, no. 865, 1975.
- [91] F. Bourg, R. Geller, B. Jacquot, T. Lamy, M. Pontonnier, and J. C. Rocco, “Source d’Ions Multicharges MINIMAFIOS: Nouvelles Caractéristiques,” *Nucl. Instruments Methods*, vol. 196, pp. 325–329, 1982.
- [92] F. Bourg, R. Geller, and B. Jacquot, “Source d’Ions Lourds Multicharges CAPRICE 10 GHz pour tous les Elements Metalliques et Gazeux,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res.*, vol.

- 254, pp. 13–21, 1987.
- [93] B. Jacquot, P. Briand, F. Bourg, and R. Geller, “Source d’Ions Lourds Caprice 10GHz,” *Nucl. Inst. Methods Phys. Res.*, vol. 269, pp. 1–6, 1988.
- [94] P. Sortais, “Recent progress in making highly charged ion beams,” *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. B*, vol. 98, no. 1–4, pp. 508–516, 1995.
- [95] P. Sortais, “General review of recent developments for electron cyclotron resonance ion sources (invited),” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 67, no. 3, pp. 867–872, 1996.
- [96] R. Geller, “Electron cyclotron resonance sources: Historical review and future prospects (invited),” *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, no. 3, pp. 1302–1310, 1998.
- [97] C. M. Lyneis *et al.*, “Results with the superconducting electron cyclotron resonance ion source VENUS (invited),” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 5 PART II, pp. 1389–1393, 2004.
- [98] C. Lyneis, D. Leitner, M. Leitner, C. Taylor, and S. Abbott, “The third generation superconducting 28 GHz electron cyclotron resonance ion source VENUS (invited)a,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 81, no. 2, 2010.
- [99] S. Gammino *et al.*, “The Superconducting ECR Ion Source SERSE: A Tool For Higher Energies and Currents With the LNS Superconducting Cyclotron,” in *Proceedings of the 15th International Conference on Cyclotrons and their Applications*, 1996, pp. 413–416.
- [100] S. Gammino, G. Ciavola, L. Celona, D. Hitz, A. Girard, and G. Melin, “Operation of the SERSE superconducting electron cyclotron resonance ion source at 28 GHz,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 72, no. 11, p. 4090, 2001.
- [101] S. Gammino *et al.*, “Comparison of operations of the SERSE ion source at 18 and 28 GHz,” *PACS2001. Proc. 2001 Part. Accel. Conf. (Cat. No.01CH37268)*, pp. 2409–2411, 2001.
- [102] L. Sun *et al.*, “Advancement of highly charged ion beam production by superconducting ECR ion source SECRAL (invited),” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 87, no. 2, 2016.
- [103] F. Jaeger, A. J. Lichtenberg, and M. A. Lieberman, “Theory of electron cyclotron resonance heating-i. short time and adiabatic effects,” *Plasma Phys.*, vol. 14, pp. 1073–1100, 1972.
- [104] G. D. Alton and D. N. Smithe, “Design studies for an advanced ECR ion source,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 65, no. 4, pp. 775–787, 1994.
- [105] V. D. Dougar-Jabon, A. M. Umnov, and D. S. Diaz, “Three-dimensional simulation of an ECR plasma in a minimum-B trap,” in *Review of Scientific Instruments*, 2002, vol. 73, no. 2 II, p. 629.
- [106] F. Consoli *et al.*, “Microwave field distribution and electron cyclotron resonance heating process,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 79, no. 2, 2008.
- [107] 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.*, vol. 83, no. 2, pp. 2010–2013, 2012.
- [108] D. Mascali *et al.*, “3D-full wave and kinetics numerical modelling of electron cyclotron resonance ion sources plasma: Steps towards self-consistency,” *Eur. Phys. J. D*, vol. 69, no. 1, 2015.
- [109] R. Bardet, “Flux of D + ions with pléiade,” *Nucl. Fusion*, vol. 6, no. 228, pp. 3–6, 1966.
- [110] N. Sakudo, K. Tokiguchi, H. Koike, and I. Kanomata, “Microwave ion source for high-current

- implanter,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 49, no. 7, pp. 940–943, 1978.
- [111] J. Ishikawa, Y. Takeiri, and T. Takagi, “Axial magnetic field extraction-type microwave ion source with a permanent magnet,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 55, no. 4, pp. 449–456, 1984.
- [112] T. Taylor, “High-current dc microwave ion sources (invited),” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 63, no. 4, pp. 2507–2512, 1992.
- [113] S. Gammino, L. Celona, G. Ciavola, F. Maimone, and D. Mascali, “Review on high current 2.45 GHz electron cyclotron resonance sources (invited),” in *Review of Scientific Instruments*, 2010, vol. 81, no. 2.
- [114] R. Gobin *et al.*, “High intensity ECR ion source (H⁺, D⁺, H⁻) developments at CEA/Saclay,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 73, no. 2, pp. 922–924, 2002.
- [115] Z. Sitar, M. J. Paisley, D. K. Smith, and R. F. Davis, “Design and performance of an electron cyclotron resonance plasma source for standard molecular beam epitaxy equipment,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 61, no. 9, pp. 2407–2411, 1990.
- [116] J. Asmussen, T. A. Grotjohn, P. Mak, and M. A. Perrin, “The design and application of electron cyclotron resonance discharges,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 25, no. 6, pp. 1196–1221, 1997.
- [117] 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.*, vol. 59, no. 7, pp. 1072–1075, 1988.
- [118] P. Sortais, T. Lamy, J. Mardard, J. Angot, L. Latrasse, and T. Thuillier, “Ultracompact/ultralow power electron cyclotron resonance ion source for multipurpose applications,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 81, no. 2, p. 02B314, 2010.
- [119] M. J. Patterson *et al.*, “NEXT Ion Propulsion System Development Status and Performance,” *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf. Exhib.*, vol. AIAA 2007-, pp. 1–17, 2007.
- [120] H. J. Leiter *et al.*, “Development of the Radio Frequency Ion Thruster RIT XT – A Status Report,” *IEPC-01-104*, pp. 1–8, 2001.
- [121] H. J. Leiter, M. Berger, and M. Rath, “Evolution of the AIRBUS DS GmbH Radio Frequency Ion Thruster Family,” *34rd Int. Electr. Propuls. Conf.*, pp. 1–10, 2015.
- [122] H. J. Leiter, C. Altmann, J.-P. Porst, D. Lauer, M. Berger, and M. Rath, “Six Decades of Thrust - The Arian Group Radiofrequency Ion Thrusters and Systems Family,” *35th Int. Electr. Propuls. Conf.*, p. IEPC-2017-027, 2017.
- [123] <http://www.busek.com>
- [124] L. Grimaud and S. Mazouffre, “Performance comparison between standard and magnetically shielded 200 W Hall thrusters with BN-SiO₂ and graphite channel walls,” *Vacuum*, vol. 155, no. April, pp. 514–523, 2018.
- [125] S. Mazouffre and L. Grimaud, “Characteristics and Performances of a 100-W Hall Thruster for Microspacecraft,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 46, no. 2, pp. 330–337, 2018.
- [126] A. V. Loyan and T.A. Maksymenko, “PERFORMANCE INVESTIGATION OF SPT-20M LOW POWER HALL EFFECT THRUSTER,” *IEPC-2007-100*, pp. 1–14, 2007.
- [127] L. T. Williams and M. L. R. Walker, “Plume structure and ion acceleration of a helicon plasma source,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 43, no. 5, pp. 1694–1705, 2015.

- [128] L. T. Williams and M. L. R. Walker, “Thrust Measurements of a Radio Frequency Plasma Source,” *J. Propuls. Power*, vol. 29, no. 3, pp. 520–527, 2013.
- [129] O. V. Batishchev, “Minihelicon plasma thruster,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 8 PART 2, pp. 1563–1571, 2009.
- [130] A. Shabshelowitz and A. D. Gallimore, “Performance and Probe Measurements of a Radio-Frequency Plasma Thruster,” *J. Propuls. Power*, vol. 29, no. 4, pp. 919–929, 2013.
- [131] M. Wiebold, Y. T. Sung, and J. E. Scharer, “Experimental observation of ion beams in the Madison Helicon eXperiment,” *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 6, 2011.
- [132] Y. T. Sung, Y. Li, and J. E. Scharer, “Fast, hot electron production and ion acceleration in a helicon inductive plasma,” *Phys. Plasmas*, vol. 23, no. 9, 2016.
- [133] R. Winglee, T. Ziemba, L. Giersch, J. Prager, J. Carscadden, and B. R. Roberson, “Simulation and laboratory validation of magnetic nozzle effects for the high power helicon thruster,” *Phys. Plasmas*, vol. 14, no. 6, 2007.
- [134] D. Pavarin, F. Ferri, and and al., “Experimental set-up to test a 50 w helicon plasma thruster,” *IEPC-2009-204*, p. 204, 2009.
- [135] D. Pavarin *et al.*, “Thruster Development Set-up for the Helicon Plasma Hydrazine Combined Micro Research Project (HPH.com),” in *IEPC-2011-241*, 2011, p. 241.
- [136] F. Trezzolani *et al.*, “Low Power Radio-Frequency Plasma Thruster Development and Testing,” *33rd Int. Electr. Propuls. Conf.*, pp. 1–16, 2013.
- [137] F. Trezzolani, M. Magarotto, M. Manente, and D. Pavarin, “Development of a counterbalanced pendulum thrust stand for electric propulsion,” *Meas. J. Int. Meas. Confed.*, vol. 122, no. February, pp. 494–501, 2018.
- [138] F. Trezzolani, M. Manente, A. Selmo, and D. Melazzi, “Development and Test of an High Power RF Plasma Thruster in Project SAPERE-STRONG,” *35th Int. Electr. Propuls. Conf.*, vol. 3, pp. 1–9, 2017.
- [139] F. Trezzolani *et al.*, “Development and Testing of a Miniature Helicon Plasma Thruster,” *IEPC-2017-519*, 2017.
- [140] A. Fruchtman, K. Takahashi, C. Charles, and R. W. Boswell, “A magnetic nozzle calculation of the force on a plasma,” *Phys. Plasmas*, vol. 19, no. 3, 2012.
- [141] K. Takahashi, T. Lafleur, C. Charles, P. Alexander, and R. W. Boswell, “Electron diamagnetic effect on axial force in an expanding plasma: Experiments and theory,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, no. 23, pp. 1–4, 2011.
- [142] T. Lafleur, K. Takahashi, C. Charles, and R. W. Boswell, “Direct thrust measurements and modelling of a radio-frequency expanding plasma thruster,” *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 8, pp. 1–4, 2011.
- [143] C. Charles, R. Boswell, and K. Takahashi, “Boltzmann expansion in a radiofrequency conical helicon thruster operating in xenon and argon,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 22, 2013.
- [144] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, and A. Ando, “Performance improvement of a permanent magnet helicon plasma thruster,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 35, pp. 1–6, 2013.
- [145] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, and A. Ando, “Effect of magnetic and physical nozzles

- on plasma thruster performance,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, no. 4, 2014.
- [146] A. Chiba, K. Takahashi, A. Komuro, and A. Ando, “Characterization of Helicon Plasma Thruster Performance Operated for Various Rare Gas Propellants,” *J. Propuls. Power*, vol. 31, no. 3, pp. 962–965, 2015.
- [147] K. Takahashi, A. Komuro, and A. Ando, “Measurement of plasma momentum exerted on target by a small helicon plasma thruster and comparison with direct thrust measurement,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 86, no. 2, 2015.
- [148] K. Takahashi, A. Komuro, and A. Ando, “Effect of source diameter on helicon plasma thruster performance and its high power operation,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 24, no. 5, 2015.
- [149] K. Takahashi, A. Komuro, and A. Ando, “Operating a magnetic nozzle helicon thruster with strong magnetic field,” *Phys. Plasmas*, vol. 23, no. 3, 2016.
- [150] T. Nakamura *et al.*, “Direct Measurement of Electromagnetic Thrust of Electrodeless Helicon Plasma Thruster Using Magnetic Nozzle,” *World Acad. Sci. Eng. Technol.*, vol. 71, no. 11, pp. 797–801, 2012.
- [151] J. Navarro-Cavallé *et al.*, “Experimental performances of a 1 kW HPT by means of plasma diagnostics,” *IEPC-2017-447*, pp. 1–11, 2017.
- [152] B. W. Longmier *et al.*, “VX-200 Magnetoplasma Thruster Performance Results Exceeding Fifty-Percent Thruster Efficiency,” *J. Propuls. Power*, vol. 27, no. 4, pp. 915–920, 2011.
- [153] B. W. Longmier *et al.*, “Improved Efficiency and Throttling Range of the VX-200 Magnetoplasma Thruster,” *J. Propuls. Power*, vol. 30, no. 1, pp. 123–132, 2014.
- [154] J. E. Polk *et al.*, “Recommended Practice for Thrust Measurement in Electric Propulsion Testing,” *J. Propuls. Power*, vol. 33, no. 3, pp. 539–555, 2017.
- [155] D. L. Brown, M. L. R. Walker, J. Szabo, W. Huang, and J. E. Foster, “Recommended Practice for Use of Faraday Probes in Electric Propulsion Testing,” *J. Propuls. Power*, vol. 33, no. 3, pp. 582–613, 2017.
- [156] J. S. Miller, S. H. Pullins, D. J. Levandier, Y. H. Chiu, and R. A. Dressler, “Xenon charge exchange cross sections for electrostatic thruster models,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 3, pp. 984–991, 2002.
- [157] R. P. McEachran and A. D. Stauffer, “Momentum transfer cross sections for the heavy noble gases,” *Eur. Phys. J. D*, vol. 68, no. 6, 2014.
- [158] P.-Q. Elias, “Advances in the kinetic simulation of microwave absorption in an ECR thruster,” in *35th International Electric Propulsion Conference*, 2017, pp. 1–11.
- [159] F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Plenum Pre. 2016.
- [160] A. Dunaevsky, Y. Raitses, and N. J. Fisch, “Secondary electron emission from dielectric materials of a Hall thruster with segmented electrodes,” *Physics of Plasmas*, vol. 10, no. 6, pp. 2574–2577, 2003.
- [161] G. Kornfeld, N. Koch, and G. Coustou, “First Test Results of the Hemp Thruster Concept,” *28th Int. Electr. Propuls. Conf.*, no. February, pp. 1–10, 2003.
- [162] D. Packan, J. Bonnet, and S. Rocca, “Thrust Measurements with the ONERA Micronewton Balance,” *30th Int. Electr. Propuls. Conf.*, p. IEPC-2007-118, 2007.
- [163] J. Jarrige *et al.*, “Thrust Measurements of the Gaia Mission Flight-Model Cold Gas Thrusters,”

- J. Propuls. Power*, vol. 30, no. 4, pp. 934–943, 2014.
- [164] J. G. Ziegler and N. B. Nichols, “Optimum settings for automatic controllers,” *InTech*, vol. 42, no. 6, pp. 94–100, 1995.
- [165] M. Gamero-Castaño, “A torsional balance for the characterization of microNewton thrusters,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 74, no. 10, pp. 4509–4514, 2003.
- [166] R. M. Lequin, “Guide to the expression of uncertainty of measurement: Point/counterpoint,” *Clin. Chem.*, vol. 50, no. 5, pp. 977–978, 2004.
- [167] T. Vialis, J. Jarrige, A. Aanesland, and D. Packan, “Direct Thrust Measurement of an Electron Cyclotron Resonance Plasma Thruster,” *J. Propuls. Power*, vol. 34, no. 5, pp. 1–11, 2018.
- [168] S. Correyero, J. Jarrige, and D. Packan, “Measurement of anisotropic plasma properties along the,” *35th Int. Electr. Propuls. Conf.*, pp. 1–10, 2017.
- [169] T. Vialis, J. Jarrige, and D. Packan, “Geometry optimization and effect of gas propellant in an electron cyclotron resonance plasma thruster,” *IEPC-2017-378*, pp. 1–12, 2017.
- [170] G. D. Hobbs and J. A. Wesson, “Heat flow through a Langmuir sheath in the presence of electron emission,” *Plasma Phys.*, vol. 9, no. 1, pp. 85–87, 1967.
- [171] A. G. Drentje, U. Wolters, A. Nadzeyka, D. Meyer, and K. Wiesemann, “Simon short circuit effect in ECRIS,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 73, no. 2 II, p. 516, 2002.
- [172] J. A. Linnell and A. D. Gallimore, “Efficiency Analysis of a Hall Thruster Operating with Krypton and Xenon,” *AIAA-2005-3683*, no. July, pp. 1–18, 2005.
- [173] M. R. Nakles, W. A. Hargus, J. J. Delgado, and R. L. Corey, “A Performance Comparison of Xenon and Krypton Propellant on an SPT-100 Hall Thruster,” *IEPC-2011-003*, 2011.
- [174] R. Spektor, W. G. Tighe, P. H. Stoltz, and K. R. C. Beckwith, “Facility Effects on Hall Thruster Performance Through Cathode Coupling,” *IEPC-2015-309*, 2015.
- [175] K. Takahashi *et al.*, “Direct thrust measurement of a permanent magnet helicon double layer thruster,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 14, pp. 1–4, 2011.
- [176] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd Ed. Wiley, 1975.
- [177] S. Correyero, J. Jarrige, D. Packan, and E. Ahedo, “Measurement of Anisotropic Plasma Properties along the Magnetic Nozzle Expansion of an Electron Cyclotron Resonance Thruster,” *35th Int. Electr. Propuls. Conf.*, p. IEPC-2017-437, 2017.

Liste des figures

Figure 1. Fraction de la masse d'ergol par rapport à la masse de la charge utile pour différentes vitesses d'éjection et en fonction du Δv . Des repères sont placés pour différents types de manœuvre (voir Tableau 1).....	5
Figure 2. Comparaison des orbites de transfert entre la propulsion chimique à « forte » poussée et la propulsion électrique à « faible » poussée.....	8
Figure 3. Propulseurs électro-thermiques. Schémas de principe d'un résistojet (à gauche) et d'un arcjet (à droite) (source : Wikipédia et [2]).....	10
Figure 4. Schéma de principe d'un propulseur à grille (source : Wikipédia).....	11
Figure 5. Schémas de principe de propulseurs à grilles utilisant des tensions alternatives pour accélérer alternativement les espèces chargées positivement et négativement (à gauche) comme le propulseur de la startup ThrustMe ou comme le propulseur PEGASES (à droite). (source : LPP et [11]).....	12
Figure 6. A gauche, schéma de principe du fonctionnement d'un propulseur à courant de Hall. A droite, prise de vue réelle d'un propulseur à courant de Hall en fonctionnement (source : Colorado State Univ.).....	13
Figure 7. Schéma de principe de fonctionnement d'un propulseur FEEP (source : CNES)	14
Figure 8. Schéma de principe d'un propulseur magnétoplasmodynamique (source : Princeton Univ.)15	
Figure 9. Schéma de principe d'un propulseur à plasma pulsé (source : Wikipédia).....	15
Figure 10. Schéma de principe d'un propulseur Hélicon (source : [17])	16
Figure 11. Schéma de principe du propulseur VASIM-R (source : Ad Astra Rocket)	17
Figure 12. Schéma de principe du propulseur ECR à plasma développé actuellement à l'ONERA....	18
Figure 13. Schéma de principe du propulseur ECR à guide d'onde développé par Sercel et al (source : [26]).....	20
Figure 14. Schéma de principe du concept de propulseur ECR proposé par Hooper et al. (source :[28])	21
Figure 15. Schéma de principe du propulseur GMD (source :[31])	23
Figure 16. Schéma de principe du prototype de propulseur ECR du PEPL inspiré des propulseurs développés à l'ONERA (source : [34])	24
Figure 17. Photo d'une des premières versions du propulseur ECR de l'ONERA (2011).....	25
Figure 18. Prototype ECRA-EVO-0 de propulseur ECR à plasma de l'ONERA	25
Figure 19. Schéma de principe des trois injections de gaz testées dans le cadre du contrat ONERA-Astrium.....	26

Figure 20. Prototype ECRA-EVO-2 de propulseur ECR à plasma de l'ONERA	26
Figure 21. Prototype de propulseur ECR à solénoïde développé à l'ONERA dans le cadre de la thèse de F.Cannat.(source : [41]).....	27
Figure 22. Différents exemples de plasmas. Ils sont classés en fonction de leur température et leur densité de charge. (source : Wikipédia)	31
Figure 23. Exemple de sections efficaces en fonction de l'énergie de la particule incidente pour différents types de collisions électron-atome de xénon (source : [46])......	36
Figure 24. Evolution du potentiel électrique aux alentours d'une paroi.....	41
Figure 25. A gauche, schéma de principe de la bouteille magnétique servant à confiner un plasma. A droite, trajectoire de particules chargée (en jaune) dans une bouteille magnétique représentée par ses lignes de champ magnétiques (en noir).....	50
Figure 26. Schéma de principe du détachement inertiel des électrons. Les ions sont accélérés par les électrons via le champ ambipolaire dans la phase d'accélération et, plus loin en aval, l'inertie des ions entraîne les électrons et les forcent à se détacher des lignes de champ.....	57
Figure 27. Schéma de principe du détachement par reconnexion magnétique. (source : [60]).....	58
Figure 28. A gauche, schéma de principe d'une source d'ion de type ECRIS en configuration min-B. A droite, vue axiale d'un aimant hexapôle où les lignes de champ sont représentées sur la partie centrale.	64
Figure 29. Poussée (à gauche) et rendement total (à droite) de différentes catégories de propulseur électriques en fonction de la puissance électrique injectée. (les données sont issues des publications citées précédemment).....	77
Figure 30. Caisson B09 à l'ONERA - Palaiseau.	80
Figure 31. Caisson B61 à l'ONERA- Palaiseau.	80
Figure 32. Pompe cryogéniques à l'intérieur du B61. Les panneaux latéraux peuvent descendre à 100K lors du fonctionnement et la « voile » au centre peut descendre jusqu'à 35K.	81
Figure 33. Schéma de la ligne micro-onde complète.	83
Figure 34. A gauche, Comparaison du signal de puissance en sortie du générateur <i>Sairem</i> à deux niveaux de puissance et avec et sans atténuateur. A droite, comparaison du spectre du générateur <i>Kuhne</i> et du générateur <i>Sairem</i> pour différentes puissance.....	84
Figure 35. Principe de l'analyse d'un réseau micro-onde à l'aide d'un VNA à deux ports. Les grandeurs a et b sont des « ondes de puissance ».	85
Figure 36. Schéma de la ligne micro-onde « post-coupleur ». Ses propriétés (de transmission et de réflexion) sont utilisées pour calculer la puissance transmise au propulseur.	86
Figure 37. Mesure typique au VNA de la composante s12dB d'un câble micro-onde en fonction de la fréquence (ici entre 2.3GHz et 2.6 GHz).....	87

Figure 38. Exemple typique de courbe de calibration d'un détecteur de marque <i>JFW</i> . Il convertit un signal micro-onde en un signal continu.....	88
Figure 39. Schéma du dispositif de scan angulaire avec la sonde de Faraday. L'axe « z » est confondu avec l'axe du propulseur.....	90
Figure 40. A gauche, schéma de principe de la sonde de Faraday. Lorsque le collecteur est polarisé négativement, les électrons sont repoussés et la sonde mesure le courant ionique. A droite, prise de vue de la sonde Faraday immergée dans un plasma.....	91
Figure 41. Schéma électrique de l'acquisition du courant par la sonde Faraday.....	92
Figure 42. Profil angulaire typique de densité de courant ionique obtenu avec la sonde Faraday. Prototype à aimant permanent (V1), débit de 0.1 mg/s de xénon, puissance de 38W.	92
Figure 43. Intégration numérique des équations (94) et (95) pour un faisceau d'ions maxwelliens et une population d'électrons.	95
Figure 44. A gauche, Balayage en énergie typique obtenu avec la sonde Faraday (prototype du propulseur à aimant permanent (V1), débit de 0.1mg/s de xénon, puissance de 38W). A droite, dérivée de la partie positive de la courbe de courant collecté. Un pic est observé à la tension V_c correspondant à l'énergie moyenne du faisceau d'ion (ici env.190V).....	96
Figure 45. Superposition de mesure de l'énergie moyenne du faisceau d'ion pour différents angles. L'énergie ne varie quasiment pas avec l'angle.....	97
Figure 46. Profil angulaire de densité de courant ionique (à gauche) et balayage en énergie (à droite) obtenus avec la sonde de Faraday avec et sans mise à la masse de la grille.	98
Figure 47. A gauche, vue schématique latérale du montage du propulseur et de la sonde Faraday. Une platine de translation permet d'ajuster la hauteur de la sonde. A droite, profils angulaire de densité de courant pour trois hauteurs de la sonde Faraday.	99
Figure 48. Comparaison de profils angulaires de densité de courant ionique pour différents débits de gaz.	100
Figure 49. Prototype du propulseur à aimant permanent (V1) installé sur la balance pendulaire dans le B61.	102
Figure 50. Schéma de la simulation d'une bouteille magnétique en termes de lignes de champ (haut) et d'intensité du champ (bas).....	104
Figure 51. Résultat de la simulation d'électrons dans la bouteille magnétique. Les électrons ont une distribution aléatoire à l'état initial (gauche). A l'état final (droite) les électrons qui étaient dans le cône de pertes, à l'extérieur des lignes rouges, sont perdus. Les autres sont restés confinés.....	104
Figure 52. Résultat de la simulation du chauffage par résonance ECR uniforme. A gauche, l'évolution de l'énergie des électrons et le seuil d'ionisation sont représenté au cours du temps. A droite, les fréquences de collisions élastiques (rouge) et ionisante (bleu) simulés sont proches du modèle théorique ([155]).	105
Figure 53. Schéma du domaine de calcul pour la simulation 1.5D du propulseur ECR.	106

Figure 54. Photographie du prototype de propulseur ECR à solénoïde	111
Figure 55. schéma de principe de la géométrie d'une boucle de courant produisant un champ magnétique.	112
Figure 56. Géométrie du prototype à solénoïde modélisé à l'aide du logiciel COMSOL. L'axe à gauche de l'image est l'axe de symétrie $r=0$. Les dimensions sur la figure sont exprimées en mm. ..	112
Figure 57. Résultat de la simulation du champ magnétique du prototype du propulseur à solénoïde pour $I_{coil} = 130A$ (à gauche) et $I_{coil} = 160A$ (à droite). Les lignes de champ magnétique (en gris) et la zone ECR (zone colorée pour $2,40GHz < f_{em} < 2,49GHz$) sont représentées.....	113
Figure 58. Géométrie du prototype à solénoïde modélisé à l'aide du logiciel COMSOL. L'axe à gauche de l'image est l'axe de symétrie $r=0$	113
Figure 59. Exemple typique du profil angulaire de densité de courant ionique du propulseur à solénoïde obtenu avec la sonde de Faraday pour trois intensités de champ magnétique. Quand le champ magnétique diminue le courant augmente et l'énergie diminue. Les conditions opératoires sont $Q_m = 0,1 \text{ mg/s}$ et $P \sim 25 \text{ W}$	115
Figure 60. Photos du propulseur à solénoïde en fonctionnement dans le caisson B09 pour différents gaz.	117
Figure 61. Géométrie du prototype à aimant permanent PM-V1 modélisé à l'aide du logiciel COMSOL. L'axe à gauche de l'image est l'axe de symétrie $r=0$	119
Figure 62. Modélisation classique d'un cycle d'hystérésis de la magnétisation d'un matériau.	121
Figure 63. Résultat de simulations du champ magnétique d'un aimant permanent annulaire obtenues à l'aide du logiciel COMSOL. Différentes géométries sont testées pour appréhender les effets des différents paramètres.	122
Figure 64. Résultat de simulations du champ magnétique de l'aimant permanent dont la géométrie a été retenue pour le prototype PM-V1 (à droite) et comparaison avec le champ magnétique du solénoïde (à gauche).	123
Figure 65. Comparaison unidimensionnelle entre le champ magnétique calculé à l'aide du logiciel COMSOL (en pointillés) et mesuré sur l'aimant réel (en trait continu).	124
Figure 66. Modèle CAO (à gauche) et prise de vue réelle (à droite) du propulseur à aimant permanent PM-V1.	125
Figure 67. Coupe transversale du modèle CAO et descriptif des différentes parties du propulseur à aimant permanent PM-V1	125
Figure 68. Propulseur à aimant permanent PM-V1 en opération dans le caisson B09.....	126
Figure 69. Géométrie 3D (à gauche) et projection 2D des résultats de la simulation du système magnétique de la version PM-V2.	128
Figure 70. Modèle CAO et coupe transversale des différentes parties du propulseur à aimant permanent PM-V2.	129

Figure 71. Propulseur à aimant permanent PM-V2 en opération au xénon dans le caisson B09.....	130
Figure 72. Modèle CAO et coupe transversale des différentes parties du propulseur à aimant permanent PM-V3.....	131
Figure 73. Modèle CAO des différentes backplates pour le propulseur à aimant permanent PM-V3.....	132
Figure 74. Propulseur à aimant permanent PM-V3 à l'arrêt (à gauche) et en opération (à droite) au xénon dans le caisson B09.....	132
Figure 75. Schéma de la balance de poussée adaptée pour le propulseur ECR.....	134
Figure 76. Schéma de principe du fonctionnement de la balance.	135
Figure 77. A gauche, Modélisation numérique du montage de la balance dans le caisson à vide. A droite, prise de vue réelle de la balance installée dans le caisson B61.....	136
Figure 78. Effet de la pompe cryogénique sur le signal de sortie de la balance : le bruit est un signal périodique dont la fréquence est d'environ 1Hz.	137
Figure 79. Exemple de signal du capteur capacitif de la balance pour une mesure de poussée standard lorsque la transmission de puissance entre le plateau et le bras de la balance se fait par câble. Le premier pic dirigé vers le bas correspond à l'allumage du propulseur et le second correspond à son extinction.....	139
Figure 80. Prise de vue du dispositif de transmission de la puissance micro-onde sans fil. Deux TGC sont placés face à face. L'un est solidaire de la partie fixe de la balance (côté caisson) et l'autre est solidaire du bras mobile. Ils sont espacés de la distance δTGC	141
Figure 81. Atténuation post-coupleur ($ s_{12dB} $) pour différentes valeurs de δTGC	141
Figure 82. Exemple de signal de balance pour une mesure standard de poussée lorsque la puissance micro-onde est transmise à l'aide des deux TGC positionnés face à face. Les différentes parties de ce graphe sont présentées dans la partie V - 2.2	142
Figure 83. Schéma de principe d'un système physique automatiquement asservi à l'aide d'un régulateur PID.	143
Figure 84. Représentation schématique d'un circuit RLC simple.....	143
Figure 85. Différents types de régimes solutions d'une équation différentielle d'ordre 2.	144
Figure 86. Diagramme logique de l'asservissement du bras de la balance avec comme entrée le signal du capteur capacitif et comme sortie la tension fournie à la bobine plane servant d'actuateur.....	145
Figure 87. Réponse du régulateur PID (en trait continu bleu) à une variation brutale de poussée simulée par l'application d'un courant supplémentaire à travers la bobine plane (en trait discontinu noir).	146
Figure 88. A gauche, schéma de principe de la dépose de masse sur le bras de calibration. A droite, prise de vue du support relié à la platine de translation et contenant les masses de calibration.....	148

Figure 89. A gauche, signal de calibration typique obtenu par dépose successive des masses de calibration sur le bras de calibration. A droite, les cinq coefficients de calibration déduit des cinq déposes de masse. Le coefficient est quasiment constant sur toute la gamme de poussée mais l'incertitude de calibration est plus forte pour les faibles poussées.	149
Figure 90. Effet magnétique visible lors du déplacement aux deux positions extrémales de la platine de translation du système de calibration de la balance. Les éléments ferromagnétiques qui la composent interagissent avec l'aimant du propulseur.....	150
Figure 91. Capture d'écran du programme d'acquisition écrit en langage Python et permettant de visualiser les données en temps réel.....	151
Figure 92. Signal de sortie du régulateur PID en fonction du temps lors d'une acquisition typique de la poussée du propulseur ECR.	153
Figure 93. Contribution des différentes sources d'erreurs en fonction du niveau de poussée.	156
Figure 94. Incertitudes relatives des différents indicateurs de performances en fonction de la poussée. L'incertitude relative du débit massique (Qm) a été calculé pour $Qm \sim 0.1$ mg/s de xénon (1 sccm).	157
Figure 95. Répétabilité tir à tir des mesures balance pour différentes configurations/géométrie du propulseur ECR-PM-V1. Tous ces tirs sont fait à $P \sim 40$ W et $Qm = 0.1$ mg/s de xénon.....	159
Figure 96. Répétabilité montage à montage des mesures balance pour le propulseur ECR-PM-V1 dans la configuration $L = 20$ mm / $D = 2.3$ mm / $l = 20$ mm. Tous ces tirs sont fait à $P \sim 40$ W et $Qm = 0.1$ mg/s de xénon.....	160
Figure 97. Comparaison des mesures de poussée du prototype PM-V1 du propulseur ECR obtenues à l'aide de la balance (symboles creux et ligne continue) et avec la sonde Faraday (symboles pleins et ligne discontinue).	162
Figure 98. Comparaison de la poussée (à gauche) et du rendement total (à droite) du prototype PM-V1 et du prototype à solénoïde en fonction de la puissance injectée. Le débit de xénon est $Qm = 0.1$ mg/s. Les valeurs de poussée et de rendement sont issues des mesures effectuées avec la sonde Faraday.....	166
Figure 99. Courant ionique total (à gauche) et énergie moyenne du faisceau d'ions (à droite) pour les deux prototypes de propulseur ECR.....	167
Figure 100. Comparaison des rendements détaillés du propulseur à solénoïde et du propulseur à aimant permanent.	167
Figure 101. À gauche, profil angulaire de densité de courant ionique pour la version du propulseur à solénoïde (en trait continu) et pour le propulseur à aimant permanent (en pointillés) pour trois valeurs de puissance : 20, 30 et 40 W (et 0,1 mg/s). À droite, profil angulaire de densité de courant normalisé pour le prototype à solénoïde et à aimant permanent.	168
Figure 102. Mesure directe de la poussée (à gauche) et rendement total déduit (à droite) du propulseur ECR-PM-V1 en fonction de la puissance pour cinq débits massiques de xénon différents.	171

Figure 103. Impulsion spécifique (ISP) en fonction du rapport débit-puissance (Qm/P) pour cinq débits massiques de xénon différent.....	172
Figure 104. Energie moyenne du faisceau d'ion Ei mesurée à la sonde de Faraday (à gauche) et potentiel flottant du propulseur ϕp en fonction du rapport débit-puissance.....	174
Figure 105. Rapport entre de potentiel flottant du propulseur et l'énergie moyenne du faisceau d'ion mesurée avec la sonde de Faraday en fonction du rapport débit-puissance.	175
Figure 106. Impulsion spécifique (ISP) en fonction du rapport débit-puissance (Qm/P). Les différents débits massiques utilisés ne sont plus différenciés. Une fonction linéaire (ligne rouge) est superposée aux données expérimentales (points noirs) entre 1 et 6 $\mu g/J$	176
Figure 107. TTPR (à gauche) et ηT (à droite) en fonction de Qm/P . Les courbes (en rouge) calculées à partir des équations (127) et (128) en utilisant les coefficients α et β de l'ajustement linéaire sont superposées aux données expérimentales (points noirs).	177
Figure 108. A gauche, rendements détaillés ($\eta m, \eta e, \eta D$) rendement total ηT en fonction du rapport débit-puissance obtenu à l'aide de mesures par sonde de Faraday. A droite, superposition de 16 profils angulaires (normalisés) obtenus avec la même configuration géométrique du propulseur mais pour des conditions opératoires différentes.	179
Figure 109. Profils angulaires de densité de courant ionique pour deux tensions du collecteur de la sonde de Faraday : -100 V (en noir) et -300 V (en rouge) et profil angulaire du potentiel flottant de la grille (en bleu pointillés) prit à $Vc = -300 V$	180
Figure 110. Divergence des lignes de champ magnétique du propulseur PM-V1. Les cercles bleus sont des repères mis aux deux distances DF . Les lignes vertes et violettes sont des repères qui permettent de comparer visuellement la différence d'angle φ aux deux distances DF et qui suivent chacune une seule ligne de champ magnétique.....	182
Figure 111. Profil angulaire de densité de courant (à gauche) et du potentiel de la grille (à droite) pour deux distances DF de sonde : 26,5 et 58 cm.	183
Figure 112. Poussée déduite des mesures sonde de courant et d'énergie des ions pour différentes fréquences micro-ondes. $Qm = 0,1$ mg/s de xénon.....	185
Figure 113. Impulsion spécifique en fonction du rapport débit-puissance pour différentes positions de source plasma par rapport à l'aimant.....	187
Figure 114. À droite, photographie des différents conducteurs internes utilisés pour étudier l'influence de leur longueur sur les performances du propulseur. A gauche, impulsion spécifique en fonction du rapport débit puissance pour les trois longueurs de conducteur interne.....	188
Figure 115. Photographie des différents conducteurs internes utilisés pour étudier l'influence de leur diamètre sur les performances du propulseur.....	189
Figure 116. Impulsion spécifique en fonction du rapport débit puissance pour différents diamètres de conducteur interne. À gauche, les diamètres 1,2 ; 1,7 et 2,3 mm et à droite, les diamètres 2,3 ; 3,0 et 4,0 mm.....	189

Figure 117. Photographie des différents conducteurs externes utilisés pour étudier l'influence de leur longueur sur les performances du propulseur. Sur la photo de droite en deuxième position est présentée également la source de forme conique (voir VI - 3.4).....	190
Figure 118. Impulsion spécifique en fonction du rapport débit puissance pour les différentes longueurs de conducteur externe. À gauche, les longueurs 10 ; 15 et 20 mm et à droite, les longueurs 20 ; 25 et 30 mm.....	191
Figure 119. Comparaison des courants totaux à 0,1 mg/s pour les différentes longueurs de conducteurs externes en fonction de la puissance micro-onde.....	192
Figure 120. Comparaison de l'énergie moyenne du faisceau d'ion (à gauche) et du potentiel propulseur (à droite) à 0,1 mg/s pour les différentes longueurs de conducteurs externes en fonction de la puissance micro-onde.....	193
Figure 121. Simulation du champ magnétique (COMSOL) et repère visuel du conducteur externe cylindrique (à gauche) et conique (à droite). Dans le cas du conducteur externe conique, aucune ligne de champ magnétique n'intercepte la paroi.....	195
Figure 122. Comparaison de l'impulsion spécifique du propulseur en fonction du rapport débit-puissance pour les conducteurs externe cylindrique et conique. Les deux sont de longueur $L = 15$ mm.....	195
Figure 123. Comparaison des rendements détaillés et du rendement total en fonction de la puissance pour les conducteurs externe cylindrique et conique. Les deux sont de longueur $L = 15$ mm. Le débit massique de xénon est ici de 0,1mg/s.....	196
Figure 124. Comparaison de l'impulsion spécifique du propulseur avec et sans parois isolante en fonction du rapport débit-puissance.....	197
Figure 125. Courant ionique total (à gauche) et énergie moyenne du faisceau d'ion (à droite) avec et sans parois recouverte de ruban diélectrique en fonction de la puissance micro-onde injectée. ($Qm = 0,1$ mg/s)	198
Figure 126. Comparaison des rendements détaillés du propulseur avec et sans parois isolantes en fonction de la puissance et pour un débit massique $Qm = 0,1$ mg/s.....	199
Figure 127. Comparaison de l'impulsion spécifique du propulseur fonctionnant au xénon et au krypton en fonction du rapport débit-puissance.....	202
Figure 128. Energie moyenne du faisceau d'ion (à gauche) et rendement massique (à droite) en fonction du rapport débit-puissance. Comparaison entre un fonctionnement au xénon et un fonctionnement au krypton.....	203
Figure 129. Evolution de la poussée (à gauche) et du rendement total (à droite) en fonction de la pression dans l'enceinte. $P = 40$ W et $Qm = 0,1$ mg/s.....	204
Figure 130. Evolution de l'énergie moyenne du faisceau d'ion (à gauche) et du potentiel propulseur (à droite) en fonction de la pression ambiante. $P = 40$ W et $Qm = 0,1$ mg/s.....	205
Figure 131. Profils angulaires de densité de courant ionique en fonction de la pression ambiante. ..	205

Figure 132. Comparaison de la densité de courant ionique dans l'axe du propulseur avec (carré noir) et sans (rond rouge) les effets (calculés) d'échange de charge.....	206
Figure 133. Schémas des différents points de vue équivalents d'une enceinte contenant un gaz s'échappant par une extrémité ouverte. Ce gaz produit une poussée qui s'applique sur le fond de l'enceinte.	211
Figure 134. Schéma de principe du montage expérimental permettant de mesurer séparément la composante magnétique de la poussée (à gauche) et la composante thermique (à droite).....	215
Figure 135. Impulsion spécifique en fonction du rapport débit-puissance mesurée avec la sonde de Faraday pour les trois dispositifs expérimentaux permettant de mesurer les composantes de la poussée.	216
Figure 136. Mesures directes des différentes composantes de la poussée (à gauche) et proportion de la poussée magnétique sur la poussée totale (à droite) en fonction de la puissance injectée pour un débit massique de xénon de 0,1 mg/s.	217
Figure 137. Mesures directes des différentes composantes de la poussée (à gauche) et proportion de la poussée magnétique sur la poussée totale (à droite) en fonction du débit massique de xénon pour une puissance de 40 W.....	218
Figure 138. Mesure de la pression électronique perpendiculaire moyenne dans la source plasma avec une boucle diamagnétique en fonction de la puissance (à gauche) à 1,5 et 2 sccm de xénon et en fonction du débit (à droite) pour une puissance de 26 W. (source : [174]).....	219
Figure 139. Profils axiaux du champ magnétique ambiant (à gauche) et rayon (fictif) du plasma (à droite). La zone de résonance est située à exactement 3,6 mm du bord amont ($x = 0$ mm) au propulseur du domaine de calcul (au niveau de la backplate).....	222
Figure 140. Flux d'électrons (en noir) et d'ions (en violet) à travers le bord aval ($x = 200$ mm) au propulseur du domaine de calcul (à gauche) et potentiel flottant de la backplate (à droite) au cours du temps de simulation (dimensionné).....	223
Figure 141. Champ électrique injecté dans la source plasma au cours de temps de simulation.....	225
Figure 142. Profils axiaux de la densité ionique (en rouge) et électronique (en bleu) sur tout le domaine de calcul (à gauche) et zoomé sur la source plasma (à droite).	226
Figure 143. Profils axiaux du courant total d'ion (en rouge) et d'électrons (en bleu) sur tout le domaine de calcul (à gauche) et zoomé sur la source plasma (à droite).	228
Figure 144. Profil axial du potentiel plasma sur tout le domaine de calcul (à gauche) et zoomé sur la source plasma (à droite).	229
Figure 145. Champ électrique ambipolaire dans la zone extérieur au propulseur ($x > 20$ mm).....	229
Figure 146. Comparaison des profils axiaux normalisés de potentiels plasmas issu de mesure LIF (en bleu) et issu des résultats du code PIC (source : [57]).	230

Figure 147. Fonctions de distribution (normalisées par l'intégrale) des ions sur trois positions ($x = 3, 70, 196$ mm) réparties sur tout le domaine de calcul (à gauche) et sur 5 positions ($x = 23, 30, 36, 43, 50$ mm) zoomées sur la zone autour de la source plasma (à droite).	231
Figure 148. Profil axial de l'énergie cinétique axiale des ions.	232
Figure 149. Fonctions de distribution des électrons en fonction de l'énergie axiale (à gauche) pour trois positions dans le domaine de calcul ($x = 3, 70, 136$ mm) et en fonction de l'énergie parallèle et perpendiculaire (à droite) à deux positions ($x = 23$ et 90 mm).	233
Figure 150. Profils axiaux de la température électronique parallèle (en bleu) et perpendiculaire (en rouge) sur tout le domaine de calcul (à gauche) et zoomé sur la source plasma (à droite).	234
Figure 151. Profils axiaux de l'énergie cinétique électronique parallèle (en bleu) et perpendiculaire (en rouge) sur tout le domaine de calcul (à gauche) et zoomé sur la partie per source plasma (à droite).	235
Figure 152. Température électronique parallèle et perpendiculaire en fonction de la densité électronique (à gauche) et ajustement linéaire sur la partie perpendiculaire (à droite).	236
Figure 153. Profil axiale de la poussée ionique (en rouge) et électronique (en bleu).	237
Figure 154. Performances du prototype PM-V2. A gauche, I_{sp} en fonction du rapport Qm/P et à droite, rendement total pour deux débit de xénon : $0,1$ mg/s et $0,35$ mg/s.	244
Figure 155. Profils angulaires de densité de courants ionique du prototype PM-V2 à $0,1$ mg/s et $0,3$ mg/s (à gauche) à 40 W. Comparaison des profils angulaires de densité de courant normalisés des prototypes PM-V1 et PM-V2 à $0,1$ mg/s et 40 W.	245

Liste des tableaux

Tableau 1. Δv de manœuvres typiques pour un véhicule spatial. LEO (« Low Earth Orbit ») signifie orbite basse et GEO (« Geostationary earth orbit ») signifie orbite géostationnaire (source : [2])......	3
Tableau 2. Liste non-exhaustive de quelques propulseurs à grille (GIE) et à courant de Hall (HET) actuellement sur le marché et leurs performances.....	71
Tableau 3. Liste non exhaustive des différents prototypes de propulseurs à tuyères magnétiques et leurs performances mesurées expérimentalement.	77
Tableau 4. Pression typique mesurée dans le caisson B61 pour différents débit de xénon (propulseur éteint).....	82
Tableau 5. Comparaison des performances du propulseur ECR-V1 obtenues avec les générateurs <i>Kuhne et Sairem</i>	84
Tableau 6. Liste des paramètres constitutif au calcul de la poussée à partir de mesures sonde.	98
Tableau 7. Comparaison de mesures par sonde Faraday obtenues dans la thèse précédente [41] et dans celle-ci pour des conditions similaires.	115
Tableau 8. Comparaison des masses et de l'encombrement des prototypes de propulseur ECR.....	129
Tableau 9. Liste des masses de calibration, leur position sur le bras de calibration et la poussée équivalente qu'elles produisent.	148
Tableau 10. Liste des quantités utilisées pour calculer la poussée du propulseur ECR et leurs incertitudes absolues.....	155
Tableau 11. Champ magnétique à la résonance et position de la zone de résonance en fonction des fréquences micro-onde utilisée dans la campagne d'essais.....	184
Tableau 12. Caractéristiques de gaz nobles fréquemment utilisés comme ergol de propulseurs électriques.....	200
Tableau 13. Liste des valeurs des paramètres utilisés pour le cas de référence.	221

Résumé :

La propulsion électrique est une technologie alternative à la propulsion chimique qui permet de réduire la consommation en ergols des satellites. L'ONERA développe un propulseur électrique de type ECR dont la poussée est autour de 1 mN et qui fonctionne à des puissances inférieures à 50 W. Le propulseur crée un plasma par résonance cyclotron électronique et l'accélère dans une tuyère magnétique. Cette technologie possède l'avantage d'éjecter un plasma quasi-neutre et ne nécessite pas de cathode de neutralisation qui est un composant contraignant mais indispensable pour la plupart des autres technologies de propulseurs électrique. Dans ce travail de thèse, on se propose de développer et d'optimiser les diagnostics de mesure des performances du propulseur ECR, d'identifier les paramètres expérimentaux pouvant influencer les performances et d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques ayant lieu dans le propulseur. Ces objectifs ont pour finalité l'amélioration des performances. Pour répondre à ces objectifs, plusieurs prototypes à aimant permanent ont été développés, et une balance permettant de mesurer directement la poussée a été modifiée pour caractériser le propulseur. Différentes études paramétriques ont été conduites, qui ont montré que les performances dépendaient directement du rapport entre le débit de xénon et la puissance micro-onde injectée. Il a également été observé que la longueur du conducteur externe de la source plasma et la pression ambiante ont une influence significative sur le niveau de performance. Après optimisation de la géométrie, un rendement total supérieur à 12 % a été obtenu. Des mesures séparées de la poussée thermique et magnétique ont permis de montrer que la composante magnétique était la contribution principale de la poussée dans tous les cas testés. Un code PIC 1D-3V a été utilisé pour simuler le comportement du propulseur. L'analyse des résultats indique que le chauffage des électrons par résonance et l'accélération des espèces chargées dans la tuyère magnétique est reproduit de manière satisfaisante. L'ensemble des travaux ont pu mettre en avant le rôle des composantes parallèle et perpendiculaire de la pression électronique.

Mots clés : plasmas, propulsion spatiale, propulsion électrique, résonance cyclotron électronique (RCE), tuyère magnétique.

Development of an electron cyclotron resonance plasma thruster for satellites

Abstract :

Electric propulsion is an alternative technology to the chemical propulsion that enables reducing propellant consumption for satellites. ONERA is developing an electric ECR thruster with a thrust around 1 mN and an electric power less than 50 W. The thruster creates a plasma by electron cyclotron resonance and accelerates it through a magnetic nozzle. This technology has the advantage of expelling a quasi-neutral plasma and avoiding the utilization of a neutralizer (which is one of the most fragile and costly part of the other electric propulsion technologies). In this thesis work, an optimization of the measurement diagnostics is done. The work also aims at identifying the important parameters for the performances of the thruster and at improving the understanding of underlying physics, in order to increase the thruster efficiency. Several prototypes have been developed and a thrust stand that can directly measure the thrust has been modified. Some parametric studies have been led and have shown that the thruster performance strongly depends on xenon mass-flow rate to microwave power ratio. It has also shown that the external conductor of the plasma source and the ambient pressure have a significant influence on the performances. Following a geometric optimization, a maximum total efficiency of more than 12% has been obtained. Separate measurements of the magnetic and thermal thrust have shown that the magnetic thrust is the main component of the total thrust. A 1D-3V PIC code has been used to simulate the behavior of the thruster. The analysis of the results has shown that the ECR heating and particle acceleration in the magnetic nozzle could be properly computed. The role of the parallel and perpendicular component of electron pressure has been evidenced by this work.

Keywords: plasma, space propulsion, electric propulsion, electron cyclotron resonance (ECR), magnetic nozzle.