



HAL
open science

Propulseur à courant de Hall double étage à source RF inductive : étude expérimentale du fonctionnement et des instabilités basses fréquences

Alexandre Guglielmi

► **To cite this version:**

Alexandre Guglielmi. Propulseur à courant de Hall double étage à source RF inductive : étude expérimentale du fonctionnement et des instabilités basses fréquences. Plasmas. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2020. Français. NNT : 2020TOU30243 . tel-03209825

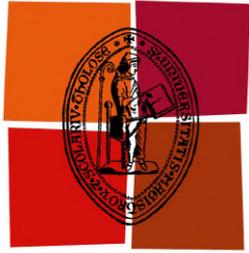
HAL Id: tel-03209825

<https://theses.hal.science/tel-03209825v1>

Submitted on 27 Apr 2021

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le 26/11/2020 par :

Alexandre GUGLIELMI

**Propulseur à courant de Hall double étage à source RF inductive
Étude expérimentale du fonctionnement et des instabilités basses
fréquences**

JURY

PASCAL OLIVIER

TSIKATA SÉDINA

CARTRY GILLES

GABORIAU FREDDY

BOEUF JEAN-PIERRE

MAZOUFFRE STÉPHANE

ROSSI ALBERTO

Université Paul Sabatier

CNRS Orléans

Université Aix-Marseille

Université Paul Sabatier

Université Paul Sabatier

CNRS Orléans

CNES

Président du Jury

Rapporteuse

Rapporteur

Directeur de Thèse

Directeur de Thèse

Examineur

Invité

École doctorale et spécialité :

GEET : Ingénierie des PLASMAS

Unité de Recherche :

Laboratoire Plasma et Conversion d'énergie (UMR 5213)

Directeur(s) de Thèse :

GABORIAU Freddy et BOEUF Jean-Pierre

Rapporteurs :

TSIKATA Sédina et CARTRY Gilles

The most exciting phrase to hear in science, the one that heralds new discoveries, is not, « Eureka ! », but « That's funny ».

Isaac Asimov (1920–1992)

Remerciements

Ce manuscrit de thèse est le résultat de plus de 3 ans de travaux de recherche dans ce vaste (très vaste) domaine qu'est la propulsion à courant Hall. Bien qu'il résume la majorité de mon travail et de mes capacités scientifiques, il ne met pas en exergue les moments, les réflexions et les efforts, en particulier réalisés avec le personnel du laboratoire. L'obtention d'un doctorat nécessite un travail indépendant, mais je voudrais en profiter pour remercier toutes les personnes m'ayant aidé en cours de route.

Tout d'abord, je tiens à remercier mes deux directeurs qui m'ont accompagné pendant cette thèse et qui ont consacré une grande attention à la lecture de mon manuscrit en le nourrissant de commentaires perspicaces. À Freddy Gaboriau, qui a su être d'un enseignement bienveillant depuis mon entrée en stage au laboratoire et qui m'a permis d'améliorer la qualité de mon travail et de mes méthodes de par son exigence reconnue, ainsi qu'à Jean-Pierre Boeuf qui m'a permis de découvrir une myriade de particularités, de par son approche numérique, unique, mais aussi inestimable dans le milieu des plasmas.

Bien avant de connaître la voie que j'allais suivre pour mes études, j'avais entrepris il y a de cela bientôt 7 ans, un stage au laboratoire PIIM avec Gilles Cartry. Après avoir accepté de faire partie des membres de mon jury, c'est avec une grande satisfaction qu'il a pu examiner mon travail et clôturer mes études ... c'en est presque poétique. Je tenais également à remercier deux illustres membres que je tenais à avoir dans mon jury : Sédina Tsikata et Stéphane Mazouffre qui ont su apprécier mes résultats, mais aussi discerner et remarquer les difficultés techniques rencontrées dans ce travail majoritairement expérimental.

D'autres remerciements et une profonde gratitude vont aussi directement à mon président du jury, Olivier Pascal et mes collègues de bureau Gerjan Hagelaar, Laurent Garrigues, Mathieu Masquère et Nicolas Naudé, avec qui j'ai pu longuement échanger sur les origines microscopiques des mystères des plasmas, depuis une question aussi « simple » que l'origine fondamentale d'un champ, jusqu'aux mécanismes responsables des instabilités dans les plasmas.

Ces années ont aussi été accompagnées par mes différents intervenants du CNES, Claude Boniface et Alberto Rossi. Là encore, c'est avec plaisir que j'ai pu échanger avec eux autour des aspects parallèles à ces recherches, tels que les innombrables facteurs à prendre en compte dans les missions aérospatiales, mais aussi tous les aspects industriels en aval de ce travail.

Cette thèse aurait sûrement été moins fournie sans l'aide de Loïc Dubois pour qui j'ai pris la relève après un intense travail de réflexion et de caractérisation de la source du propulseur, mais aussi Alvaro Martín Ortega avec qui j'ai pu partager des réflexions pendant plus d'un an et grâce à qui j'ai pu obtenir et présenter autant de résultats dans ce manuscrit. Je remercie

également deux stagiaires, José Senart et Clément Petit, qui ont pu intervenir dans cette étude et avec qui j'ai pu longuement échanger autour des plasmas.

Je tenais à remercier les services communs du laboratoire que j'ai pu solliciter autant de fois que je le voulais dans mes projets qui ont été légion ... qu'ils concernent la thèse ou la vie dans ou en dehors du laboratoire. En particulier à Benoît Schlegel, Pierre Hernandez et Benoît Lantin qui ont su répondre à mes idées insolites et exigeantes, avec une ouverture d'esprit aussi grande que leur espiègle complicité. À Cédric Trupin qui m'a de nombreuses fois aidé, dépanné et renseigné dans son atelier au service mécanique, pour l'usinage de pièces dans mon dispositif expérimental. Et bien sûr, à Arnaud Biganzoli du service électronique qui a toujours répondu présent (même en période de vacances ^^) et avec qui j'ai pu développer des compétences, des systèmes et des outils me permettant d'avancer efficacement dans mes campagnes de mesures.

Il aurait sûrement été plus difficile de terminer ce travail sans mon entourage familial sur Marseille comme sur Whistler, mais aussi sans être occasionnellement entouré par Marylise Marchenay et sa taquinerie singulière, Justin Cano et ses descriptions synthétiques, Alexandre D'Hotel et ses messages déconcertants, Corinne Moustrou et Françoise Perrin, deux professeurs de faculté et d'école d'ingénieurs avec qui c'est toujours un plaisir de discuter, Morgane Garreau et ses galères imprévues, Annabelle Trinh et sa remarquable réserve, Ismaël Nabti avec sa perspicacité et son organisation dans notre aventure entrepreneuriale, Aurélie Tokarski et Benoît Prochet répondant toujours présents à mes expériences culinaires et tout de même, Clara Cornille pour son enthousiasme inflexible, malgré ses inexorables oublis.

Enfin, un grand merci, aussi surprenant soit-il, à toutes les équipes toulousaines d'une célèbre marque de café chez qui j'ai pris des dizaines, non ... des centaines de cafés ^^ qui m'ont toujours accueilli avec convivialité et enthousiasme et qui, sans le savoir, ont su me changer les idées par de simples sourires ou discussions. Du coup, merci beaucoup Clément, Cécilia, Lucie, Boubou, Salomé, Camille, Marin, Pauline, Émeline, Hocine, Pilar, Marine, Mélissa, Jade, Lizzy, Mathou, Guillermo, Ambre, Alex, Bastien, Sonny, Sky, Bryan, Julien, Paul, Victoria, Zélia, Valentine, Antonin, Séverine ...

*Alexandre Guglielmi
aussi « Myosis »*

Toulouse, Janvier 2021

Soutenance de Thèse

Pour un accès vidéo à la soutenance de thèse, vous pouvez suivre ce lien. Follow this link to access the Thesis defense (English subtitles available).

<https://youtu.be/KZ4sYR61W-o>

Table des matières

CHAPITRE I. INTRODUCTION.....	1
I.1. La propulsion et ses ambitions	1
I.2. La propulsion électrique : principes et concepts	3
I.2.1. Les plasmas et les principales technologies de propulsion électrique.....	4
a. Les plasmas hors équilibre.....	4
b. Propulseur à grilles.....	6
c. Propulseur à courant de Hall.....	8
d. Limites des propulseurs à courant de Hall classiques	10
I.3. Instabilités dans les plasmas partiellement magnétisés	10
I.3.1. Instabilités axiales : Breathing Mode.....	11
I.3.2. Instabilités azimutales : Rotating Spokes.....	13
I.3.3. Autres instabilités azimutales (Décharge Penning, Magnétron)	14
I.4. Concept de propulseur Double Étage à courant de Hall.....	15
I.4.1. Les designs de chambres d'ionisation séparées de l'accélération	17
I.4.2. Caractéristiques d'un propulseur à courant de Hall double étage	19
I.5. Objectif et déroulement de la thèse	20
I.5.1. Point de départ et objectifs de la thèse	20
I.5.2. Déroulement chronologique de la thèse.....	21
CHAPITRE II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET DIAGNOSTICS.....	23
II.1. Moyen d'essai	23
II.2. Propulseur ID-Hall	25
II.2.1. Cartographie magnétique	26
II.2.2. Design et matériaux	29
II.2.3. Source d'ionisation	30
II.2.4. Alignement des aimants.....	32
II.2.5. Alimentation de la décharge et de la cathode émissive.....	33
II.2.6. Puissance RF injectée dans la source et absorbée par le plasma	35
II.3. Grandeurs mesurées et outils de diagnostics	39
II.3.1. Sonde de Faraday et Système d'Acquisition Motorisé (S.A.M.)	39
a. Conception et principe de la sonde.....	40
b. Mesure du courant d'ion et limitations.....	42
c. Bruitage des mesures en double étage.....	46
II.3.2. Retarding Potential Analyzer (RPA).....	48
a. Principe de la mesure et fonctionnement.....	48
a. Mesures RPA intégrées dans le temps	50
b. Mesures RPA temporelles.....	51
II.3.3. Caméra Rapide et méthode de triangulation basée sur la parallaxe	53
a. Principe de la mesure	54
b. Caractéristiques des spokes : vitesse, fréquence, mode.....	56

c.	Détermination de la position axiale de Rotating Spokes	61
d.	Limitation de la méthode de triangulation.....	64
II.3.4.	Anode segmentée	67
II.4.	Modèle numérique HALLIS	68
a.	Fonctionnement en simple étage	69
b.	Fonctionnement en double étage.....	72
II.5.	Conclusion	77

CHAPITRE III. CARACTERISATION DU PROPULSEUR ID-HALL EN FONCTIONNEMENT SIMPLE ETAGE AVEC UN ERGOL DE XENON

III.1.	La décharge plasma en fonctionnement simple étage	79
III.1.1.	Effet de la tension de décharge : caractéristiques courant – tension.....	80
III.1.2.	Potentiel de cathode.....	83
III.1.3.	Variation du débit	84
III.2.	Grandeurs propulsives.....	87
III.2.1.	Courant d'ion extrait.....	87
III.2.2.	Provenance et énergie des ions	91
III.3.	Effets des instabilités axiales : Breathing Mode.....	94
III.3.1.	Oscillations du courant de décharge	94
III.3.2.	Les variables temporelles.....	96
a.	Énergie des ions extraits.....	96
b.	Compréhension de la dynamique de l'instabilité axiale	98
III.4.	Poussée, impulsion spécifique et divergence	101
III.5.	Conclusion	105

CHAPITRE IV. CARACTERISATION DU PROPULSEUR ID-HALL EN MODE DOUBLE ETAGE AVEC DIFFERENTS ERGOLS : XENON ET ARGON.....

IV.1.	Évolution des paramètres de décharge avec la puissance RF.....	107
IV.1.1.	Caractéristiques courant - tension - Puissance RF	108
a.	Caractéristiques courant-tension à puissance RF constante	108
b.	Caractéristiques courant-puissance RF à tension constante	111
IV.1.2.	Variation du débit de Xénon	113
IV.2.	Études de la plume en fonctionnement double étage	114
IV.2.1.	Courant d'ion extrait en fonction de la tension.....	115
IV.2.2.	Étude des différentes régions de fonctionnement	116
a.	Zone 1 : tension faible.....	116
b.	Zone 2 : tensions intermédiaires.....	121
c.	Zone 3 : tension élevée.....	132
IV.2.3.	Les différents régimes de fonctionnement du propulseur	134
IV.3.	Poussée, impulsion spécifique, divergence et efficacité du propulseur	135
IV.4.	Fonctionnement double étage du propulseur ID-Hall en Argon et mélange Argon-Xénon	139
IV.4.1.	Changement d'ergols	139
IV.4.2.	Évolution de la plume et des paramètres de décharge en Argon	139
a.	Caractéristiques courant-tension	140
b.	Caractéristiques courant-puissance RF absorbée	142
c.	Poussée et impulsion spécifique en fonctionnement double étage	144
IV.5.	Conclusion	147

CHAPITRE V. INSTABILITES PLASMA BASSES FREQUENCES.....	149
V.1. Fonctionnement Simple Étage dans le propulseur ID-Hall	149
V.1.1. Observations complémentaires autour du Breathing Mode	149
a. Évolution en fonction de la position de l'anode	150
b. Évolution des instabilités en fonction du débit et de la tension.....	153
c. Corrélation entre courant de décharge et luminosité	155
V.1.2. Imagerie des instabilités azimutales.....	156
a. Couplage entre Breathing Mode et instabilités azimutales.....	157
b. Corrélation luminosité-courant dans la direction azimutale	159
c. Positions axiales des instabilités azimutales au cours du temps.....	161
V.2. Fonctionnement double étage dans le propulseur ID-Hall	162
V.2.1. Effet de la source ICP sur les instabilités.....	162
V.2.2. Localisation des instabilités plasma en double étage	165
V.2.3. Vitesse des dérives azimutales	167
V.3. Instabilités plasma dans les décharges ICP magnétisées.....	170
V.3.1. Géométrie et cartographie magnétique	170
V.3.2. Évolutions des striations en Xénon	171
a. Variation de la puissance RF et de la pression	171
V.3.3. Évolution des striations en Argon.....	174
a. Variation de la puissance RF et de la pression	175
b. Variation de la fréquence d'excitation	175
c. Variation de l'intensité du champ magnétique	177
V.3.4. Modèle numérique et discussion autour des striations.....	179
a. Études antérieures	179
b. Tentatives de modélisation des instabilités de rotation ICP	182
V.4. Conclusion	187
CHAPITRE VI. CONCLUSION ET PERSPECTIVES	189
REFERENCES	195

Chapitre I. Introduction

Ce premier chapitre présente les différents principes de propulsion électrique utilisée dans les missions aérospatiales. À la différence de la propulsion chimique, ce type de propulsion présente un intérêt, tant d'un point de vue efficacité du propulseur, que d'un point de vue économique et scientifique.

Après avoir abordé les avantages et inconvénients de la propulsion électrique et plus spécifiquement de la propulsion à courant de Hall, un nouveau concept de propulseur « double étage » sera présenté. Ce chapitre abordera aussi les différentes instabilités basses fréquences pouvant exister dans ces propulseurs et qui ont pu être étudiées pendant cette thèse.

I.1. La propulsion et ses ambitions

Tous les véhicules spatiaux envoyés par l'homme ont recours à la propulsion pour se mouvoir. Ceci est valable non seulement pour envoyer des véhicules dans l'espace, mais aussi pour qu'ils puissent accomplir leurs missions (impliquant des modifications de trajectoire). C'est le principe d'échange de quantité de mouvement qui permet aux véhicules de masse m_{sat} , d'éjecter de la matière et d'engendrer une poussée T , dans le sens et la direction souhaitée :

$$T = \frac{dm_{sat}}{dt} v_{ex} \quad [N]$$

Cette équation montre que pour un débit de carburant donné et évacué par le satellite dm_{sat}/dt , la poussée sera d'autant plus importante que la vitesse d'éjection v_{ex} est élevée [1]. Cette vitesse est la vitesse effective des différentes masses constituant l'ergol qui ont été éjectées par le propulseur et dont les composantes sont dans la direction de la poussée et opposées au mouvement du véhicule. On peut alors définir l'impulsion spécifique I_{sp} comme une grandeur traduisant la quantité d'ergol à embarquer pour réaliser une mission donnée. Il s'agit de la durée pendant laquelle 1 kg d'ergol peut fournir une poussée de 9,81 N :

$$I_{sp} = \frac{T}{\dot{m}_{erg}g} = \frac{v_{ex}}{g} \quad [s]$$

De par ces principaux paramètres propulsifs, deux grandes familles de systèmes se distinguent et se complètent : la propulsion chimique et la propulsion électrique.

La propulsion chimique délivre de fortes poussées, mais nécessite un débit d'ergol élevé pour un bon fonctionnement [2]. Ce type de propulseur est généralement utilisé pour la « mise à poste » et pour le déploiement d'un ou plusieurs satellites en orbite autour de la terre ou dans l'espace profond, cf. Figure 1 a). Cependant, et dans le premier cas en orbite autour de la terre, sous l'effet de la gravitation et des forces perturbatrices, le satellite peut dévier de sa trajectoire

pendant la durée de sa mission. Des propulseurs électriques de bien plus faible poussée sont alors utilisés pour le « maintien à poste » du satellite, afin de corriger sa trajectoire, son orientation et son altitude. Dans le cas des missions d'exploration de l'espace profond, illustré sur la Figure 1 b), ces propulseurs électriques sont intéressants pour leur vitesse d'éjection plus élevée, de l'ordre de plusieurs dizaines de km/s . La vitesse des particules éjectées permet ainsi aux satellites de fournir un incrément total de vitesse Δv , de plusieurs km/s , entre le début et la fin de leur mission.

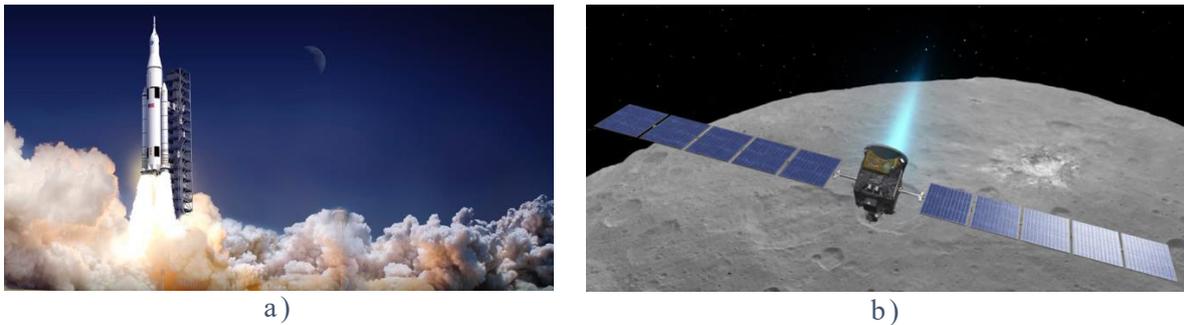


Figure 1 : Illustration des systèmes de propulsion chimique a) et électrique b). (Crédit image : NASA)

Le tableau ci-dessous permet d'apprécier les ordres de grandeur de poussée T et d' I_{sp} , des différents systèmes de propulsion utilisés en aérospatiale [1] [2] [3]. Souvent caractérisés par de relativement faibles poussées, les propulseurs électriques ont l'avantage d'avoir une vitesse d'éjection et par conséquent une impulsion spécifique très importante. Cette propriété leur permet ainsi de fonctionner pendant de très longues périodes tout en réduisant de façon importante la masse du fluide propulsif embarqué m_{erg} par le satellite de masse m_{sat} .

	Propulseur chimique	Propulseur électrique
Poussée	$1N < T < 10\,000\,N$	$1mN < T < 300\,mN$
Impulsion spécifique	$50\,s < I_{sp} < 450\,s$	$500\,s < I_{sp} < 3600s$
m_{erg}/m_{sat}	$\sim 50\%$	$\sim 20\%$

Tableau 1 : Comparatif entre les propulseurs chimiques et électriques.

L'utilisation de systèmes de propulsion électrique permet ainsi de réduire significativement la masse d'un satellite, ayant aussi un intérêt économique non négligeable sur le cout des missions aérospatiales. Avec un cout moyen du kilogramme à envoyer dans l'espace de l'ordre de $\approx 15\,k\text{€}$, l'utilisation de propulseurs électriques permet l'économie de plusieurs millions d'euros. Ce mode de propulsion, longtemps réservé aux satellites de télécommunications, connaît aujourd'hui une expansion rapide, portée par la mise en place de constellations, telles que Starlink (*SpaceX*) ou Kuiper (*Amazon*).

Dans la propulsion électrique, l'énergie à l'origine de la force de poussée n'est pas contenue dans le carburant embarqué, mais s'avère être une source d'énergie externe, d'origine électrique. De ce fait, cette propulsion englobe un ensemble de technologies et de concepts utilisées pour déplacer les satellites et les sondes dans l'espace.

I.2. La propulsion électrique : principes et concepts

Envisagée par Konstantin Tsiolkovsky en 1911, la propulsion électrique fut l'objet de centaines d'études scientifiques et de missions aérospatiales depuis les années 1960. De plus, cette alternative à la propulsion chimique a su démontrer son efficacité énergétique et sa faisabilité technique.

Contrairement aux propulseurs utilisés dans les lanceurs (consistant en une réaction chimique suivi d'une détente de gaz chaud), la propulsion électrique consiste en l'extraction et l'accélération d'espèces chargées (des ions lourds) grâce à un champ électrique. Ces ions de masse m_i , soumis à une différence de potentiel, ϕ_{ion} sont accélérés et éjectés du propulseur à la vitesse v_i . Le principe de conservation d'énergie entre l'énergie électrique et l'énergie cinétique permet d'établir la relation suivante :

$$e\phi_{ion} = \frac{1}{2}m_iv_i^2 \quad [kg.m^2.s^{-2}]$$

En considérant un atome de Xénon simplement ionisé et soumis à un potentiel d'accélération $\phi_{ion} = 200 V$, celui-ci sera éjecté à une vitesse de $v_i \approx 17 km/s$. En reprenant l'équation de l'impulsion spécifique, on remarque que l' I_{sp} dépasse 1700 s.

Cependant, l' I_{sp} obtenue dans ce cas théorique n'est pas réaliste, car elle implique que l'intégralité des atomes soient transformés en ions, que tous les ions soient soumis à la même différence de potentiel et qu'ils soient tous extraits dans le sens opposé au mouvement du satellite. Les conditions réelles sont tout autre et impliquent de tenir compte du taux d'utilisation d'ergol $\eta_{erg} = \dot{m}_i/\dot{m}_{erg}$, et de la divergence du faisceau d'ions, car seule la vitesse moyenne des ions $\langle v_i \cos \theta \rangle$ le long de l'axe du propulseur contribue à la poussée :

$$I_{sp} = \frac{\eta_{erg} \langle v_i \cos \theta \rangle}{g} \quad [s]$$

Du fait que seule la quantité d'atomes ayant été ionisés et accélérés contribue à la poussée et que ces ions ont une certaine divergence en sortie du propulseur, il en découle l'équation suivante :

$$T = \dot{m}_i \langle v_i \cos(\theta) \rangle \quad [N]$$

À noter que lorsque le taux d'utilisation d'ergol η_{erg} est inférieur à 1, la masse des atomes n'ayant pas été ionisés n'est pas soumis au champ électrique accélérateur. Leur vitesse d'éjection avoisine quelques centaines de m/s et ils ne contribuent pratiquement pas à la poussée du propulseur.

1.2.1. Les plasmas et les principales technologies de propulsion électrique

Bien qu'ils n'aient été adoptés que tardivement par l'industrie autour des années 2000, les propulseurs électriques sont issus de plus de 50 ans de travaux de recherche. Les particules chargées sont produites par l'ionisation du gaz injecté, ce qui implique la formation d'ions et d'électrons, constituant un plasma.

a. Les plasmas hors équilibre

Les plasmas utilisés en propulsion électrique sont des plasmas froids hors équilibre, se définissant comme un gaz quasi-neutre, totalement ou partiellement ionisé. Trois types d'espèces coexistent dans un plasma (neutres, ions, électrons), avec pour chacune, une température (respectivement T_g , T_i et T_e) et une densité (respectivement n_n , n_i , n_e) différente. La « quasi-neutralité » du plasma impose que la relation $n_i = n_e$ soit respectée dans le volume de gaz ionisé, mais s'avère inégale à ses frontières [4].

Selon les conditions, le plasma fixera le potentiel ainsi que la densité d'ions et d'électrons à proximité de ses frontières (parois le plus souvent), dans le but de satisfaire l'équilibre des courants aux parois et la quasi-neutralité du milieu. La compréhension du comportement et de la formation de cette région, aussi appelée gaine, est importante pour la modélisation et la connaissance des effets du plasma sur les parois le contenant.

Dans cette région, les densités de courant d'ion simplement chargés, J_i et d'électrons, J_e atteignant la paroi, sont respectivement égale à $n_e e v_e$ et $n_i e v_i$, avec v_i et v_e , la vitesse des ions et des électrons respectivement. En considérant la quasi-neutralité du milieu, le ratio entre le flux d'ions et d'électrons peut s'écrire :

$$\frac{J_e}{J_i} = \frac{n_e e v_e}{n_i e v_i} = \frac{v_e}{v_i}$$

La vitesse des électrons est en général plus grande que celle des ions en raison de leur masse plus faible et de leur température plus élevée. La masse des ions bien supérieure à celle des électrons implique que les ions quittent plus lentement le volume du plasma au niveau de ses frontières. La différence de charge qui en résulte conduit à une collection d'électrons à la paroi (qui se charge négativement) et à un potentiel positif dans le plasma par rapport aux parois. Ceci crée un champ électrique retardateur, ralentissant et retenant les électrons restant dans le plasma, d'où la diminution plus importante de la densité électronique au niveau de la « gaine », visible sur la Figure 2.

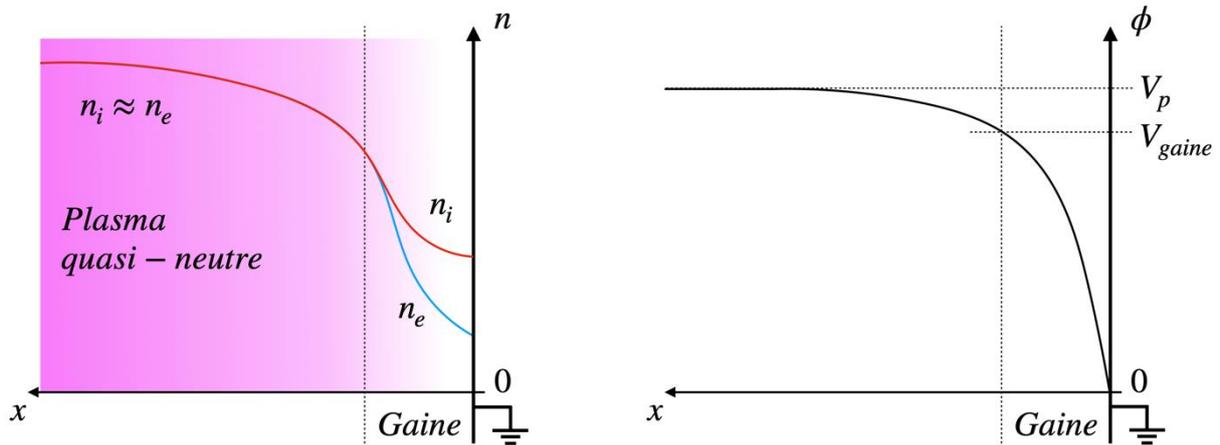


Figure 2 : Schématisation d'un plasma en contact avec une paroi métallique reliée à la masse, comprenant la densité d'ion n_i , d'électrons n_e et son potentiel V_p .

Le gradient de potentiel est donc une conséquence naturelle de la différence de mobilité (et de température) entre les ions et les électrons. Dans l'exemple présenté sur la Figure 2, la paroi est métallique et reliée à la masse ; son potentiel est donc nul. Cependant, dans le cas où la paroi serait isolante, le processus de formation de la gaine est identique. La paroi collectera à sa surface des électrons qui ne pourront pas circuler librement à travers le matériau et le potentiel à sa surface sera inférieur à celui du plasma.

Dans un plasma non magnétisé les ions sont accélérés vers la paroi par la chute de potentiel de gaine et de pré-gaine, tandis que les électrons, retenus dans le plasma par le champ électrique (dit « ambipolaire »), atteignent la paroi sous l'effet de la force due au gradient de pression électronique $\nabla \cdot p_e$, qui s'oppose à la force électrique. Les notions de mobilité et de diffusion des particules chargées sont associées respectivement (en présence de collisions avec les neutres) à la force électrique et la force due au gradient de pression. La mobilité et le coefficient de diffusion diminuent quand la fréquence de collision (donc la pression du gaz) augmente.

En présence de champ magnétique le transport électronique est beaucoup plus complexe. Soumis à la force de Lorentz $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, les particules chargées ont un mouvement de rotation autour des lignes de champ magnétique à la pulsation $\omega_{ce,i} = eB/m_{e,i}$ où $m_{e,i}$ est la masse des électrons ou des ions et avec un rayon de rotation (rayon de Larmor) $\rho_{e,i} = v_{e,i}/\omega_{ce,i}$ avec $v_{e,i}$ la vitesse des électrons ou des ions. Dans beaucoup d'applications des plasmas froids magnétisés, les champs magnétiques et les dimensions du système sont tels que le rayon de Larmor des électrons est très petit par rapport aux dimensions du système tandis que celui des ions ne l'est pas. On dit que ces plasmas sont partiellement magnétisés et on peut souvent négliger l'effet du champ magnétique sur les ions. En présence de champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{B} , les électrons sont donc soumis à la force $\mathbf{F} = (q\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. En supposant, pour simplifier, que \mathbf{E} et \mathbf{B} sont perpendiculaires, on peut montrer facilement que les vitesses moyennes des électrons dans les directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique s'écrivent :

$$v_{\parallel} = -\frac{e}{mv_{e-n}} E = -\mu E; \quad v_{\perp} = \mu \frac{1}{1+h_e^2} E; \quad v_{\times} = \mu \frac{h_e}{1+h_e^2} E$$

où v_{\perp} est parallèle à E et perpendiculaire à B , et v_{\times} est perpendiculaire à E et à B (donc dans la direction $E \times B$). $\mu = e/(mv_{e-n})$ est la mobilité électronique en l'absence de champ magnétique. $h_e = \omega_{ce}/v_{e-n}$ est le paramètre de Hall et v_{e-n} la fréquence de collisions électron-neutre.

Le paramètre de Hall h_e peut prendre des valeurs très élevées (facilement supérieures à 10^3) dans beaucoup de plasmas partiellement magnétisés et notamment dans les plasmas des propulseurs. La mobilité (et le coefficient de diffusion) des électrons dans la direction du champ électrique peut donc être considérablement réduite (divisée par h_e^2 , $v_{\perp} \approx (\mu/h_e^2)E = ev_{e-n}/(m\omega_{ce}^2)E = \mu_{\perp}E$) tandis que la vitesse de dérive dans la direction $E \times B$ peut être élevée ($v_{\times} \approx E/B$).

On voit dans l'expression de v_{\perp} que la mobilité perpendiculaire à B , est maintenant proportionnelle à la fréquence de collisions contrairement au cas non magnétisé où la mobilité est inversement proportionnelle à la fréquence de collisions. Il faut donc des collisions pour « dé-piéger » les électrons de leur trajectoire autour du champ magnétique. Le transport des électrons à travers le champ magnétique correspondant à cette expression de v_{\perp} est appelé transport collisionnel ou classique. Typiquement, pour des valeurs de h_e supérieures à quelques dizaines, les mécanismes collisionnels deviennent trop faibles pour assurer le transport des électrons et le passage du courant. Des phénomènes d'instabilités se manifestent alors et facilitent le transport et la diffusion des électrons dans le plasma (transport dit « anormal »). La dérive $E \times B$ qui affecte beaucoup plus les électrons que les ions (les ions sont pratiquement non magnétisés), tend à séparer les charges, ce qui facilite le développement d'instabilités dans cette direction. Enfin, en présence de gradient de densité de plasma, une dérive dans la direction $\nabla P_e \times B$, associé au gradient de pression est également présente et peut contribuer à la formation d'instabilités. Ces instabilités et leurs origines sont toujours activement étudiées à travers différents modèles et expériences, et font l'objet de nombreuses publications [5] [6] [7] [4] [8].

b. Propulseur à grilles

Les propulseurs à grilles se caractérisent par l'accélération électrostatique d'ions extraits d'un plasma. Pour ce faire, ils se composent de trois parties : une source de plasma, des grilles d'accélération et une cathode de neutralisation [1].

Sur la Figure 3, un débit de neutres est injecté dans la chambre d'ionisation, ainsi qu'en plus petite quantité dans la cathode de décharge et de neutralisation. Les électrons extraits de la

cathode de décharge pénètrent dans la chambre d'ionisation et réalisent des collisions avec les neutres, avant d'être collectés par la paroi anodique.

Pour confiner les électrons dans ces conditions de faible densité de gaz, et leur permettre d'ioniser le gaz, un champ magnétique particulier est appliqué le long des parois [9]. Cette configuration de type « rings-cusps » permet d'augmenter leur temps de résidence et leur probabilité de collision avec les neutres.

Par la suite, les ions du plasma sensibles au champ électrique, sont extraits et accélérés par la différence de potentiel entre les grilles accélératrices. La seconde cathode émettrice d'électrons à l'extérieur du propulseur, permet ensuite de neutraliser ce flux d'ions et d'éviter de charger le corps métallique du satellite.

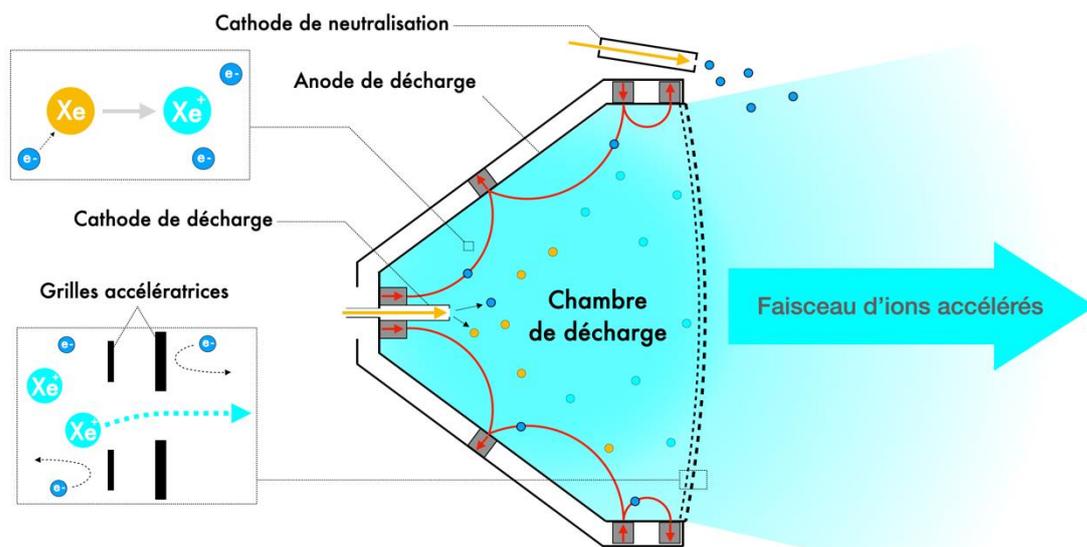


Figure 3 : Représentation schématique d'un propulseur à grilles utilisant une configuration magnétique « ring-cusps » (en rouge).

Malgré la relative simplicité de fonctionnement de ce type de propulseur électrique, l'extraction des ions est limitée par la gaine se développant entre les grilles (loi de Child-Langmuir). Chaque ouverture constituant la grille ne pourra extraire qu'un certain courant d'ion limité par cette gaine. De ce fait, la poussée de ces propulseurs est non seulement régie par le champ électrique accélérateur et le débit massique d'ions extraits, mais aussi par la surface d'ouverture des grilles accélératrices. Ainsi, pour augmenter la poussée de ces propulseurs, il sera alors nécessaire d'augmenter le diamètre des grilles, elles-mêmes reliées au diamètre et à la masse du propulseur.

Par ailleurs, l'utilisation de grilles pour accélérer les ions entraîne également une limitation de la durée de vie de ces propulseurs. En effet, la pulvérisation d'ions de plusieurs centaines d'électronvolts, sur les grilles accélératrices entraîne une érosion importante, altérant leur géométrie et les performances du propulseur, cf. Figure 4.

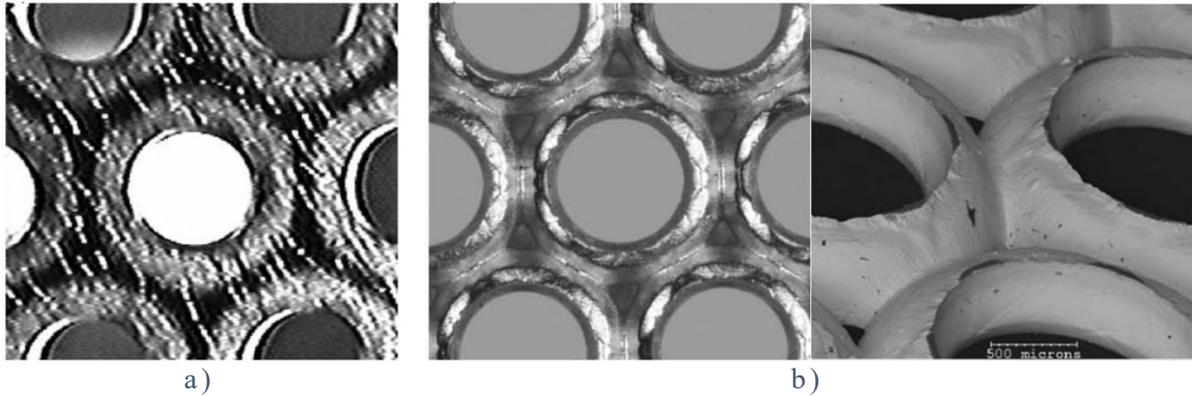


Figure 4 : Grille accélératrice du propulseur NSTAR a) après 125 heures de fonctionnement et b) après 30 352 heures de fonctionnement (crédit image : NASA).

S'affranchir de ces grilles permettrait alors de ne pas être limité en courant d'ion extrait. Cependant, l'absence de grilles pour accélérer les ions nécessite un champ électrique fort dans milieu très conducteur tel qu'un plasma. Pour ce faire, le principe de propulseur à courant de Hall, décrit par la suite, apporte une solution avec l'application d'un champ magnétique statique.

c. Propulseur à courant de Hall

Le principe de fonctionnement des propulseurs à courant de Hall est basé sur l'ionisation d'un gaz rare (Xénon, Krypton) par une différence de potentiel appliquée au travers d'une barrière magnétique, tel que présenté sur la Figure 5.

Pour ce faire, les atomes constituant l'ergol sont injectés au fond d'un canal annulaire (ou cylindrique) dont les parois sont isolantes. Parallèlement, des électrons sont fournis par une source indépendante extérieure au propulseur, par une cathode émettrice. Une fraction de ces électrons sont accélérés en direction de l'anode par une différence de potentiel et sont confinés par la barrière magnétique dont l'intensité avoisine 150 G.

De par le confinement magnétique des électrons dans la barrière, la conductivité électronique devient localement plus faible, conduisant ainsi à localement créer un champ électrique axial. L'existence d'un champ électrique E_z (axial) et magnétique B_r (radial) croisés implique une dérive des électrons $\mathbf{E}_z \times \mathbf{B}_r$ dans la direction azimutale. Ce courant de dérive, aussi appelé « courant de Hall », augmente le temps de résidence des électrons dans le canal ainsi que leur probabilité de collisions avec les neutres.

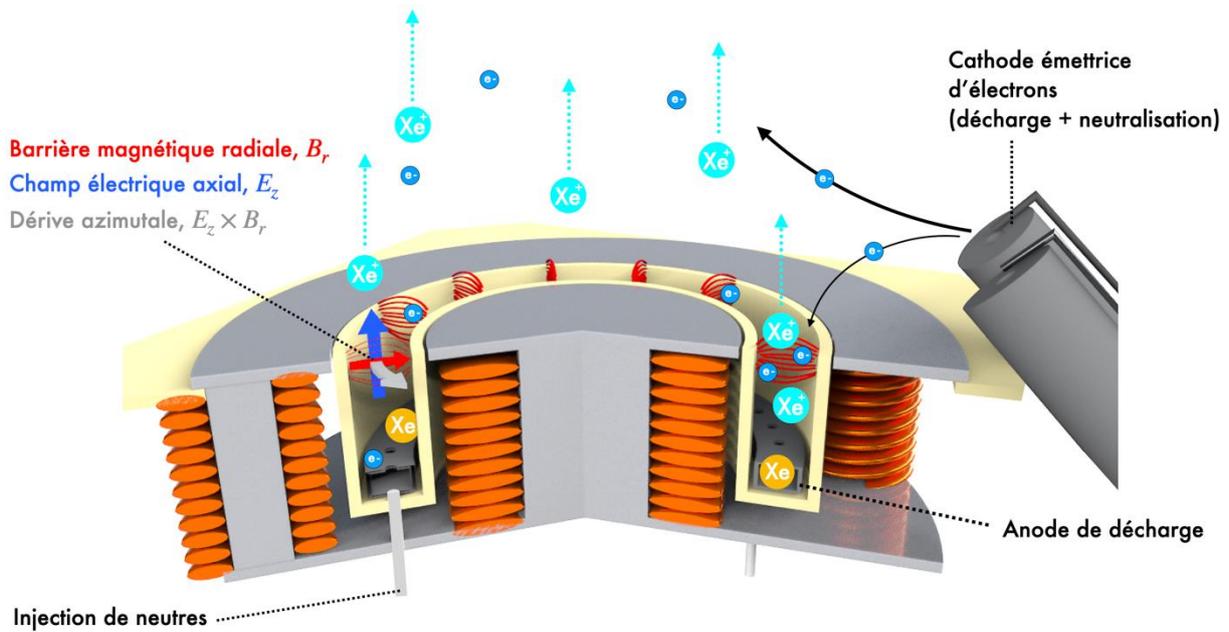


Figure 5 : Schéma et principes d'un propulseur à courant de Hall vu en coupe.

Après collision entre les neutres et les électrons, les ions créés, plus lourds et non magnétisés, sont alors soumis au même champ électrique axial et sont accélérés à des vitesses pouvant dépasser plusieurs dizaines de km/s. Le terme source d'ionisation des neutres par les électrons S est représenté sur la Figure 6 et se situe légèrement en amont de leur accélération par le champ électrique E . La fraction plus importante des électrons émis par la cathode, sert ensuite à neutraliser les ions extraits, tout comme pour les propulseurs à grilles.

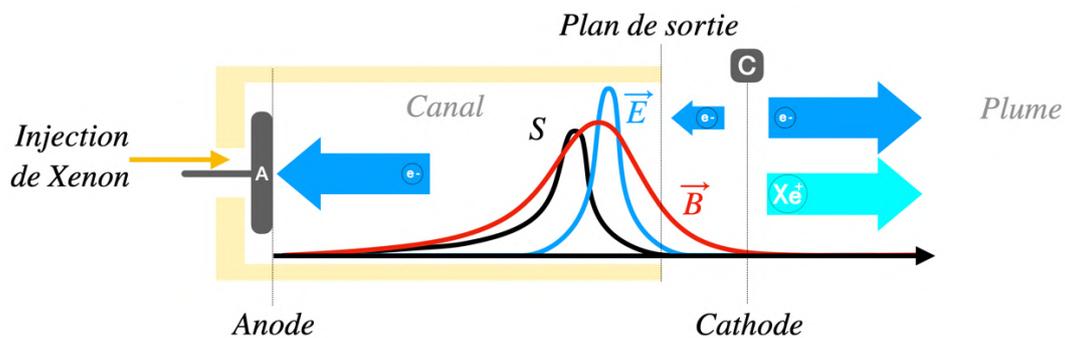


Figure 6 : Représentation des distributions axiales (le long du canal) du champ magnétique B , du champ électrique E , et du terme source d'ionisation S .

L'originalité de ces propulseurs tient au fait que le champ électrique accélérateur n'est pas dû à une différence de potentiel entre deux grilles, mais au confinement d'électrons dans une barrière magnétique et à la réduction de la conductivité électronique axiale qui en résulte. L'absence de grilles, et par conséquent de gaines entre les grilles, permet à ce type de propulseur de ne pas limiter le courant d'ion extrait.

d. Limites des propulseurs à courant de Hall classiques

Malgré bientôt plus de 60 ans d'étude autour de ces propulseurs électriques, certains phénomènes observés expérimentalement restent encore mal compris.

En effet, l'ensemble des propulseurs construits jusqu'à aujourd'hui sont dimensionnés selon une loi d'échelle qui semble régir le courant d'ion nominal pouvant être extrait du propulseur [10]. Indépendamment de leurs dimensions ou de leur puissance, les propulseurs à courant de Hall ont un point de fonctionnement nominal correspondant à une densité de courant extraite $J_i \approx 1000 \text{ A.m}^{-2}$ [1].

Par ailleurs, le volume de plasma contenu dans ces propulseurs est le siège d'instabilités se développant à des fréquences de quelques kHz à quelques MHz. Celles-ci peuvent non seulement influencer les performances de ces propulseurs, mais aussi modifier leur durée de vie en altérant la surface des matériaux des parois. Ces instabilités seront présentées plus exhaustivement dans la partie qui suit.

L'utilisation d'un champ magnétique pour produire un champ électrique implique que ce dernier soit en partie contrôlé par la géométrie de la barrière magnétique. Du fait que les électrons soient confinés le long des lignes de champ magnétique et que la barrière magnétique présente une forme de lentille en sortie du canal, le champ électrique est, par nature, plus divergent dans les propulseurs à courant de Hall que dans leurs homologues à grilles.

I.3. Instabilités dans les plasmas partiellement magnétisés

La relative simplicité de développement des propulseurs à courant de Hall classiques cache en réalité une grande quantité d'instabilités plasma que leurs inventeurs ne devaient pas soupçonner. En effet, de nombreuses instabilités ont été observées pour des fréquences variant de 1 kHz à 60 MHz [11]. Des études ont montré que la mobilité des électrons à travers la barrière magnétique tend à être anormalement élevée comparée à celle prédite par les théories de diffusion classique dite collisionnelle. Ceci est en particulier valable dans les régions proches du plan de sortie et dans la plume.

De fait, on distingue différentes catégories d'instabilités, observées à la fois expérimentalement et au travers de modélisations, pouvant expliquer cette plus grande mobilité des électrons :

- Des oscillations axiales basses fréquences (1 - 30 kHz) appelées « Breathing mode », engendrées par la déplétion périodique du front de neutres dans le canal [12].
- Des instabilités se propageant dans la direction azimutale de l'ordre du kHz, appelées « *rotating spokes* » [13] [14] [15] [16] [17] [18].

- Des instabilités de gaine causées par d'intenses émissions d'électrons secondaires par les parois [19] [20].
- Des oscillations temporelles de transit des ions dans la direction axiale (100-500 kHz) [21].
- Des oscillations du courant de Hall électronique à haute fréquence dans la direction azimutale (1-10 MHz), appelées $E \times B$ Electron Drift Instabilities, $E \times B$ EDI [22].

Les propulseurs à courant de Hall sont donc le siège de nombreuses instabilités pouvant affecter leurs performances. Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons uniquement aux oscillations et instabilités basses fréquences entre 1 kHz et 100kHz. Ceci comprend les instabilités de Breathing mode et les Rotating spokes présentées ci-dessous.

I.3.1. Instabilités axiales : Breathing Mode

Dans les propulseurs à courant de Hall, la littérature autour des oscillations basses fréquences s'avère fournie depuis plus de 50 ans. Une des instabilités les plus communes est celle qui fut identifiée dans les années 1970 par les chercheurs russes. Cette instabilité se présente comme une oscillation du courant circulant dans le plasma entre l'anode et la cathode et dont la fréquence (relativement régulière, entre 1 kHz et 30 kHz) dépend des conditions opératoires, notamment du débit d'ergol, de la tension appliquée ou encore de l'intensité du champ magnétique.

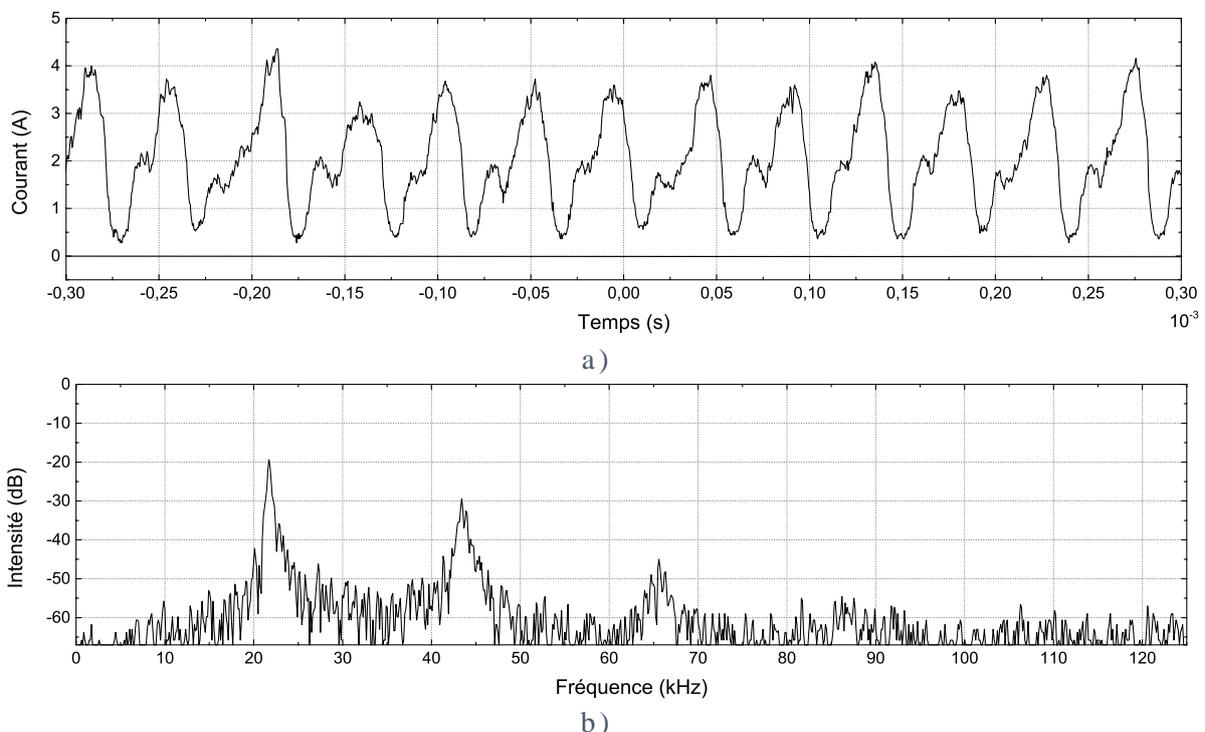


Figure 7 : Exemple d'oscillations du courant de décharge en fonction du temps a) et en fonction de la fréquence b). Débit d'ergol, 9 sccm. Tension anode-cathode, 150 V. Intensité du champ au centre de la barrière magnétique, 180 G.

Initialement appelée « loop » ou « circuit oscillation », ces oscillations ont par la suite pu être expliquées à l'aide d'un modèle numérique 1D proposé par Boeuf et Garrigues [12]. Ce modèle a permis de constater que les variations périodiques du courant de décharge sont associées à une déplétion périodique des neutres entre le plan de sortie et la région d'ionisation, tel que présenté sur la Figure 8.

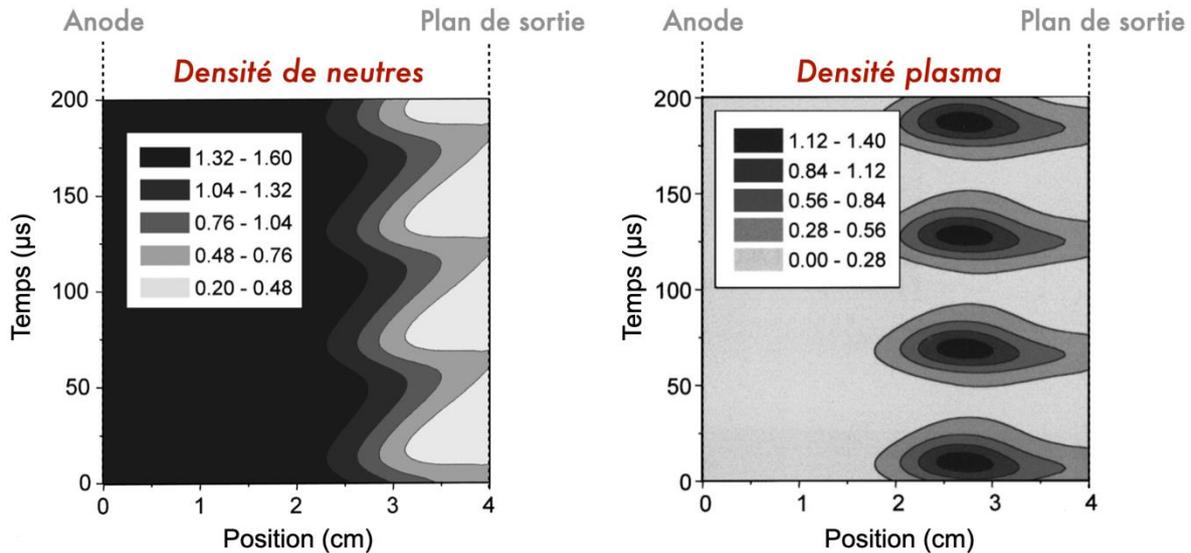


Figure 8 : Contours de la densité de neutres et de la densité plasma en fonction du temps et de l'espace en présence d'instabilités de Breathing mode dans un propulseur à courant de Hall classique, de type SPT-100 [12].

La variation de densité de neutres en amont du plan de sortie est causée par des températures électroniques et des taux d'ionisation élevés au niveau de la barrière magnétique. Ceci implique une déplétion de la densité d'atomes et le recul du front de neutres, en amont de la barrière, là où le champ électrique (température électronique et taux d'ionisation) est plus faible.

Du fait de l'ionisation, la densité de neutres décroît drastiquement, tout comme la densité d'ions qui, après leur création, sont rapidement accélérés et extraits du canal par le champ électrique. La décroissance du courant d'électron (émis par la cathode) qui en découle, conduit à une diminution du taux d'ionisation des neutres. Il faut alors attendre que les neutres remplissent le canal pour déclencher à nouveau le processus d'ionisation. De par cette oscillation axiale du front de neutres, cette instabilité est aussi appelée « Breathing mode ».

Ce processus d'ionisation est donc fortement corrélé à la vitesse des neutres et au temps qu'il leur est nécessaire pour remplir le canal accélérateur. On peut ainsi relier, en première approximation, la fréquence des oscillations f_{BM} à la vitesse des neutres v_n au travers de l'expression $f_{BM} = v_n/L_{iz}$ où L_{iz} est la longueur d'ionisation et est définie comme étant la distance entre le front d'ionisation (considéré abrupt) et le plan de sortie.

Par ailleurs, une autre instabilité peut coexister au même moment dans ces propulseurs. L'instabilité de Breathing mode peut être indépendante, mais suivant les conditions expérimentales, elle peut aussi être couplée à une seconde instabilité dans la direction azimutale, aussi appelée « Rotating Spokes ».

I.3.2. Instabilités azimutales : Rotating Spokes

Les premières investigations autour des instabilités azimutales ont été menées sur les propulseurs à courant de Hall par Janes et Lowder en 1966 [13]. À l'aide de sondes électrostatiques placées dans le canal, ils ont pu mettre en évidence des fluctuations périodiques de la densité électronique et du potentiel plasma dans la direction azimutale. En raison de la présence de ces instabilités locales de fortes amplitudes et de l'inhomogénéité azimutale qui en découle, les Rotating Spokes ont été (en partie) associés au transport anormal d'électrons à travers le champ magnétique.

L'origine de la formation de ces instabilités a en premier lieu été attribuée à un processus électrothermique telle que l'ionisation, mais les mécanismes à leur origine n'ont pas pu être clairement identifiés [23]. Néanmoins, le mécanisme proposé semble indiquer l'existence d'une onde d'ionisation dans laquelle le champ azimutal à l'avant de l'instabilité fournit une énergie suffisante pour ioniser les neutres et propager la perturbation dans la direction azimutale. Selon Janes et Lowder, cette onde d'ionisation se propagerait à la vitesse critique d'ionisation (Critical Ionization Velocity, CIV) [24].

Une autre hypothèse à l'origine de la formation de ces instabilités serait le résultat d'effets collectifs associés à une instabilité de Simon-Hoh sans collision (Collisionless Simon-Hoh Instability, CSHI) [25]. La séparation de charges, du fait de la différence entre la vitesse de dérive des électrons et celle des ions non magnétisés (et non soumis à la dérive), génèrerait un champ électrique azimutal E_θ . Ainsi, si le champ électrique axial E_z en amont de la barrière et les gradients de densité ∇P sont dans le même sens, le champ électrique azimutal augmentera l'intensité des perturbations et de la densité plasma, entraînant la croissance d'instabilités locales.

En présence d'instabilités azimutales, d'autres conséquences ont pu être constatées, notamment la décroissance de l'efficacité du propulseur, associée à une augmentation du courant d'électrons en amont de la barrière [26]. Depuis les années 2010, la technologie a permis de visualiser ces instabilités à l'aide de caméras rapides (sur la Figure 9) et de coupler ces observations à des diagnostics électriques.

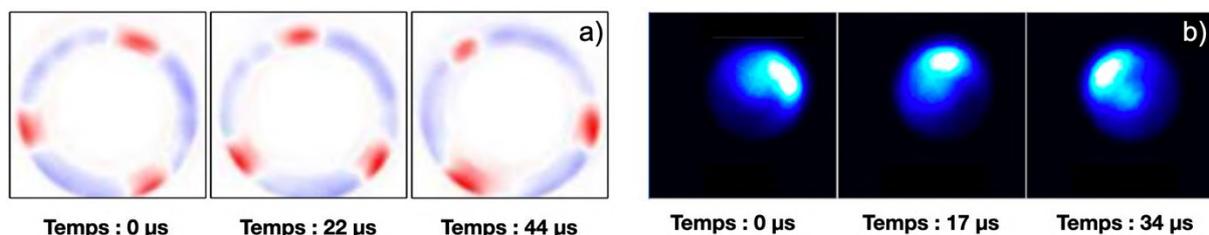


Figure 9 : Exemples d'instabilités azimutales rencontrées dans la littérature à travers deux types de propulseur à courant de Hall : a) Propulseur annulaire, NASA 173Mv1 [27] b) propulseur cylindrique [28].

C'est notamment ce qui a pu être réalisé par McDonald et Bellant avec l'utilisation synchronisée d'une caméra rapide et d'une anode segmentée [29]. La corrélation entre la

lumière émise et le courant a ainsi permis de constater qu'environ 50% du courant d'électron dans la région proche de l'anode est transporté par les Rotating spokes.

I.3.3. Autres instabilités azimuthales (Décharge Penning, Magnétron)

Ces instabilités azimuthales ne sont pas sans rappeler d'autres instabilités pouvant exister dans les plasmas à dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ et à géométrie cylindrique, tels que les décharges Penning et les magnétrons en images sur la Figure 10.

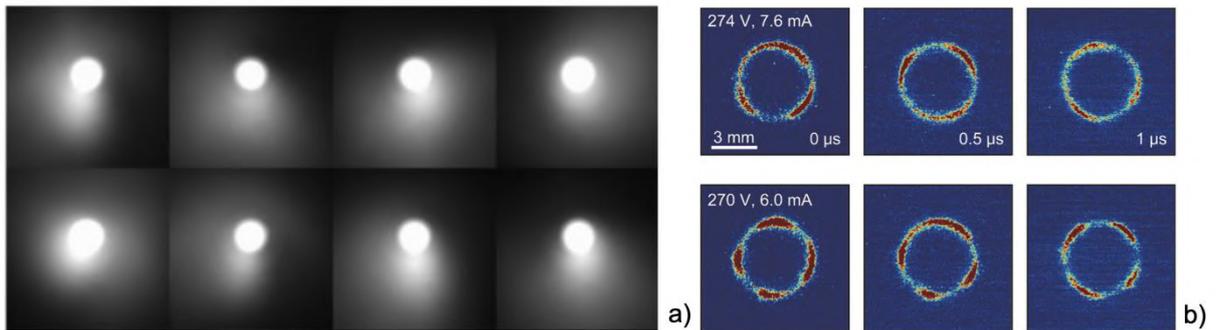
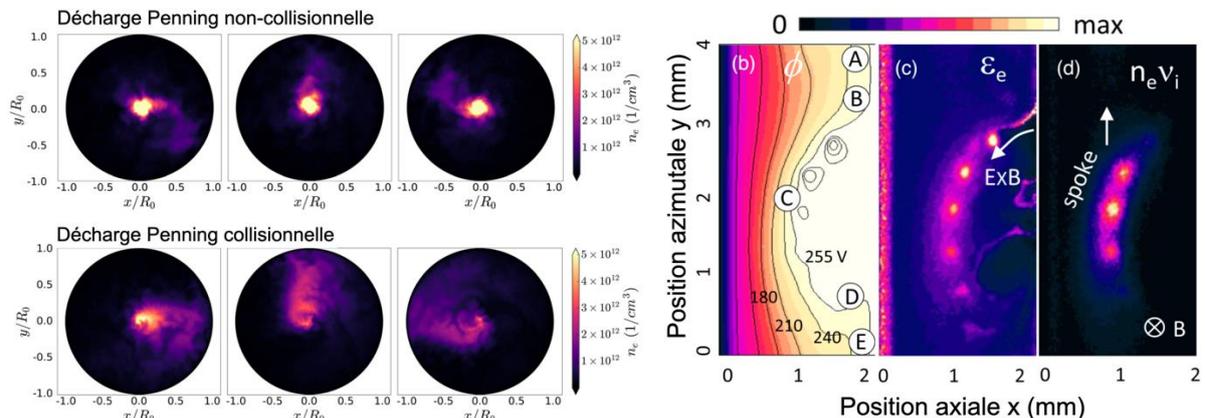


Figure 10 : Exemples d'imagerie mettant en avant les Rotating spokes dans a) une décharge Penning [30] et b) dans un magnétron [8].

Dans les décharges Penning, le transport d'électrons est non seulement anormal, mais aussi fortement corrélé à la phase de ces instabilités. Diverses simulations ont montré des similitudes dans les cas avec et sans collision, ce qui suggère que la formation de spokes est faiblement affectée par le processus d'ionisation [31], Figure 11 a). Par ailleurs, la variation de la fréquence de rotation des spokes (expérimentalement observée) avec la masse des ions, indique aussi l'importance de l'inertie ionique dans leur formation [32].

Ces simulations ont ainsi permis de constater que le champ électrique et le gradient de densité plasma sont alignés de manière à déstabiliser l'instabilité de Simon-Hoh non-collisionnelle. Ceci semble soutenir l'affirmation selon laquelle cette instabilité est responsable de la formation de ces instabilités azimuthales.



a) b)

Figure 11 : Représentation de différentes simulations particulières. a) Contours de la densité électronique dans une décharge Penning avec et sans collision pour des temps croissants de gauche à droite, $\Delta t \approx 4$ à $5 \mu s$ [31] b) Contours du potentiel plasma ϕ , de l'énergie moyenne des électrons ϵ_e et du taux d'ionisation $n_e v_i$ à un instant donné [33].

Un récent modèle cinétique révèle que les instabilités en rotation dans les magnétons seraient dues à un échauffement des électrons et à une augmentation de l'ionisation dans une zone très localisée [33]. Cette zone se situerait à l'interface d'une double couche entre une région de fort champ électrique et une région quasi équipotentielle (Figure 11 b). Les électrons dérivant le long de cette interface sont chauffés en raison d'une dérive ∇B dans la région de fort champ électrique. De plus, la formation de vortex d'électrons due au cisaillement de vitesses au niveau de la double couche, contribue également au chauffage des électrons.

Les principales similitudes avec la vitesse critique d'ionisation, CIV évoquée plus haut, sont la présence d'une double couche à l'avant du spoke, le chauffage des électrons et l'augmentation du taux d'ionisation dans cette région. Cependant, la raison de formation de cette double couche, le mécanisme de chauffage des électrons et la vitesse des spokes ne sont pas directement liés aux processus invoqués dans le concept de vitesse critique d'ionisation.

Les instabilités axiales et azimutales précédemment décrites seront étudiées dans le dernier chapitre de ce manuscrit. Leurs effets sur le transport d'électrons et les performances du propulseur y seront aussi discutés.

I.4. Concept de propulseur Double Étage à courant de Hall

Nous avons vu au début de ce chapitre que la poussée T , et l'impulsion spécifique I_{sp} , sont tous les deux des paramètres importants dans la caractérisation d'un propulseur. De plus, nous avons aussi pu constater que dans les propulseurs à courant de Hall, le champ électrique localisé au niveau de la barrière magnétique, est à la fois responsable de l'ionisation des neutres, mais aussi de l'accélération des ions. Ceci implique que l'impulsion spécifique (relative à vitesse d'extraction des ions) et la poussée (relative au degré d'ionisation du gaz) sont régies par le même paramètre. Ceci rend ces deux paramètres difficiles à découpler de par leur dépendance au même champ électrique.

On peut alors imaginer un autre type de propulseur à courant de Hall où l'ionisation ne dépende plus uniquement des électrons émis par la cathode et accélérés par la différence de potentiel anode-cathode. Une source plasma indépendante pourrait alors être placée en amont de la barrière magnétique et à proximité de la région d'accélération. La puissance déposée par la source dans le plasma pourrait ainsi être ajustée indépendamment de la différence de potentiel appliquée entre l'anode et la cathode, tel que sur la Figure 12.

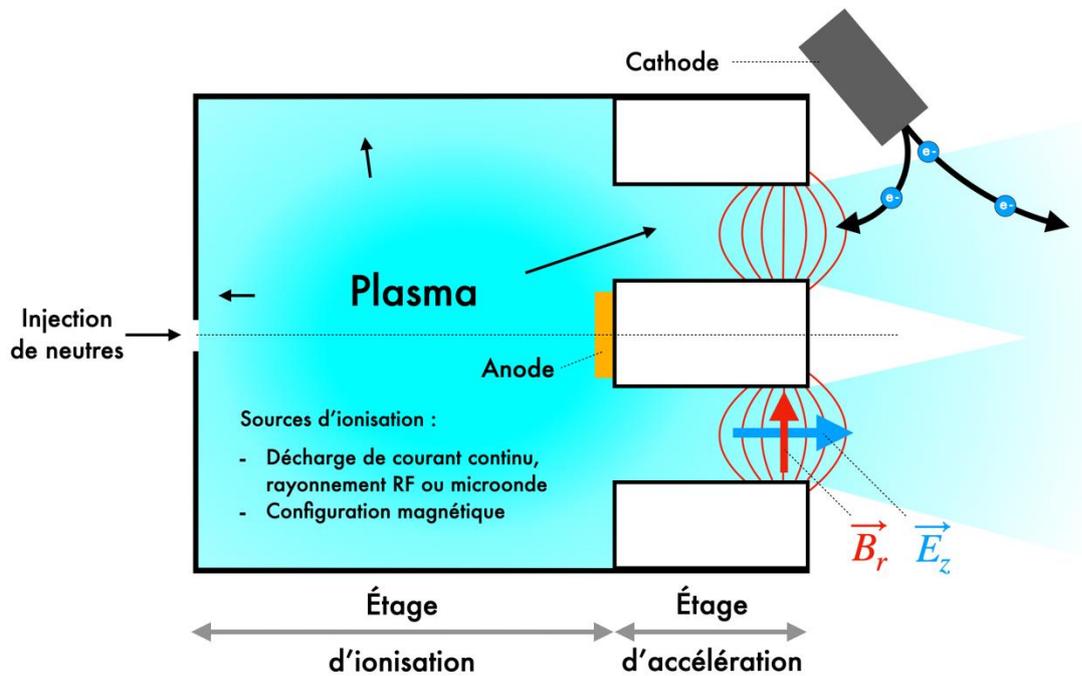


Figure 12 : Principe de fonctionnement d'un propulseur à courant de Hall double étage.

Cette configuration, aussi appelée DSHT pour Double Stage Hall Thruster, permettrait de découpler l'ionisation du gaz, de l'accélération des ions, avec un étage d'ionisation et un étage d'accélération :

- Dans l'étage d'ionisation d'un propulseur à courant de Hall double étage, le degré d'ionisation serait alors contrôlé par la puissance absorbée par le plasma.
- L'accélération des ions serait quant à elle contrôlée par la différence de potentiel appliquée entre la cathode et l'anode.

Cependant, une partie des électrons émis par la cathode sont accélérés par la différence de potentiel anode-cathode et peuvent contribuer, en partie, à l'ionisation des neutres en amont et dans la barrière magnétique accélératrice. Afin de minimiser l'ionisation des neutres par ce courant d'électron, il faudrait en principe optimiser le moteur pour qu'en fonctionnement double étage, le courant électronique entrant dans le canal soit le plus faible possible, mais soit cependant suffisant pour neutraliser le faisceau d'ion sortant. Le fonctionnement double étage idéal pourrait ainsi réduire le courant d'électrons émis par la cathode, mais aussi l'utilisation de tensions accélératrices plus faibles.

Un propulseur à courant de Hall double étage est alors très pertinent pour des opérations où l'on cherche une faible impulsion spécifique ou une forte poussée. On peut également utiliser des gaz plus légers (et moins chers) que le Xénon tel que l'Argon, puisque pour atteindre la même impulsion spécifique, la tension appliquée entre la cathode et l'anode sera plus faible.

I.4.1. Les designs de chambres d'ionisation séparées de l'accélération

Depuis les années 2000, plusieurs designs de propulseurs à courant de Hall double étage ont été proposés et testés. Les performances n'ont toutefois pas atteint les objectifs fixés, mais les différents concepts développés depuis ces deux décennies aident à comprendre les différentes contraintes et erreurs de conception.

Dans la plupart des cas, les propulseurs double étage correspondent à l'assemblage d'une source plasma en amont d'un propulseur à courant de Hall simple étage, dont les Figure 13 et Figure 14 présentent quelques exemples.

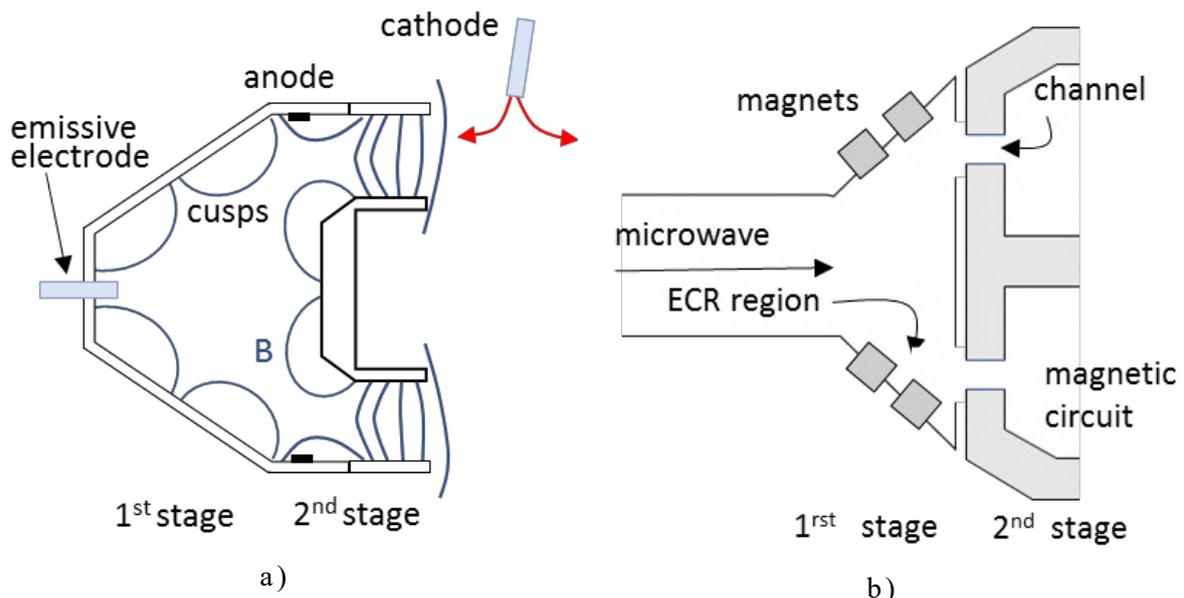


Figure 13 : Différents concepts de DSHT. a) Propulseur NASA 173-GT b) Propulseur HALL ECR. (Crédits : Loïc Dubois [3])

Concernant le premier type de propulseur sur la Figure 13 a), l'étage d'ionisation se compose d'une cathode creuse émettrice d'électrons. Étudié par Peterson, ce design et cette configuration magnétique proche de celle présentée dans la Figure 3, permet de limiter les pertes d'ions au niveau des parois [34]. Cependant, les résultats rapportés en fonctionnement double étage sont assez décevants car les fonctionnements simple étage et double étage ne montrent pas de différence significative. On peut ainsi penser que les ions créés dans le premier étage ne sont pas efficacement guidés vers le canal d'accélération.

Le propulseur de la Figure 13 b) combine une chambre d'ionisation, utilisant une source micro-onde et un étage d'accélération dérivé d'un propulseur à courant de Hall classique. L'onde micro-onde RCE (Résonance Cyclotron Electronique [4]) est injectée à l'arrière de la chambre d'ionisation, région dans laquelle elle résonne entre deux couronnes d'aimants qui sont localisées en amont du canal d'accélération. Cependant, pour augmenter la densité plasma en amont du canal par résonance de l'onde microonde, le champ magnétique doit être un ordre de grandeur supérieur à celui nécessaire au bon fonctionnement des propulseurs à courant de Hall. De plus, ces ondes centrées autour de 4,25 GHz ne se propagent pas au-delà d'une certaine

densité critique. Du fait que ce seuil en densité soit inférieur à la densité classiquement rencontrée dans les propulseurs simple étage, ce concept de DSHT a rapidement été écarté.

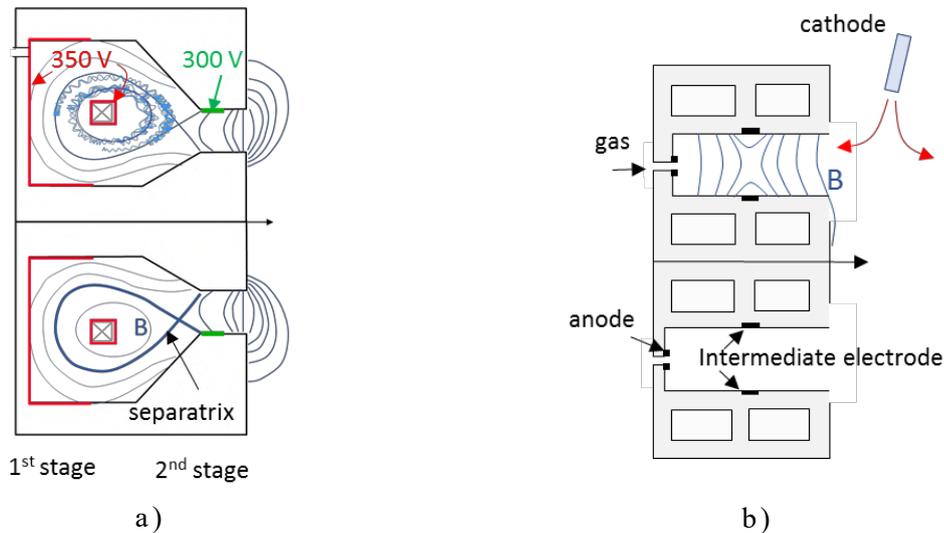


Figure 14 : Différents concepts de DSHT. a) SPT-MAG b) DSHT avec cathode intermédiaire. (Crédits : Loïc Dubois [3])

La Figure 14 a) présente un nouveau concept proposé par MIREA et Snecma, appelé SPT-MAG [35]. L'étage d'accélération est toujours basé sur un propulseur à courant de Hall classique, mais l'étage d'ionisation comprend une électrode intermédiaire. L'originalité de ce prototype provient aussi du type de confinement magnétique utilisé dans le premier étage. La configuration du champ magnétique et le design de la chambre d'ionisation sont spécialement conçus pour confiner les électrons et créer un puits de potentiel électrique qui piège les ions et les guide vers l'entrée du canal, pour ensuite être accélérés. À travers différentes campagnes, les résultats expérimentaux ont montré que le SPT-MAG peut fonctionner selon un mode à forte poussée ou un mode à forte impulsion spécifique [36]. Cependant, l'efficacité d'ionisation ne s'est pas avérée sensible à la différence de potentiel appliquée dans la chambre [37]. Ceci implique que la majorité de l'ionisation dans la chambre est causée par des électrons de l'étage d'accélération.

Enfin, la Figure 14 b) présente une géométrie très proche de celle rencontrée dans un propulseur classique, simple étage. Toutefois et comme pour le SPT-MAG, une cathode intermédiaire est située au milieu et sur les parois internes et externes du canal. Des résultats expérimentaux montrent une augmentation de l'efficacité du propulseur, ainsi qu'une augmentation de I_{sp} en fonctionnement double étage [38]. Cependant, il a aussi été observé que l'ionisation des neutres reste dépendante du courant d'électrons émis depuis la cathode. Il n'y a donc pas de séparation complète entre l'ionisation et l'accélération.

I.4.2. Caractéristiques d'un propulseur à courant de Hall double étage

Les différents concepts de propulseur de Hall double étage précédemment présentés, ont des performances mitigées et ne démontrent pas clairement qu'un fonctionnement en double étage soit possible. Cependant, ces études mettent en évidence certains points qui permettront de proposer un nouveau concept de propulseur à courant de Hall double étage et d'en connaître les limites :

- La source d'ionisation du premier étage, doit être efficace et capable de générer des densités plasma supérieures à 10^{12} cm^{-3} .
- Les pertes d'ions par recombinaison sur les parois entre l'étage d'ionisation et d'accélération, doivent être minimisées au risque de perdre le bénéfice de l'ionisation dans le premier étage.
- Les ions doivent être extraits et guidés efficacement depuis la région d'ionisation vers la zone d'accélération.
- L'ionisation doit être située dans la région immédiatement en amont de la zone d'accélération (ou dans le meilleur des cas, superposée avec celle-ci).

À noter que quel que soit le type de propulseur, l'ajout d'un premier étage d'ionisation à un propulseur classique implique une puissance électrique supplémentaire, nécessaire à l'alimentation de la source d'ionisation. Étant donné que le rendement du propulseur η_{prop} est le rapport entre la puissance mécanique et la puissance électrique, ce rendement diminuera si la puissance mécanique reste inchangée et que la puissance injectée augmente dans le premier étage.

I.5. Objectif et déroulement de la thèse

I.5.1. Point de départ et objectifs de la thèse

Depuis l'essor grandissant des missions aérospatiales lors des deux dernières décennies, les technologies en propulsion électrique ont su se distinguer de par leurs intérêts propulsifs, mais aussi économiques. Les nouvelles missions réclamées par les constructeurs de satellites nécessitent l'utilisation de systèmes propulsifs plus variés et flexibles afin d'assurer différentes fonctions au cours d'une même mission.

On distingue aujourd'hui deux catégories de propulseurs électriques : les propulseurs à grilles et les propulseurs à courant de Hall. Chacun d'entre eux présente des avantages et des inconvénients d'un point de vue propulsif, mais aussi d'un point de vue durée de vie. Néanmoins, les propulseurs à courant de Hall ont l'avantage d'être plus compacts, de ne pas être sujets à une limitation de la densité de courant d'ions extrait, et d'avoir une meilleure durée de vie que leur homologue à grilles.

Bien que le principe de fonctionnement des propulseurs à courant de Hall soit relativement simple, ceux-ci sont sujet à des mécanismes complexes qui restent encore incompris à ce jour. Dans les propulseurs classiques (simple étage) il est difficile de découpler les paramètres propulsifs, car le champ électrique est à la fois responsable de l'impulsion spécifique (relatif à vitesse d'extraction des ions) et de la poussée (relatif au degré d'ionisation du gaz).

Afin de découpler et de contrôler indépendamment ces paramètres, le propulseur ID-Hall (**I**nductive **D**ouble stage **HALL** thruster) a été développé et étudié au laboratoire LAPLACE. Le concept de fonctionnement double étage et le premier étage d'ionisation ont fait l'objet d'une première étude par Loïc Dubois, intitulée « Études expérimentales du concept de propulseur de Hall double étage ». Le développement d'outils de mesure pour la caractérisation du propulseur, ainsi que les résultats expérimentaux suite à l'étude en simple et double étage, seront présentés dans cette thèse.

À travers ce manuscrit, nous tacherons de répondre aux différentes questions scientifiques soulevées par le développement de ce concept :

- Peut-on efficacement extraire et accélérer les ions depuis la zone d'ionisation ?
- Comment se répartit spatialement le potentiel d'accélération ?
- Comment le transport des électrons est modifié par l'étage d'ionisation ?

I.5.2. Déroulement chronologique de la thèse

Cette thèse s'est déroulée suivant différentes phases :

La première phase a consisté en l'installation d'un caisson d'expérimentation et l'étude préliminaire du propulseur ID-Hall. En raison des nombreux degrés de liberté existant dans ce propulseur expérimental, les premières mesures se sont essentiellement centrées sur les différents effets des conditions opératoires en fonctionnement simple et double étage.

Suite à cela, différentes mesures préliminaires ont pu être réalisées autour des instabilités basses fréquences pouvant apparaître dans les propulseurs à courant de Hall en fonctionnement simple étage. Les instabilités axiales de Breathing mode ont pu être caractérisées électriquement et les conditions nécessaires à leur observation ont pu être définies. Leurs effets sur le plasma et le propulseur ont été étudiés expérimentalement à l'aide de sondes, et numériquement à l'aide du modèle HALLIS développé au sein de l'équipe GREPHE.

Parallèlement, ont été développés des outils et des techniques (électrique et optique) afin de caractériser le plasma et le propulseur en fonctionnement simple et double étage. Pour ce faire, un système d'acquisition automatisé et divers programmes de traitement de données ont été développés.

Le propulseur a ensuite pu être plus finement étudié en Xénon, à travers d'exhaustives campagnes de mesures étalées sur quelques semaines. La majorité de ces résultats seront décrits en simple étage dans le Chapitre III, en double étage dans le Chapitre IV ainsi que les instabilités observées dans le Chapitre V.

À l'aide d'un diagnostic optique, le fonctionnement double étage a aussi révélé la présence d'instabilités azimutales, manifestement induites par la source d'ionisation. Ces instabilités ont pu être caractérisées autour de la source seule afin de comprendre les différents paramètres qui les régissent. Les résultats expérimentaux et leur origine seront discutés dans le Chapitre V à l'aide d'un modèle particulière.

Enfin, les derniers résultats de ce travail concernent le fonctionnement double étage du propulseur avec un ergol alternatif, l'Argon. Différents designs et configurations magnétiques ont aussi été étudiés et développés afin d'améliorer la première version du propulseur ID-Hall.

Cette étude a été soutenue par l'intervention de deux stagiaires, José Maria de Sequeira Mealha Beck Senart et Clément Petit, et en grande partie assistée par Álvaro Martín Ortega, post-doctorant.

Chapitre II. Dispositif expérimental et diagnostics

L'étude du propulseur ID-Hall a nécessité différents outils expérimentaux et numériques pendant cette thèse. Les propulseurs à plasma classiquement utilisés sur les satellites fonctionnent dans un milieu à basse pression, qu'il est nécessaire de reproduire en laboratoire. De plus, afin d'obtenir les différentes grandeurs caractéristiques du plasma, il est aussi nécessaire d'utiliser des outils de mesure adaptés qui doivent être suffisamment peu invasifs pour limiter au maximum la perturbation du plasma et donc celle de la mesure.

Dans ce chapitre nous verrons les différents moyens mis en place pour mener à bien l'étude de ce prototype et les différentes grandeurs physiques déterminées expérimentalement.

II.1. Moyen d'essai

Au début de cette thèse, nous avons fait l'acquisition d'un caisson conçu au laboratoire GREMI d'Orléans, avec ses moyens de pompage, ses débitmètres et une sonde RPA décrite dans la partie II.3.2 (cf. Figure 15). Précédemment utilisée pour de la micro-propulsion [39], cette chambre à vide est un cylindre de 50 cm de rayon intérieur et de longueur 100 cm. Dans le cadre de la propulsion plasma, le volume doit être suffisamment important pour limiter les interactions entre le plasma du propulseur et les parois du caisson reliées à la masse. À ce titre, ce caisson est considéré comme un caisson de petit volume. Deux hublots installés sur les parois, permettent un accès visuel vers l'intérieur du caisson. Ces hublots seront aussi utilisés pour des mesures par imagerie au cours de ce travail. Le premier hublot est situé face au propulseur et le second latéralement sur la paroi du caisson (visible sur la Figure 15).

Dans les conditions opérationnelles que nous verrons par la suite, le propulseur nécessite une injection de gaz à débit constant. Cependant, pour rester dans des conditions proches de celle du vide spatial, le système de pompage du caisson doit pouvoir garantir un vide limite suffisant malgré le flux de gaz injecté. Ce système de pompage se compose de 3 pompes turbo-moléculaires reliées à 2 pompes primaires à palettes. Les pompes turbo-moléculaires assurent une capacité de pompage cumulée en azote de $5650 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$ et permettent d'atteindre un vide limite de $8 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ sans injection de gaz. La pression dans la chambre est obtenue à partir d'une jauge Edwards AIM (Active Inverted Magnetron) fonctionnant entre 10^{-2} et 10^{-9} mbar .

Cette enceinte dispose de nombreux piquages afin d'y installer et contrôler depuis l'extérieur du caisson, plusieurs outils de mesures (sondes) ou paramètres géométriques du propulseur (position axiale de l'anode). D'autres piquages permettent d'alimenter en gaz le propulseur et la cathode.

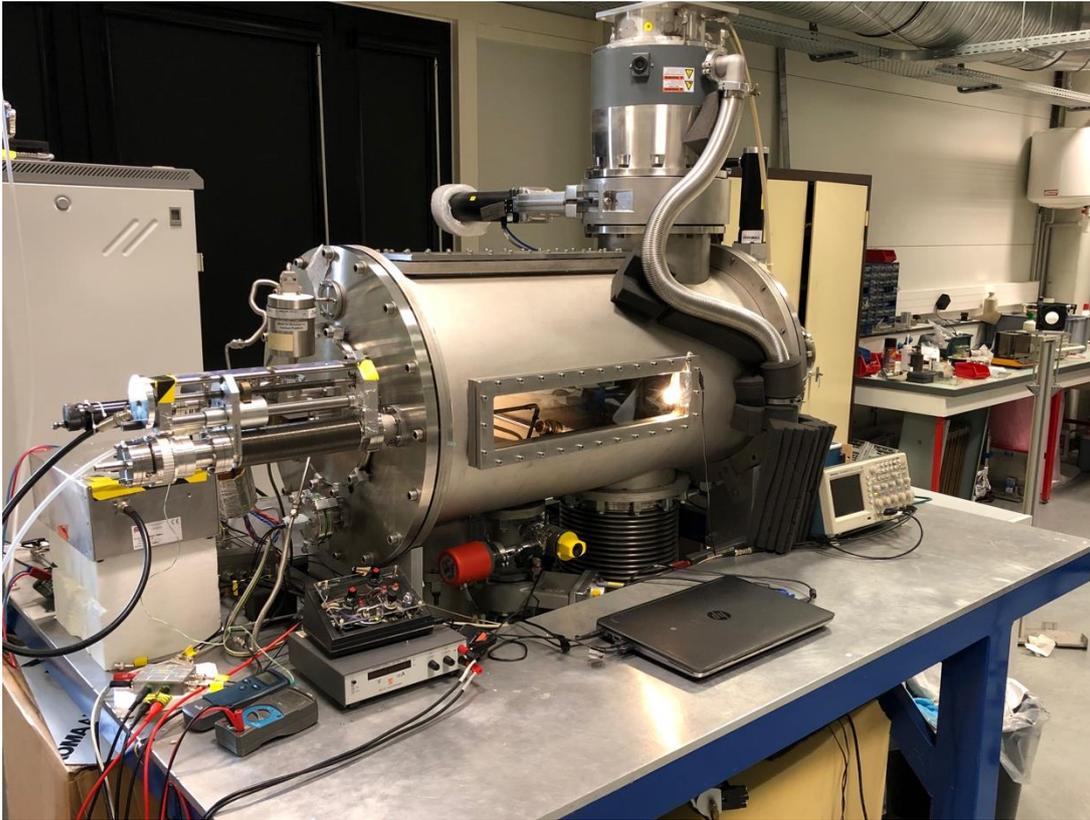


Figure 15 : Photographie du moyen d'essai avec le caisson d'expérimentation contenant le propulseur, les sondes de mesures et le système de pompage. À l'extérieur du caisson sont disposés les différents boîtiers de contrôles et autres outils de mesure.

Les ergols utilisés pour ce propulseur à courant de Hall sont le Xénon et l'Argon. Le contrôle du flux de gaz (en SCCM : Standard Cubic Centimeters per Minute) dans les deux éléments (propulseur et cathode) est assuré par deux débitmètres (Brooks mass flow controller 5850TR et Bronkhorst mass flow meter).

À noter qu'un débit volumique de $Q = 1$ sccm correspond à un débit massique de Xénon et d'Argon respectivement :

$$\dot{m}_{Xe} = Q_{Xe} \cdot \rho_{Xe} = 0,090 \text{ mg} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\dot{m}_{Ar} = Q_{Ar} \cdot \rho_{Ar} = 0,027 \text{ mg} \cdot \text{s}^{-1}$$

Avec ρ la masse volumique du gaz dans des conditions de température et de pression ambiantes, $\rho_{Xe} = 5,3937 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $\rho_{Ar} = 1,6335 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ à 298 K et 1,013 bar.

Les mélanges et le changement d'ergol (Argon et Xénon) sont étudiés dans ce travail. Pour ce faire, deux débitmètres différents contrôlent l'injection de gaz dans le propulseur. Nous verrons dans le Chapitre IV les modifications qu'impliquent le changement de la nature du gaz.

II.2. Propulseur ID-Hall

Au cours de la précédente thèse essentiellement consacrée à la caractérisation de la source d'ionisation [3], le propulseur a été pensé par différentes équipes au sein du laboratoire. La conception du propulseur ID-Hall a été prise en charge par le groupe GREPHE (L. Dubois, F. Gaboriau, L. Liard et J.P. Boeuf).

Les différents prototypes de propulseur double étage présentés dans la partie I.4 ont ainsi conduit à proposer un nouveau concept de propulseur de Hall double étage. Les principales différences avec les propulseurs proposés dans la littérature concernent : la nature de la source d'ionisation, la géométrie des parois et la configuration magnétique. La Figure 16 présente schématiquement une vue en coupe $r - z$ du propulseur, les dimensions ainsi que les lignes de champ magnétique en bleu et l'orientation des aimants en rouge.

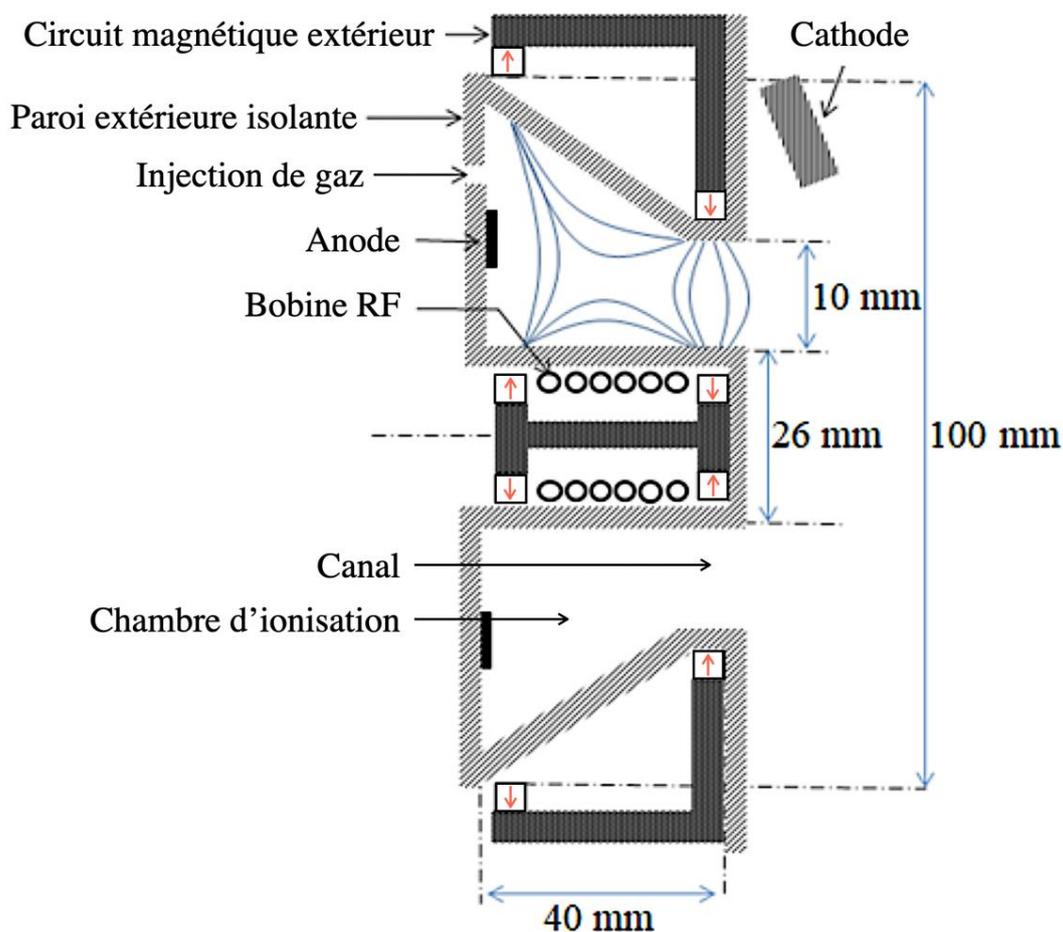


Figure 16 : Vue schématique du propulseur ID-Hall en coupe $r - z$.

Ce concept consiste à utiliser comme premier étage une source d'ionisation ICP (Inductive Coupled Plasma) et à garder la barrière magnétique accélératrice, correspondant au second étage du propulseur. Une configuration magnétique particulière permet de limiter les pertes de plasma dans l'étage d'ionisation. Pour ce faire nous avons inséré une source ICP magnétisée

dans le cylindre central du propulseur, mis en place des cusps magnétiques et gardé la barrière magnétique accélératrice classique :

- La source ICP est constituée d'un enroulement de fil conducteur, de deux couronnes d'aimants et d'un circuit magnétique (circuit intérieur). Elle a donc la particularité d'être magnétisée ce qui permet de générer un plasma localement très dense, nécessaire en propulsion. Avec une pression de 3 mTorr et une puissance absorbée de 125 W, la densité plasma n_e peut atteindre 10^{12} cm^{-3} . Cette source a déjà fait l'objet d'études numérique [40] et expérimentale [3] [41].
- L'utilisation de cusps permet de confiner le plasma et de limiter les pertes aux parois. La réflexion des électrons au niveau de ces cusps par principe de « miroir magnétique » a pour conséquence d'augmenter leur densité dans le plasma. Il a d'ailleurs été observé dans un propulseur ionique que l'utilisation de cusps pour constituer un anneau magnétique (configuration « ring-cusps ») permet de réduire de 90 % les pertes d'ions aux parois [42].
- Enfin, la barrière magnétique accélératrice est la barrière dans laquelle doit se localiser le champ électrique pour extraire les ions du propulseur. Cette barrière doit donc être conservée dans le prototype ID-Hall. De plus, c'est elle qui relie le circuit magnétique intérieur et extérieur à travers le canal. Nous détaillerons plus précisément le dimensionnement et la conception du circuit magnétique dans la partie suivante.

II.2.1. Cartographie magnétique

Afin de respecter la géométrie classique des propulseurs à courant de Hall, tout en répondant au mieux au concept soulevé par cette étude, nous avons défini une série de contraintes géométriques pour dimensionner le circuit magnétique :

- Le tube cylindrique central en quartz, a une épaisseur radiale de 1,5 mm et une épaisseur de 3 mm sur son extrémité. Ceci est respectivement reliées à la forte tenue en température du matériau ($T_{fusion} \approx 1650^\circ\text{C}$) et aux contraintes mécaniques permettant la tenue au vide. La source ICP sera placée à l'intérieur du tube constituant ainsi la paroi interne du propulseur.
- La largeur du canal accélérateur ne doit pas excéder 10 mm en sortie. En effet, étant donné les dimensions du cylindre central (définie par celles de la source ICP) et de la valeur de la densité de courant pour un fonctionnement nominal du propulseur ($J_i = 1000 \text{ A.m}^{-2}$), la surface d'extraction a été dimensionnée pour un courant d'ions extraits de 1 A, ce qui correspond à une puissance de quelques centaines de watts et à une largeur de canal de 10 mm.

- La source insérée dans le cylindre central est contrainte par l'encombrement de la bobine, le passage des fils d'alimentation, le support et le système de refroidissement.

La cartographie magnétique quant à elle doit respecter les contraintes suivantes :

- La température de fonctionnement du propulseur pourra dépasser plusieurs centaines de degré Celsius. Pour des questions d'encombrement, l'utilisation d'aimants est privilégiée par rapport à des bobines. Pour répondre à ces problématiques, des aimants en Samarium-Cobalt (SmCo, recouvert de Nickel) ont été choisis. Bien que le champ coercitif soit plus faible que celui des aimants en Néodyme-Fer-Bore (NdFeB), leur température de Curie est plus grande ($\approx 750^\circ\text{C}$ pour le SmCo contre $\approx 180^\circ\text{C}$ pour le NdFeB).
- L'intensité du champ magnétique au centre de la barrière accélératrice doit avoisiner 150 G avec la possibilité de faire varier de 30% sa valeur.
- Les lignes de champ doivent être parallèles aux parois pour limiter au mieux les pertes.
- Les lignes de champ magnétique le long des parois dans la chambre d'ionisation doivent avoir une intensité d'au moins 50 G.

À partir de ces contraintes, les dessins numériques et l'étude du circuit magnétique ont été réalisés par le groupe GREM3 (C. Hénaux, D. Harribey) dans le cadre d'un stage de Master 2 financé par un BQR LAPLACE (T. Carpi). Le circuit magnétique est présenté sur la Figure 17. Les lignes du champ magnétique sont représentées en noir et l'intensité du champ $|\mathbf{B}|$ en fausses couleurs. Cette cartographie réalisée sous *FEMM* intègre les propriétés des différents matériaux détaillés dans les sections qui suivent : aimants en SmCo, circuit magnétique intérieur en ferrite et circuit magnétique extérieur en fer doux.

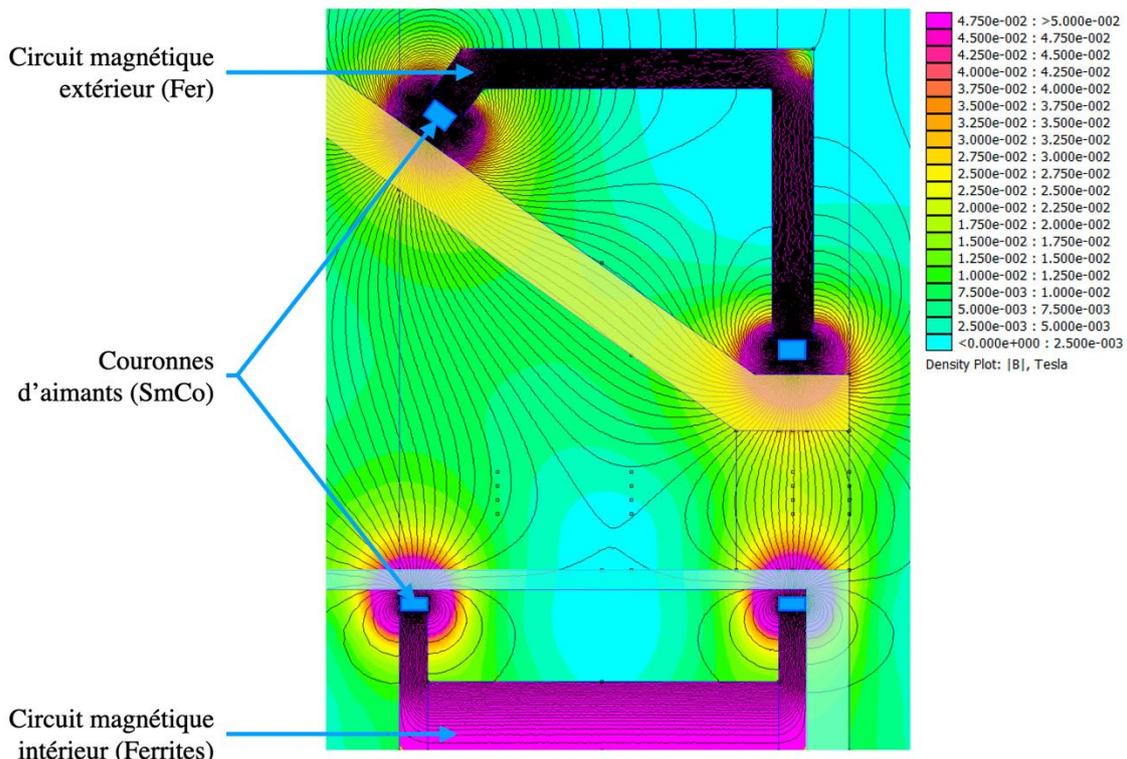


Figure 17 : Cartographie magnétique du propulseur ID-Hall réalisée sous FEMM. Vue en coupe dans le plan $r - z$.

Tel que nous pouvons le constater sur la Figure 17, le circuit magnétique intérieur se referme sur le circuit magnétique extérieur, constitué de deux autres couronnes d'aimants et d'une pièce de fer doux en forme de L. Ces couronnes d'aimants créent 4 cusps magnétiques ainsi que des lignes de champ parallèles aux parois intérieure et extérieure. À cela s'ajoutent, entre les deux parois isolantes, deux barrières magnétiques radiales : la première dans le canal près du plan de sortie et la seconde au fond, dans la chambre d'ionisation. Les pièces ont été réalisées par le service mécanique du LAPLACE (C. Trupin) et des sociétés extérieures, notamment pour l'usinage de céramiques (SCERAM et FINAL) et l'impression 3D de supports en plastique pour les aimants (INITIAL).

Cette configuration impose des couronnes dont l'aimantation est radiale. Les aimants sont placés au plus près des parois afin d'optimiser l'effet de miroir magnétique. On remarque aussi la présence d'un zéro de champ magnétique 10 mm en amont du canal, près de la paroi interne, formant ainsi une zone torique censée favoriser le confinement du plasma proche de l'étage d'accélération.

Les quatre couronnes d'aimants ont été réalisées à partir d'aimants de forme parallélépipédique (2x2x3 mm pour les couronnes intérieures - 2x12x0,08 mm pour les couronnes extérieures), fournis par la société HKCM Engineering. Ces aimants ont ensuite été placés dans quatre supports annulaires réalisés par impression 3D.

Avec cette configuration, l'étage d'ionisation dispose de sa propre configuration magnétique. Ceci devrait ainsi : (1) renforcer l'efficacité du couplage entre la source et le

plasma, (2) confiner le plasma et limiter les pertes d'ions aux parois et (3) raccorder de façon optimale les circuits magnétiques extérieur et intérieur, tout en gardant une barrière magnétique accélératrice classique.

II.2.2. Design et matériaux

À partir des différentes contraintes géométriques et magnétiques précédemment décrites, nous avons pu concevoir les différents éléments constituant le reste du propulseur ID-Hall.

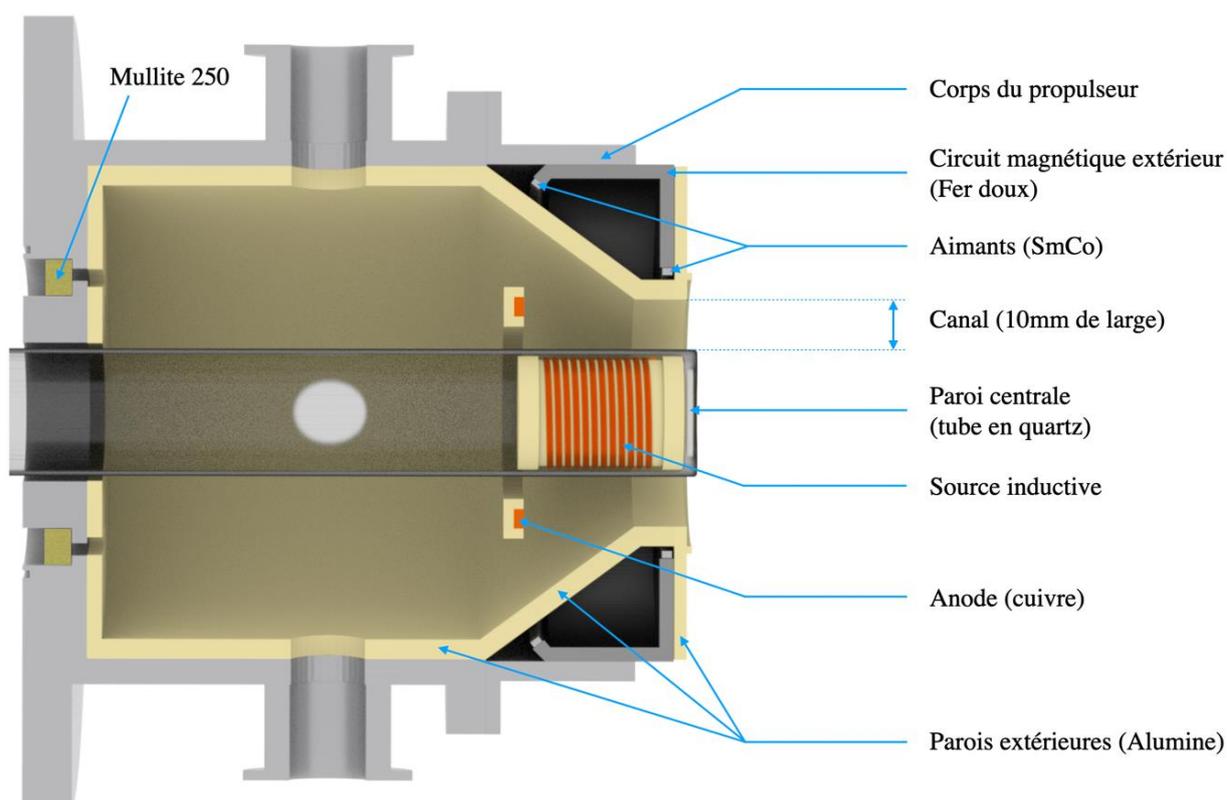


Figure 18 : Vue numérique du propulseur ID-Hall avec ses principaux éléments en légende.

Le propulseur vu en coupe sur la Figure 18, est composé d'un corps métallique en acier amagnétique réalisé au laboratoire, de parois en alumine et en quartz, de son circuit magnétique et de la source inductive. Les parois externes du propulseur, le plan de sortie, ainsi que le support de l'anode en cuivre, sont constitués en alumine et sont par conséquent isolantes. L'injection de gaz dans le propulseur s'effectue au travers d'une céramique frittée poreuse (Mullite 250 fournie par l'entreprise Final), permettant une distribution azimuthalement homogène de l'ergol.

Se basant sur la géométrie d'un propulseur de Hall classique, ID-Hall dispose d'un canal d'extraction de 10 mm de large (cf. Figure 18) avec un diamètre extérieur de 46 mm et un diamètre intérieur de 26 mm. La surface d'extraction du canal est donc de $11,3 \text{ cm}^2$ et sa profondeur est de 10,5 mm. Plus en amont, le diamètre de la paroi extérieure augmente jusqu'à 92 mm sur une profondeur de 25 mm.

Le tube en quartz constituant la paroi interne du propulseur est maintenu au centre par un presse-étoupe et fait donc aussi office de paroi pour le caisson d'expérimentation (l'intérieur du tube étant à la pression atmosphérique). Autour de ce tube se situe l'anode du propulseur. Cette anode en cuivre est un anneau de 39 mm de diamètre intérieur, de 47 mm de diamètre extérieur et de 2 mm d'épaisseur. Elle est assemblée sur son support en alumine pour n'exposer qu'une seule de ses surfaces (face au canal - Figure 18) et l'anode est montée sur un translateur. Ce dernier permet de déplacer l'anode axialement sur 4 cm depuis l'entrée du canal (≈ 12 mm en amont du plan de sortie), jusqu'en amont de la chambre d'ionisation.

II.2.3. Source d'ionisation

La source inductive utilisée dans ce propulseur a déjà fait l'objet d'une étude au cours des travaux de thèse de Loïc Dubois [3]. Cette source présentée sur la Figure 19 mesure 23 mm de diamètre et 30 mm de long. Elle est constituée de supports en alumine, d'une bobine de fil de cuivre de 12 tours et d'un circuit magnétique (aimants + ferrites). Cette source inductive magnétisée est traversée par un courant RF et est alimentée par un générateur délivrant un signal à 4MHz.

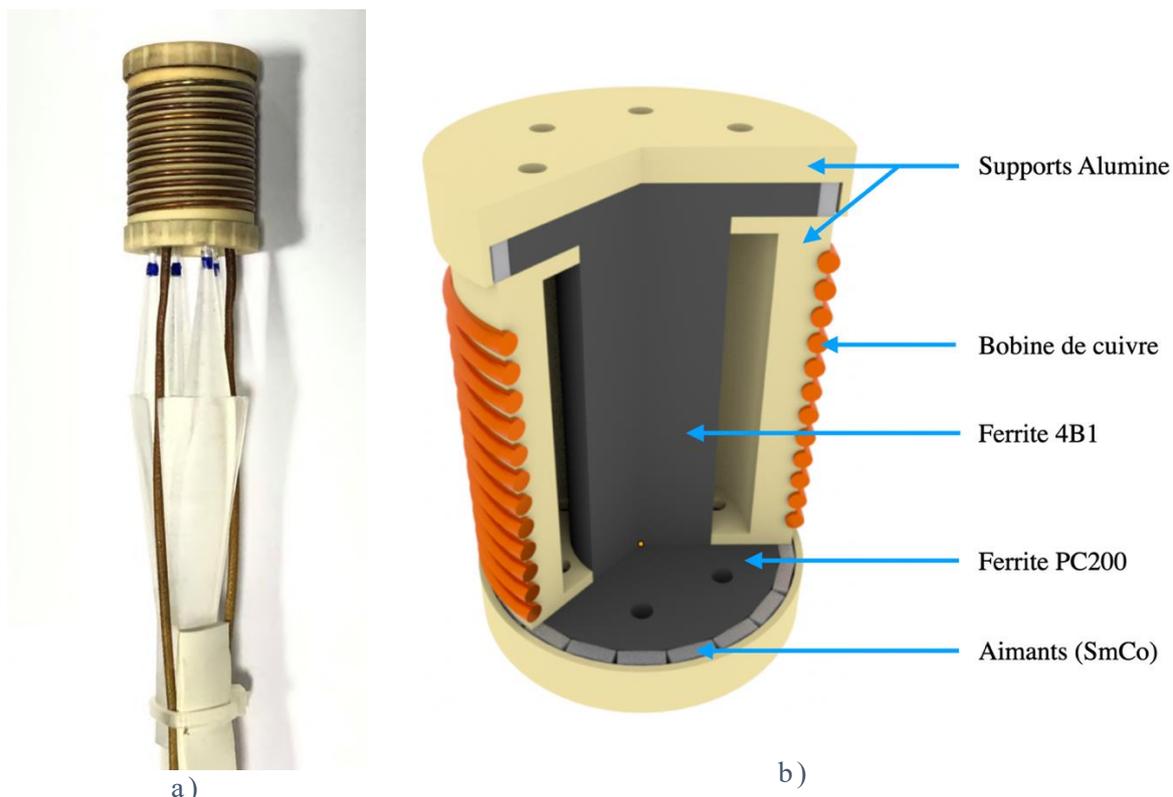


Figure 19 : a) Photographie de la source ICP magnétisée utilisée dans le propulseur ID-Hall comprenant aussi le système de refroidissement à air comprimé. b) Vue numérique en coupe de la source d'ionisation.

Tel que l'on peut le constater sur la Figure 19, le circuit magnétique est composé de deux ferrites différentes. Elles constituent un noyau central (Ferrite 4B1 fournie par la société

Ferroxcube) et les deux disques aux extrémités de la source (Ferrite PC200 fournie par la société TDK). Leur nature différente provient de leur usinabilité (le ferrite 4B1 n'étant pas usinable, contrairement au PC200). L'utilisation de ces ferrites aux propriétés magnétiques proches, permet ainsi de conduire efficacement les lignes du champ magnétique statique des aimants, B_0 et les lignes du champ magnétique RF, B_{RF} (induites par le courant circulant dans la bobine).

Ces matériaux paramagnétiques se caractérisent par une évolution de leur perméabilité μ en fonction de la fréquence d'oscillation du champ RF. Dans le cas d'un ferrite, celle-ci peut être réelle μ' et reflète la capacité du ferrite à conduire les lignes de champ magnétique, ou bien imaginaire μ'' et indique les pertes par dissipation thermique (cf. Figure 20). On peut alors définir le rapport de qualité $\frac{\mu'}{\mu''}$ traduisant ainsi les pertes de puissance au sein du matériau.

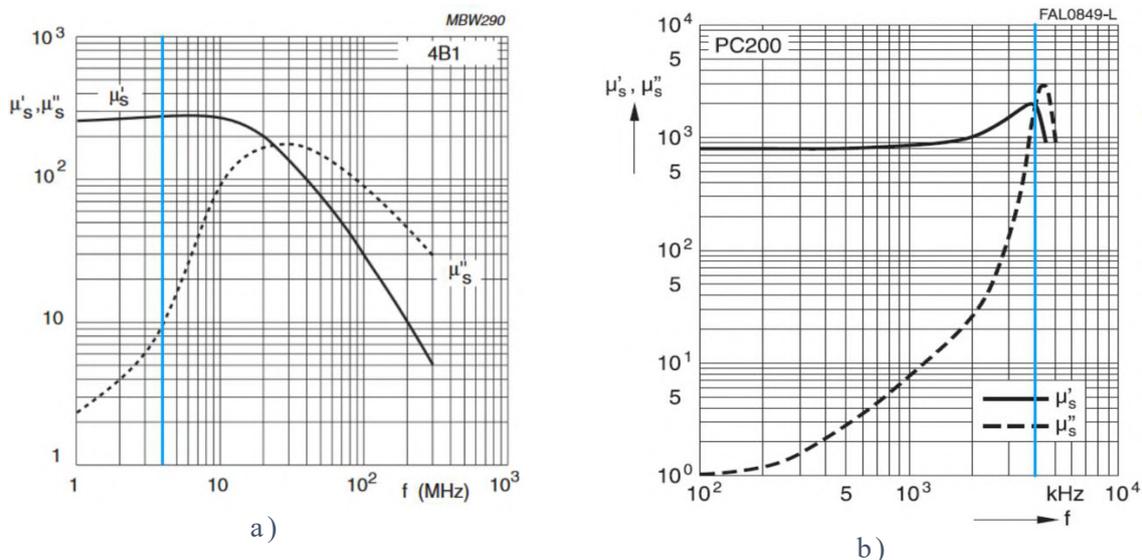


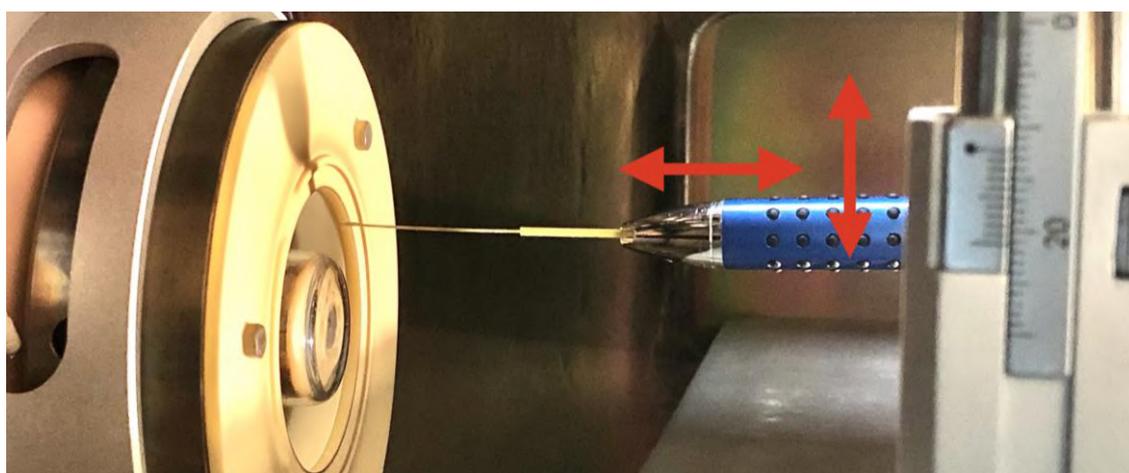
Figure 20 : Perméabilité réelles et complexes des ferrites utilisés, en fonction de la fréquence (a) 4B1 (Crédit image : Ferroxcube) et (b) PC200 (Crédit image : TDK). La ligne verticale bleu correspond à une fréquence de 4 MHz.

Pour une fréquence de fonctionnement à 4MHz, les pièces en ferrites utilisées dans la source présentent de bonnes propriétés avec des rapports de qualité supérieur (4B1 pour le cylindre central) ou égal à 1 (PC200 pour les couronnes). Nous avons aussi pu constater que l'utilisation d'une fréquence plus basse que celle classiquement utilisée (4 MHz au lieu de 13,56 MHz), réduit la tension aux bornes de la bobine et augmente le courant la traversant. Ceci a pour conséquence une diminution du couplage capacitif entre la bobine et le plasma, mais aussi une augmentation des pertes par effet Joule dans la bobine. La fréquence de fonctionnement de la source inductive a donc été choisie autour d'un compromis entre le facteur de qualité et les pertes par effet Joule.

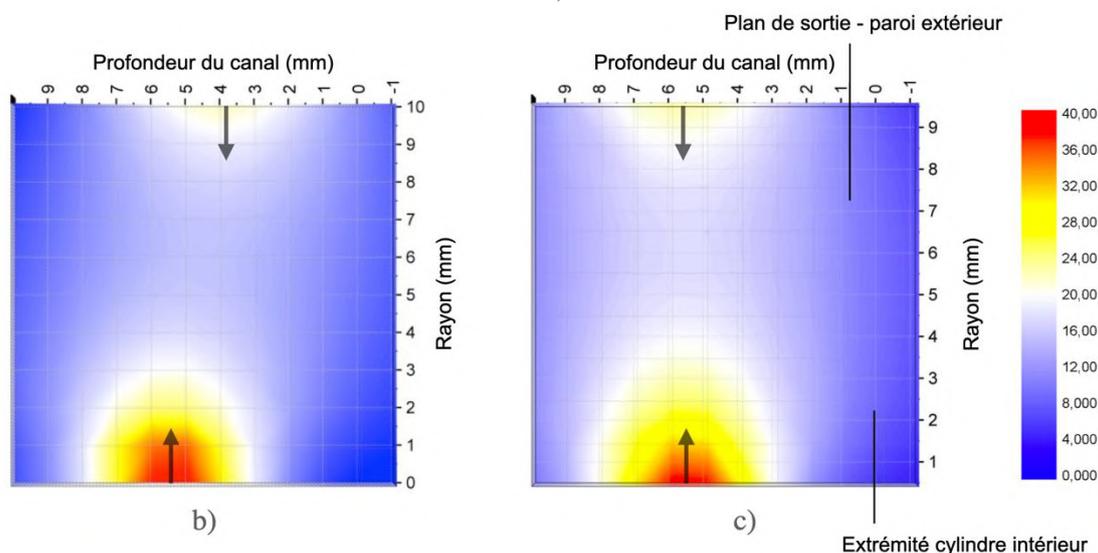
L'efficacité de couplage entre la source et le plasma est estimée en moyenne à $\eta_{abs} = P_{abs}/P_{inj} \approx 60\%$ avec P_{abs} et P_{inj} , la puissance absorbée et injectée respectivement [3].

II.2.4. Alignement des aimants

Le point de fonctionnement optimal des propulseurs à courant de Hall est très sensible à la valeur et au profil du champ magnétique dans la barrière accélératrice. Dans le cas du propulseur ID-Hall, les couronnes d'aimants extérieurs et intérieurs au niveau du canal, doivent donc être rigoureusement alignés avec une composante uniquement radiale. Pour ce faire, nous avons utilisé un gaussmètre (HGM09s - Magnys), fixé à deux translateurs orthogonaux entre eux (Figure 21 a)).



a)



b)

c)

Figure 21 : a) Photographie du système d'alignement de la couronne magnétique intérieure et extérieure dans le canal. b) et c) Cartographie magnétique du canal en r - z . La paroi extérieure se situe à $r = 10\text{mm}$ et la paroi intérieure à $r = 0\text{mm}$. b) Barrière magnétique non alignée. c) Couronnes d'aimant extérieure et intérieure alignées : configuration étudiée.

Afin de faire coïncider magnétiquement les couronnes intérieure et extérieure, la source (comprenant les couronnes d'aimant intérieure) est insérée au fond du tube en quartz. Les couronnes sont alignées lorsque les maxima de champ B , situés sur les parois intérieure et extérieure, se trouvent à la même position axiale. La Figure 21 b) et c) présente deux exemples obtenus à l'aide du gaussmètre avec en b) une barrière magnétique inclinée et en c) des

couroannes d'aimants correctement alignées. La conséquence de l'alignement de ces couronnes est directement observable sur le fonctionnement du propulseur (en particulier sur la divergence du faisceau d'ions et le courant de décharge). Avec l'utilisation de ces translateurs, nous minimisons l'erreur de décalage entre les couronnes à $\pm 300 \mu\text{m}$. Cette erreur est bien inférieure à la dimension des aimants (2 mm de long dans la direction axiale).

II.2.5. Alimentation de la décharge et de la cathode émissive

Afin d'extraire les ions du canal par un champ électrique, il est nécessaire d'appliquer une différence de potentiel entre deux électrodes. Cette différence de potentiel ou tension de décharge U_d est appliquée de chaque côté de la barrière magnétique, entre l'anode et la cathode.

La Figure 22 représente le schéma électrique du propulseur avec ses différentes alimentations. L'alimentation de décharge est un générateur de tension continue Delta Electronika flottant permettant d'appliquer une tension U_d de 0 V à 400 V et de fournir un courant I_d de 0 A à 4 A. Aucune des électrodes du circuit de décharge n'est reliées à la masse.

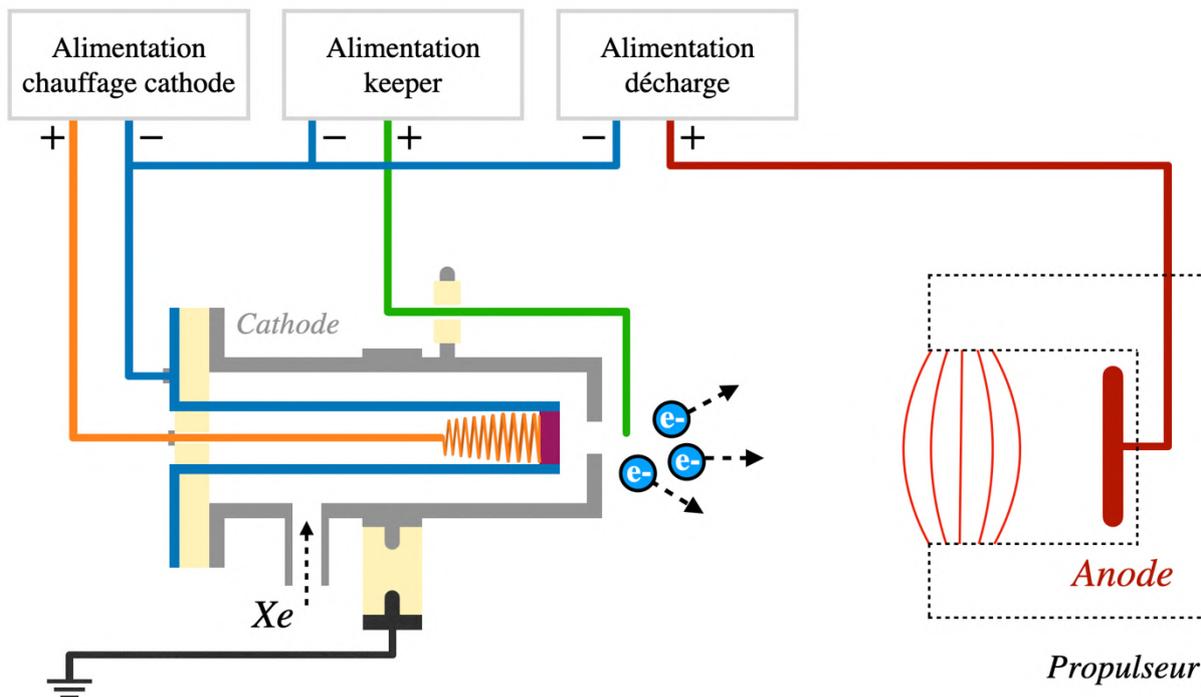


Figure 22 : Vue schématique du circuit de décharge du propulseur avec l'alimentation de chauffage de la cathode, l'alimentation d'initiation de la décharge « keeper » ou « starter » et l'alimentation de décharge. L'ensemble du système est flottant.

La source d'électrons du prototype ID-Hall est une cathode émissive de conception russe appelée MIREA [1] [43] [44]. Cette dernière, fournie par le laboratoire ICARE, est visible en coupe sur la Figure 22 et en fonctionnement sur la Figure 23. L'alimentation flottante (American Reliance Inc.) de la cathode fournit un « courant de chauffage » de 14 A permettant le chauffage d'un filament de tungstène (en orange) avec une tension de 14,6 V en conditions

opérationnelles. L'effet Joule produit avec ce filament conduit à chauffer une pastille d'hexaborure de lanthane, LaB_6 (en violet sur la Figure 22) faisant office d'émetteur thermoionique. À une température avoisinant 1650°C , le faible travail de sortie de ce matériau ($\approx 2,67 \text{ eV}$) permet d'émettre un courant de plus de 10 A.cm^{-2} [1]. Ce flux d'électrons permet ainsi l'ionisation du gaz injecté dans la cathode et sert de source d'électrons au propulseur. La cathode MIREA a été conçue pour délivrer un courant d'électrons pouvant atteindre 5 A (Dans le contexte du propulseur ID-HALL, nous nous attendons à observer des courants de décharge entre 0,5 A et 2 A).

Enfin, une électrode externe (en vert sur la Figure 22) située à quelques millimètres de l'orifice de la cathode, permet d'extraire ces électrons pour amorcer la décharge dans le propulseur. Pour ce faire, ce « starter » ou « keeper » est polarisé à une tension de +315 V par rapport à la cathode.

Pour démarrer le propulseur, il est donc nécessaire de suivre les étapes suivantes :

- La première étape consiste à chauffer la cathode en augmentant progressivement le courant de chauffage (de 0,5 A toutes les 30 s jusqu'à 14 A) afin de ne pas endommager le fil de tungstène.
- Après avoir injecté un débit de Xénon dans la cathode (1,5 sccm) et dans le propulseur (au minimum 5 sccm), on applique une différence de potentiel d'au moins 150 V entre l'anode et la cathode.
- La décharge plasma apparaît dès lors de la mise sous tension du starter à 315 V. Ce dernier ne sert qu'à initier la décharge et reste éteint pendant la durée de fonctionnement du propulseur (cf. Figure 23).

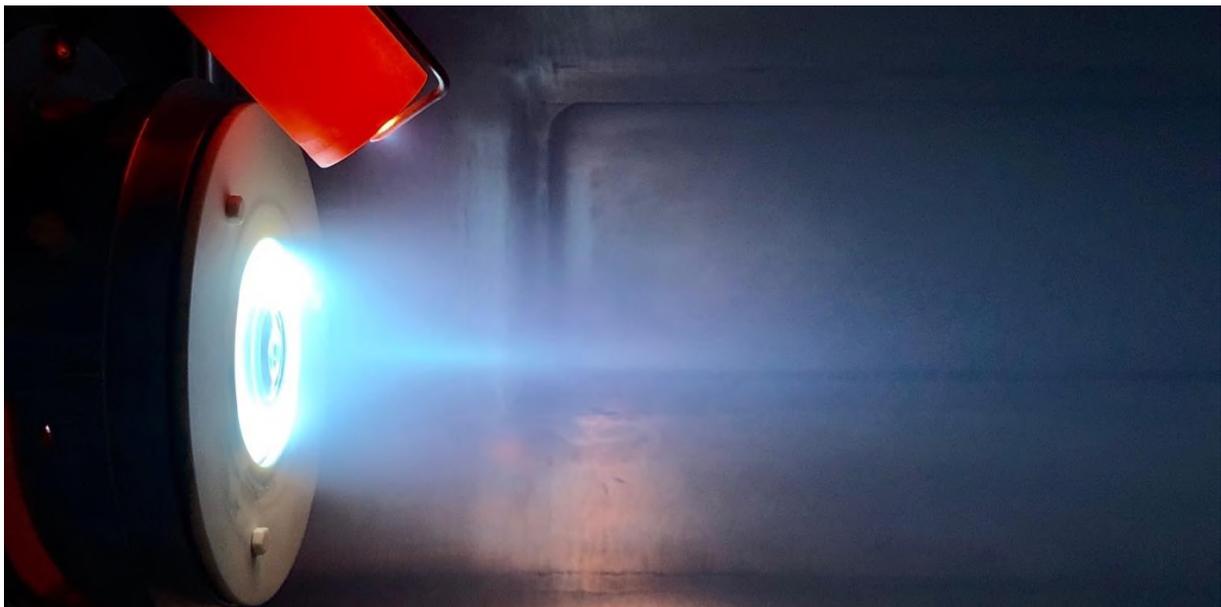


Figure 23 : Photographie du propulseur ID-Hall en fonctionnement. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$. Pression ambiante dans le caisson : $7 \pm 1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$. $U_d = 150\text{V}$; $I_d = 0,67\text{A}$.

II.2.6. Puissance RF injectée dans la source et absorbée par le plasma

L'intégration d'une source inductive pour ce propulseur double étage implique l'utilisation d'un générateur RF adapté. La source est donc reliée à un générateur de signaux sinusoïdaux oscillant à la fréquence de 4 MHz.

Ce générateur délivré par la société Coaxial Power Système, peut fournir jusqu'à 600 W et se compose de 3 boîtiers : le premier boîtier permet de choisir et de générer la puissance à injecter dans la source P_{inj} , le second est la boîte d'accord permettant d'adapter l'impédance de la source à celle du générateur et le dernier est le contrôleur de la boîte d'accord (cf. Figure 24 a)).

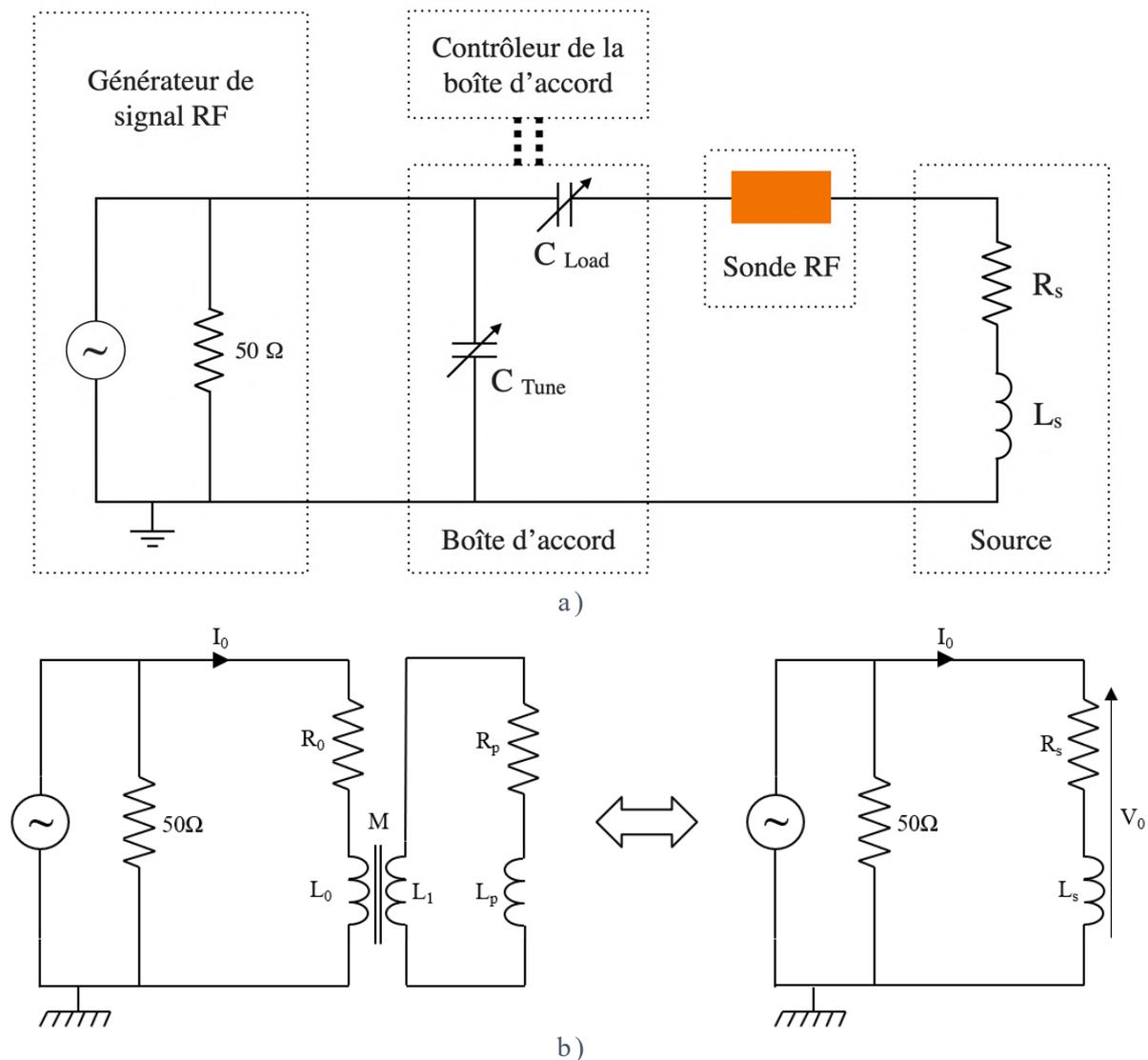


Figure 24 : a) Schéma électrique du système RF avec le générateur, la boîte d'accord, la source inductive et la sonde de mesure courant-tension. b) Modèle « transformateur » de la décharge inductive et sa simplification par une résistance et une bobine en série (crédit Loïc Dubois)

La Figure 24 b) présente le modèle « transformateur » du système avec à gauche le générateur RF d'impédance 50Ω , la source inductive (définie par sa résistance R_0 et son

inductance L_0) et le plasma (défini par sa résistance R_p et inductance L_p). Lors du fonctionnement de cette source, une boucle de courant d'inductance L_1 circule dans le plasma. Le courant circulant dans le plasma engendre lui-même une tension aux bornes de la bobine d'excitation. Le plasma peut donc être représenté comme le secondaire d'un transformateur d'inductance mutuelle M [45] (Figure 24 b)).

À partir de ce modèle « transformateur », on peut représenter l'impédance « vue » par le générateur comme l'association en série d'une résistance R_s et d'une inductance L_s schématisées à droite sur la Figure 24 b) [3]. La loi des mailles appliquée au primaire et au secondaire permet ainsi de déterminer les expressions R_s et L_s :

$$R_s = R_0 + M^2 \omega^2 \left(\frac{R_p}{R_p^2 + \left(\omega L_1 + R_p \left(\frac{\omega}{\nu_{e-n}} \right) \right)^2} \right)$$

$$L_s = L_0 - M^2 \omega^2 \left(\frac{L_1 + \frac{R_p}{\nu_{e-n}}}{R_p^2 + \left(\omega L_1 + R_p \left(\frac{\omega}{\nu_{e-n}} \right) \right)^2} \right)$$

avec ω la fréquence d'excitation et ν_{e-n} la fréquence de collision électron-neutre.

La boîte d'accord située entre la source et le générateur a pour objectif d'adapter l'impédance entre ces deux éléments afin de maximiser la puissance dans la décharge plasma. Pour ce faire, le circuit en L d'adaptation d'impédance est composé de 2 capacités variables (cf. Figure 24 a)). Une de ses bornes reliées à la masse est connectée à un condensateur de capacité C_{tune} installée en parallèle de la source. Un deuxième condensateur de capacité C_{load} est placé en série entre le générateur et la source. En modifiant la valeur de chaque capacité, l'impédance de la bobine couplée au plasma (R_s, L_s) est adaptée et permet de faire correspondre l'impédance de la source avec celle du générateur. Dans ce cas, la puissance transmise est maximale et la puissance réfléchie est nulle.

La mesure de l'efficacité du couplage entre la source et le plasma s'effectue grâce à une sonde RF placée entre la boîte d'accord et la source (Figure 24). La caractérisation électrique de notre système a été réalisée à l'aide d'une sonde I-V Vigilant© Sensor (Solayl) reliée à un oscilloscope TDK 2004B. Cette sonde nous permet ainsi de mesurer des courants jusqu'à 20 A et des tensions de 2 kV crête-à-crête pour des fréquences variant de 1 MHz à 100 MHz.

Cette sonde permet en fonctionnement double étage (source RF active) de mesurer la valeur efficace du courant traversant la bobine I_0 et d'en déduire la puissance absorbée par le plasma. Cette mesure est réalisée après application d'un moyennage temporel sur 128 périodes des signaux transmis par la sonde. L'erreur de mesure est ainsi minimisée.

Si on pose P_{inj} , la puissance délivrée par le générateur, P_{ref} , la puissance réfléchie par la source et P_{abs} , la puissance absorbée (ou couplée au plasma), alors on peut écrire :

$$P_{inj} - P_{ref} = R_0 I_0^2 + P_{abs}$$

R_0 est la résistance du système (bobine + circuit magnétique) soumis au courant RF et correspond à la somme des pertes par effets Joule dans le conducteur électrique et par courants de fuite dans le circuit magnétique. Cette résistance est mesurée en injectant une puissance RF dans la source sans initier la décharge plasma. Ceci est réalisé et présenté sur la Figure 25 pour des puissances de 0 W à 40 W tout en accordant le système et en minimisant la puissance réfléchie. Dans ce cas la puissance absorbée par le plasma est nulle, $P_{abs} = 0$ et R_0 devient :

$$R_0 = \frac{P_{inj} - P_{ref}}{I_0^2}$$

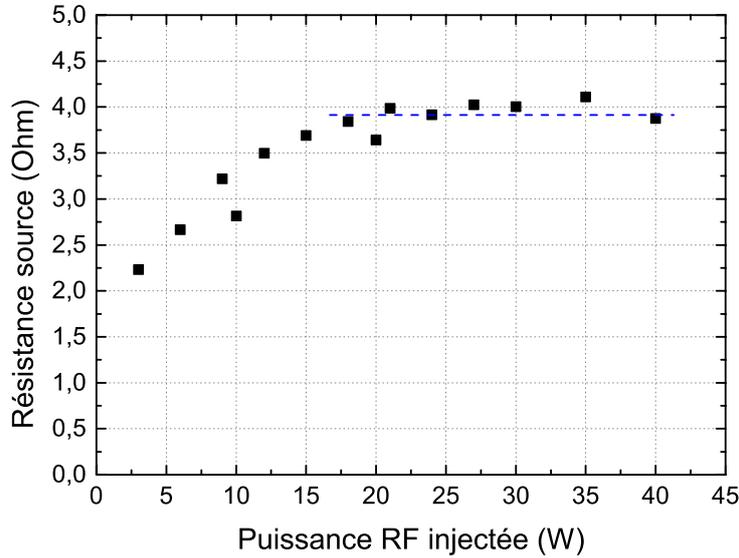


Figure 25 : Évolution de la résistance source R_s en fonction de la puissance injectée en l'absence de plasma.

On constate que la valeur de la résistance augmente avec la puissance jusqu'à atteindre un plateau. Ne pouvant injecter des puissances plus importantes en l'absence de plasma, nous considérons que la valeur moyenne de ce plateau est la valeur de la résistance de la source en fonctionnement, $R_0 = 3,92 \pm 0,1 \Omega$. La valeur de cette résistance est plus importante que celle déterminée habituellement pour des sources ICP où R_0 est inférieure à 1Ω (pertes dans la bobine et dans la boîte d'accord). Dans notre cas (source magnétisée constituée d'un circuit magnétique), des pertes supplémentaires s'ajoutent, notamment les pertes dans les ferrites par courant de Foucault et phénomène d'hystérésis. R_0 prend en compte l'ensemble de ces pertes.

Connaissant la valeur de R_0 , on en déduit la puissance couplée au plasma tel que :

$$P_{abs} = P_{inj} - P_{ref} - R_0 I_0^2$$

Lorsque la décharge est initiée, on définit l'efficacité du transfert de puissance au plasma η_{abs} comme étant :

$$\eta_{abs} = \frac{P_{abs}}{P_{inj} - P_{ref}} = 1 - \frac{R_0 I_0^2}{P_{inj} - P_{ref}}$$

À partir de l'incertitude sur R_0 , on détermine l'incertitude sur η_{abs} estimée à $\pm 2,5\%$.

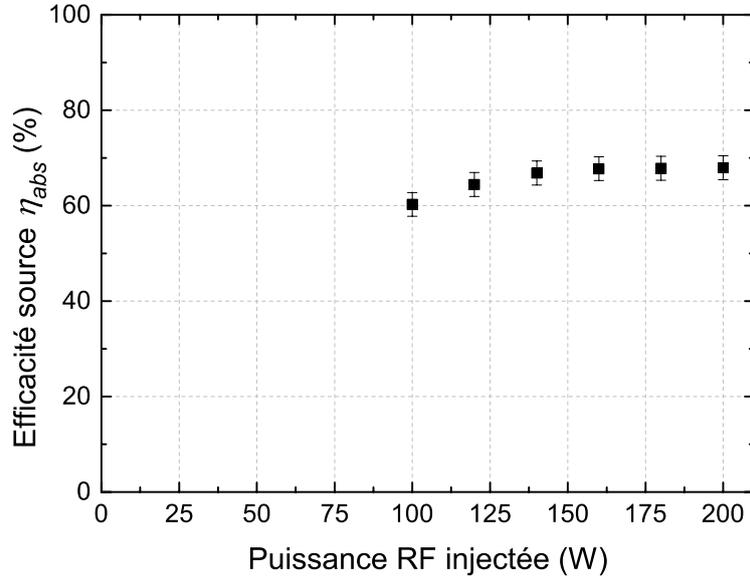


Figure 26 : Efficacité de la source RF insérée dans le propulseur. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Nous obtenons ainsi la Figure 26, traduisant l'efficacité du couplage entre la source inductive et le plasma, en fonction de la puissance injectée. En dessous de $P_{inj} = 100$ W, (ou $P_{abs} = 60$ W), la puissance absorbée par le plasma est trop faible pour compenser les pertes et soutenir le plasma. Au-delà, l'efficacité croît avec l'augmentation de la densité plasma, jusqu'à atteindre un plateau proche de 70%.

Comparé aux résultats de la source seule présentés dans [3], l'efficacité de couplage dans les mêmes conditions de pressions (3 mTorr) est comparable, bien que légèrement plus faible de 5%. Lors de l'étude de la source seule, la puissance absorbée minimale pour maintenir le plasma était de 18 W, alors qu'avec la source insérée dans le propulseur, cette puissance s'élève à 60 W. Dans le propulseur, les parois entourant le volume de plasma sont beaucoup plus proches (circuit magnétique extérieur + paroi extérieure isolante). Les pertes sont donc plus importantes et la puissance nécessaire pour maintenir le plasma devient plus élevée.

II.3. Grandeurs mesurées et outils de diagnostics

Dans les sections précédentes, nous avons pu mettre en avant certains paramètres électriques tels que le courant de décharge I_d , la tension U_d , la puissance RF absorbée P_{abs} ou les débits de gaz injectés. Cependant, d'autres grandeurs ont aussi été étudiées pendant cette thèse. Nous verrons dans cette section d'autres grandeurs électriques mais aussi les outils de mesures et les techniques utilisées pour caractériser au mieux le plasma dans ce propulseur (cf. Figure 27).

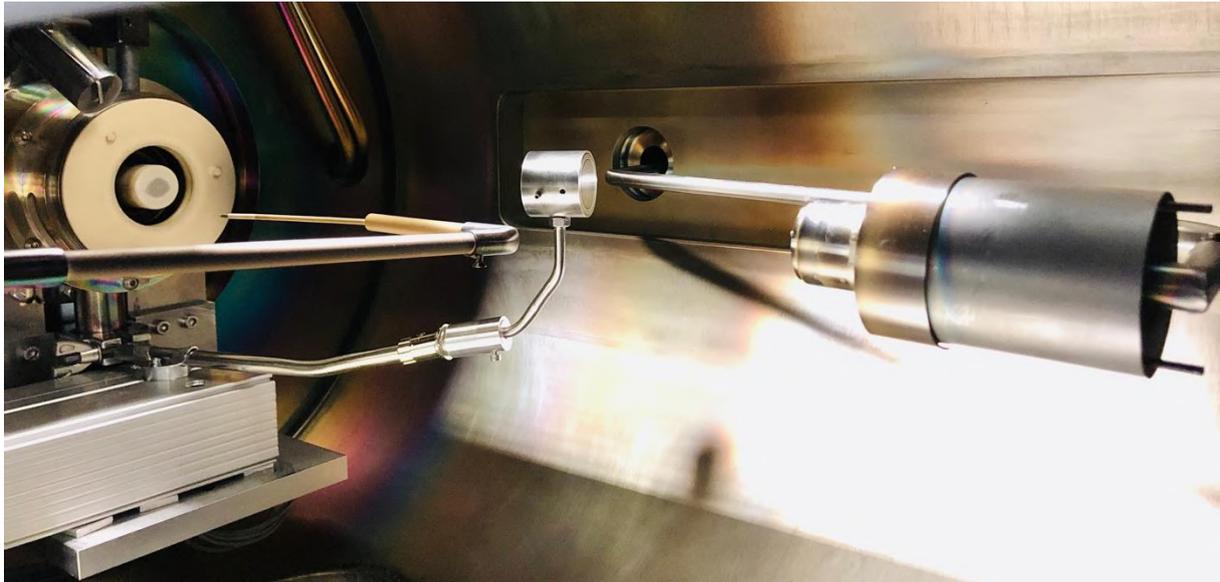


Figure 27 : Photographie du propulseur ID-Hall et de ses différents outils de mesures installés dans le caisson d'expérimentation (sonde de Langmuir, sonde de Faraday, sonde RPA)

II.3.1. Sonde de Faraday et Système d'Acquisition Motorisé (S.A.M.)

Nous avons vu dans le premier chapitre que le fonctionnement d'un propulseur à courant de Hall implique la neutralisation des ions extraits du canal par des électrons émis de la cathode. La mesure du courant de décharge I_d n'est donc pas suffisante pour obtenir les paramètres propulsifs.

Tel que l'on peut le constater sur la Figure 28, ce courant est la somme d'un courant d'électrons $I_{ion(e^-)}$ (qui neutralise le courant d'ion extrait du canal, noté $I_{ion(ion)}$) et d'un courant d'électrons noté I_e (permettant de maintenir le plasma dans le propulseur et de compenser les diverses pertes qui seront détaillées dans le Chapitre III) :

$$I_d = I_{ion} + I_e \quad \text{avec } I_{ion} = I_{ion(e^-)} = I_{ion(ion)}$$

Il est donc nécessaire de pouvoir discriminer les courants I_{ion} de I_e , sommés dans le courant de décharge I_d . Pour ce faire, nous utilisons une sonde plane dite « de Faraday », ou sonde de flux ionique, afin d'évaluer le courant d'ions extraits du propulseur [46] [47].

a. Conception et principe de la sonde

La sonde est polarisée à un potentiel suffisamment négatif pour, d'une part, repousser les électrons de la plume et, d'autre part, collecter les ions positifs. Ces ions sont neutralisés à la surface de la sonde par un courant d'électrons fourni par le générateur et mesuré au travers d'une résistance placée entre le générateur et la sonde.

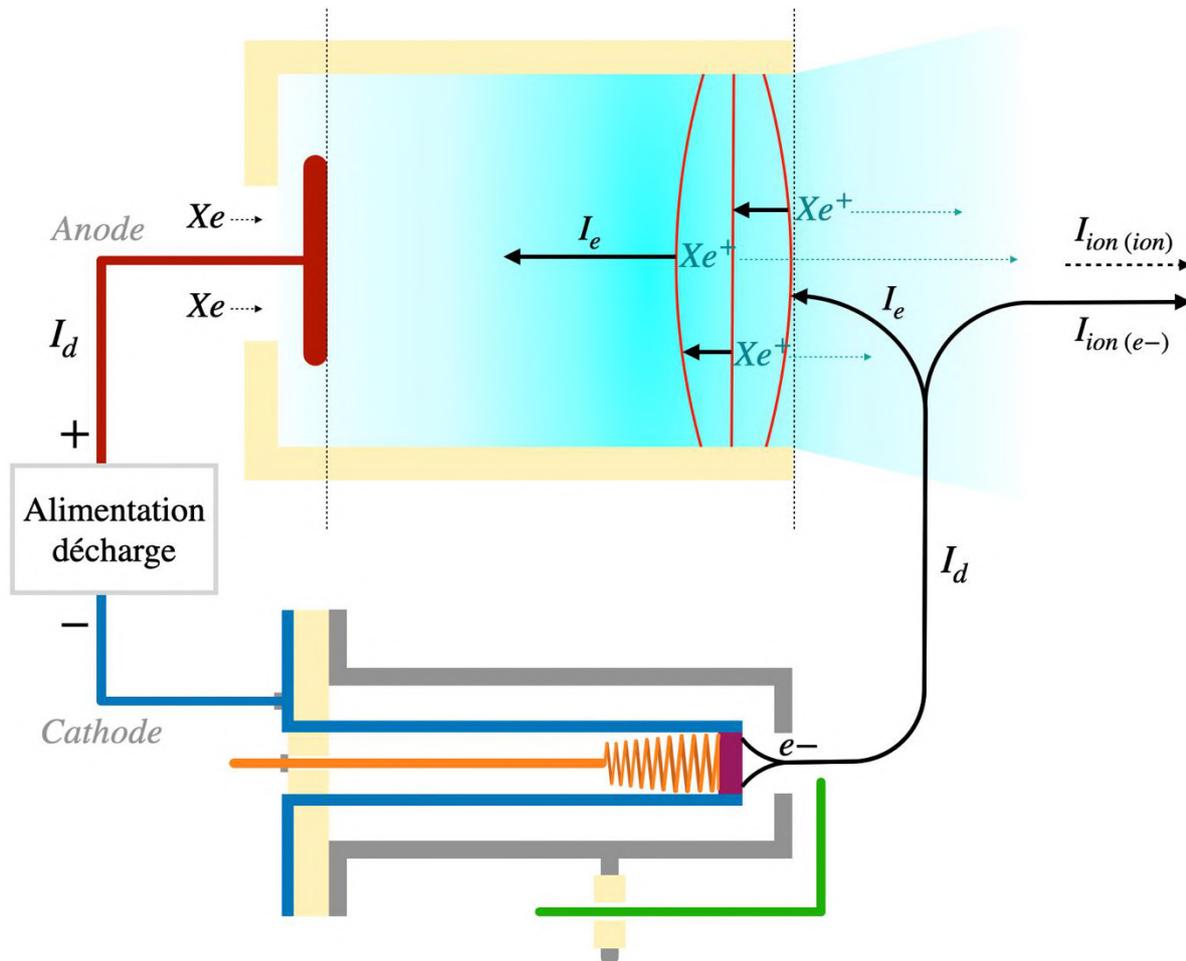


Figure 28 : Représentation schématique des différents flux d'ion (en bleu) et d'électrons (en noir) circulant dans un propulseur à courant de Hall classique en fonctionnement. Les lignes de champ magnétique (rouge) sont représentées dans le canal en céramique (jaune).

Cette sonde, conçue au laboratoire Laplace par le service mécanique, se base sur la géométrie et les matériaux utilisés par Raitses, Moeller et Szabo [48]. Visible en photographie sur la Figure 29 a), cette sonde bi-directionnelle est constituée d'un corps cylindrique, de deux surfaces collectrices et de deux anneaux de garde. Les deux surfaces collectrices, opposées l'une à l'autre, permettent de caractériser « in-situ » la plume du propulseur (face avant) et le plasma ambiant dans le caisson (face arrière). Le rayon des collecteurs centraux est de $R_C = 12,5 \text{ mm}$ et ils sont entourés par des anneaux de garde de rayon externe $R_{AG} = 15,5 \text{ mm}$. La longueur de la sonde est $H_{SF} = 27 \text{ mm}$.

Le choix des matériaux constituant la sonde a été guidé par les conditions opératoires et, notamment, par le fait que les ions impactant la sonde sont très énergétiques (jusqu'à 200 eV).

Par conséquent, il peut exister une émission d'électrons suite à l'impact de ces ions sur le collecteur de la sonde. L'extraction de ces électrons tend ainsi à surestimer le courant d'ion. Afin de minimiser cet effet, les matériaux utilisés ont un faible taux d'émission d'électrons secondaires (Aluminium pour le châssis et l'anneau de garde, alliage Tungstène-Cuivre pour le collecteur central). Par ailleurs, les anneaux de garde permettent de négliger les effets de bord dus à la courbure de la surface délimitée par la lisière de gaine, effets pouvant induire une surestimation du courant d'ion collecté [47]).

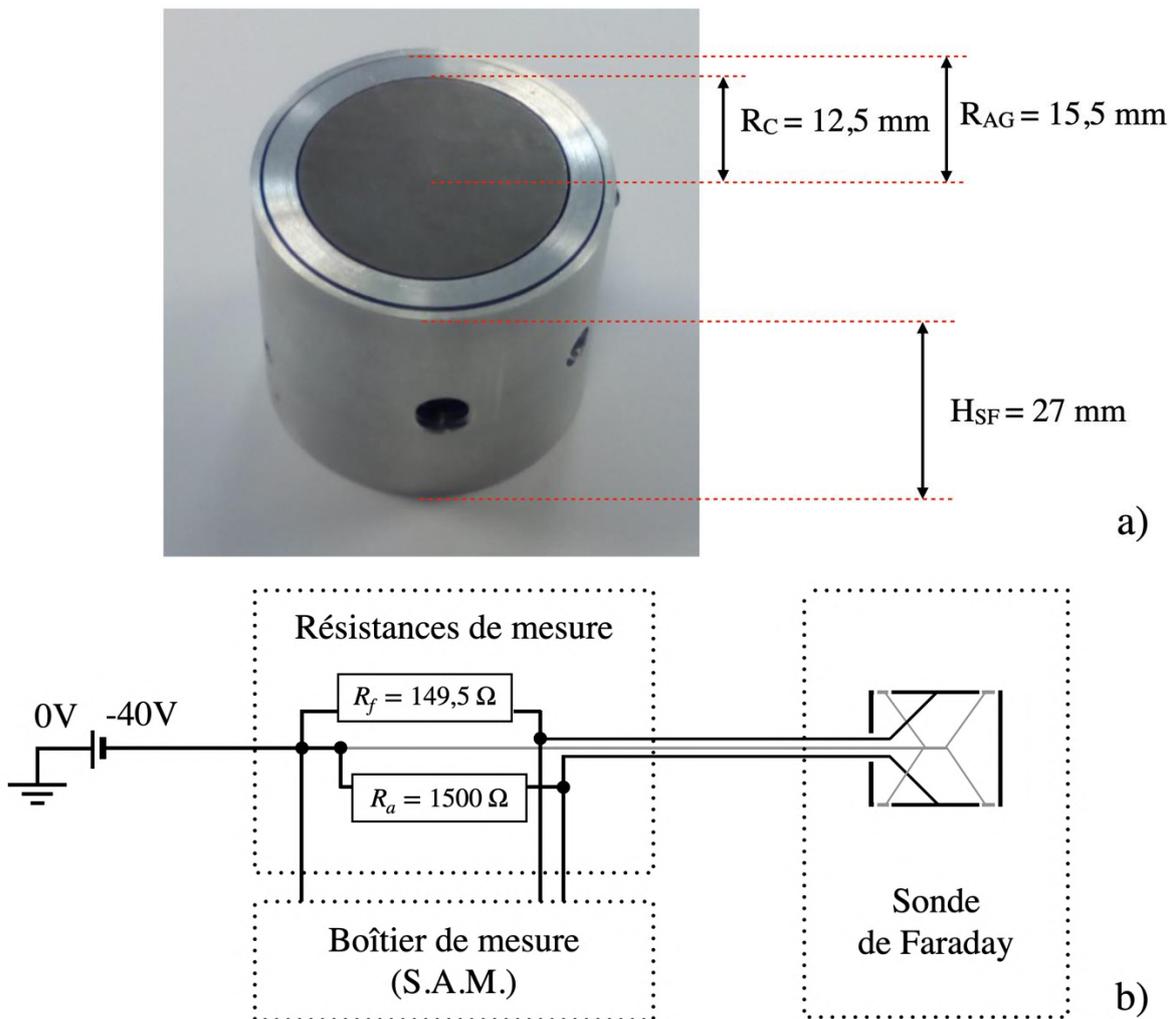


Figure 29 : a) Photographie de la sonde de Faraday seule avec ses collecteurs et anneaux de garde sur les faces avant (visible) et arrière (cachée). b) Circuit électrique permettant la mesure du courant d'ion collecté par la sonde.

La Figure 29 b) présente le circuit électrique du système de mesure associé à cette sonde. Deux résistances de mesure sont placées entre l'alimentation continue et les collecteurs de la sonde de Faraday. Afin de déterminer le courant d'ion sur les deux faces de la sonde, la résistance de mesure est choisie en fonction de la gamme de courant d'ions collectés ($R_f = 149,5 \Omega$ pour celle faisant face au propulseur et $R_a = 1500 \Omega$ pour le collecteur arrière). En particulier, ces résistances ont été dimensionnées pour que la chute de potentiel n'excède pas $3,3 \text{ V}$ (limite maximale de lecture de tension par le boîtier de mesure).

Un système d'Acquisition Motorisé (S.A.M.) a été développé dans le but de réaliser des mesures angulaires autour du propulseur. Il s'agit d'un ensemble constitué d'une interface matérielle, d'une carte de contrôle et de mesure, d'une plateforme rotative motorisée et de la sonde de Faraday (visible sur la Figure 27). L'axe de rotation du moteur est situé dans le plan de sortie du propulseur.

La face avant de la sonde est distante de $R_{SF-P} = 228 \text{ mm}$ de l'intersection entre le plan de sortie du propulseur et son axe de révolution. La distance séparant la sonde du propulseur R_{SF-P} est un paramètre dont il faut tenir compte dans la mesure du courant car la source d'ions n'est pas ponctuelle, mais annulaire (avec $R_{moy} = 18 \text{ mm}$, le rayon moyen du canal du propulseur). Une étude exhaustive réalisée par Brown et Gallimore [49] a montré qu'il est nécessaire d'avoir un rapport $R_{SF-P}/(2R_{moy}) > 4$ pour négliger l'erreur induite. Dans notre cas, ce rapport est égal à 6,33.

b. Mesure du courant d'ion et limitations

Afin de définir la tension (négative) à appliquer à ce système, nous avons mesuré le courant collecté sur chaque face en fonction de la tension appliquée et ce, pour différentes positions angulaires de la sonde. À partir des courants traversant les résistances et des surfaces de collections de la sonde, les densités de courant J_{ion} sont présentées sur la Figure 30. La position 0° indique que la sonde se trouve dans l'axe du propulseur.

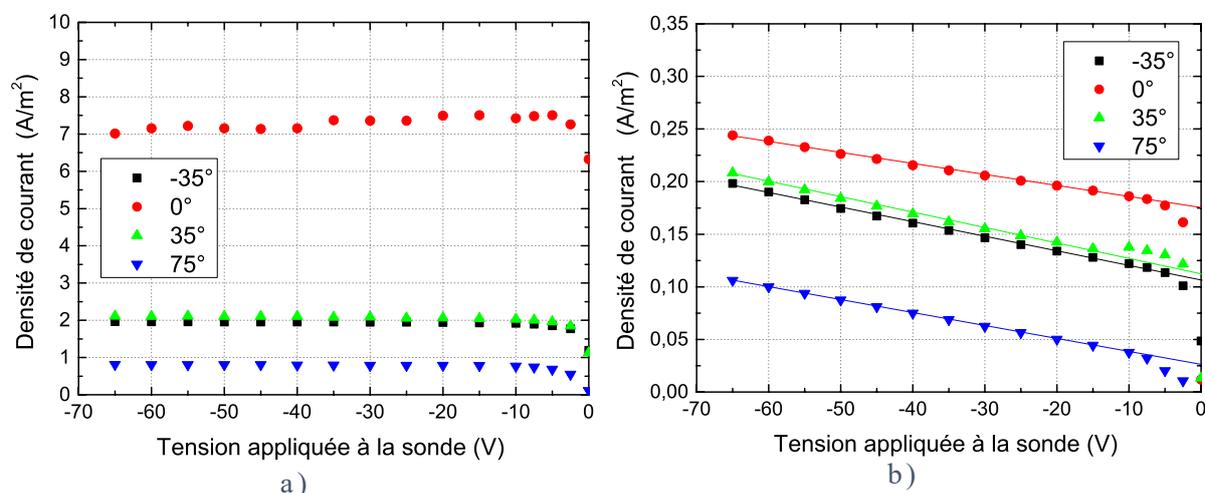


Figure 30 : Densité de courant collecté sur la face avant (a) et la face arrière (b) par la sonde de Faraday en fonction de la tension pour différents angles (0° correspond à la position de la sonde dans l'axe du propulseur). Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$. Tension de décharge $U_d = 140 \text{ V}$. Fonctionnement simple étage.

On constate sur la Figure 30 a) que la densité de courant mesurée face au propulseur augmente lorsque la tension diminue (pour des tensions $\leq -5 \text{ V}$) jusqu'à atteindre un plateau au-delà de ce seuil. Ceci est visible quelle que soit la position de la sonde autour du propulseur.

La saturation de la densité de courant indique que la largeur de l'anneau de garde est suffisante pour maintenir une surface de collection des ions identiques quel que soit l'angle.

Dans le cas du collecteur face arrière (Figure 30 b), les valeurs de densité de courant sont beaucoup plus faibles (plus de 30 fois inférieures à celles de la face avant). De plus, la densité de courant augmente linéairement avec le potentiel appliqué en dessous de -10 V . L'anneau de garde arrière ne permet pas de limiter les effets de bord du fait de la faible densité et donc d'une gaine épaisse. Différents modèles d'expansion de gaine peuvent être appliqués, mais à partir de l'évolution linéaire de J_{ion} en fonction de la tension, on estime la densité de courant en considérant celle déduite à tension nulle par extrapolation linéaire.

Le potentiel des deux sondes est alors fixé à -40 V . Sur la face avant, ce potentiel assure une saturation du courant bien au-delà de la partie variable à faible tension, et sur la face arrière, ce potentiel assure un régime d'expansion linéaire de la gaine.

La Figure 31 présente les distributions angulaires du courant d'ion, obtenues en fonctionnement simple étage avec un ergol de Xénon, en face avant et face arrière ($Q_{Xe} = 6\text{ sccm}$, $U_d = 150\text{ V}$, $P_{inj} = 0\text{ W}$).

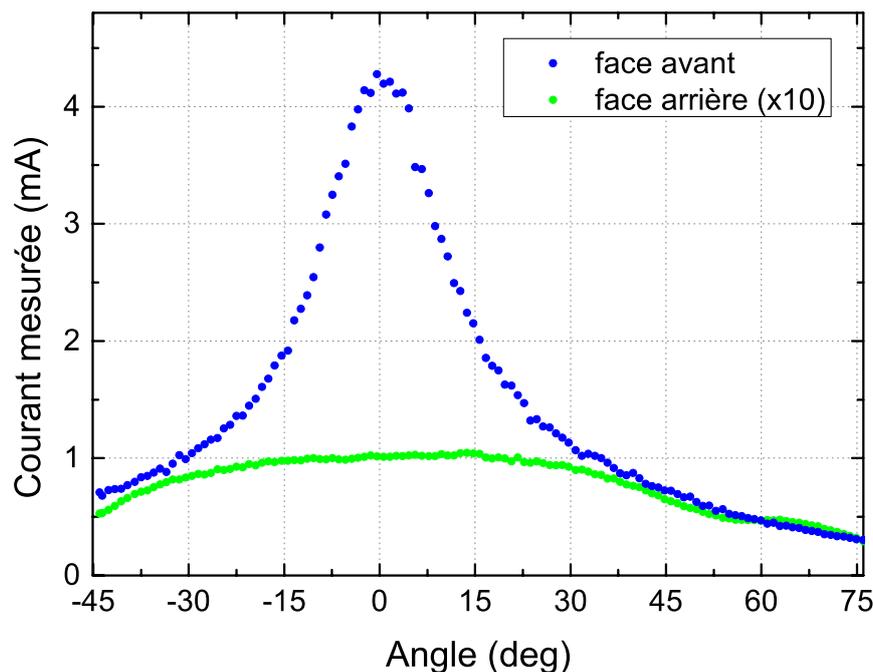


Figure 31 : Évolution des courants traversant les résistances R_f et R_a en fonction de l'angle mesuré par le dispositif S.A.M. Les deux résistances sont respectivement connectées aux collecteurs avant (en bleu) et arrière (en vert) de la sonde de Faraday. Les valeurs de courant mesurés sur la face arrière sont multipliés par 10 pour plus de lisibilité. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6\text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5\text{ sccm}$. Tension de décharge $U_d = 150\text{ V}$. Fonctionnement simple étage, $P_{inj} = 0$.

Quelles que soient les faces considérées, on constate que les distributions sont symétriques et centrées autour de l'axe du propulseur (En raison de l'espace à disposition dans le caisson et la proximité de la sonde avec le propulseur, le balayage de la sonde n'est pas symétrique par rapport à l'axe du propulseur). On constate aussi sur la Figure 31 b) que le maximum de courant

sur la face avant ($\approx 4,3 \text{ mA}$) est environ 40 fois supérieur à celui de la face arrière ($\approx 0,11 \text{ mA}$). De plus, l'évolution du courant sur la face arrière est plus large que sur la face avant, et on distingue un plateau lui aussi centré autour de 0° .

Ces distributions sont ensuite traitées numériquement à l'aide d'un programme développé sous *Matlab*. L'influence du plasma ambiant (collecté sur la face arrière) est soustraite des mesures obtenues face avant. Les points bleus représentés sur la Figure 32 a) ne présentent donc que la densité de courant issue de la plume dans les conditions de la Figure 31.

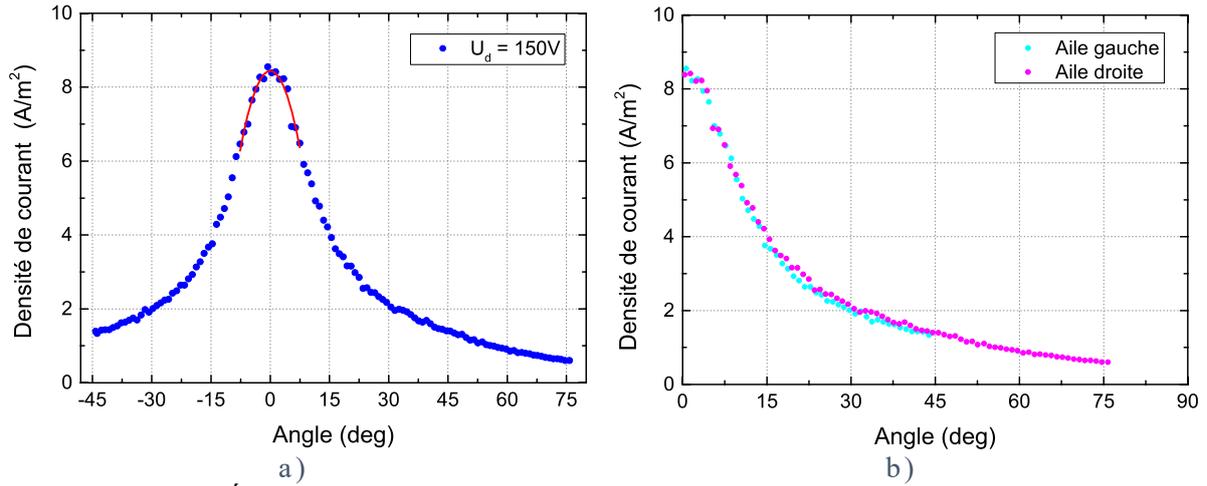


Figure 32 : a) Évolution de la densité de courant collecté sur la face avant de la sonde de Faraday en fonction de l'angle (bleu). Fit polynomial du pic (en rouge). b) Évolution de la densité de courant d'ion collecté de la Figure 32 a) après superposition des « ailes ».

La courbe en rouge est un premier ajustement des données permettant de déterminer à partir des mesures expérimentales, le maximum et donc le centre de la plume. À partir de ce point, nous vérifions sur la Figure 32 b) si les deux parties de la distribution (que l'on nommera ailes) sont bien symétriques par rapport à ce centre (la partie de la distribution à angle négatif est de couleur cyan, alors que la partie à angle positif est de couleur magenta).

La partie de la distribution la plus large (aile droite, de 0° à 76°) est utilisée pour estimer par intégration hémisphérique, le courant d'ion extrait du propulseur :

$$I_{ion} = 2\pi R_{SF-P}^2 \int_0^{\pi/2} J_{ion}(\theta) \sin(\theta) d(\theta)$$

Avec J_{ion} la densité de courant [$A \cdot m^{-2}$], θ la position azimutale [rad] et R_{SF-P} la distance [m] entre le plan de sortie du propulseur et la sonde de Faraday.

L'absence de données au-delà de 76° tend à sous-estimer le courant d'ion calculé. Afin d'estimer cette erreur, nous nous sommes appuyés sur les résultats de la littérature. Sur la Figure 33 sont reproduites les distributions obtenues pour deux types de propulseurs : PPS-1350 [47] et NASA-173Mv1 [50]. Les courants d'ion de chacune des distributions ont été déterminés à partir de l'équation précédente pour les bornes d'intégration ($0 - 90^\circ$ pour $I_{ion(0^\circ-90^\circ)}$) et ($0 - 76^\circ$ pour $I_{ion(0^\circ-76^\circ)}$). Les résultats sont donnés dans le Tableau 2. L'erreur commise $\Delta_{(76^\circ-90^\circ)}$ par sous-estimation y est aussi reportée.

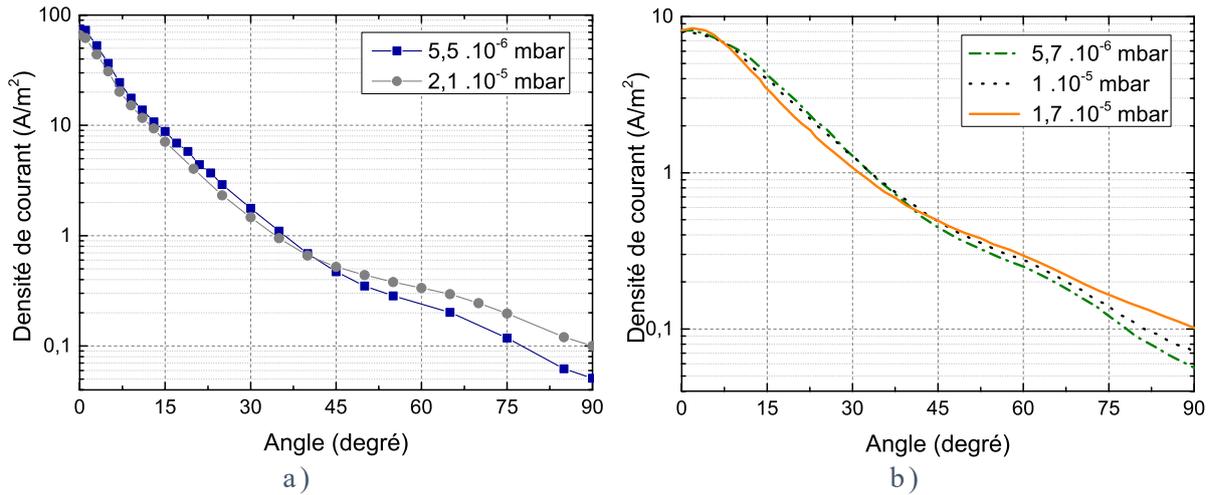


Figure 33 : Distributions angulaires des densités de courant J_{ion} mesurées par sondes de Faraday avec anneau de garde, pour différentes conditions expérimentales et différentes pressions d'enceinte. a) Propulseur PPS-1350-ML, $U_d = 350$ V, $Q_{Xe} = 5$ mg.s⁻¹ (≈ 56 sccm) : Figure 16 dans réf. [47]. b) Propulseur NASA-173Mv1, $U_d = 300$ V, $Q_{Xe} \approx 5$ mg.s⁻¹ : Figure 4 dans réf. [50]. Le courant d'ion théorique correspondant à un débit dans le propulseur de $Q_{Xe} = 5$ mg.s⁻¹ est $I_{ion}^* \approx 3,75$ A.

Pression	Figure 33 a)		Figure 33 b)	
	$5,5 \cdot 10^{-6}$ mbar	$2,1 \cdot 10^{-5}$ mbar	$5,7 \cdot 10^{-6}$ mbar	$1,7 \cdot 10^{-5}$ mbar
$I_{ion}(0^\circ-90^\circ)$	3,95 A	3,50 A	3,92 A	3,72 A
$I_{ion}(0^\circ-76^\circ)$	3,9 A	3,41 A	3,81 A	3,55 A
$\Delta_{(76^\circ-90^\circ)}$	- 1,2 %	- 2,60 %	- 2,76 %	- 4,67 %
$\Delta_{pression}$	- 11,3 %		- 5 %	

Tableau 2 : Comparatif des courants d'ion extrait dans les conditions de la Figure 33 a) et b) et des différentes erreurs dues à une absence de données à fort angle et dues à la variation de pression dans l'enceinte.

On constate que la différence sur la mesure du courant de 0° à 90° et de 0° à 76° reste faible. Dans les conditions de pressions les plus proches du caisson ID-Hall ($2,1 \cdot 10^{-5}$ mbar sur la Figure 33 a) et $1,7 \cdot 10^{-5}$ mbar sur la Figure 33 b)), l'erreur de mesure due à l'absence d'information est de $\Delta_{(76^\circ-90^\circ)} = - 3,6 \pm 1$ %.

La pression ambiante dans le caisson d'expérimentation est également un paramètre à prendre en compte pour la mesure du courant d'ion extrait. On constate sur les Figure 33 a) et b) que la distribution angulaire est influencée par la pression avec une sous-estimation du courant d'ion dans la plume (entre 0° et 40°) et une surestimation à fort angle (entre 40° et 90°). Ceci est la conséquence de collisions d'échange de charges (charge exchange collisions ou CEX) qui conduisent à la redistribution des ions du faisceau principal (la plume) vers la périphérie (les ailes) [51] [47]. Cet effet tend ainsi à artificiellement augmenter la divergence du faisceau.

On peut aussi remarquer, dans le Tableau 2, que la mesure du courant d'ion diminue quand la pression augmente. En effet, malgré l'augmentation de la densité de courant J_{ion} à fort angle, la diminution de J_{ion} dans la partie centrale de la distribution (entre 10° et 40°) semble dominer

lors de l'intégration hémisphérique. D'après ces données issues de la littérature, l'augmentation de la pression conduit à une sous-estimation du courant d'ion extrait $\Delta_{pression} \approx -8 \pm 3 \%$.

Notons que ces calculs ont été réalisées en considérant uniquement des ions simplement chargés. Des ions doublement ou triplement chargés (Xe^{2+} ou Xe^{3+}) peuvent être collectés par la sonde. Ceux-ci nécessitent 2 ou 3 électrons pour être neutralisés, ce qui implique une surestimation du courant d'ion. De par leur faible proportion par rapport à celle des Xe^+ (inférieur à 2,5 % en dessous de 200V pour les ions Xe^{2+} [10]), cette surestimation n'est que de quelques pourcents.

En conclusion, nous pouvons considérer que les courants d'ion déterminés à partir des distributions obtenues entre 0 et 76° et avec une pression de $7 \pm 1 \cdot 10^{-5} mbar$ (pour un débit de 6 sccm) est sous-estimé d'une dizaine de pourcent. Cependant, les variations que nous observerons en fonction des paramètres du propulseur (tension de décharge U_d ou puissance RF absorbée P_{abs}) restent qualitativement comparables, qui plus est car les erreurs $\Delta_{pression}$ et $\Delta_{(76^\circ-90^\circ)}$ sont indépendantes de U_d et P_{abs} .

La divergence θ_{div} de la plume est aussi un paramètre clé dans la caractérisation des propulseurs. Elle est habituellement définie comme étant le domaine de la distribution contenant 90% du courant d'ion [52] [53]. Le système d'acquisition est suffisamment précis pour minimiser l'incertitude autour de l'angle et chaque valeur est enregistrée à $\pm 0,1^\circ$ près avec un pas de 1° . Sur la Figure 32 a), la divergence à 90% est estimée à $\theta_{div} \approx 66 \pm 1^\circ$. Cependant et comme précédemment, cette divergence est obtenue à partir d'une distribution incomplète et influencée par la pression dans le caisson d'expérimentation. Il est donc peu pertinent de s'intéresser à la valeur de la divergence.

c. Bruitage des mesures en double étage

L'intégration hémisphérique est appliquée pour toutes les conditions étudiées : en simple et en double étage. Cependant, nous avons pu constater qu'en double étage, la sonde de Faraday mesure un bruit supplémentaire dû au rayonnement de la source inductive. La faible densité de courant mesurée au niveau des ailes et le rayonnement RF émis par la source en fonctionnement, entraîne une diminution du rapport *Signal/Bruit* à fort angle. Un moyennage de 1000 valeurs pour chaque point de mesure permet d'améliorer ce rapport. Cependant on observe un décalage entre la valeur réelle (lue à partir d'un voltmètre) et celle du boîtier de mesure (obtenue à partir de la carte électronique).

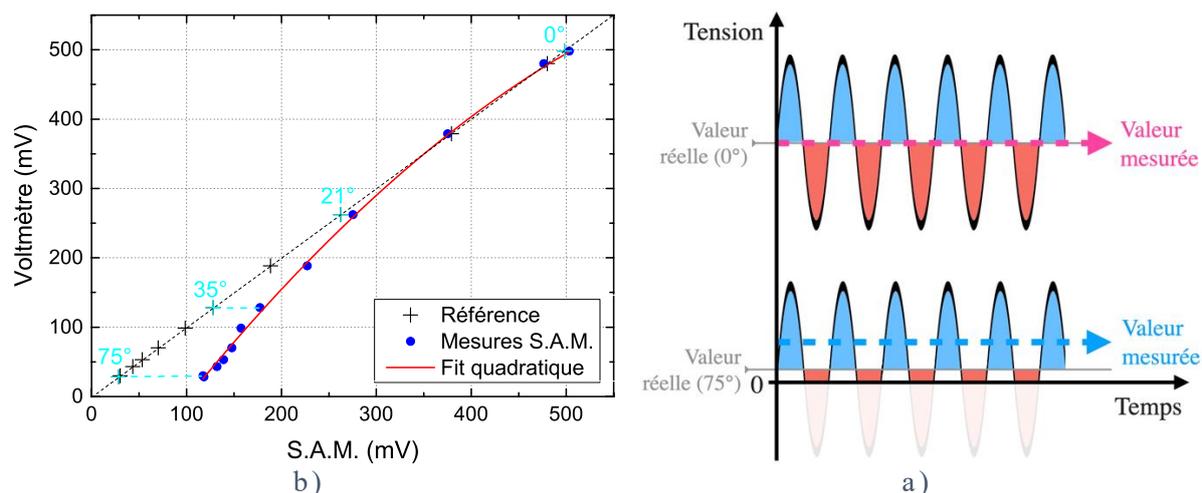


Figure 34 : a) Évolution de l'erreur de mesure du S.A.M. en présence de rayonnement RF (200W injectée dans la source) pour différentes positions angulaires. 0° correspond à l'axe de révolution du propulseur. b) Représentation schématique de l'erreur de mesure du système d'acquisition dans la plume (0° - forte tension – rose) et à fort angle (75° - faible tension – bleu).

La Figure 34 a) représente les valeurs obtenues par un voltmètre (croix noires) en fonction de celles obtenues par le système d'acquisition (points bleus). Nous pouvons constater sur ce graphique que, dans la plume à 0°, les valeurs obtenues sont similaires. Cependant, plus la sonde mesure de faibles valeurs de courant (au niveau des ailes), plus les résultats entre les deux systèmes de mesures divergent : à 21°, la différence est de 15 mV alors qu'à 75° la différence atteint 100mV.

Le bruit RF influence les mesures du système d'acquisition car la carte utilisée ne mesure que des valeurs comprises entre 0 et +3,3 V. Puisque le signal RF est un signal alternatif (avec une composante positive et négative) et que la carte ne tient pas compte des valeurs négatives, la mesure est décalée vers de plus fortes valeurs lorsque la valeur moyenne de la tension est faible. La Figure 34 b) schématise une mesure de sonde dans la plume, à 0° (fort rapport *Signal/Bruit*) et au niveau des ailes, à 75° (faible rapport *Signal/Bruit*). L'évolution de cette différence en fonction de l'angle est ensuite lissée par un fit quadratique (en rouge sur la Figure 34 a)) et utilisée comme référence pour calibrer les données en fonctionnement double étage.

II.3.2. Retarding Potential Analyzer (RPA)

a. Principe de la mesure et fonctionnement

L'analyseur à champ retardateur (RPA : Retarding Potential Analyzer - à droite sur la Figure 27) a été conçu au laboratoire GREMI et a été utilisé pour l'étude du propulseur ID-Hall. Ce diagnostic permet l'analyse de particules chargées (ici les ions) en fonction de leur énergie. Classiquement utilisé dans les propulseurs à plasma, la sonde filtre l'énergie des ions à l'aide d'une série de grilles et collecte le courant d'ion associé afin d'obtenir la fonction de distribution en énergie des ions [54] [55] [39].

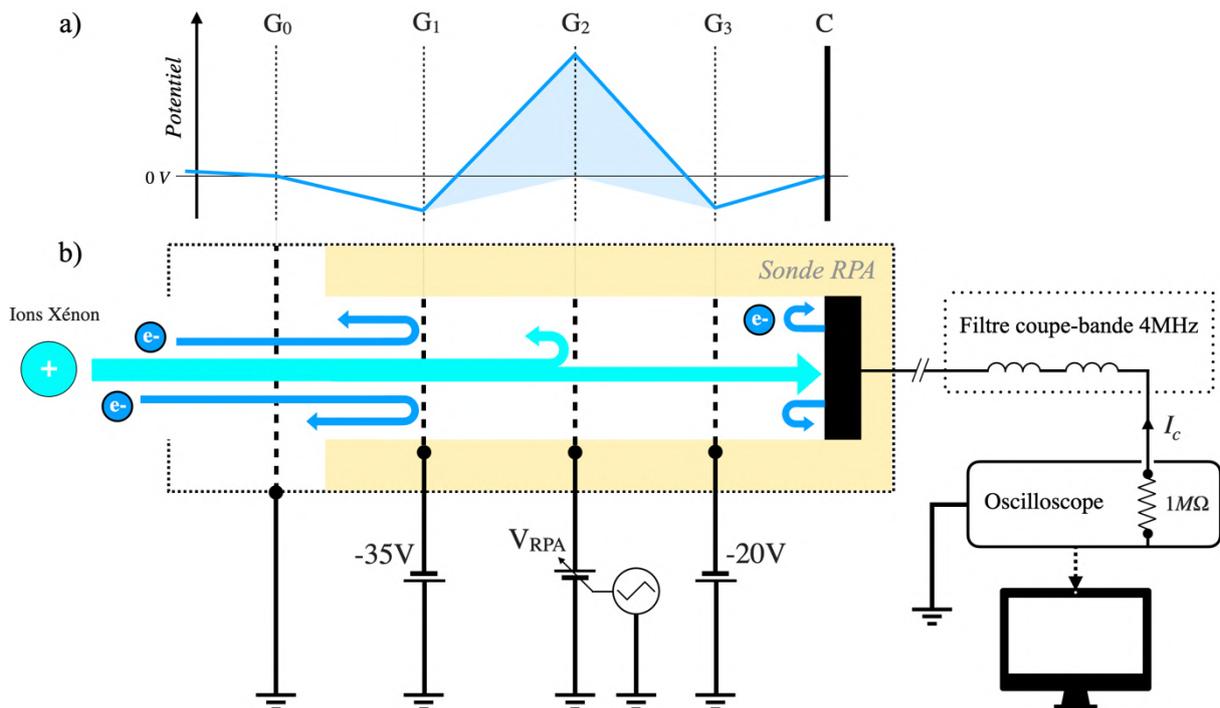


Figure 35 : Vue schématique de l'analyseur à champ retardateur (sonde RPA) avec le potentiel de chaque grille en a) et son système d'alimentation et système de mesure en b).

Pour ce faire, la sonde est constituée de quatre grilles et d'un collecteur (Figure 35). Une première grille G_0 à l'entrée de la sonde, est reliée à la masse et sert à protéger le plasma des champs électriques internes à l'analyseur. La grille G_1 est une grille répulsive pour les électrons qui proviennent du plasma. Elle est donc polarisée négativement à un potentiel de -35 V .

La grille G_2 est la grille d'analyse polarisée à un potentiel positif V_{RPA} . Ce potentiel évolue linéairement en fonction du temps suivant une rampe de tension triangulaire $0 < V_{RPA} < 300\text{ V}$ de fréquence 3 Hz . Seuls les ions ayant une énergie supérieure à eV_{RPA} peuvent ainsi traverser cette grille et atteindre le collecteur, C. Tout comme avec la sonde de Faraday, les ions qui impactent le collecteur sont neutralisés et produisent un courant I_c que l'on mesure.

Une quatrième grille additionnelle G_3 est placée entre la grille G_2 et le collecteur. Son potentiel est négatif (-20 V) et permet de repousser vers le collecteur les électrons secondaires éventuellement émis par l'impact des ions sur le collecteur. Cette grille permet ainsi de limiter

l'influence de ces électrons sur la mesure du courant I_c . L'effet de la valeur des potentiels appliqués aux grilles G_1 et G_3 a été étudié par José Senart, étudiant stagiaire en master 2 de l'Université de Lisbonne [56].

Cette sonde est placée dans l'axe du propulseur, à 45 cm du plan de sortie du propulseur, et présente une ouverture de 3,85 mm de diamètre. La sonde et son support sont montés sur un bras articulé, relié à un passage à vide rotatif, permettant de réaliser les connexions électriques avec le système de mesure. Ce dernier, présenté sur la Figure 35, permet d'enregistrer simultanément l'évolution de la tension V_{RPA} appliquée à la grille G_2 et l'évolution du courant d'ions collecté, I_c . La mesure de ce courant est réalisée aux bornes de la résistance d'entrée de l'oscilloscope de $1M\Omega$. À noter que le collecteur de la sonde est connecté à l'oscilloscope par l'intermédiaire d'un filtre coupe-bande centré à 4Mhz afin minimiser le bruit RF émis par la source en fonctionnement.

La dérivée première du courant collecté I_c par la tension de la grille V_{RPA} nous permet ainsi d'obtenir la FDEI correspondante, en fonction de l'énergie ϵ :

$$f_i(\epsilon) = \frac{dI_c}{dV_{RPA}} \quad [u. a.]$$

Notons que l'unité de $f_i(\epsilon)$ est arbitraire car la transparence des différentes grilles du RPA n'a pas été déterminée. On notera également que l'axe de rotation de la sonde n'est pas localisé dans le plan de sortie du propulseur (cf. Figure 36) et que la taille du caisson limite l'exploration angulaire à $\pm 25^\circ$. Les mesures de sonde RPA dont les résultats sont présentés dans les chapitres qui suivent ont été, sauf indication contraire, réalisées dans l'axe du propulseur.

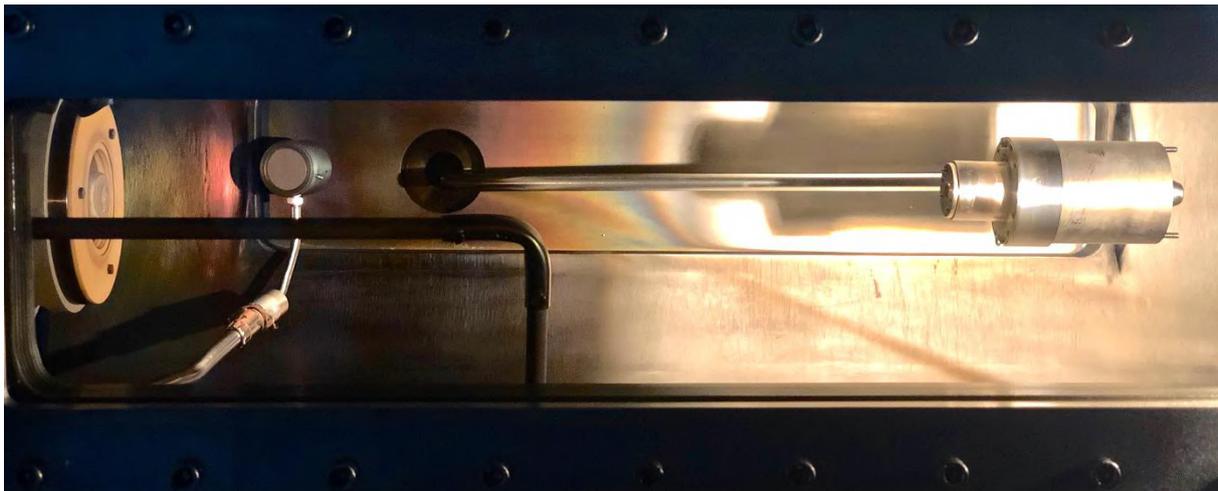


Figure 36 : Photographie de l'axe de rotation de la sonde RPA par rapport au plan du propulseur.

a. Mesures RPA intégrées dans le temps

La Figure 37 présente un exemple de résultat de sonde RPA dans des conditions de fonctionnement simple étage : $U_d = 150V$, débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 sccm$. Sur la Figure 37 a) sont représentés la rampe de tension V_{RPA} , appliquée à la grille G_2 en rouge, et la réponse du collecteur en noir, toutes les deux en fonction du temps. Afin d'améliorer le rapport *Signal/Bruit* du collecteur, un moyennage temporel est effectué sur 64 périodes.

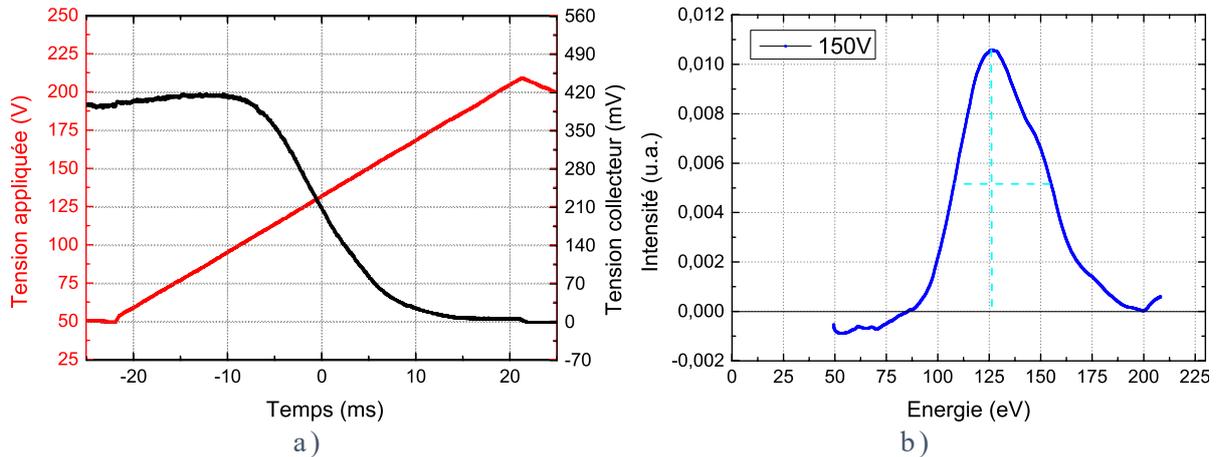


Figure 37 : a) Caractéristique RPA courant-tension obtenue à partir d'un oscilloscope. b) Fonction de distribution en énergie des ions correspondante. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 sccm$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 sccm$. Tension de décharge $U_d = 150V$. Fonctionnement simple étage.

L'application d'une rampe de tension entre 50 V et 210 V filtre progressivement l'énergie des ions. Pour de faibles tensions, le courant collecté dans la plume est maximal, car tous les ions sont collectés quelle que soit leur énergie (ceci correspond à la chute de tension, 400 mV, pour laquelle la tension appliquée sur la grille G_2 est minimale, ici 50V). À contrario pour des tensions appliquées supérieures à 200 V, plus aucun ion n'atteint le collecteur.

Un filtrage de type Stavitsky-Golay est effectué sur les données brutes (Figure 37 a)) avant dérivation. On obtient alors sur la Figure 37 b) la fonction de distribution en énergie des ions FDEI. On constate un maximum d'intensité autour de 126 eV et une largeur à mi-hauteur de 46 eV. Cependant, pour des énergies inférieures à 90 eV, on observe des intensités négatives correspondant à la hausse de l'intensité du courant collecté à faible tension appliquée (cf. Figure 37 a)). Dans cet exemple, l'augmentation du courant pour des ions de faible énergie pourrait être attribuée à un échange d'électrons entre la grille G_3 et le collecteur, mais reste à approfondir. Il est néanmoins possible de minimiser cet effet en ajustant le potentiel négatif de cette grille. Étant donné que nous ne déterminerons pas le courant d'ion total (à partir de la valeur du courant pour des tensions faibles), nous avons choisi de fixer ce potentiel quelles que soient les conditions opératoires.

Connaissant la FDEI, la masse des ions m_i , et leur charge (ions considérés comme simplement ionisé), on en déduit la Fonction de Distribution en Vitesse des Ions, FDVI à partir de l'équation de l'énergie cinétique :

$$f_i(v_i) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{m_i}} f_i(\epsilon)$$

La vitesse moyenne d'éjection des ions $\langle v_i \rangle$ est obtenue tel que :

$$\langle v_i \rangle = \frac{\int v_i(\epsilon) f_i(\epsilon) d(\epsilon)}{\int f_i(\epsilon) d(\epsilon)} \quad \text{avec} \quad v_i(\epsilon) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{m_i}}$$

À partir de la FDVI, la vitesse moyenne des ions dans cette condition est : $\langle v \rangle = 14,1 \text{ km/s}$ avec une distribution (largeur à mi-hauteur) avoisinant $5,8 \text{ km/s}$.

b. Mesures RPA temporelles

La méthode de dépouillement précédente nous permet d'obtenir les FDEI dans la plume du propulseur. Cependant le moyennage temporel de la mesure ne nous permet pas de connaître l'évolution temporelle des populations d'ion. Le développement de cette méthode a été suscité, d'une part, par la présence d'instabilités de Breathing mode, mais aussi par la forme particulière de la FDEI (non symétrique en présence de cette instabilité).

Afin d'étudier leur évolution en fonction du temps, la référence temporelle utilisée dans cette méthode sera l'instabilité périodique de Breathing mode, de l'ordre de quelques kHz et visible sur le courant de décharge. Pour ce faire, le courant d'ion collecté par la sonde $I_c(t)$ est enregistré en fonction du temps pour différentes tensions de filtrage V_{RPA} . Une série de caractéristiques $I_c(t)$ est enregistrée pour des potentiels appliqués sur la grille de $0 \text{ V} < V_{RPA} < 200 \text{ V}$, avec un pas de 5 V . Les courbes sont ensuite reconstruites pour différents temps puis traitées selon la méthode décrite précédemment afin d'obtenir les $f_i(\epsilon, t)$ présentées sur la Figure 38. En raison d'effets capacitifs dans le système de mesure initial, ce système agissait tel un filtre passe-bas de fréquence de coupure inférieure au kHz. Un système de mesure utilisant un amplificateur opérationnel de type convertisseur courant-tension large bande a été développé afin de mesurer le signal $I_c(t)$.

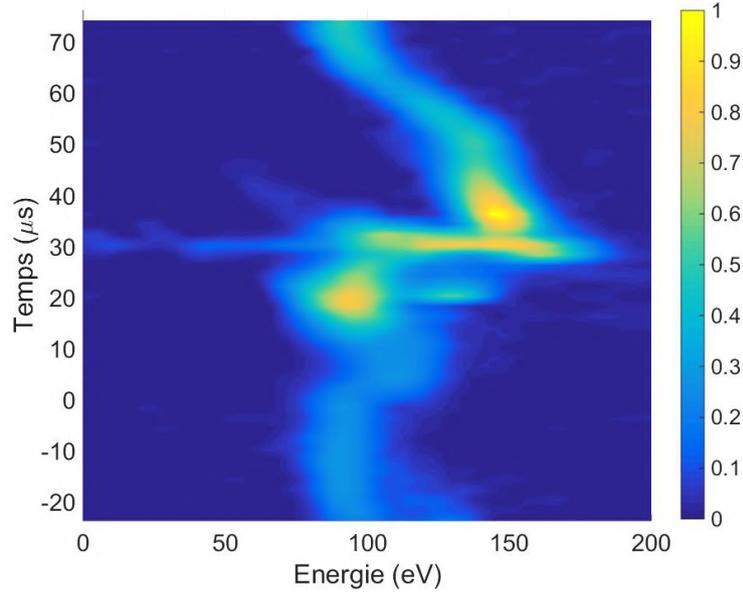


Figure 38 : Évolution temporelle de la FDEI normalisée et obtenue au niveau du collecteur de la sonde RPA. Fonctionnement simple étage, tension de décharge = 130V, débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm.

Connaissant la vitesse des ions (à partir de leur énergie) et la distance séparant le propulseur de la sonde (45 cm), les $f_i(\epsilon, t)$ en sortie du propulseur sont obtenues en assignant à chaque groupe d'ions d'énergie ϵ une valeur temporelle t' telle que :

$$t' = t - \frac{L_{Prop-RPA}}{v_i}$$

où $L_{Prop-RPA}$ représente la distance entre le plan de sortie du propulseur et le RPA et $v_i = \sqrt{2\epsilon/m_i}$ la vitesse des ions extrait. Cette méthode permet ainsi d'obtenir l'évolution temporelle de la FDEI en sortie du propulseur telle que présentée sur la Figure 39. On constate sur cette figure qu'il n'existe qu'une seule population d'ion dont l'énergie évolue en fonction du temps [57]. En effet, un premier pulse d'ions est expulsé avec une énergie avoisinant 90 eV ($t = -20 \mu s$), suivi d'une rapide augmentation de l'énergie des ions jusqu'à 140-150 eV (*supérieure à la tension de décharge, $t=0$*). Le pulse d'ions atteint ensuite un pic d'intensité à forte énergie ($t = 10 \mu s$) et enfin, diminue en intensité et en énergie pour ensuite recommencer le cycle.

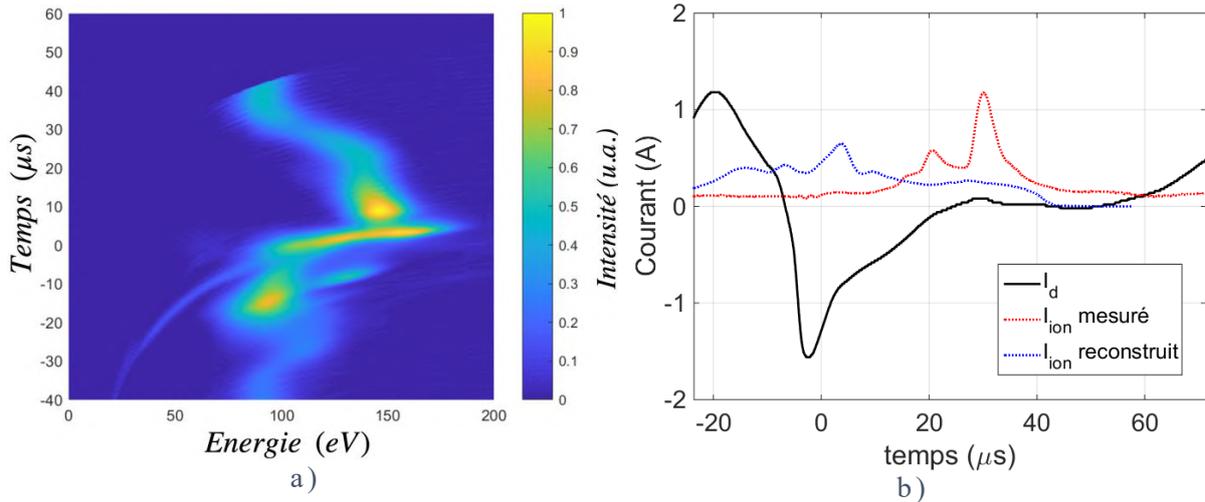


Figure 39: a) Évolution temporelle de la FDEI normalisée et « reconstruite » en sortie du propulseur. b) Composante alternative du courant de décharge (noir), évolution du courant d'ion collecté par la sonde RPA (en rouge) et évolution du courant d'ion reconstruit en sortie du propulseur (en bleu). Fonctionnement simple étage, tension de décharge = 130V, débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm.

La Figure 39 b) présente l'évolution du courant I_d (en noir) pendant un cycle d'instabilité de Breathing mode, avec en rouge, le courant d'ion collecté par la sonde RPA, I_{ion} mesuré, et en bleu, le courant d'ion reconstruit dans le plan de sortie du propulseur, I_{ion} reconstruit. Cette dernière courbe bleue est issue de l'intégration en énergie de la Figure 39 a). Ces distributions et leurs évolutions seront discutées dans le Chapitre III partie III.3.2.

II.3.3. Caméra Rapide et méthode de triangulation basée sur la parallaxe

Les propulseurs à courant de Hall sont souvent le siège d'instabilités azimutales. Celles-ci se traduisent par des différences locales de luminosité dans la direction azimutale. Nous avons vu dans la partie I.3.2 que ces structures portent aussi le nom de « Rotating Spokes ». L'intérêt d'étudier ces instabilités azimutales est soutenu par deux raisons principales : mieux les comprendre en apportant des éléments expérimentaux nouveaux à l'origine de la formation de telles structures et connaître leurs effets sur le transport de charges au travers de la barrière magnétique.

Les régions plus lumineuses que révèlent ces structures correspondent à des variations locales de densité et de température électronique. La littérature sur les Rotating Spokes dans les propulseurs à courant de Hall montrent aussi que leur vitesse de déplacement peuvent atteindre plusieurs centaines de m/s jusqu'à dépasser le km/s [15] [27] [28]. Les technologies actuelles permettent d'étudier ce phénomène sans le perturber, et l'utilisation de caméras à haute vitesse de capture est particulièrement adapté. En effet, leur fréquence d'acquisition est suffisamment élevée pour capturer ces variations de lumière dans le plan $\theta - r$ et permet ainsi de caractériser leur dynamique.

a. Principe de la mesure

Afin de caractériser ces structures, nous avons utilisé une caméra FASTCAM MiniAX50/100 avec un codage des données sur 16 bits en niveaux de gris, un objectif de 105 mm et une focale de 62 mm. Cette caméra est capable d'atteindre des vitesses de capture de plus de 500 000 ips (images par seconde). Cependant, la vitesse de capture est contrainte par la taille de la fenêtre d'observation. Plus la taille de l'image est grande, plus elle contiendra de pixels et plus la vitesse de capture sera lente (et inversement). Pour répondre à nos besoins, nous avons choisi une fenêtre de 128x64 pixels avec une vitesse de capture maximale pour ces dimensions de 127 500 ips. Cette vitesse définit un intervalle temporel $\Delta t \approx 7,8 \mu s$. L'intervalle est découpé principalement en deux sous-intervalles. Dans un premier temps, la matrice du capteur de la caméra est exposée à la lumière, c'est le temps d'exposition t_{exp} , suivi dans un second temps par l'enregistrement des données, c'est le temps d'enregistrement t_{enr} :

$$\Delta t = t_{exp} + t_{enr} \quad \text{avec } t_{exp} = 4 \mu s \text{ et } t_{enr} = 3,8 \mu s.$$

De par les dimensions du canal, cette vitesse de capture permet d'observer des structures se déplaçant à la vitesse maximale suivante :

$$v_{s; m} = \frac{1}{2} \frac{2\pi R_{moy}}{\Delta t} \frac{1}{m}$$

Avec $v_{s; m}$ la vitesse des spokes s , de mode m (indique le nombre de structures présentes dans le canal à un instant donné) et R_{moy} , le rayon moyen du canal (18 mm). Dans le cas où $m = 1$, la vitesse limite est de 7 250 m/s. Au-delà, le spoke se déplacera de plus d'un demi-tour (d'où le facteur 1/2) et il ne sera plus possible de différencier un spoke avec une forte vitesse de rotation tournant en sens horaire, d'un spoke plus lent tournant dans le sens antihoraire : c'est la limite d'échantillonnage¹. Dans le cas où plusieurs structures sont régulièrement réparties dans la direction azimutale cette vitesse limite est divisée par le nombre de structures m .

Le concept de double étage et la géométrie du propulseur ID-Hall (avec un canal accélérateur classique et une grande chambre d'ionisation en amont) nous ont poussé à vouloir localiser en 3D ces instabilités azimutales, selon les axes r , θ et z . Afin de pouvoir estimer axialement (en z) la position de ces structures, un système basé sur une méthode de triangulation par parallaxe a été développée. L'objectif est de pouvoir discerner les trois régions principales dans le propulseur : la « région proche » de l'anode, la « région 0B » (étage d'ionisation RF) et le « canal » (cf. Figure 40).

¹ Théorème de Shannon : La représentation discrète d'un signal exige des échantillons régulièrement espacés à une fréquence d'échantillonnage supérieure au double de la fréquence maximale présente dans ce signal.

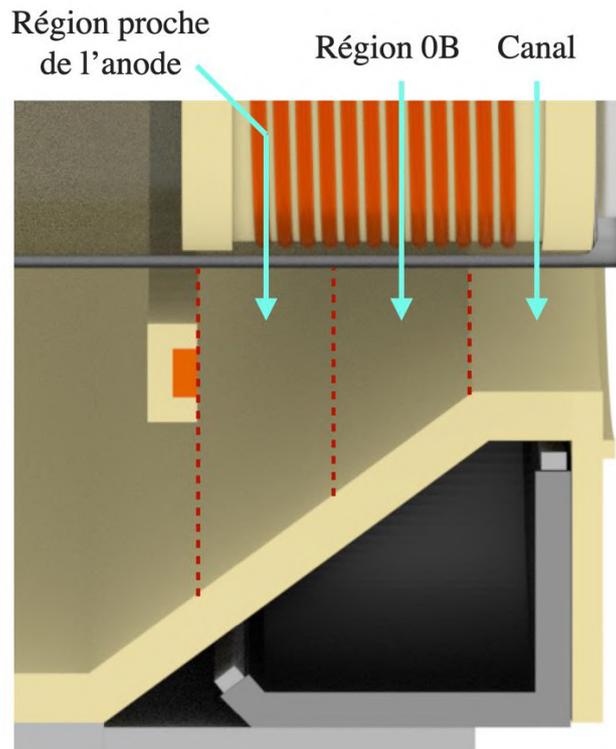


Figure 40 : Représentation du découpage axial du propulseur en trois zones distinctes.

Tel que le font nos yeux et notre cerveau pour visualiser un objet en 3D, deux points de vue suffisamment éloignés l'un de l'autre sont nécessaires pour trianguler la position de cet objet. À partir de deux images d'un même objet prises en des incidences différentes, l'observateur est alors capable d'estimer la distance le séparant de cet objet. C'est grâce à ces deux points de vue que la position axiale de ces instabilités est déterminée.

Afin de pouvoir étudier ces structures et de les comparer aux résultats dans la littérature, un premier point de vue a été fixé sur l'axe du propulseur. L'angle d'incidence i est nul, cette position est notée $i_1 = 0^\circ$. Le second point de vue a été choisi par contrainte expérimentale et afin de minimiser la perte d'information. En effet, puisque les parois du propulseur sont opaques, il n'est pas possible d'observer ces instabilités dans le plan perpendiculaire à l'axe du propulseur, z (de ce fait, nous avons choisi le second point de vue dans le prolongement de la paroi de la chambre du propulseur, à l'angle $i_2 \approx 30^\circ$ (cf. Figure 41 a)).

Pour enregistrer simultanément ces deux vues, nous avons positionné un miroir réfléchissant sur chacun de ces deux points de vue dans le but de renvoyer l'image du propulseur sur un prisme à 90° (cf. Figure 41 a)). Les deux images du propulseur obtenues sous ces deux incidences sont ensuite enregistrées simultanément par la caméra comme observé sur la Figure 41 b)).

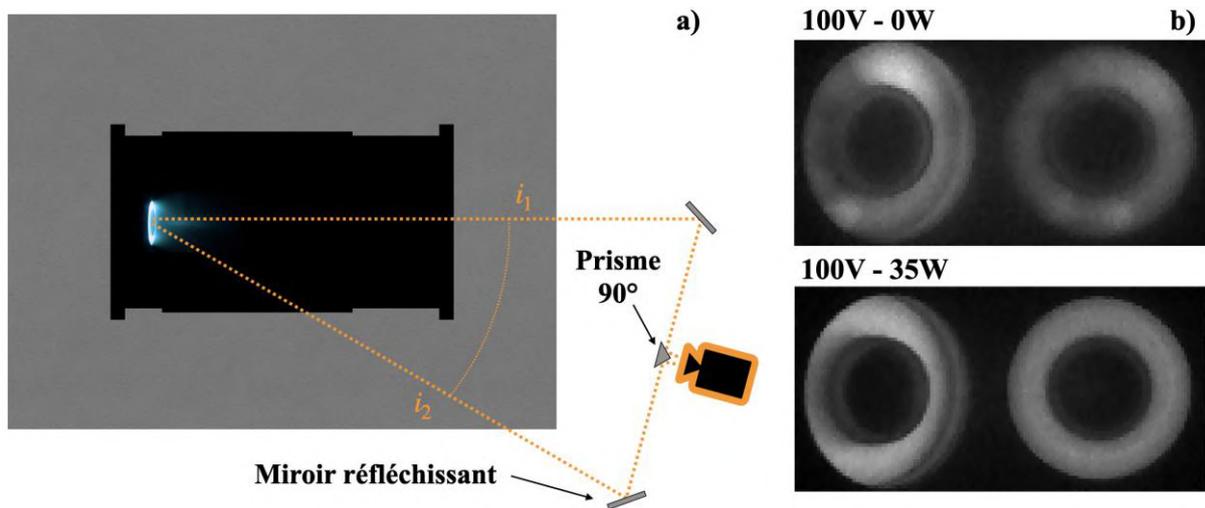


Figure 41 : a) Représentation schématique du dispositif expérimental vu de haut avec le caisson, le propulseur, les éléments optiques et la caméra. b) Exemples d'images enregistrées par la caméra en simple étage $U_d = 100V, P_{abs} = 0W$ et double étage $U_d = 100V, P_{abs} = 35W$.

Cette méthode de mesure optique a l'avantage d'être non intrusive et suffisamment précise pour localiser axialement les Rotating spokes dans la configuration ID-Hall. Du fait de la géométrie conique puis cylindrique du propulseur, des parois opaques à la lumière, du faible rapport signal/bruit et de la faible quantité de pixels, un programme de traitement des images a été développé sous *Matlab*. Ce programme détermine les paramètres de ces instabilités azimutales tels que la vitesse, le mode, la taille et la position $r - \theta - z$. Il est scindé en deux parties principales : une première traite l'image de face et détermine les paramètres vitesse angulaire, fréquence de rotation, mode et taille (paramètres classiquement obtenus dans la littérature) et une seconde utilise les deux points de vue pour localiser pour chaque image, les instabilités en $r - \theta - z$ (notamment la localisation axiale des spokes).

b. Caractéristiques des spokes : vitesse, fréquence, mode

Chaque mesure optique réalisée avec la caméra comprend une séquence de 150 images consécutives. La durée totale de cette séquence est de $\approx 1,2 ms$ (une durée bien supérieure à celle d'apparition ou de disparition des instabilités, permettant ainsi de les distinguer à travers plusieurs dizaines d'images).

Dans un premier temps, une première image est obtenue après moyennage de toute la séquence. L'objectif est de déterminer le centre et les contours du propulseur afin d'appliquer un masque ne laissant apparaître que le canal. Outre la suppression de données dans les régions de faible luminosité, une application précise de ce masque est nécessaire pour le traitement en 3D.

L'opération qui suit consiste à « déplier » chaque image : l'objectif est de passer d'une vue cartésienne $x - y$, à une vue cylindrique $\theta - r$, comme illustré sur les Figure 42 a) et b). À noter que dans notre cas, le passage d'une projection à l'autre est dit « non conforme » car les formes ne sont pas conservées. Les pixels seront d'autant plus étirés dans la direction azimutale

qu'ils seront proches du rayon interne du propulseur. L'image obtenue est donc rectangulaire et non trapézoïdale.

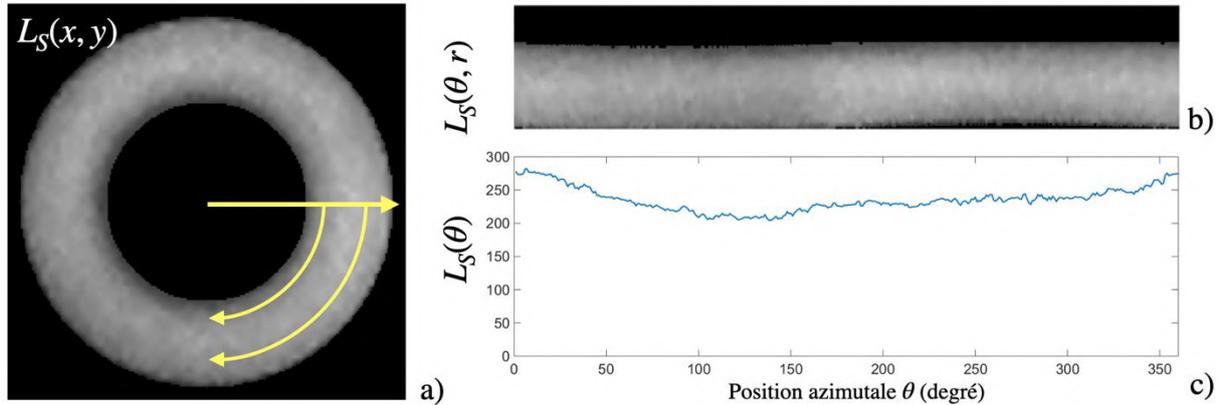


Figure 42 : a) Vue cartésienne de l'intensité lumineuse du plasma à travers le canal b) Projection non conforme de la vue cartésienne de a). c) Intensité lumineuse du canal en fonction de l'angle θ .

Nous obtenons ainsi un profil d'intensité lumineuse L_S en fonction de θ et r (cf. Figure 42 b)). En intégrant suivant la direction radiale, nous obtenons le profil de luminosité L_S en fonction de l'angle θ sur la Figure 42 c). Ces opérations sont appliquées successivement sur chaque image pour obtenir l'évolution temporelle $L_S(\theta, t)$ comme le montre la Figure 43.

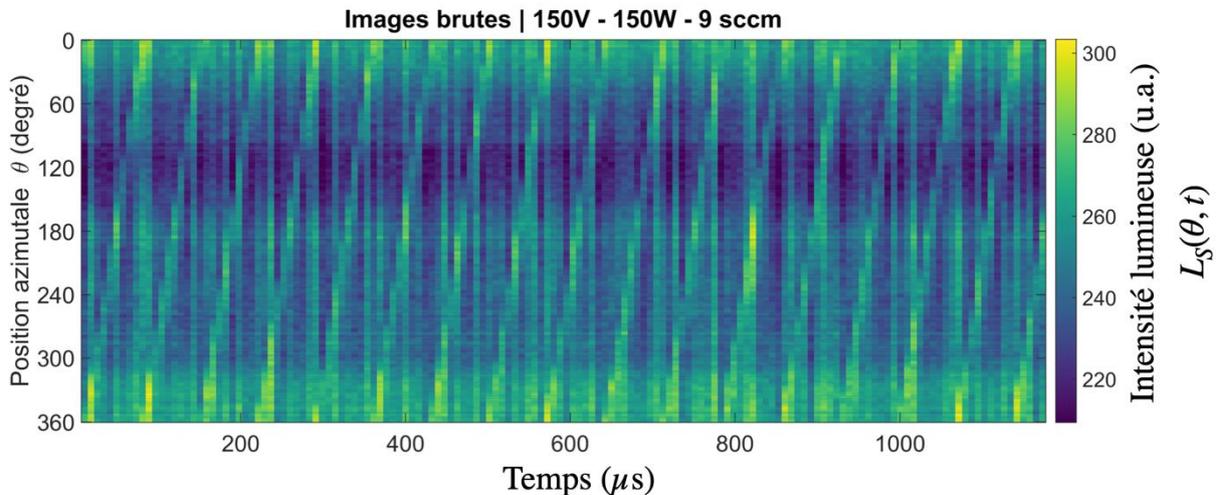


Figure 43 : Intensité lumineuse du plasma le long du canal en fonction du temps pour 150 images consécutives. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 9$ sccm. Tension de décharge $U_d = 150$ V. Puissance RF injectée $P_{inj} = 150$ W. (colormap : viridis)

Cette figure fait apparaître l'évolution de la luminosité du plasma en fonction du temps et de la position angulaire, que nous étudierons dans le Chapitre V. Suivant les conditions, nous pourrions observer sur ce type de vue des instabilités de *Breathing mode* et/ou de *Rotating spokes*. Le cas présenté sur la Figure 43 semble uniquement présenter des variations azimutales de luminosité en fonction du temps, difficiles à discerner, mais s'avère être un bon exemple pour l'application du traitement qui suit.

Dans le cas où des instabilités de *Breathing mode* (instabilités axiales) sont présentes, celles-ci se manifestent par des variations temporelles et régulières de luminosité dans tout le canal.

Pour éliminer numériquement cette instabilité et mettre en évidence des instabilités de type Rotating spokes, les courbes $L_S(\theta, t)$ de la Figure 43 sont normalisées à chaque instant par l'intensité maximale de l'image à l'instant t , tel quel :

$$\|L_S(\theta, t)\|_L = \frac{L_S(\theta, t)}{\max_{L_S(\theta, t)}}$$

Si plusieurs spokes sont présents sur une image et que leurs intensités sont différentes, il peut être difficile d'apprécier individuellement toutes les instabilités azimutales malgré une première opération de normalisation. Afin d'augmenter la sensibilité pour chaque angle θ , l'intensité lumineuse est normalisée par la moyenne temporelle de chaque angle tel que :

$$\|L_S(\theta, t)\|_{L,\theta} = \frac{\|L_S(\theta, t)\|_L}{\langle \|L_S(\theta)\|_L \rangle_t}$$

De cette façon, les régions de fortes intensités (dans le temps), ont une intensité plus faible alors qu'inversement, celles de faibles intensités sont plus marquées. À noter que la normalisation par le maximum d'intensité lumineuse est un traitement instantané de l'image. A contrario, la normalisation par la moyenne temporelle en chaque angle nécessite une série d'image contenant des variations azimutales de lumière ; c'est donc un traitement global de l'image.

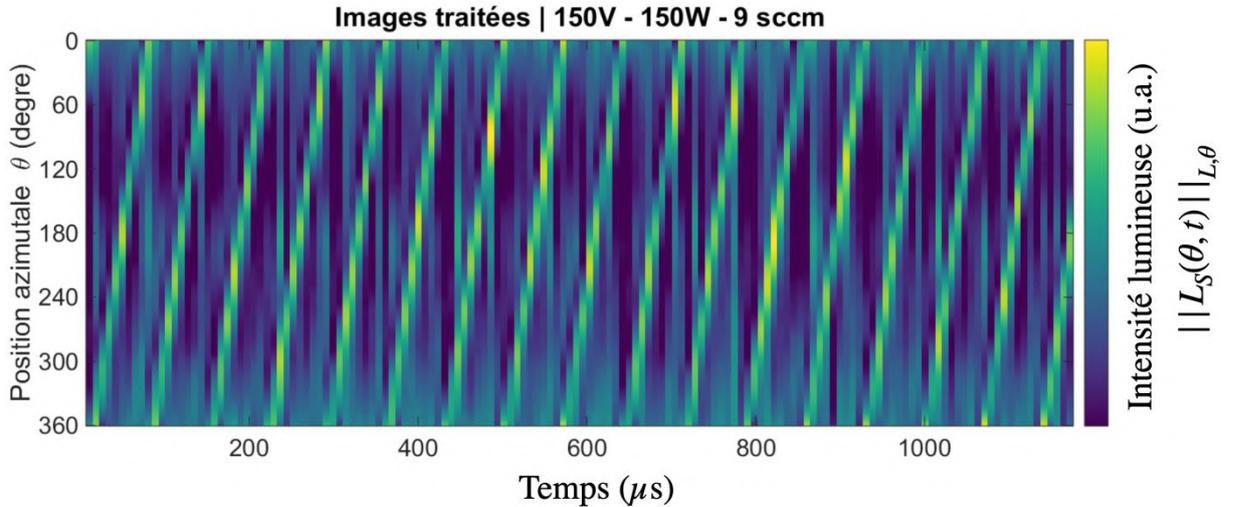


Figure 44 : Post-traitement de la Figure 43. Intensité lumineuse du canal en fonction du temps après les opérations de moyennage. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 9$ sccm. Tension de décharge $U_d = 150$ V. Puissance RF injectée $P_{inj} = 150$ W. (colormap : viridis)

La Figure 44 présente le résultat du traitement appliqué à la Figure 43. On peut clairement constater que dans cet exemple, il existe une instabilité se déplaçant azimutalement dans le canal. L'application de ce traitement permet de mettre en évidence l'intensité des Rotating spokes qui ne sont pas clairement visibles sur les données brutes. Déterminer les paramètres tels que la vitesse, la fréquence de rotation et le mode devient alors plus aisé.

Différentes méthodes existent dans la littérature afin de trouver la vitesse de rotation des spokes : suivi temporel du ou des maxima [16], transformée de Fourier discrète avec

l'utilisation de la « surface des spokes » [29] et la segmentation d'images [58]. Pour obtenir la vitesse de ces instabilités, nous avons utilisé une des propriétés de la transformées de Fourier 2D. En présence de Rotating spokes se déplaçant à une vitesse régulière (ce qui est le cas dans nos campagnes de mesures), les résultats $||L_s(\theta, t)||_{L,\theta}$ présentent une succession de bandes dont l'inclinaison est directement proportionnelle à la vitesse des spokes. Sur la Figure 44, ces bandes sont d'autant plus verticales que la vitesse de rotation est grande et inversement.

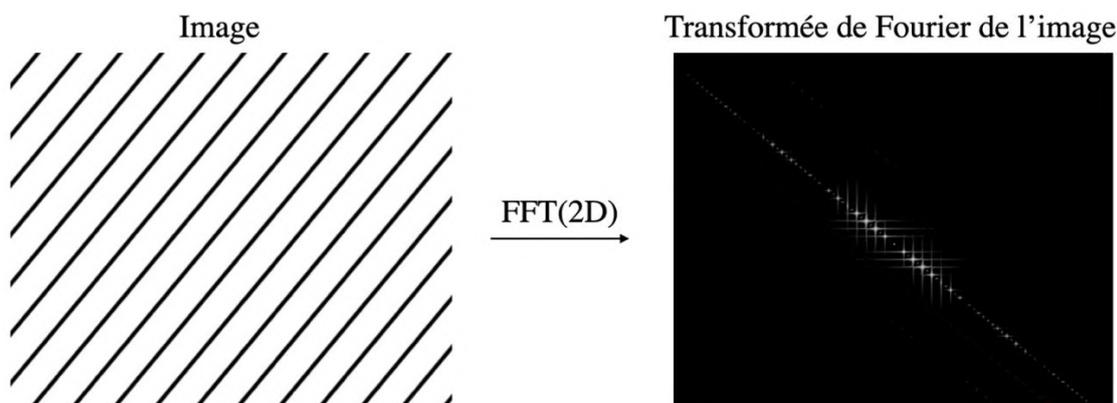


Figure 45 : Exemple de transformée de Fourier d'une image contenant une série de droites parallèles.

Tel que le présente la Figure 45, l'application d'une transformée de Fourier sur une image contenant des bandes régulières fait apparaître dans l'espace de Fourier des fréquences fondamentale et harmoniques, alignées dans la direction perpendiculaire aux bandes de l'image initiale.

À l'aide des positions de chaque pic dans l'espace des fréquences, une régression linéaire permet alors d'obtenir la pente α (Figure 46 a)). La transformée de Fourier de l'image Figure 44 est présenté sur la Figure 46 dont la régression linéaire est indiquée en vert.

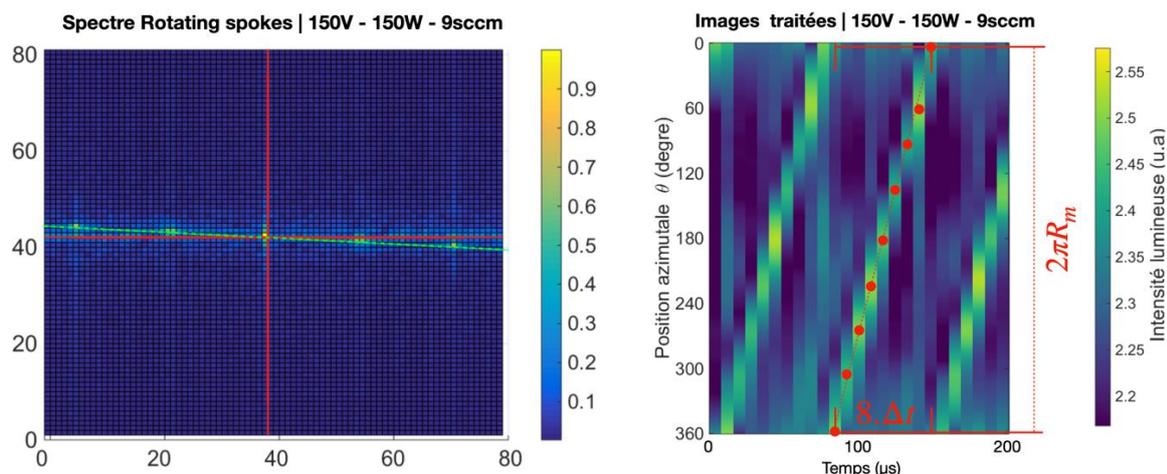


Figure 46 : a) Transformée de Fourier de l'image Figure 44. Les lignes rouges sont les axes principaux, la ligne verte est la régression linéaire des fréquences fondamentale et harmoniques qui caractérisent l'inclinaison des bandes dans l'image réelle. b) Exemple de la méthode de suivi des maxima sur la Figure 44.

Cette régression sur la transformée de Fourier est strictement perpendiculaire aux bandes régulières dans l'image initiale dont l'inclinaison est égale à $-1/a$. On en déduit la vitesse v_s et la fréquence f_s moyenne de rotation des spokes :

$$v_s = \left| \frac{1}{-a} \right| \frac{2\pi R_m}{\Delta t} \quad [m \cdot s^{-1}] \quad ; \quad f_s = \frac{v_s}{2\pi R_m} \quad [s^{-1}]$$

En appliquant cette méthode sur cet exemple, la vitesse de rotation est estimée à $v_s = 1,59 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. On peut aussi comparer ce résultat avec la méthode de suivi des maxima (cf. Figure 46 b)). Sur cet exemple, on constate qu'une instabilité réalise une révolution du canal ($2\pi R_m$) en 9 images ($8 \cdot \Delta t$). La vitesse estimée avec cette méthode est $v_s \approx 1,61 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Le sens de rotation horaire ou antihoraire est également déterminé par le signe du coefficient directeur a , ou plus simplement par lecture sur la Figure 44. Pour aider la visualisation des résultats et comparer les inclinaisons réelles et celles obtenues par transformée de Fourier, des exemples de pentes (en rouge) sont représentés sur la Figure 47.

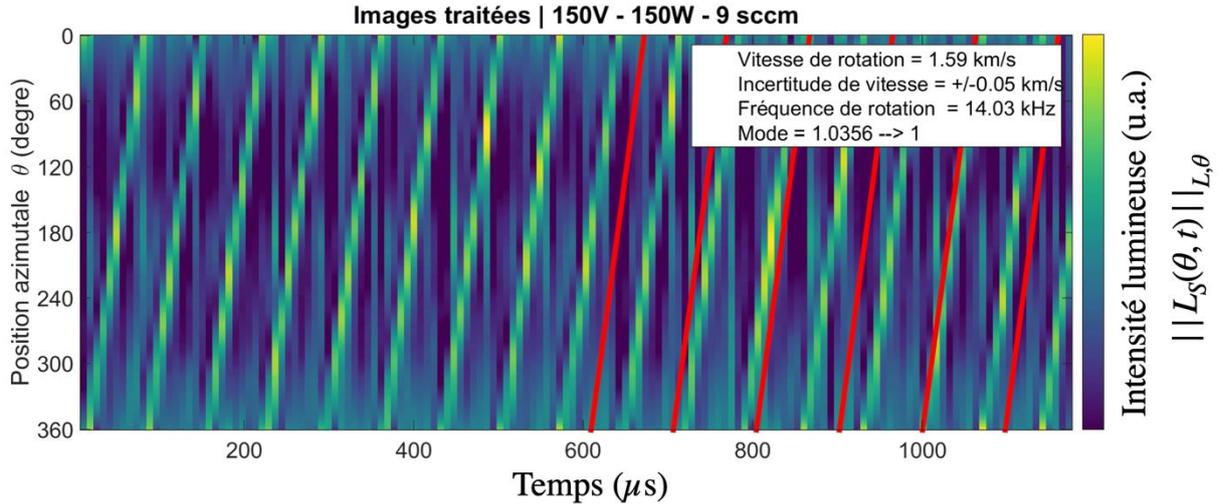


Figure 47: : Post-traitement de la Figure 43 avec en rouge, des exemples comparatifs de pentes directement issues de la transformée de Fourier.

L'incertitude sur la vitesse est quant à elle déterminée à partir de la largeur à mi-hauteur des pics (de fréquences fondamentales et harmoniques) dans l'espace de Fourier, ainsi qu'à la dispersion des points autour de la régression linéaire sur la Figure 46.

Enfin, le mode est déterminé par le rapport entre la fréquence de rotation des spokes f_s et la fréquence des oscillations lumineuses en fonction du temps. Nous pouvons aussi plus simplement l'obtenir en comptant le nombre de maximum lumineux existant à un instant donné sur la Figure 47.

c. Détermination de la position axiale de Rotating Spokes

Comme énoncé dans la sous partie a. , la position axiale des structures azimuthales est déterminée avec une méthode de triangulation basé sur la parallaxe. La Figure 48 a) présente une image obtenue avec la caméra comprenant les deux vues enregistrées simultanément. On observe sur la Figure 48 b) les différences azimuthales de luminosité du plasma, que ce soit sur la vue de face (à droite) ou de côté (à gauche).

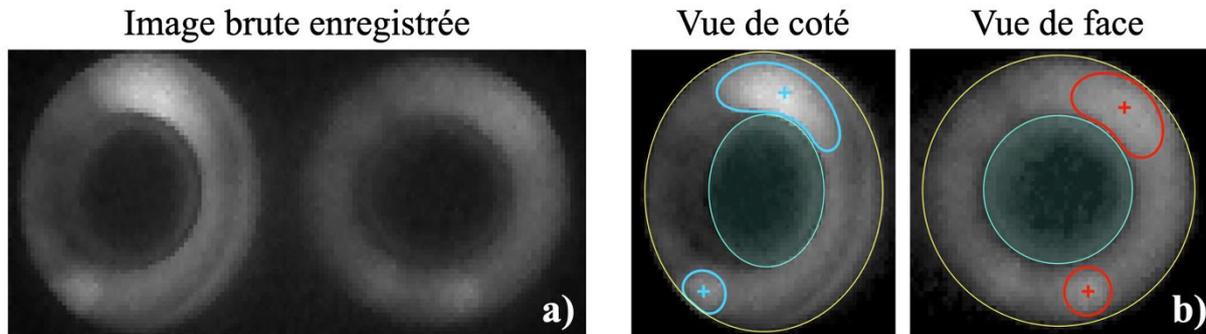


Figure 48 : a) Image brute enregistrée par la caméra (128 x 64 pixels). b) Mise en avant de deux spokes sur la vue de côté (en bleu) et la vue de face (en rouge) ainsi que des contours du propulseur.

Suivant la vue considérée, nous pouvons distinguer sur la Figure 48 b), des spokes qui n'ont pas la même position sur l'image. Ayant ainsi deux points de vue d'incidence différente autour du même objet, nous pouvons estimer la profondeur de ces deux instabilités. Dans notre cas, il s'agira de la distance séparant chaque spoke du plan de sortie.

Cependant, de par la géométrie du propulseur (en partie conique puis cylindrique) et des contraintes expérimentales avec des effets d'ombrages (dus aux parois du propulseur opaque à la lumière), des hypothèses ont dû être posées afin d'obtenir la position axiale z_s des spokes (cf. Figure 49 a)) :

- Pour chaque chemin optique permettant d'enregistrer les deux points de vue, les deux parois réfléchissantes (miroirs et prisme) et les éléments transparents (hublots du caisson et diverses optiques dans l'objectif de la caméra) entre le plasma et la caméra ont une aberration géométrique et absorption de lumière négligeable.
- Les chemins optiques des deux points de vue sont horizontaux et dans le même plan.
- Relativement à la taille du propulseur, l'enregistrement des images se fait à une distance suffisamment grande (3m) pour considérer une projection orthographique et donc aucun effet de perspective (le point de fuite est situé à l'infini).
- Le domaine d'instabilités azimuthales est borné latéralement par les parois du propulseur et axialement par l'anode au fond et par le plan de sortie.
- Le plasma est considéré comme optiquement mince : les photons émis par le plasma ne sont pas réabsorbés par ce dernier.

- Les instabilités plasma sont considérées comme sphériques.

À partir de ces hypothèses, les positions axiales des spokes sont obtenues en déterminant la distance d_s^* séparant chaque maximum d'intensité lumineuse entre les deux points de vue (cf. Figure 49 b)). À noter que par simplicité dans le traitement des images, le point de vue de côté est étiré d'un facteur $1/\cos(i_2)$. Ceci tend à augmenter la distance réelle entre les maxima d'intensité, dont nous devons tenir compte pour obtenir la profondeur : $d_s = d_s^* \cdot \cos(i_2)$.

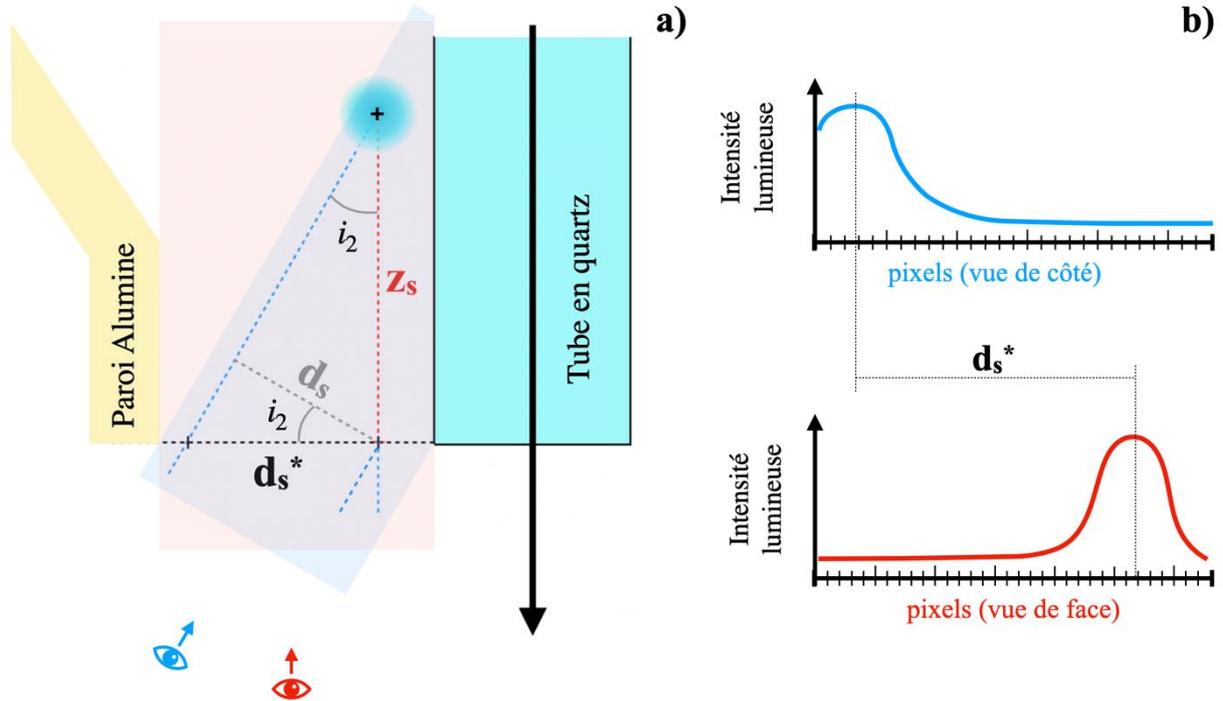


Figure 49 : a) Représentation schématique d'une coupe du propulseur ID-Hall dans le plan d'observation (horizontal) et des différentes longueurs caractéristiques à déterminer pour la méthode de triangulation. Position du spoke représentée par le symbole + noir. b) Représentation schématique des intensités lumineuses le long de la coupe suivant les deux points de vue.

Pour appliquer cette méthode au cas de la Figure 48, nous procédons à un premier traitement de l'image de face et de côté. Afin d'obtenir clairement l'intensité lumineuse des instabilités azimutales, nous soustrayons pour chaque image la luminosité constante du plasma (associée à la moyenne temporelle des 150 images de la séquence). Pour chaque pixel de coordonnées x, y de chaque image i et pour chaque point de vue v , la partie variable de la luminosité instantanée $L_{i,v}^*(x, y)$ est :

$$L_{i,v}^*(x, y) = \frac{L_{i,v}(x, y)}{\langle L_{i,v}(x, y) \rangle_{(x,y)}} - \frac{\langle L_{150i,v}(x, y) \rangle_t}{\langle \langle L_{150i,v}(x, y) \rangle_t \rangle_{(x,y)}}$$

$\langle L_{i,v}(x, y) \rangle_{(x,y)}$ est la moyenne spatiale de l'intensité lumineuse de chaque pixel contenu dans $L_{i,v}(x, y)$. $\langle L_{150i,v}(x, y) \rangle_t$ est la moyenne temporelle de la séquence de 150 images et $\langle \langle L_{150i,v}(x, y) \rangle_t \rangle_{(x,y)}$ sa moyenne spatiale.

Avec cette opération, nous obtenons la luminosité variable du plasma, révélant ainsi les instabilités. À noter que cette opération permet aussi de minimiser la réflexion constante de la

lumière émise par le plasma sur les parois du propulseur. En effet, alors que la paroi externe en alumine est bien visible sur la vue de côté (cf. Figure 50 a)), elle devient beaucoup moins marquée sur la vue de côté après traitement (cf. Figure 50 b)).

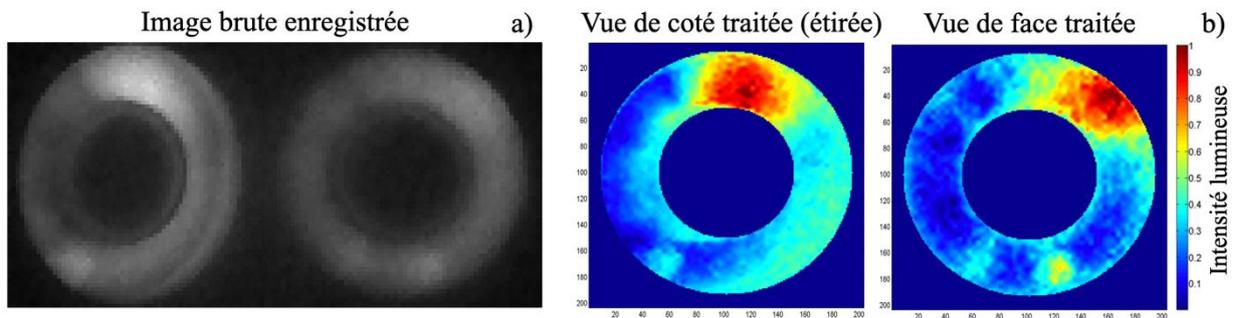


Figure 50 : Comparaison entre une image a) avant traitement et b) après traitement.

À partir de l'exemple sur la Figure 50, les instabilités sont localisées de la façon suivante :

- En premier lieu et à partir de la vue de face (cf. Figure 51 droite), sont déterminées les positions en r , en θ (symbolisés par un point magenta encadré de noir) et la taille des spokes.
- Avec le second point de vue (cf. Figure 51 gauche), on mesure la distance d_s^* séparant ce maximum, du prochain maximum de luminosité (point bleu encadré de noir) du côté de l'inclinaison (ici sur la gauche) et à la même hauteur que sur la vue de face.

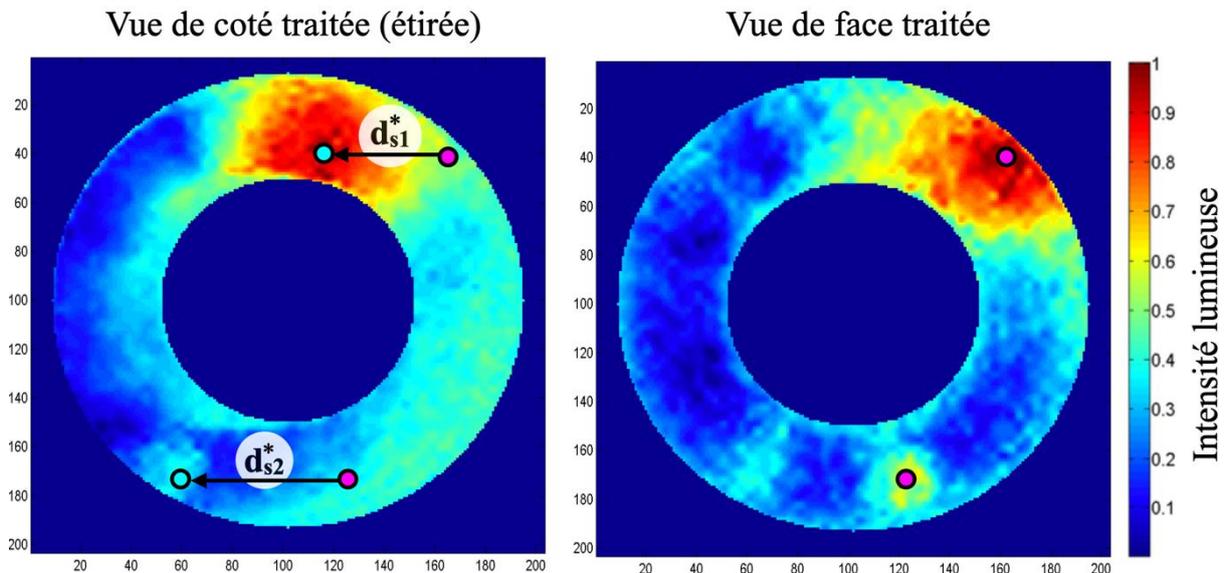


Figure 51 : Représentation en fausses couleurs de la luminosité variable du plasma. À droite, vue de face avec deux spokes ciblés. À gauche, vue de côté étirée avec deux spokes ciblés et leur distance d_s^* respective.

À partir de la distance d_s^* pour chaque spoke, on obtient la profondeur z_s par l'équation :

$$z_s = \frac{d_s^* \cdot \cos(i_2)}{\sin(i_2)} = \frac{d_s^*}{\tan(i_2)}$$

On peut alors reconstituer en 3D les instabilités tel que le présente la Figure 52 ((a) vue 3D et (b) plan $r - z$).

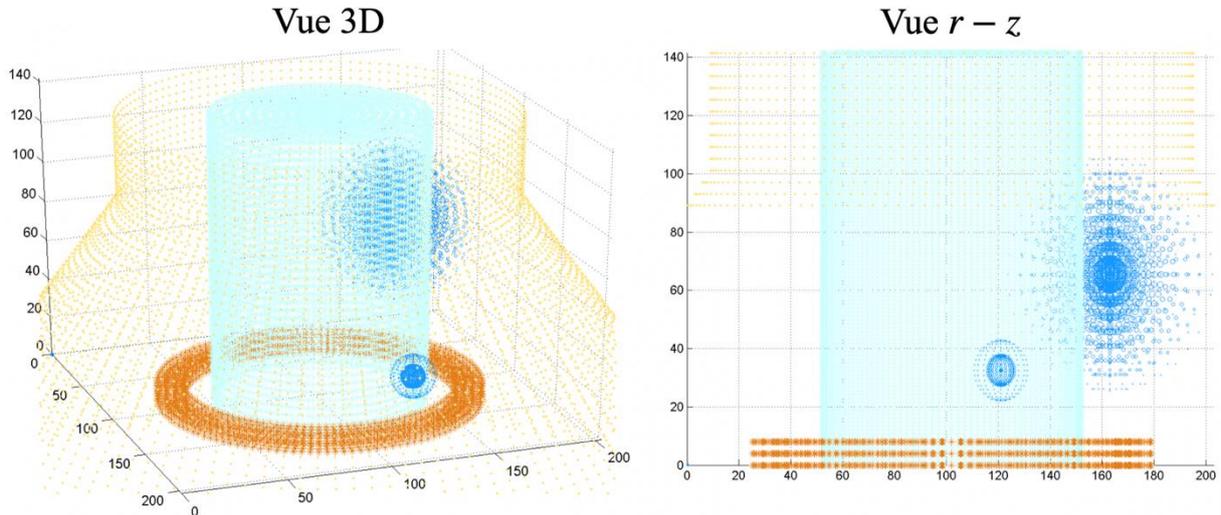


Figure 52 : Vue 3D et vue $r - z$ des parois du propulseur (jaune et cyan), de l'anode (orange) et des spokes ciblés dans la Figure 51. Les dimensions du propulseur sont en pixels.

L'exemple présenté dans cette situation est favorable au dépouillement par la méthode de triangulation. Cependant, lorsque les spokes sont localisée proche de l'anode (loin du plan de sortie), ils peuvent être cachés par les parois opaques du propulseur et il devient alors difficile de les localiser axialement.

d. Limitation de la méthode de triangulation

Afin de connaître le domaine de visibilité et de comparer les résultats entre positions réelles et positions déterminées par cette méthode, nous avons utilisé trois pointeurs lasers permettant de positionner trois sources lumineuses réparties azimutalement.

Dans ce propulseur, la position axiale de l'anode est un degré de liberté que nous pouvons ajuster sur une distance de 4 cm. Au maximum, la surface de l'anode peut être placée à $1,25 \pm 0,5$ cm du plan de sortie et jusqu'à 4 cm en amont de cette position. Connaissant la position relative de l'anode à $\pm 0,5$ cm, on peut en déduire la position des points lumineux provenant de la réflexion diffuse du laser sur la surface de l'anode (cf. Figure 53).

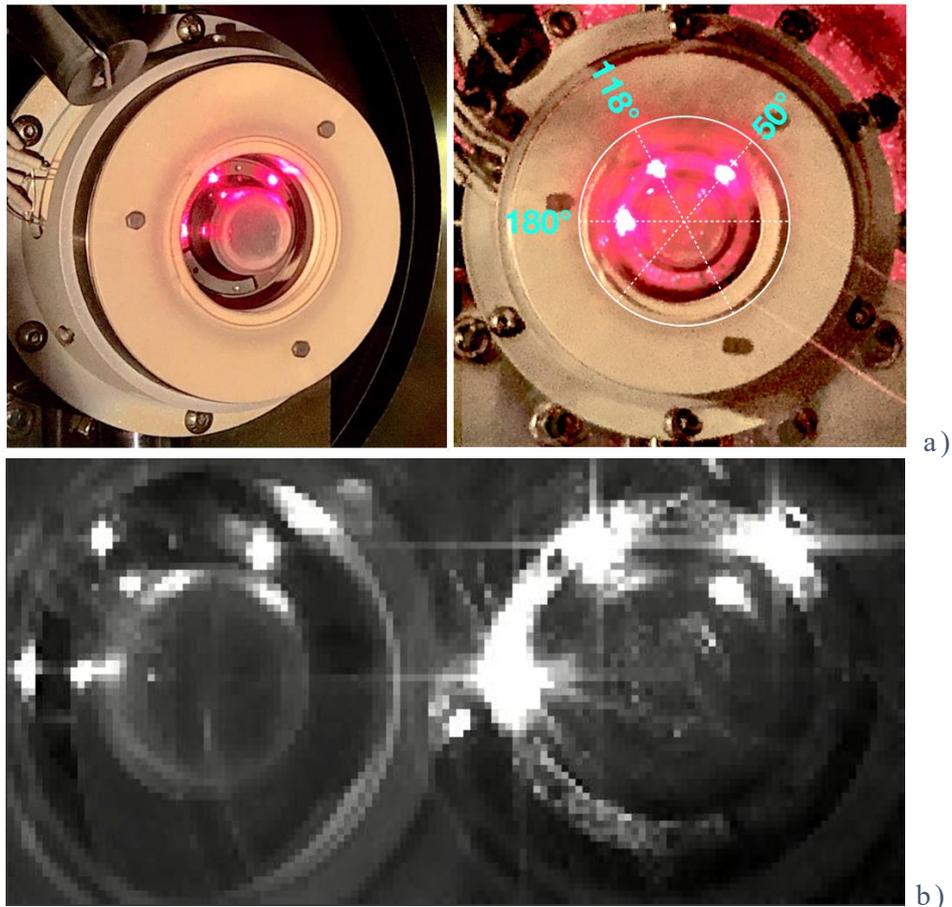


Figure 53 : a) Dispositif d'imitation des spokes photographié de côté et de face. b) Exemple Image enregistrée par la caméra rapide.

Différentes acquisitions ont été réalisées en déplaçant l'anode sur 3,5 cm afin d'étudier la sensibilité de cette méthode de triangulation. Les points lumineux représentant les spokes sur la Figure 53 b), sont réparties suivant trois régions azimutales qui, de par les effets d'ombrage dans la direction axiale, sont favorable (50°), défavorable (180°) et intermédiaire (118°).

La Figure 54 présente l'évolution de la position de l'anode (en noir) et celle des instabilités (en couleurs) obtenues par la méthode de triangulation. La région entre 0 mm et 12 mm de profondeur ne présente pas de données car elle correspond à la zone d'inaccessibilité de l'anode.

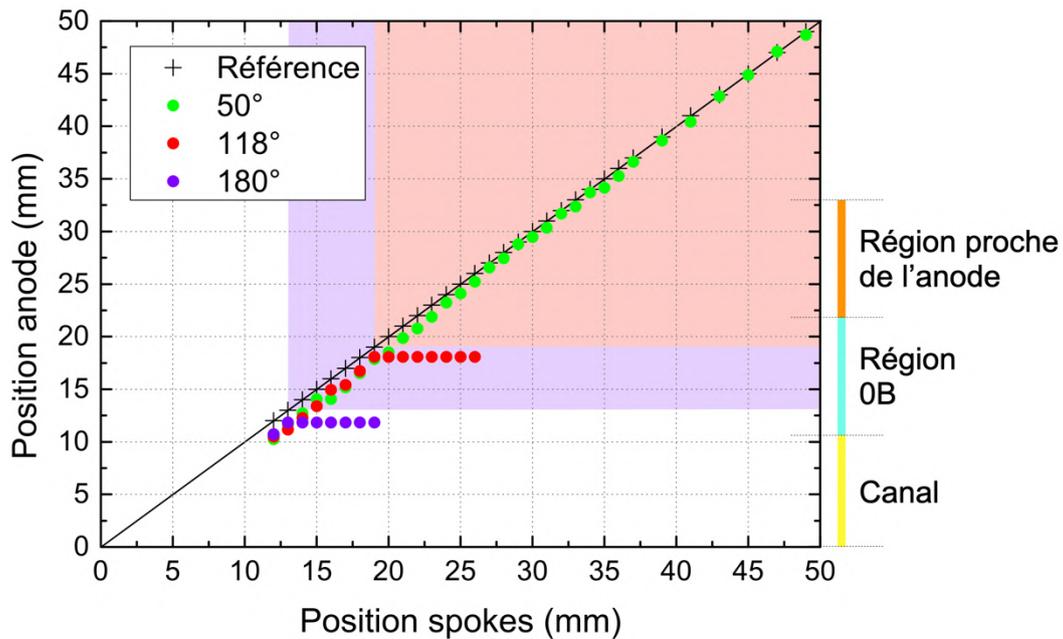


Figure 54 : Représentation de la position axiale des instabilités obtenue par la méthode de triangulation en fonction de leur position réelle (position de l'anode) pour différentes positions azimutales.

On constate sur cette figure que les différentes profondeurs obtenues par la méthode de triangulation approchent les différentes positions de l'anode à 2 mm près. La sensibilité de cette méthode permet ainsi de clairement distinguer la position de spokes parmi les 3 régions principales : canal, région 0B et région proche de l'anode.

On note, cependant, que pour 13 mm à 180° et 19 mm à 118°, les positions calculées sont éloignées de la position réelle de l'anode. En effet, à cause des parois opaques, toutes les positions axiales ne peuvent être obtenues. L'absence d'information est donc symbolisée par les zones colorées, correspondant aux régions occultées sur la vue de côté. A titre d'exemple, dans le cas où l'anode est reculée à son maximum, le point situé à $\theta = 180^\circ$ n'est pas visible sur la vue de côté. Il est donc impossible de déterminer la position de l'instabilité. Cependant et à défaut de ne pouvoir l'observer sur la vue de côté, il est possible de déterminer le volume où l'instabilité n'est pas présente. La Figure 54 nous permet de constater que toute la profondeur du canal est visible dans les 3 cas présentés. Si une instabilité située à $\theta = 180^\circ$ n'est pas visible sur la vue de côté, c'est donc qu'elle se situe en amont du canal, dans la région 0B ou proche l'anode.

II.3.4. Anode segmentée

Une anode segmentée a aussi été fabriquée de manière à suivre la signature électrique des Rotating Spokes [28] [29].

Cette anode (présentée sur la Figure 55) est un anneau plat en acier amagnétique de diamètres intérieur et extérieur de 32 mm et 40 mm, respectivement. Elle est entourée latéralement et à l'arrière par un disque en céramique et est découpée en 4 segments réguliers.

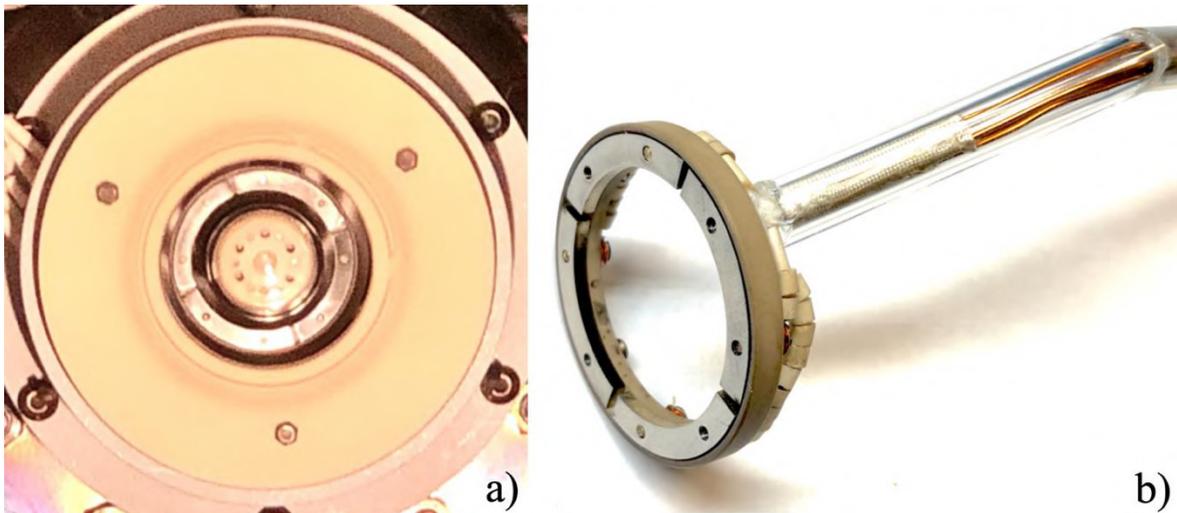


Figure 55 : a) Photographie de l'anode segmentée installé dans le propulseur. b) Anode segmenté seule, prête à être installée.

Chaque segment est relié à l'alimentation de décharge par l'intermédiaire d'un capteur de courant magnéto résistif (NT-5, F.W. Bell [59]). Le courant de décharge total est ensuite mesuré par un dernier capteur placé entre les segments (reliés) et l'alimentation tel que le montre la Figure 56.

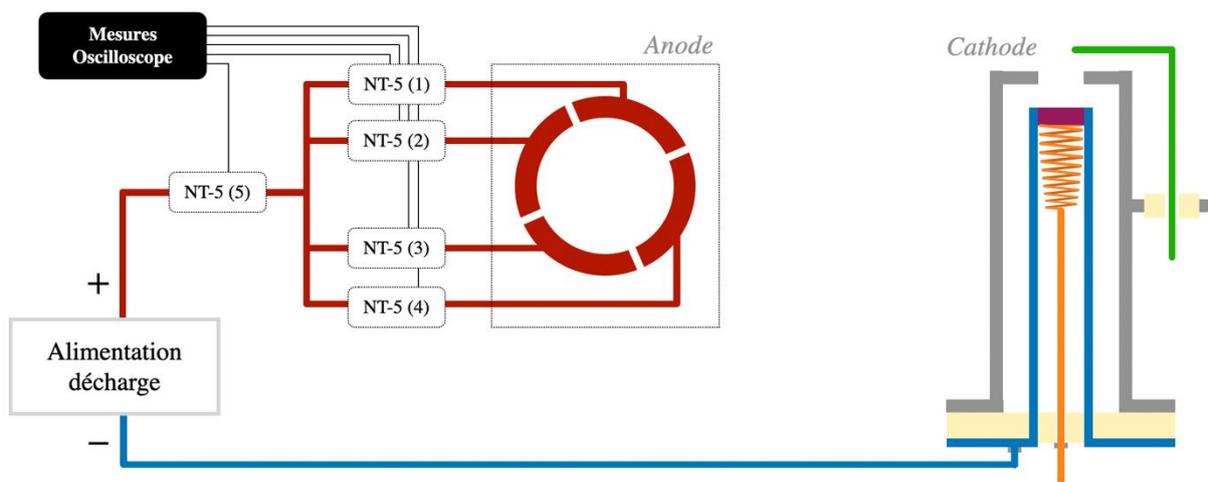


Figure 56 : Schéma électrique du dispositif de mesure du courant avec l'anode segmentée

Ce dispositif permet ainsi de suivre les variations temporelles du courant collecté avec une résolution spatiale dans la direction azimutale. La sensibilité de chaque capteur est inférieure à 0,3% et leur temps de réaction est inférieur à 150 ns.

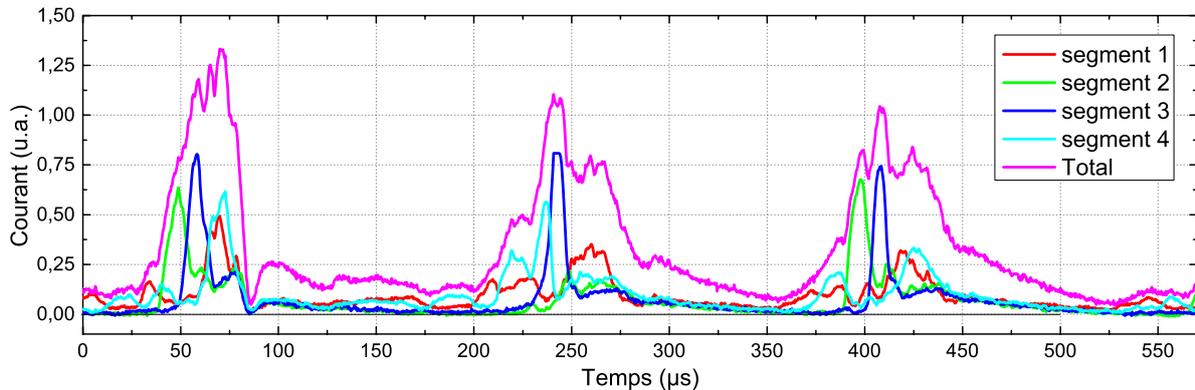


Figure 57 : Exemple de résultat obtenu avec les anodes segmentées. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$. Tension de décharge $U_d = 120 \text{ V}$. Fonctionnement simple étage.

La Figure 57 est une illustration de l'évolution du courant de décharge collecté sur les 4 segments de l'anode (rouge, vert, bleu, cyan) au cours du temps. Le courant de décharge total est aussi représenté en magenta au cours du temps avec des pics réguliers d'intensité proches. On constate d'autres pics d'intensité plus faible sur chaque segment de l'anode et dont les intensités respectives évoluent au cours du temps. Nous traiterons ces évolutions dans le Chapitre V consacré aux instabilités plasma.

II.4. Modèle numérique HALLIS

HALLIS est un logiciel de simulation 2D dans le plan $r - z$ basé sur un modèle hybride. Les électrons du plasma sont traités tel un fluide alors que les ions sont décrits de façon cinétique tels des particules [60]. Ce modèle a été développé au laboratoire Laplace et permet de modéliser des sources d'ions tels que les propulseurs à courant de Hall.

Le modèle fluide pour les électrons consiste à résoudre les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie en supposant une distribution maxwellienne de leur vitesse.

Les trajectoires des ions positifs et des atomes neutres sont obtenues en intégrant les équations du mouvement. Ces dernières tiennent compte des collisions et des interactions avec les parois :

Pour les atomes neutres, seules les collisions avec les parois sont prises en compte : interactions spéculaires ou diffusives.

Pour les ions, les collisions avec des atomes neutres et les recombinaisons à la paroi (neutralisation des ions en atomes) sont prises en compte.

Ce modèle quasi neutre nous permet aussi d'obtenir le champ électrique à partir de la continuité du courant. Le transport $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ à travers la barrière magnétique est quant à lui décrit par des coefficients empiriques. Ces coefficients de mobilité effective et de pertes d'énergie sont définis dans les références [12] [61] [62] [63]. Dans ce modèle, il est supposé un équilibre entre la force électrique et le gradient de pression le long des lignes de champ magnétique.

Initialement développé pour des propulseurs à courant de Hall avec un canal annulaire, ce modèle a été modifié de façon à prendre en compte la géométrie du propulseur ID-HALL. En parallèle des études expérimentales, des modélisations ont donc été effectuées pour plusieurs régimes de fonctionnement du propulseur.

a. Fonctionnement en simple étage

L'un des paramètres nécessaires au fonctionnement du modèle est l'utilisation de la distribution du champ magnétique générée par *FEMM* (cf. II.2.1). À cela s'ajoutent les positions de l'anode et de la cathode indiquées sur la Figure 58. Les dimensions du domaine de simulation axisymétrique sont 5 cm x 5 cm.

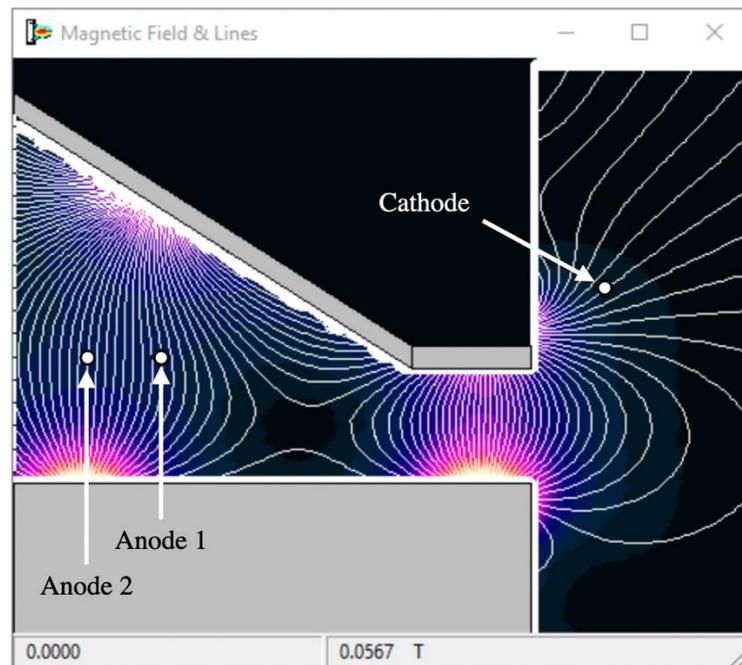


Figure 58 : Cartographie magnétique du propulseur ID-HALL. Les positions de l'anode (2,5 cm du plan de sortie pour l'anode 1 et 3 cm pour l'anode 2) et de la cathode sont indiquées par des ronds blancs.

Dans cette première situation nous allons comparer les résultats suivant deux positions d'anode différentes. La tension appliquée sera de 250 V avec un débit de Xénon dans le propulseur de $2 \text{ mg} \cdot \text{s}^{-1}$ ($\approx 22 \text{ sccm}$). Dans ces conditions, les coefficients de transport anormal utilisés ici sont :

$$\alpha_{in} = 0,2 \quad \alpha_{\epsilon,in} = 0,2 \quad k_{out} = 1$$

Le modèle prédit un bon fonctionnement du propulseur en simple étage. Le courant de décharge est relativement constant à basse fréquence (1 – 40 kHz) mais présente des oscillations de hautes fréquences (100 – 500 kHz). La Figure 59 présente quelques résultats pour les deux positions d'anode.



Figure 59 : Performances calculées du propulseur ID-HALL en fonctionnant simple étage, pour un débit de $2 \text{ mg} \cdot \text{s}^{-1}$ de Xénon et une tension de 250 V. L'anode est positionnée à 2,5 cm du plan de sortie (Anode 1 à gauche) et à 3 cm (Anode 2 à droite).

Dans le cas de l'anode 1, la simulation donne une efficacité moteur $\eta_{\text{prop}} = P_{\text{méca}}/P_{\text{elec}} = 47\%$, un courant de décharge $I_a = 1,4 \text{ A}$, une poussée $T = 25 \text{ mN}$, une impulsion spécifique $I_{sp} = 1520 \text{ s}$, une efficacité d'ionisation $I_{\text{ion}}/I_a = 0,86$ et une fraction du courant d'ion $I_{\text{ion}}/I_a = 0,93$ (expérimentalement observé entre 0,7 et 0,8 [64]). Ce dernier paramètre peut être significativement diminué si l'on prend des coefficients de transport anormal plus grands.

Dans le deuxième cas avec une anode plus au fond (anode 2), l'efficacité moteur, le courant de décharge, la poussée et l' I_{sp} sont plus faibles, mais la fraction du courant d'ion est améliorée.

La Figure 60 présente la distribution de potentiel électrique entre l'anode et la cathode et met en évidence une différence de répartition près de l'anode.

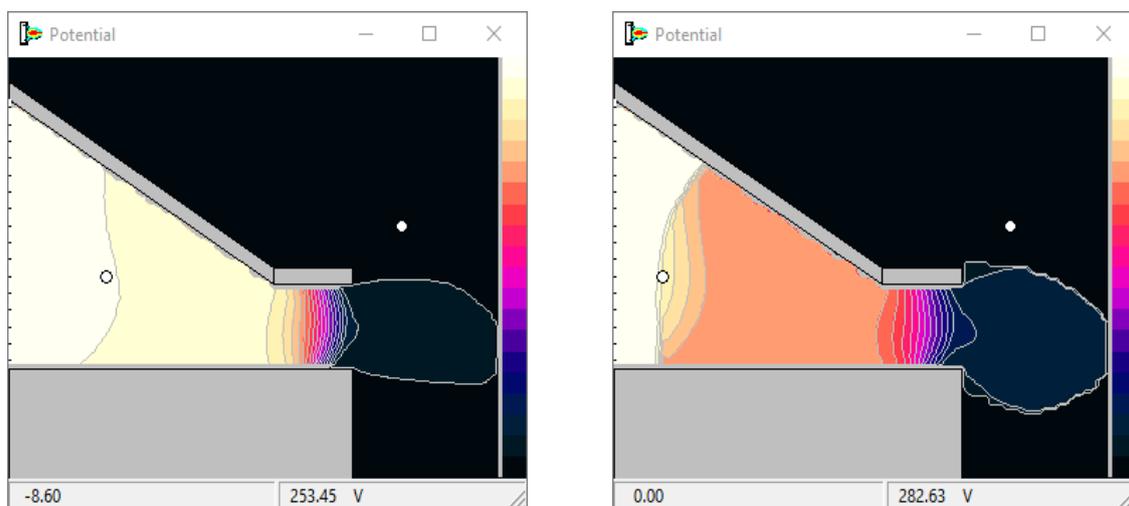


Figure 60 : Distribution moyennée du potentiel pour 250 V. Débit de $2 \text{ mg} \cdot \text{s}^{-1}$ de Xénon et une tension de 250 V. L'anode est positionnée à 2,5 cm du plan d'extraction (Anode 1 à gauche) et à 3 cm (Anode 2 à droite).

Dans le cas où l'anode se situe la plus en amont, le champ électrique semble augmenter près de cette dernière. En raison de la barrière magnétique au fond de la chambre d'ionisation, ce champ électrique semble s'imposer afin que les électrons puissent atteindre l'anode. Ce n'est pas le cas si l'anode est placée dans une zone où le champ magnétique est plus faible, au-delà de la barrière magnétique (cas Anode 1 à gauche).

Sur la Figure 61 avec l'anode située à 2,5 cm du plan de sortie sont présentées les distributions de densité plasma et densité de neutres (échelle log), l'énergie moyenne électronique (échelle linéaire), et le taux d'ionisation (échelle log).

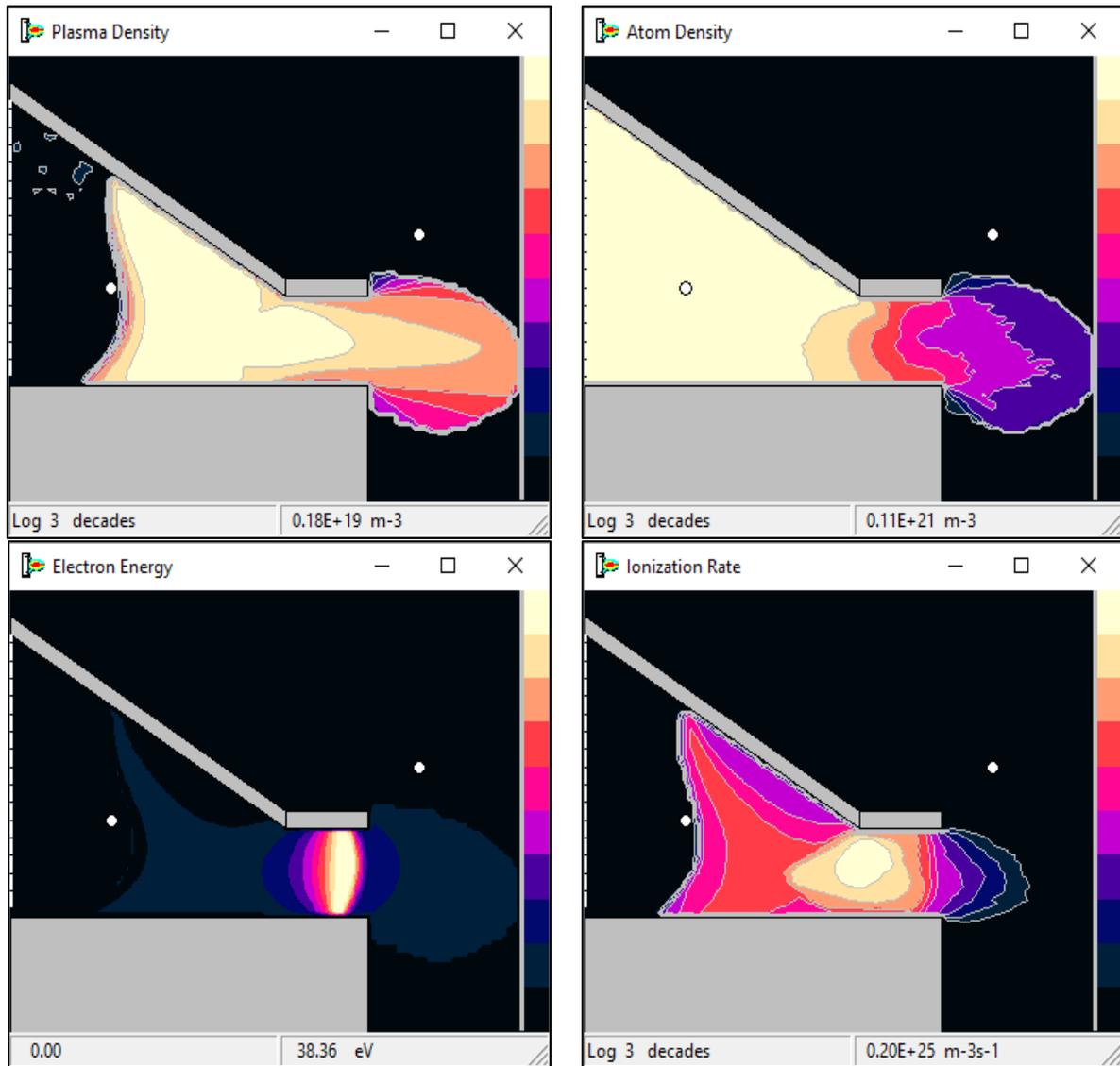


Figure 61 : Distributions spatiales moyennées dans le temps de la densité de plasma, densité d'atome, énergie moyenne électronique et taux d'ionisation pour 250 V, $2 \text{ mg}\cdot\text{s}^{-1}$ (anode à 2,5 cm du plan de sortie).

En fonctionnement simple étage, la densité de plasma maximale est de $1,8 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ avec une énergie moyenne maximale d'environ 38 eV. La région où le taux d'ionisation est maximum est situé à l'entrée du canal. Cependant ce taux s'avère non négligeable à l'intérieur de la chambre d'ionisation. En raison de la longueur relativement réduite du canal par rapport

à celle d'un propulseur standard et au plus grand volume en amont de ce canal, l'ionisation des neutres semble se propager dans cette région jusqu'à l'anode.

À l'aide de ce modèle nous pouvons constater que les performances du propulseur semblent, entre autres, dépendre de la position de l'anode. Si celle-ci est trop au fond de la chambre d'ionisation, une chute de potentiel non négligeable se produit dans la barrière magnétique arrière. La chute de potentiel vue par la plus grande partie des ions (créés à l'entrée du canal) est donc inférieure à la tension appliquée, ce qui diminue l'efficacité du propulseur. Ce paramètre sera étudié expérimentalement.

b. Fonctionnement en double étage

Le fonctionnement en double étage a été testé avec un débit de $2 \text{ mg} \cdot \text{s}^{-1}$ et pour des tensions de décharge appliquées de 50 V (insuffisante pour un fonctionnement en simple étage dans le modèle) jusqu'à 250 V. La puissance RF est déposée avec une distribution Gaussienne en z et en r représentée sur la Figure 62.

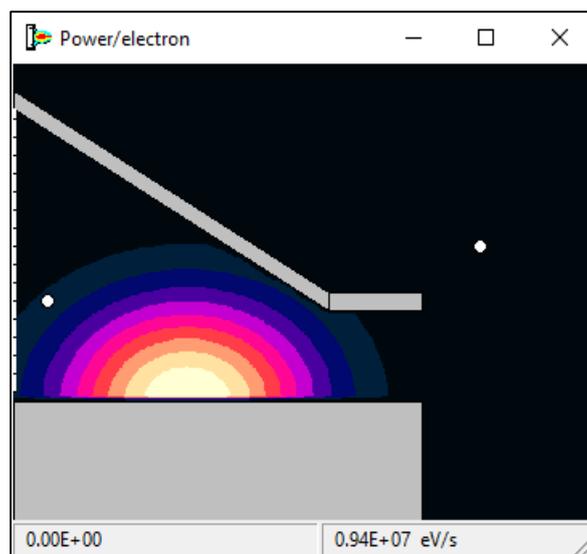


Figure 62 : Distribution spatiale de la puissance RF, P_{RF} absorbée par électron (l'unité correspond ici au cas 100V, 100 W). La même forme de distribution est utilisée pour tous les cas.

La Figure 63 a) et b) représentent respectivement la poussée et l'efficacité en fonction de la puissance totale, pour trois valeurs de la tension de décharge appliquée et pour plusieurs valeurs de la puissance RF absorbée (de 0 à 300 W).

Sur la Figure 63 a), pour une tension de 250 V, la poussée augmente de 25 mN à 37 mN pour une puissance RF absorbée de 0 W (simple étage) à 300 W (double étage). L'efficacité η_{prop} avoisine 45%, mais reste sensiblement constante dans cette gamme de puissance RF (cf. Figure 63 b)).

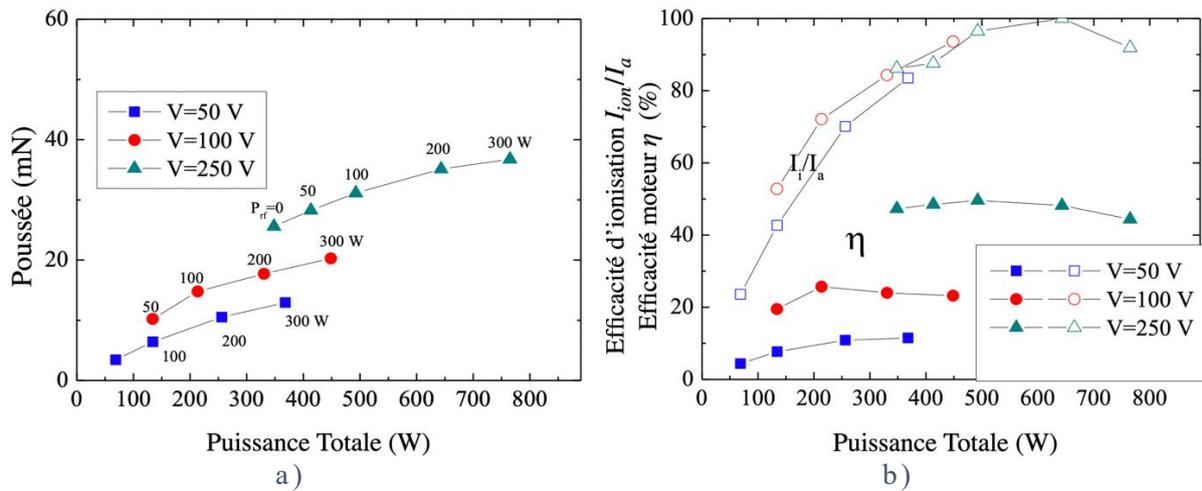


Figure 63 : a) Poussée en fonction de la Puissance totale (DC+RF) b) Efficacité du moteur η et efficacité d'ionisation, I_{ion}/I_a en fonction de la puissance totale. Étude pour différentes tensions de décharge 50V, 100V, et 250 V, et pour plusieurs valeurs de la puissance RF de 0 à 300 W.

À des tensions de décharge pour lesquelles le moteur ne fonctionne pas en simple étage (d'après le modèle), i.e. 50 V et 100 V, il est possible d'extraire des ions créés dans l'étage d'ionisation, mettant en évidence un fonctionnement double étage. À 100 V – 100 W, la poussée est de 15 mN alors que l'efficacité du moteur avoisine 25%. Le flux de neutres n'est cependant ionisé qu'à environ $I_{ion}/I_a \approx 50\%$ et plus de 300W de puissance RF sont nécessaires pour atteindre plus de 90% d'ionisation.

La Figure 63 b) montre également que lorsque la tension de décharge est largement inférieure à celle nécessaire pour entretenir le plasma (50 V), l'énergie déposée par la source RF permet d'ioniser une grande partie du flux de gaz dans la chambre d'ionisation. Le modèle prédit donc que la source inductive est capable d'ioniser jusqu'à 80% des neutres pour une puissance RF absorbée de 300 W.

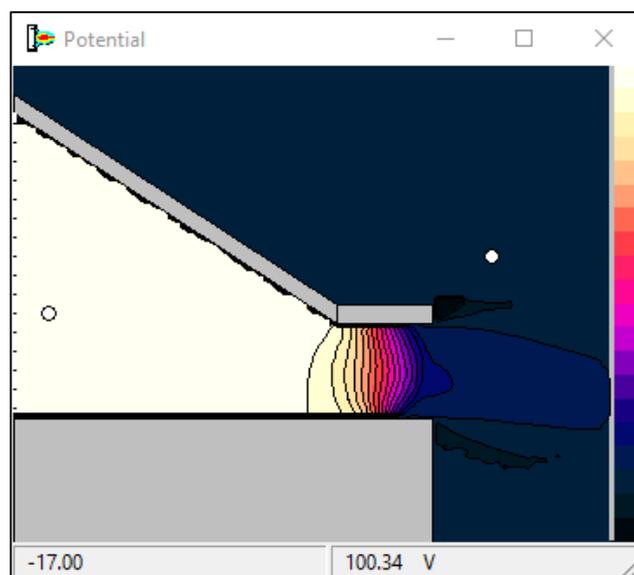


Figure 64 : Distribution du potentiel avec $U_d = 100V$ et $P_{RF} = 100W$.

La Figure 64 présente la distribution 2D du potentiel à 100 V - 100 W avec une anode placée à 3 cm du plan de sortie du propulseur. Nous avons vu en simple étage à 250 V que la position de l'anode dans la barrière magnétique arrière impliquait une chute du potentiel dans le canal et à proximité de l'anode. En double étage, nous constatons que la chute de potentiel est uniquement localisée au niveau du canal. La puissance RF déposée par la source semble améliorer la conductivité des électrons dans la chambre d'ionisation et par conséquent au niveau de la deuxième barrière proche de l'anode. Il sera intéressant expérimentalement d'étudier précisément l'évolution des fonctions de distributions en énergie des ions dans la plume en simple et double étage par sonde RPA.

La Figure 65 présente les distributions de densités de plasma, de densité de neutres, le taux d'ionisation et l'énergie moyenne des électrons avec une puissance RF de 100W.

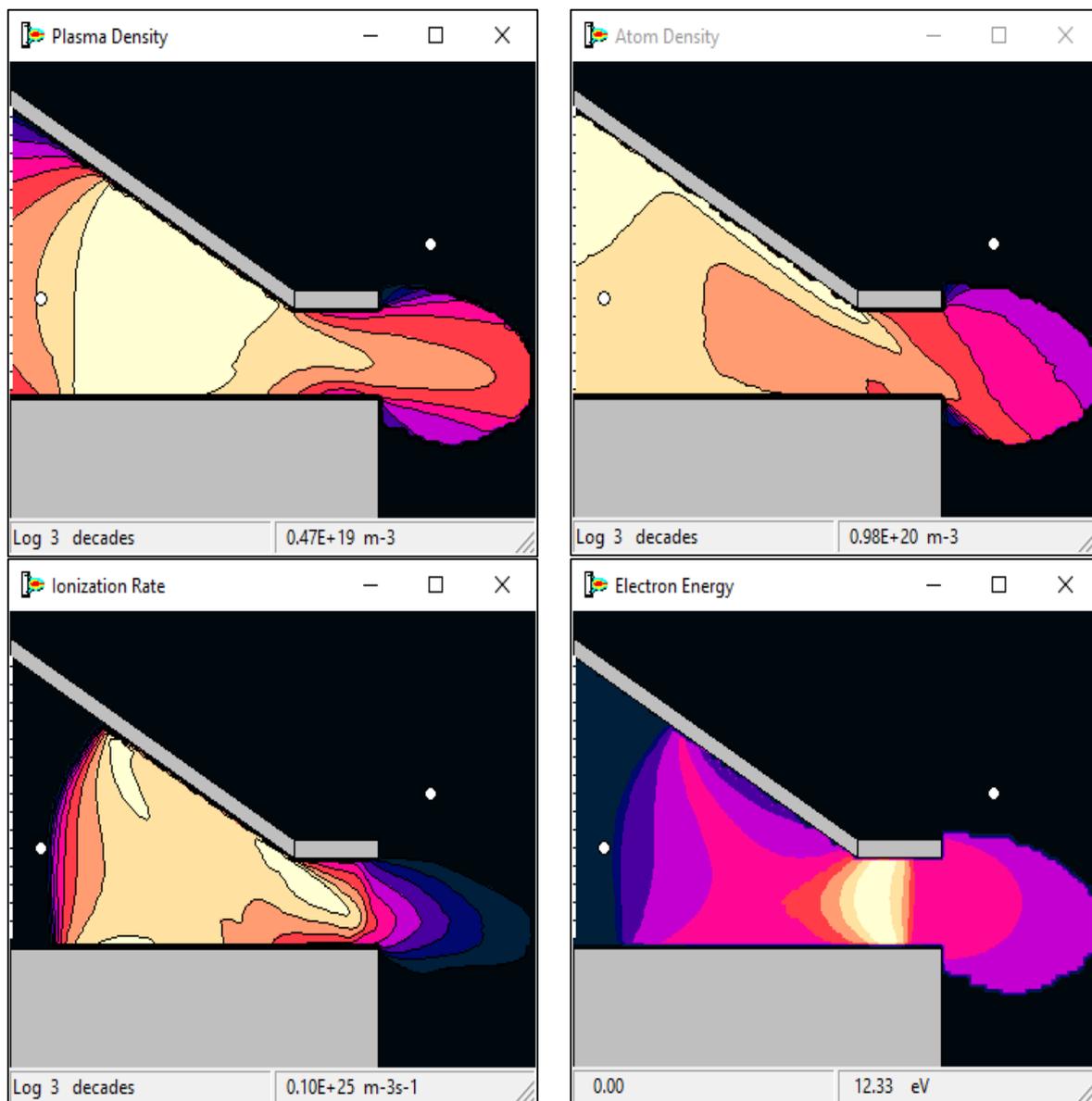


Figure 65 : Distributions spatiales de la densité plasma, densité de neutres, taux d'ionisation et énergie moyenne électronique avec $U_a = 100V$ et $P_{RF} = 100W$.

On constate qu'il est possible d'atteindre des densités plasma élevées dans la chambre d'ionisation (de l'ordre de $5 \cdot 10^{18} m^{-3}$) avec seulement 100 W RF et pour 100 V DC. Nous pouvons cependant remarquer que la forme conique de la chambre d'ionisation crée une non-uniformité radiale de la densité de neutres dans le canal.

Tel quel nous venons de le décrire, le modèle prédit un bon fonctionnement du moteur en simple et double étage. Le fonctionnement double étage semble cependant plus justifié à basse tension, dans des conditions où elle n'est pas suffisante pour un fonctionnement simple étage.

Avec une puissance RF de 300 W et un débit de $2 mg \cdot s^{-1}$, l'ionisation est efficace pour les tensions de décharge faibles (90 % à $U_d = 100V$ et 80% à $U_d = 50V$). Pour $U_d = 250V$, la poussée augmente ($\approx 31 \pm 6 mN$) lorsque la puissance RF absorbée passe de 0W à 300 W. Cette puissance RF supplémentaire implique cependant une chute de la poussée par unité de puissance. Pour des tensions supérieures, le fonctionnement double étage semble moins justifié (excepté si, à fort débit, l'ionisation totale du flux de neutres par les électrons de la cathode est insuffisante).

II.5. Conclusion

L'ensemble de ces outils expérimentaux et numériques décrits dans ce chapitre vont nous permettre d'étudier le propulseur ID-Hall. Les différents diagnostics permettront de déterminer le courant d'ion dans la plume (sonde de Faraday), la fonction de distribution en énergie des ions notamment temporellement (sonde RPA). Enfin, les instabilités basses fréquences seront caractérisées optiquement (caméra rapide) et à l'aide d'une anode segmentée. On pourra ainsi localiser ces instabilités axialement grâce à la méthode basée sur la parallaxe.

De plus, nous avons vu que le modèle Hallis, adapté à la configuration du propulseur, propose des pistes quant aux effets de la source inductive sur le fonctionnement du propulseur, effets qui seront étudiés expérimentalement. La simulation sera également complémentaire de l'étude expérimentale pour l'interprétation des résultats, notamment pour comprendre l'évolution temporelle des fonctions de distribution en énergie des ions en présence d'instabilités axiales (Breathing mode).

Chapitre III. Caractérisation du propulseur ID-Hall en fonctionnement simple étage avec un ergol de Xénon

Afin d'étudier le propulseur ID-Hall et le concept de double étage pour lequel il a été conçu, il est nécessaire d'étudier expérimentalement le propulseur ainsi que ses caractéristiques en fonctionnement simple étage, autrement dit, sans la source RF active. Les caractéristiques en fonctionnement simple et double étage, seront ensuite comparées dans le Chapitre IV.

Cette partie présente les résultats relatifs à la décharge plasma dans le propulseur, tels que le courant et la tension de décharge ou encore, l'énergie et la quantité d'ions extraits du propulseur. Nous estimerons la poussée et l'impulsion spécifique de ce propulseur à partir de ces différentes données. Enfin, nous présenterons des résultats concernant la dynamique du plasma à basse fréquence, et ses effets sur la vitesse d'éjection et le courant d'ion extrait.

III.1. La décharge plasma en fonctionnement simple étage

Une décharge plasma est le résultat du passage d'un courant électrique à travers un gaz, ionisant les atomes ou molécules neutres le constituant. Dans les propulseurs à courant de Hall, cette décharge a lieu dans un gaz monoatomique tel que le Xénon ou le Krypton, en appliquant une différence de potentiel U_d , entre une anode et une cathode, au travers d'une barrière magnétique [1]. Tel que décrit dans le chapitre I.2.1.c. , l'une des électrodes est une cathode émissive d'électrons servant à entretenir la décharge plasma et à neutraliser les ions. Dans cette partie nous étudierons l'évolution du courant de décharge I_d en fonction de la tension appliquée entre l'anode et la cathode du propulseur.

Au vu des capacités du système de pompage et des dimensions du propulseur expérimental (construit pour fonctionner avec une puissance maximale de $P_T = 350 \pm 50 W$), nous avons choisi de réaliser une étude approfondie à faible débit, $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$. Pour ce débit volumique et connaissant la masse volumique ρ_{Xe} dans des conditions de température et de pression ambiante, $\rho_{Xe} = 5,3937 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ à 298 K et 1,013 bar, le débit massique \dot{m}_{Xe} de Xénon est :

$$\dot{m}_{Xe} = Q_{Xe} \cdot \rho_{Xe} = 0,539 \text{ mg} \cdot \text{s}^{-1}$$

À partir de la masse molaire $M_{Xe} = 131,3 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ et du nombre d'Avogadro $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, la quantité d'atomes injectés par unité de temps pour ce débit est :

$$\Gamma_{Xe} = \frac{\dot{m}_{Xe}}{M_{Xe}} N_A = 2,47 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$$

En supposant que tous les atomes de Xénon sont ionisés une fois, les débits de neutres et d'ions sont identiques $\Gamma_{Xe} = \Gamma_{Xe^+}$.

Connaissant la valeur de la charge élémentaire $e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$, on obtient alors le courant d'ion maximum pouvant être extrait :

$$I_{Xe^+} = e\Gamma_{Xe^+} \approx 0,4 A$$

À partir du courant d'ion maximum à 6 sccm et de la surface d'extraction S_{ex} du propulseur ($11,31 \text{ cm}^2$, cf. II.2.2), nous pouvons obtenir une estimation du rapport $I_{Xe^+}/S_{ex} \approx 354 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$. Or, il est empiriquement observé que pour propulseurs optimisés, cette densité de courant avoisine $I_{Xe^+}/S_{ex} \approx 1000 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ [1]. De ce fait, la surface d'extraction du propulseur ID-Hall pourrait permettre un courant d'ion et un débit massique 3 fois plus important dans des conditions opératoires optimisées. Cependant, le débit de pompage est insuffisant pour maintenir une pression résiduelle faible dans ces conditions et seuls les débits d'injection relativement faibles seront étudiés.

III.1.1. Effet de la tension de décharge : caractéristiques courant – tension

Les conditions expérimentales dans les résultats qui suivent sont : 6 sccm de Xénon pour le propulseur, 1,5 sccm de Xénon pour la cathode, les parois extérieure et intérieure sont respectivement en Alumine Al_2O_3 et en Quartz SiO_2 , les aimants de la barrière magnétique accélératrice sont alignés par le procédé décrit en partie II.2.1, l'anode est située à $31 \pm 0,5 \text{ mm}$ du plan de sortie du propulseur, au niveau de la seconde barrière magnétique et la pression dans la chambre est de $(7 \pm 1) \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$.

Afin de débiter cette étude en fonctionnement simple étage, la Figure 66 présente l'évolution du courant de décharge (en bleu) et l'évolution de la température de l'air en sortie du système de refroidissement de la source (en rouge), en fonction du temps. Ces deux données sont représentées pour une tension de décharge de $U_d = 150 \text{ V}$ entre 0 s et 360 s, puis 250 V au-delà.

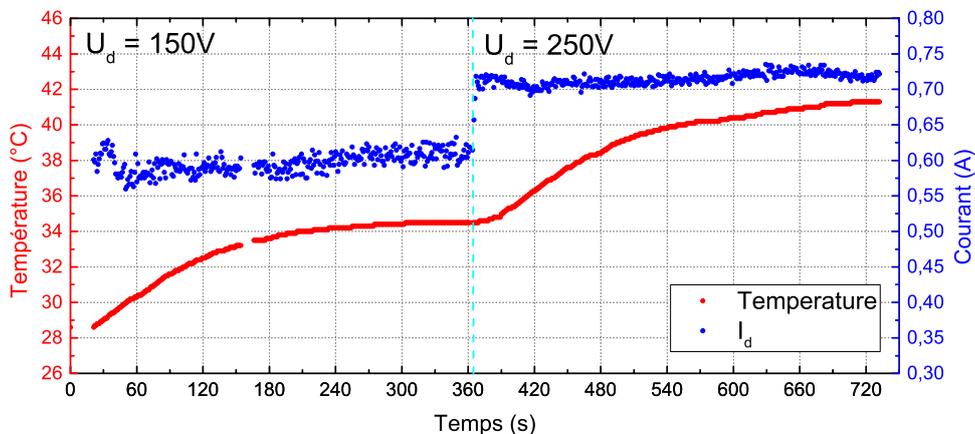


Figure 66 : Évolution de la température et du courant de décharge I_d en fonction du temps pour 2 tensions de décharge différentes ($U_d = 150 \text{ V}$ et 250 V) avec un débit $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$.

On constate sur cette figure que le courant de décharge évolue peu au cours du temps et tend très lentement à augmenter dans les deux cas présentés : $I_d = 0,60 \pm 0,03 V$ pour $U_d = 150 V$ et $I_d = 0,70 \pm 0,02 V$ pour $U_d = 250 V$. Par ailleurs, il existe aussi une dérive croissante de la température en fonction du temps et de la tension appliquée. Cette température, issue du chauffage de la paroi interne du tube en quartz, sature vers un plateau après 3 à 4 minutes de fonctionnement. Par conséquent, l'ensemble des résultats présentés par la suite ont été obtenus après 3 à 5 minutes de fonctionnement, laissant ainsi le temps aux phénomènes plus lents comme la température des parois de se stabiliser.

Les Figure 67 représentent différentes évolutions du courant de décharge en fonction de la tension de décharge, $I_d(U_d)$.

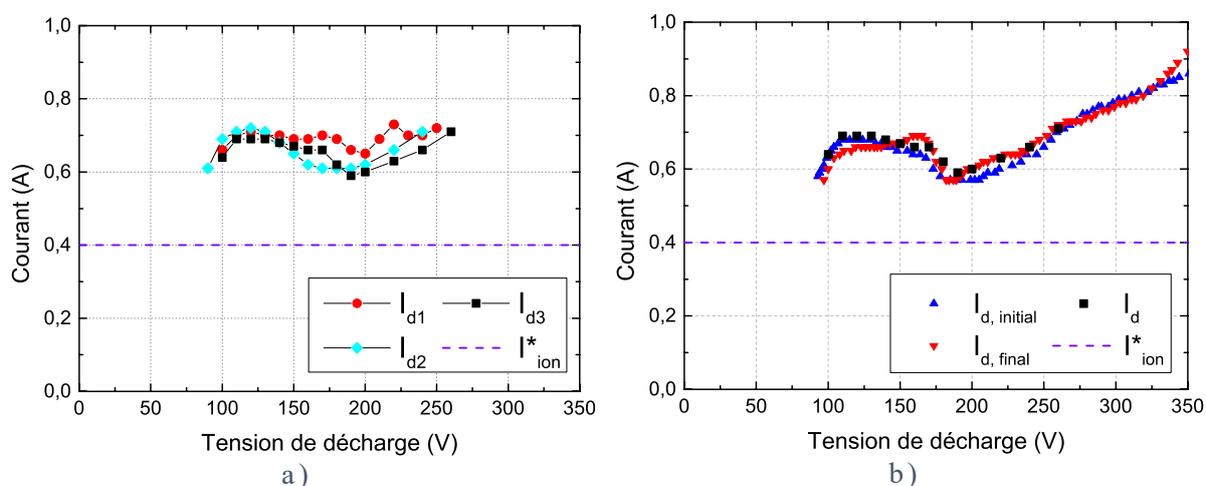


Figure 67 : a) Évolution du courant I_d en fonction de la tension U_d lors de différentes campagnes : I_{d1} en mars 2019, I_{d2} en juillet 2019, I_{d3} en juin 2019. b) Évolution caractéristique du courant de décharge I_d en fonction de la tension U_d entre l'anode et la cathode. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$. Fonctionnement simple étage.

La Figure 67 a) présente les courbes $I_d(U_d)$ dans des conditions expérimentales similaires. Ces trois évolutions ont été réalisées à différents instants pendant cette thèse et mettent en avant la reproductibilité des résultats à travers différentes campagnes de mesure.

La Figure 67 b) montre en particulier la caractéristique courant-tension $I_d(U_d)$ à partir de laquelle ont aussi été déterminés le courant d'ion, leur énergie d'extraction, le spectre en fréquence du courant de décharge et l'imagerie du plasma, détaillés plus tard. Sont reproduites sur cette figure les caractéristiques courant-tension dites « initiale » et « finale ». Les points de mesure initiaux sont en bleus et sont réalisés dès le démarrage du propulseur (lorsque les parois sont encore à température ambiante). Les points de mesure finaux en rouges sont réalisés après plusieurs heures de fonctionnement et montrent qu'après ce temps de fonctionnement, les résultats restent reproductibles.

On distingue 3 régions différentes sur la caractéristique de la Figure 67 :

Région 1 pour $U_d < 110V$, dans laquelle le courant I_d augmente avec la tension.

Région 2 pour $110V < U_d < 190V$, dans laquelle le courant de décharge passe par un maximum local (assez plat), puis décroît lentement avec l'augmentation de la tension.

Région 3 pour $U_d > 190V$, dans laquelle le courant augmente linéairement avec la tension de décharge.

La forme globale de cette caractéristique est typique de celles des propulseurs à courant de Hall classiques, tel que le SPT100. La forme détaillée de cette caractéristique est, entre autres, dépendante du matériau utilisé pour les parois [65], du débit massique injecté [66], du type de canal (annulaire ou cylindrique) et donc de la configuration magnétique [67] ou encore de l'intensité du champ magnétique [15] [66].

Dans le cas du propulseur ID-Hall, la géométrie et la configuration magnétique sont différentes des propulseurs conventionnels. Malgré un volume croissant en amont de la barrière magnétique accélératrice ainsi qu'une cartographie magnétique plus complexe, la variation du courant de décharge avec la tension reste comparable à ce que l'on peut trouver dans la littérature sur les propulseurs à courant de Hall. L'existence d'une seconde barrière magnétique et la position de l'anode ne semble pas avoir d'effet sur la forme de la caractéristique $I_d(U_d)$.

Dans la première région $U_d < 110V$, la rapide augmentation du courant de décharge avec la tension est due à l'augmentation de l'énergie moyenne des électrons. Le taux d'ionisation augmente, ce qui provoque un accroissement de l'ionisation des neutres [65].

Le maximum local de courant entre 110 V et 170 V est souvent attribué, dans la littérature, à l'apparition d'instabilités qui tendent à augmenter le transport anormal des électrons dans la barrière magnétique [58] [15] [28] [68] [14].

Au-delà de 170V, la diminution de I_d est associée à une diminution de la conductivité anormale, à savoir une baisse de l'intensité des instabilités [69] [65]. Dans un propulseur fonctionnant de « façon satisfaisante », la caractéristique courant-tension devient quasiment plate car le flux de neutres est complètement ionisé et le courant d'électron entrant reste constant.

Dans le propulseur que nous étudions, l'augmentation constante du courant et donc de la conductivité au-delà de 190 V, est associée à la nature du matériau constituant les parois, ici l'alumine Al_2O_3 . Gascon et Dudeck [65] ont comparé des caractéristiques courant-tension obtenues à partir de matériaux de nature différente pour les parois du canal. Leurs études ont, entre autres, mis en évidence une augmentation manifeste du courant de décharge au-delà d'un certain seuil en tension, typiquement 200 V dans le cas de l'alumine.

L'effet des parois peut être décrit comme suit. Les électrons suffisamment énergétiques pour atteindre la paroi peuvent être simplement diffusés par celle-ci. Dans ce cas, la « collision électron-paroi » joue le même rôle qu'une collision électron-atome et peut donc contribuer au transport collisionnel classique à travers la barrière magnétique. Ils peuvent également, si leur énergie est suffisante, générer un électron secondaire qui va contribuer lui-même au courant électronique [65] [70]. L'importance de cette émission électronique secondaire (SEE – Secondary Electron Emission) est très dépendante des parois, ce qui expliquerait les caractéristiques courant-tension différentes observées pour différents matériaux de paroi. Dans certains cas, l'émission électronique secondaire peut être si intense qu'on observe une saturation du courant d'électrons secondaires émis par la paroi [69] [70] [20].

Il est clair que ces phénomènes ont des conséquences importantes sur la chute de potentiel entre plasma et paroi (qui peut décroître fortement en présence de saturation). La description détaillée de ce phénomène, de son interaction avec les instabilités du plasma, et de son influence sur le fonctionnement du moteur est encore un sujet de recherche d'actualité.

III.1.2. Potentiel de cathode

La Figure 68 a) représente une image de la cathode du propulseur, fournissant les électrons nécessaires à la décharge plasma et à la neutralisation des ions extraits. Son potentiel est donc inférieur à celui du plasma. L'orifice de la cathode d'où proviennent ces électrons, est situé radialement à $9 \pm 0,5$ cm de l'axe du propulseur et à $2 \pm 0,5$ cm en aval du plan de sortie du propulseur. La Figure 68 b) représente l'évolution de son potentiel par rapport à la masse, en fonction de la tension de décharge U_d . Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'un voltmètre et sont moyennées dans le temps.

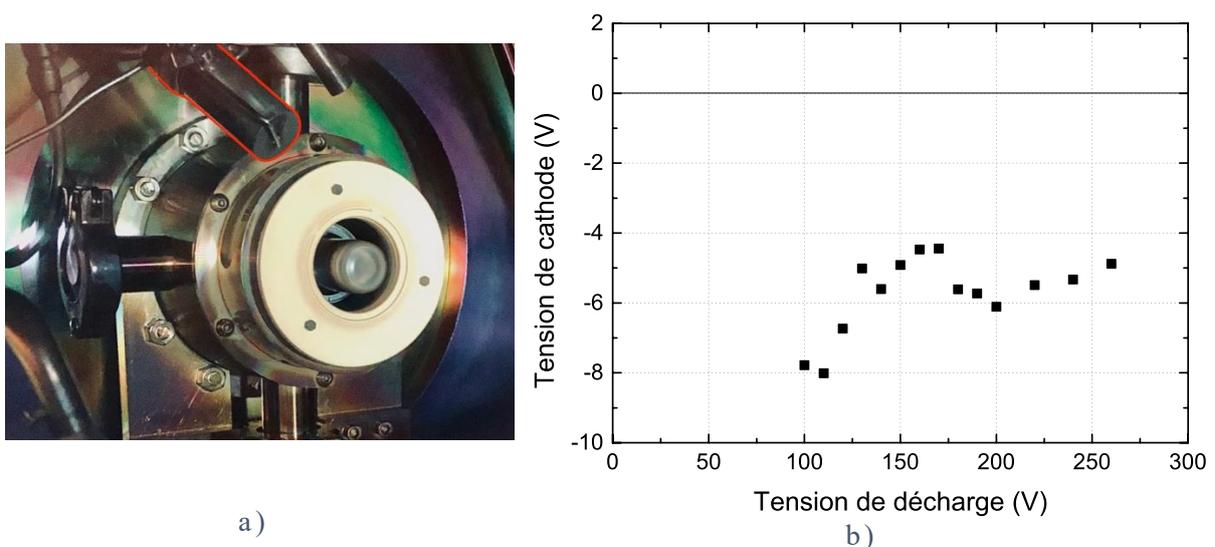


Figure 68 : a) Image du propulseur avec la position de la cathode (entourée de rouge). b) Potentiel de cathode par rapport à la masse en fonction de la tension de décharge. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Le potentiel flottant de la cathode V_{cath} évolue entre -8 V et -4 V par rapport à la masse avec une partie croissante entre 100 V à 170 V, puis décroissante jusqu'à 200 V et enfin croissante avec la tension de décharge. Le potentiel moyen avoisine -5,5 V ce qui est plus élevé que ce qui est généralement trouvé dans la littérature, entre -35V et -10V selon les auteurs [50] [71] [72].

À travers les différentes campagnes de mesures, nous avons pu aussi observer que le potentiel de la cathode dépend de sa distance par rapport au propulseur. En effet, ce potentiel augmente et avoisine -2 ± 1 V lorsque la cathode est plus proche du canal (avec un orifice situé radialement à 6 cm de l'axe du propulseur et à 1 cm en aval du plan de sortie). Cette augmentation du potentiel avec la position est en accord avec les différentes études systématiques réalisées par McDonald et al. [71] et en particulier avec celles de Turan et al. [72] qui explorent des positions de cathode (par rapport au canal) plus proche de celles explorées ici.

III.1.3. Variation du débit

Afin de se rapprocher des conditions de fonctionnement optimales pour les propulseurs à courant de Hall ($I_{Xe^+}/S_{ex} \approx 1000 \text{ A.m}^{-2}$, [1]), nous avons étudié l'évolution du courant de décharge à débit plus élevé. L'objectif étant de caractériser la poussée du propulseur, car ce paramètre est contrôlé par le débit d'injection (et par la puissance RF absorbée en fonctionnement double étage).

Cependant, l'augmentation du débit fait intervenir la limite thermique des différents éléments constituant la source. En effet, l'augmentation du débit implique un échauffement plus important du tube en quartz impacté par des ions d'autant plus nombreux que le débit est important. Certains matériaux (plastiques et colles) utilisés pour la source magnétisée (insérée dans ce tube) se vaporisent à température élevée ce qui limite l'exploration en débit. Par ailleurs, ceci est d'autant plus risqué lorsque la paroi intérieure du canal peut atteindre plusieurs centaines de degrés et qu'elle constitue aussi une paroi du caisson supportant continuellement 1 bar de pression. Malgré un débit optimal de 18 sccm pour atteindre 1000 A.m^{-2} , l'étude en débit s'est limitée à 15 sccm pour toutes ces raisons.

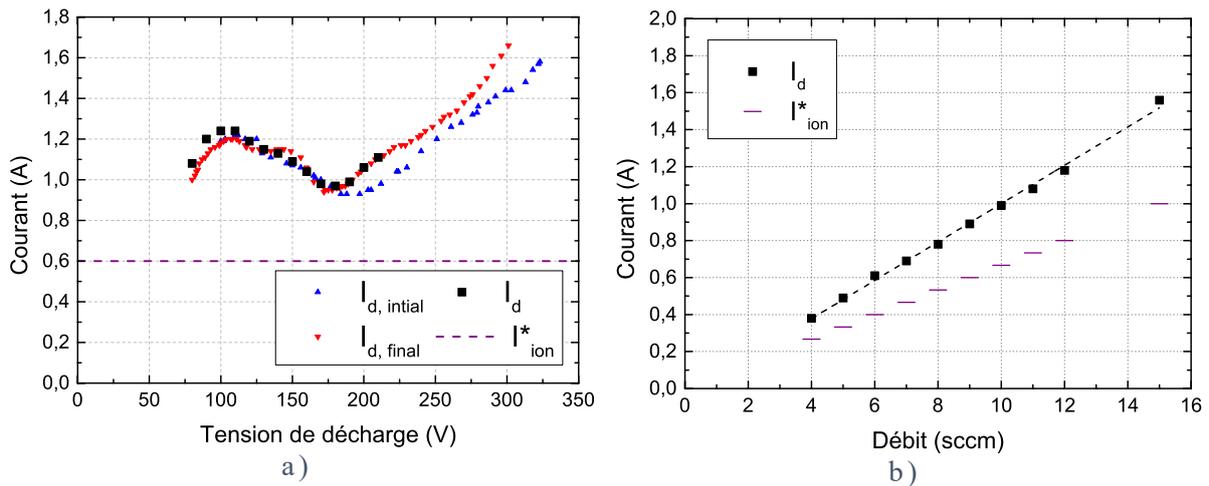


Figure 69 : a) Évolution typique du courant de décharge I_d en fonction de la tension U_d entre l'anode et la cathode. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 9$ sccm. Fonctionnement simple étage. b) Évolution du courant de décharge en fonction du débit injecté en amont du propulseur pour une tension de décharge de 150 V. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

La Figure 69 a) présente l'évolution du courant en fonction de la tension de décharge pour un débit de 9 sccm. Cette courbe présente la même allure que celle à 6 sccm et on distingue les trois régions décrites précédemment :

Pour la première région à basse tension, les premiers points en noir présentent une augmentation du courant à faible tension de décharge, ainsi qu'une tension minimale de décharge $U_{d,min}$ plus faible qu'à 6 sccm, $U_{d,min-9\text{sccm}} = 80\text{ V} < U_{d,min-6\text{sccm}} = 100\text{ V}$. L'augmentation de la pression pour 9 sccm (relative à la densité de neutres) augmente la fréquence d'ionisation des neutres par les électrons. Le seuil de déclenchement de la décharge plasma est alors plus faible à débit plus élevé.

Le courant passe par un maximum vers 110 V, puis décroît entre 110V et 180V. Le courant augmente ensuite continuellement à plus forte tension sans doute en raison de l'émission électronique secondaire, comme dans le cas précédent à plus bas débit. Par ailleurs, on constate que la tension à partir de laquelle l'émission secondaire semble contrôler la montée du courant, U_d^{SEE} , est d'autant plus bas que le débit est faible, $U_d^{SEE-9\text{sccm}} = 180\text{ V} < U_d^{SEE-6\text{sccm}} = 190\text{ V}$.

Comme précédemment, de rapides caractéristiques courant-tension dites « initiale » et « finale » ont été réalisées, avec, sur la Figure 69 a), respectivement, en bleu, l'évolution du courant dès son démarrage et en rouge, l'évolution du courant après quelques heures de fonctionnement.

On peut remarquer que malgré la forte similitude entre les courbes rouge et bleue à basse tension, $U_d < 175\text{ V}$, celles-ci sont décalées d'une vingtaine de volts à plus forte tension. Différentes hypothèses peuvent en être la cause :

Après plusieurs heures de fonctionnement, on pourrait supposer que la température des parois est responsable de ce décalage. Cependant, Belhaj et al. [73] ont montré que

l'échauffement du matériau tend à réduire le taux d'émission d'électrons, que ce soit pour l'Alumine ou le BN-SiO₂.

Une autre raison possible de ce décalage pourrait être un changement d'état de surface, notamment avec le dépôt d'un mince film sur les parois. Ce dépôt d'impuretés (constaté expérimentalement après plusieurs dizaines d'heures de fonctionnement) modifierait ainsi le taux d'émission d'électrons secondaires.

La Figure 69 b) représente l'évolution du courant de décharge en fonction du débit injecté. La tension de décharge choisie est $U_d = 150V$ car il s'agit de la tension pour laquelle le plasma s'avère visuellement stable quel que soient les débits explorés. Les débits étudiés vont de 5 sccm (la limite basse de fonctionnement à 150V) à 15 sccm. Sur cette figure, on peut remarquer que le courant de décharge en noir, est proportionnel à celui du débit injecté.

La région concernée par la tension de décharge choisie est celle du maximum local de courant (région 2). Cependant, en raison de l'augmentation du courant de décharge à forte tension (dans la troisième région) et de la diminution de la tension seuil de SEE, (avec l'augmentation du débit), nous aurions pu nous attendre à une hausse du courant de décharge à débits élevés. L'augmentation proportionnelle du courant de décharge avec l'augmentation du débit nous indique que l'émission d'électrons secondaires à fort débit ne joue pas un rôle essentiel jusqu'à 150 V.

III.2. Grandeurs propulsives

Nous avons vu dans le chapitre I.2 les principaux paramètres qui caractérisent un propulseur tels que la poussée T , l'impulsion spécifique I_{sp} et le taux d'utilisation d'ergol η_{erg} . À partir du courant et de l'énergie des ions extraits, et de la divergence du faisceau d'ions, obtenus à l'aide des outils de mesures installés dans la chambre d'expérimentation (sonde de faraday et RPA), il est possible d'estimer les différentes grandeurs propulsives.

III.2.1. Courant d'ion extrait

Le courant de décharge, I_d est la somme d'un courant d'électron émis par la cathode, $I_{e,ca,plume}$ (égal au courant d'ion $I_{i,iz,plume}$ extraits du canal et noté plus simplement I_{ion}), ainsi que d'un courant, I_e dirigé vers le canal. Ce dernier se décompose principalement en l'ionisation des neutres $I_{e,iz,an}$ et l'entretien de la décharge $I_{e,ca,an}$ (cf. Figure 70) :

$$I_d = I_{ion} + I_e = I_{e,ca,emis}$$

avec $I_{ion} = I_{i,iz,plume} = I_{e,ca,plume}$

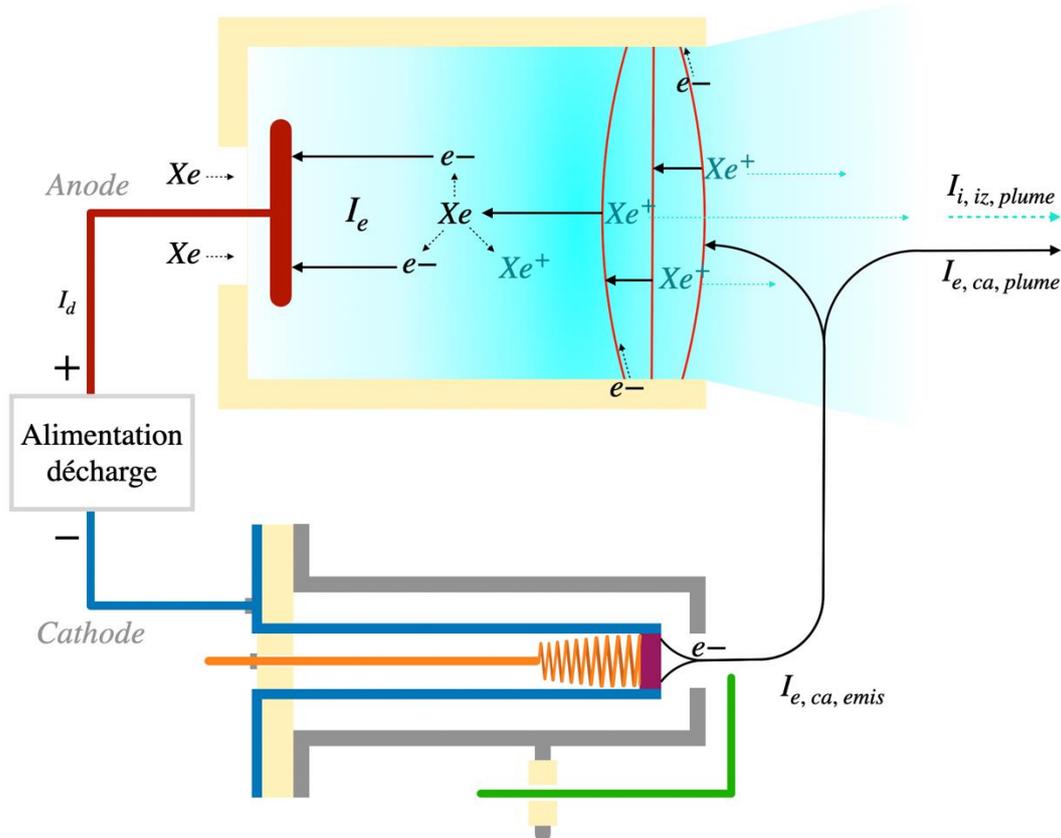


Figure 70 : Représentation schématique des différents courants circulant dans le plasma d'un propulseur à courant de Hall.

Afin de déterminer le courant d'ion I_{ion} extrait par le propulseur et ce, quel que soit son type de fonctionnement (simple ou double étage), nous utilisons la sonde de Faraday avec anneau de garde, décrite dans la partie II.3.1. Celle-ci est installée sur une plateforme motorisée et permet de collecter le courant d'ion extrait du propulseur en fonction de l'angle. La Figure 71 représente les différentes distributions angulaires du courant d'ion extrait pour différentes valeurs de tension de décharge U_d , pour un débit de 6 sccm.

Ces distributions angulaires présentent un maximum de densité de courant autour de 45° et sont symétriques par rapport à cet axe. Par ailleurs, on remarque qu'au niveau des ailes de la distribution (entre $100^\circ - 120^\circ$), la densité de courant mesurée n'est pas nulle. Nous avons pu le remarquer dans la partie II.3.1 que cette distribution s'explique par une pression relativement élevée dans le caisson, favorisant les collisions ion-neutre avec échange de charges [47].

Entre 100 V et 170 V, le maximum d'intensité de courant croît très nettement avec la tension appliquée et la densité de courant d'ion au centre de la plume est multipliée par 5, cf. Figure 71 a). Au-delà de 170 V, la densité de courant collectée décroît jusqu'à 190V, puis réaugmente dans la région de tension de décharge où les parois commencent à émettre des électrons secondaires, comme le met en évidence la Figure 71 b).

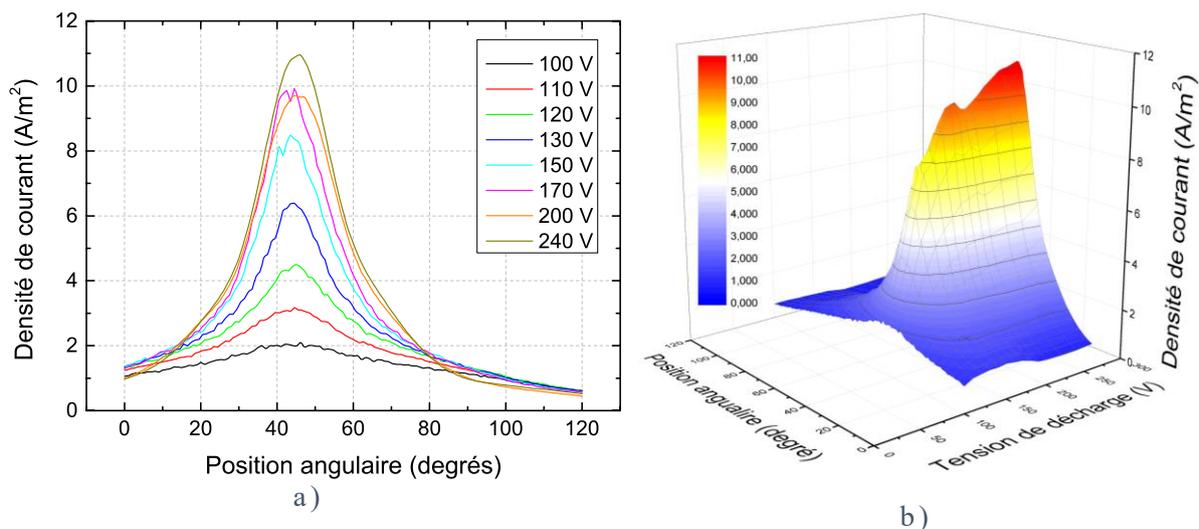


Figure 71 : a) Distribution angulaire du courant d'ion collecté pour différentes tensions de décharge - 6 sccm en amont du propulseur. b) Représentation 3D des distributions angulaires pour toutes les tensions de décharge. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Par ailleurs, on constate sur la Figure 71 a), que pour des tensions supérieures à 200V, la contribution aux forts angles (entre $80^\circ - 120^\circ$) est plus faible. La divergence du faisceau d'ions semble s'améliorer pour ces tensions.

Nous avons pu aussi noter que les distributions angulaires à 9 sccm des Figure 72 a) et b) sont qualitativement similaires à celles à 6 sccm, si ce n'est qu'elles sont plus intenses d'un facteur proche de 3/2, correspondant au rapport des deux débits.

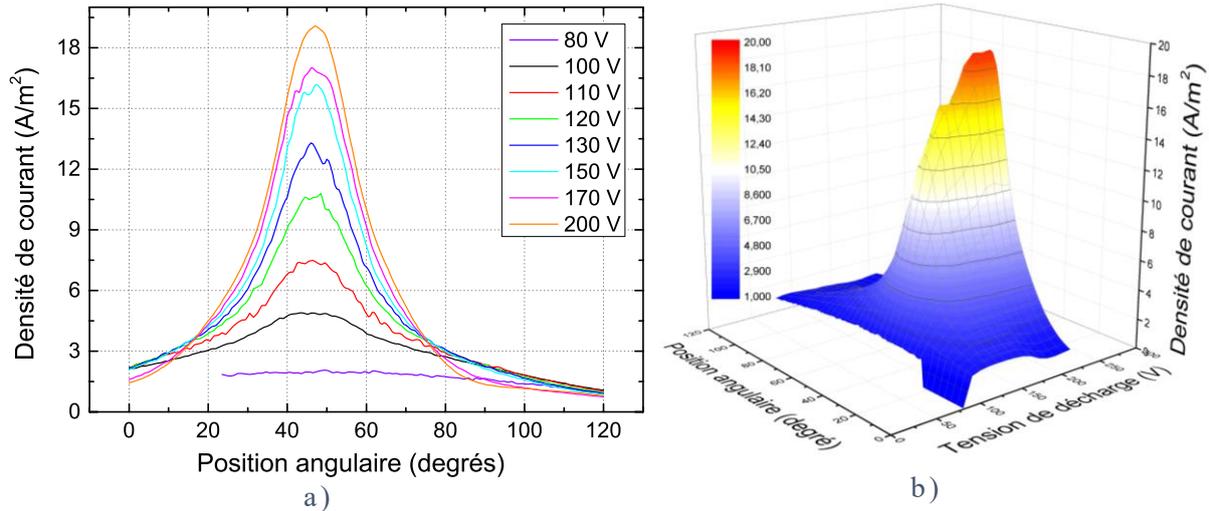


Figure 72 : a) Distribution en angulaire du courant d'ion collecté pour différentes tensions de décharge - 9 sccm en amont du propulseur. b) Représentation 3D des distributions angulaires pour toutes les tensions de décharge. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 9$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

La valeur du courant d'ion extrait I_{ion} est obtenue à partir de l'intégration angulaire des distributions précédentes, comme nous l'avons décrit dans la partie II.3.1. On peut alors en déduire le courant d'électron entrant dans le canal, $I_e = I_d - I_{ion}$ en fonction de la tension de décharge appliquée. La Figure 73 présente l'évolution de ces différents courants pour 6 et 9 sccm.

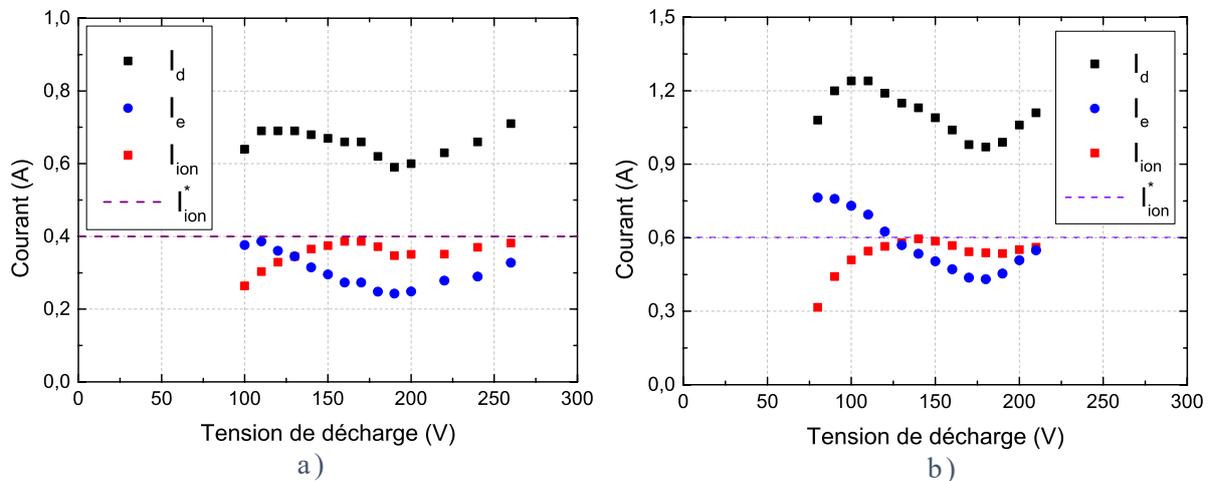


Figure 73 : Évolution des courants en fonction de la tension de décharge : en noir le courant de décharge I_d , en rouge le courant d'ion extrait I_{ion} , en bleu le courant électronique I_e . Le débit d'ergol en a) est de 6 sccm, et en b) de 9 sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Sur chacune de ces figures, la ligne en pointillée représente le courant d'ion maximum I_{ion}^* pouvant être extrait du propulseur à ces débits. Nous pouvons d'ailleurs constater que les courants d'ions extraits (et ce, malgré les incertitudes discutées dans la partie II.3.1) ne dépassent pas cette limite. De plus, pour ces débits, les courants I_{ion} et I_e suivent respectivement les mêmes évolutions :

Pour de faibles tensions de décharge, le courant I_{ion} atteint une valeur maximale de 0,39 A à 140 V (pour un maximum théorique de 0,4 A) et 0,59 A à 170 V (pour un maximum théorique

de 0,6 A) avec 6 et 9 sccm, respectivement. Au-delà, le courant d'ion diminue légèrement pour ensuite tendre vers la valeur maximale limite.

Outre les différentes opérations pour obtenir I_{ion} que nous avons vues dans la partie II.3.1.b. , la diminution du courant d'ion extrait peut aussi être la conséquence des pertes d'énergie électronique sur les parois en régime de forte émission secondaire [65].

Le courant d'électron I_e , quant à lui, décroît à faible tension jusqu'à 190 V (pour 6 sccm) et 180 V (pour 9 sccm). Cette décroissance est relativement monotone de la tension minimale de fonctionnement, jusqu'à la tension seuil d'émission d'électrons secondaire U_d^{SEE} , pour ensuite augmenter linéairement avec la tension de décharge.

En comparant les courbes à 6 sccm et 9 sccm sur les Figure 73 a) et b), nous pouvons aussi remarquer que la valeur du courant d'électron est globalement plus importante à plus fort débit.

D'autre part à 6 sccm, nous pouvons aussi constater que le courant d'ion et le potentiel de cathode sur la Figure 68 b) présentent une évolution similaire avec la tension de décharge. Toutes les deux présentent en fonction de la tension de décharge, une augmentation avec un maximum à 170 V, suivi d'une décroissance jusqu'à 190 V – 200 V, puis d'une augmentation.

Le potentiel de la cathode par rapport à la masse est dépendant de nombreux paramètres tels que le plasma généré par la cathode [44], sa distance par rapport au propulseur ou par rapport aux parois du caisson [71] [72] ou encore des lignes de champs magnétique qu'elle intercepte. Le fait que le potentiel de cathode et le courant d'ion présente la même évolution dans notre dispositif expérimental, pourrait ainsi être corrélé à la densité du plasma ambiant dans la chambre, influençant la conductivité électrique entre la cathode et la masse.

Au vu des résultats précédents, le choix d'une tension de décharge de 150V pour cette étude en débit, assure des courants ioniques proches du courant d'ion maximum pouvant être extrait.

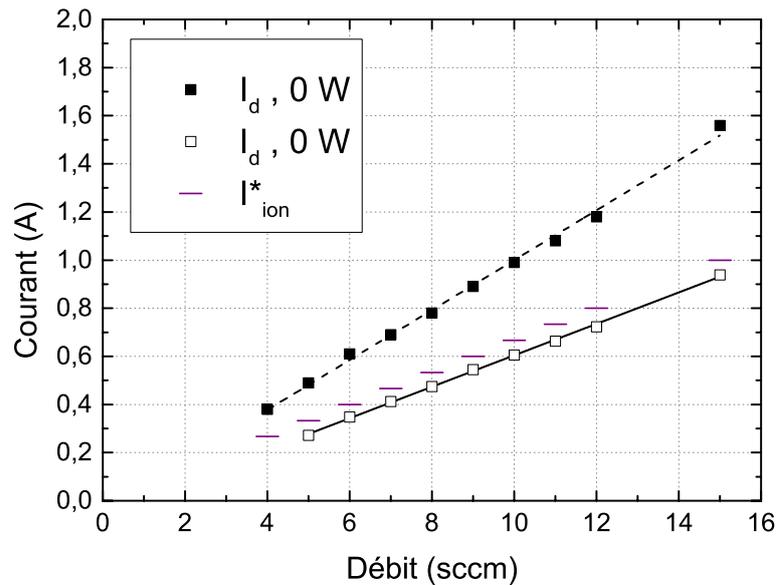


Figure 74 : Évolutions des courants d'ion I_{ion} et de décharge I_d en fonction du débit injecté en amont du propulseur pour $U_d = 150 V$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 sccm$.

Tout comme pour le courant de décharge I_d , nous pouvons aussi constater la relation de proportionnalité entre le courant d'ion I_{ion} et le débit Q_{Xe} . De plus, il est possible de définir un ratio entre le courant ionique et le courant de décharge : I_{Xe^+}/I_{DC} . Dans les propulseurs classiques et optimisés, la fraction du courant d'ion se situe entre 0,7 et 0,8 [64]. Dans le cas du propulseur ID-Hall en fonctionnement simple étage, cette fraction atteint 0,55.

Nous pouvons donc constater qu'il existe un courant d'électrons I_e non négligeable dans cette configuration. Différentes hypothèses peuvent expliquer ce fort courant d'électron, notamment l'existence d'instabilités ou le transport anormal d'électrons dans une barrière magnétique non optimisée, mais seront discutées dans la section III.3 et le Chapitre V.

III.2.2. Provenance et énergie des ions

À l'aide de la sonde de Faraday, nous avons précédemment pu obtenir le courant d'ion extrait par le propulseur. Cependant, la vitesse d'éjection des ions est une autre donnée importante pour estimer la poussée et l'impulsion spécifique du propulseur.

Montée sur un bras rotatif, la sonde RPA (Retarding Potential Analyzer, décrite dans la partie II.3.2) agit comme un filtre à énergie et permet d'obtenir la fonction de distribution en énergie des ions, FDEI. À partir de cette sonde placée face au propulseur à 55 cm du plan de sortie, on obtient les différentes FDEI présentées sur la Figure 75 pour 2 débits (6 et 9 sccm) et pour différentes tensions de décharge.

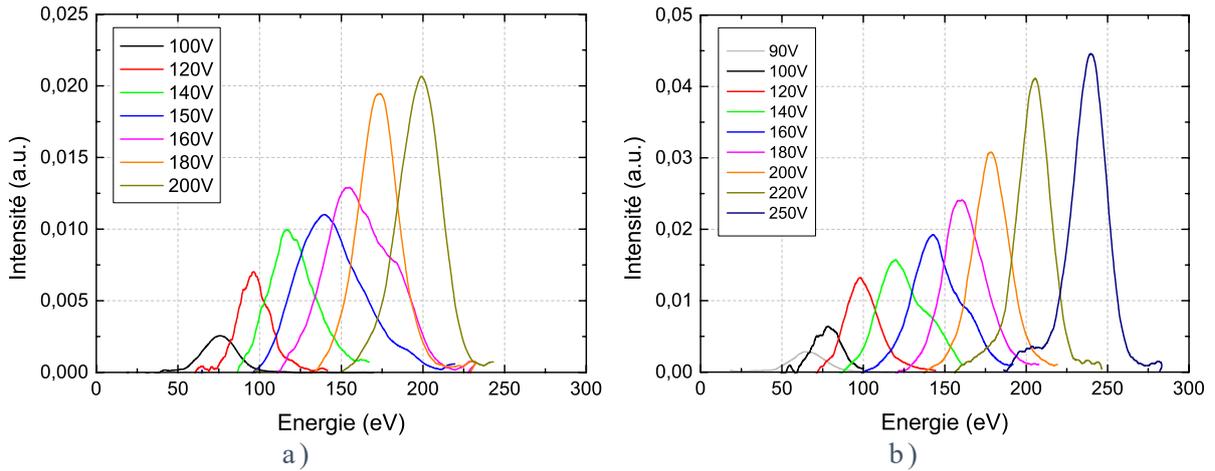


Figure 75 : Distribution en énergie des ions pour différentes tensions de décharge. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm. a) Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. b) Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 9$ sccm.

Premièrement, on peut remarquer une augmentation de l'intensité maximale des FDEI avec l'augmentation de la tension de décharge.

On peut également remarquer que l'énergie du maximum de la distribution augmente avec la tension de décharge appliquée. Cependant, et quel que soit le débit ou la tension de décharge, nous constatons que l'énergie de chaque pic est plus faible que la tension appliquée : par exemple, pour 200V de décharge, le pic en énergie des ions avoisine 175 eV pour 6 et 9 sccm.

Afin de comprendre l'origine du décalage d'environ 25 eV, la Figure 76 présente l'évolution schématique du potentiel dans le système Anode – Cathode – Plume – RPA d'un propulseur conventionnel.

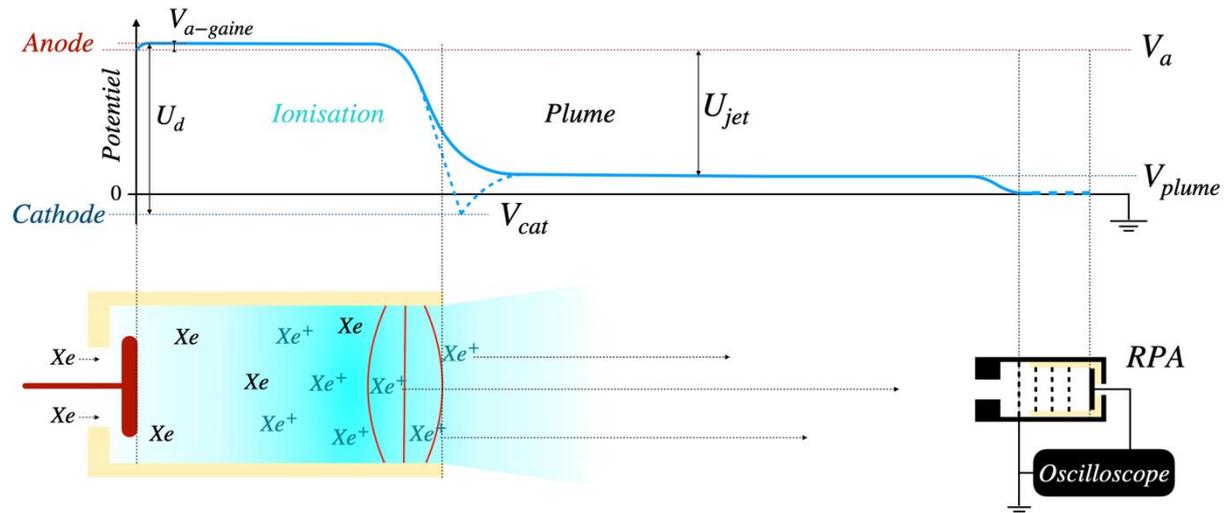


Figure 76 : Évolution schématique du potentiel électrique dans le système anode – cathode - plume – RPA. Plus de détail de la composition de la RPA sur la Figure 35.

Le potentiel du plasma en amont de la barrière est proche du potentiel de l'anode, V_a . Les ions sont soumis à la chute de potentiel dans la barrière magnétique accélératrice, entre ce potentiel V_a et le potentiel de la plume, V_{plume} tel que $U_{jet} = V_a - V_{plume}$ [72]. À noter qu'une

gaine se forme à proximité de l'anode, de potentiel $V_{a-gaine}$ légèrement supérieur au potentiel de l'anode [74].

Puisque la référence de la sonde RPA est la masse, en considérant que les ions sont créés et accélérés depuis une région où le potentiel est V_a , l'énergie moyenne des ions collectés par la sonde RPA s'écrit :

$$\epsilon_{ion} = eV_a = e(U_d + V_{cath})$$

Comme c'est habituellement le cas dans les propulseurs à courant de Hall conventionnel, ce décalage d'énergie de 25 eV ne peut s'expliquer ici par le potentiel de cathode qui dans notre cas, avoisine $V_{cath} \approx -5,5 V$, cf. Figure 68 b).

Néanmoins, cette différence d'énergie peut s'expliquer par une particularité du propulseur ID-Hall. La Figure 77 a) représente l'évolution de l'intensité du champ magnétique et des deux barrières, selon l'axe du propulseur ID-Hall. La première proche du plan de sortie est similaire à celle rencontrée dans les propulseurs conventionnels et la seconde en amont, proche de l'anode, servant, entre autres, à confiner le plasma pour le fonctionnement double étage.

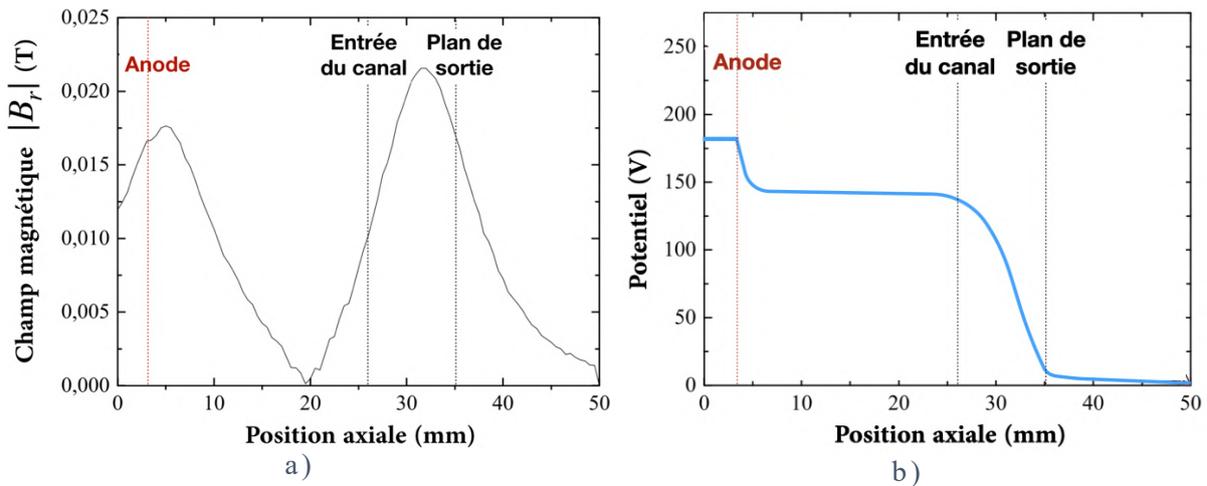


Figure 77 : a) Représentation de l'intensité du champ magnétique en fonction de la position axiale. b) Représentation schématique du potentiel suivant l'axe z.

Cependant, la conductivité dans cette deuxième barrière est réduite, du fait notamment de la faible densité d'électrons, mais aussi du confinement magnétique. Ceci aurait pour conséquence l'apparition d'un second champ électrique pour maintenir la continuité du courant dans cette région.

Ainsi, la chute de potentiel entre l'anode et la cathode se répartirait entre les 2 barrières magnétique [68]. Les ions, majoritairement créés dans la barrière de sortie, seraient accélérés au travers d'une différence de potentiel plus faible que la tension appliquée, tel qu'illustré sur la Figure 77 b).

Enfin, on distingue également sur la Figure 75, que pour chaque débit, la forme des distributions évolue avec la tension de décharge. En effet, les distributions sont larges et non symétriques à basse tension et deviennent plus étroites et centrées autour de leur maximum à forte tension. Si l'on considère l'exemple à 180 V sur la Figure 75 a), la distribution en énergie semble composée de deux populations d'ions, avec un pic à 150 V et un second à 180 V. Par ailleurs, cette limite en tension (200 V pour 6 sccm et 180 V pour 9 sccm) coïncide avec la limite à partir de laquelle la région d'émission d'électrons secondaire apparaît.

Au vu des larges distributions obtenues à basses tension (en l'absence de SEE) et de la réparation du champ électrique à travers les deux barrières, nous pouvons ainsi nous demander si la largeur de ces distributions peut s'expliquer par l'existence simultanée de plusieurs populations d'ion d'énergie différente ou si l'énergie d'une seule population d'ion évolue au cours du temps.

III.3. Effets des instabilités axiales : Breathing Mode

Toutes les données précédemment décrites sont des données intégrées en temps qui ne mettent pas en évidence l'évolution temporelle de chaque grandeur propulsive. Dans les sections qui suivent, nous traiterons d'une instabilité axiale appelée « Breathing Mode » décrite dans la partie I.3.1, ainsi que ses effets sur la décharge et la vitesse des ions.

III.3.1. Oscillations du courant de décharge

Le courant de décharge $I_d(t)$ est enregistré par l'intermédiaire d'un oscilloscope et présenté sur les Figure 78. Le domaine d'étude en fréquence varie entre 0 Hz et 100 kHz, afin de pouvoir observer les oscillations fondamentales et harmoniques de l'instabilité de Breathing mode.

Les amplitudes maximales et minimales de $I_d(t)$ sont représentées par des triangles rouges sur la Figure 78 a) et les valeurs moyennes sont en noir (cf. Figure 67). Tel que nous pouvons le constater sur la Figure 78 a) et c), en dessous de 190V, les maxima des oscillations peuvent atteindre 1,5 à 2 A, soit plus de 3 fois le courant moyen. Sur la Figure 78 b), les fréquences fondamentales de 6 à 15 kHz, correspondent à des oscillations de type « Breathing mode » et augmentent avec la tension de décharge appliquée [65].

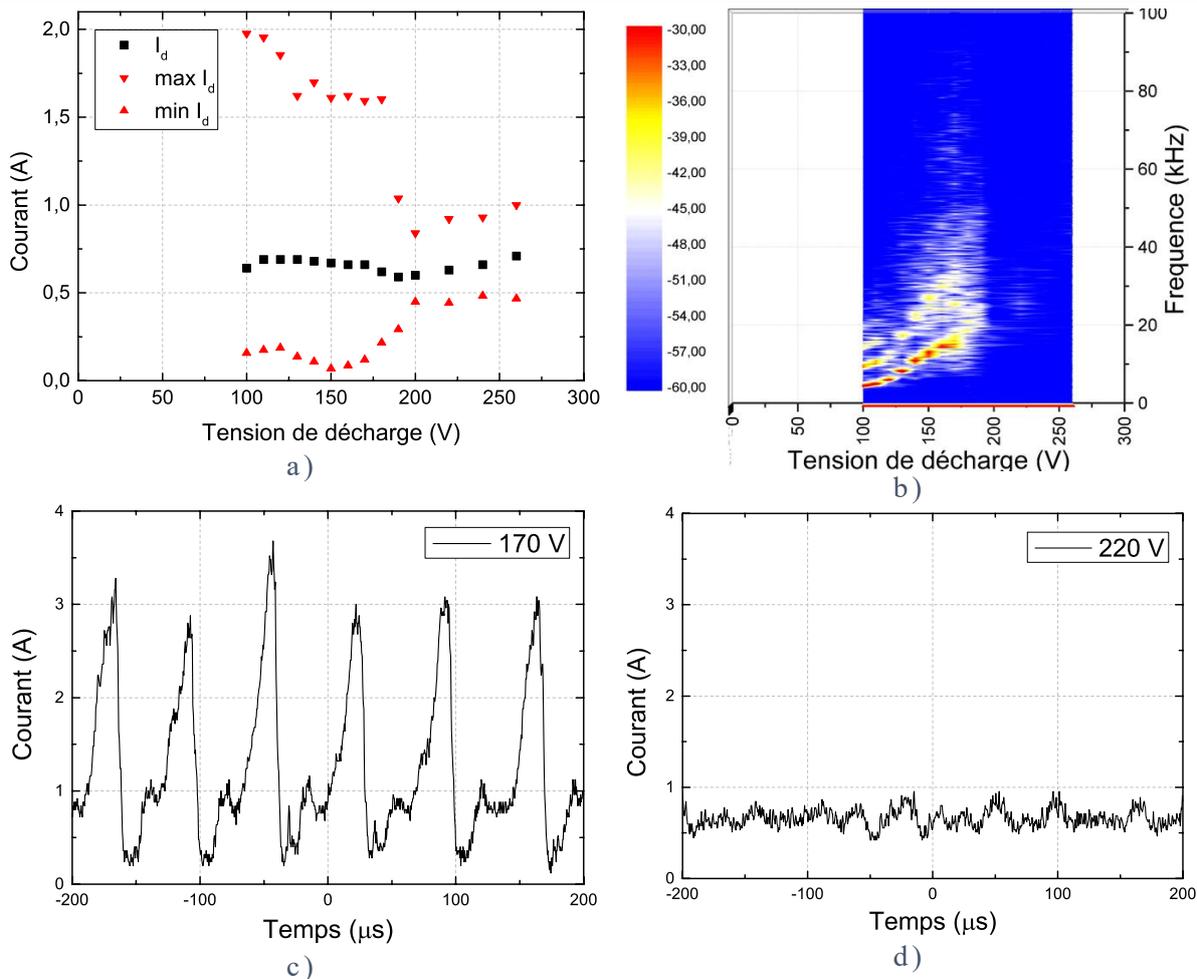


Figure 78 : a) Caractéristique courant-tension de décharge du propulseur en simple étage de la tension de démarrage 100V à 250V. b) Spectre en puissance du courant en fonction de la tension de décharge. c) exemple de signal pour le courant de décharge à 170V. d) exemple de signal pour le courant de décharge à 220V. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Tel qu'on peut le constater en comparant les Figure 78 c) et Figure 78 d), lorsque la tension de décharge est supérieure à la tension d'apparition de SEE ($U_d^{SEE} = 190$ V pour 6 sccm), on constate que les oscillations du courant sont fortement réduites. À forte tension, l'émission d'électrons secondaires par les parois en alumine semble agir sur l'existence du Breathing Mode et stabilise le courant de décharge au cours du temps.

De plus, on peut aussi constater qu'en présence d'instabilités entre 100 V et 190 V, les FDEI obtenues sur la Figure 75 sont larges, alors qu'elles sont étroites et symétriques en absence d'instabilités, au-delà de 190 V. Nous pouvons donc supposer que pour de faibles tensions, la forme des distributions peut être liée à cette instabilité.

III.3.2. Les variables temporelles

La présence d'oscillations sur le courant de décharge et la largeur des FDEI moyennées dans le temps, nous ont conduit à étudier la dynamique des paramètres propulsifs. Tel que décrit dans la partie II.3.3, la sonde RPA est ici utilisée en fonctionnement temporel.

a. Énergie des ions extraits

La Figure 79 a) représente l'évolution temporelle de la FDEI en fonction du temps pour 150 V et 0,68 A. L'énergie des ions se trouve en abscisse, le temps en ordonnée et l'intensité du courant d'ion collecté en couleurs. Cette FDEI résolue en temps est une mesure « temporellement reconstruite ». Elle est rapportée au plan de sortie en tenant compte de la distance séparant la sonde du propulseur (45 cm). L'échelle de temps choisie correspond à une période d'oscillation du courant de décharge. La Figure 79 b) représente quant à elle, les FDEI de la Figure 79 a) pour quatre temps différents.

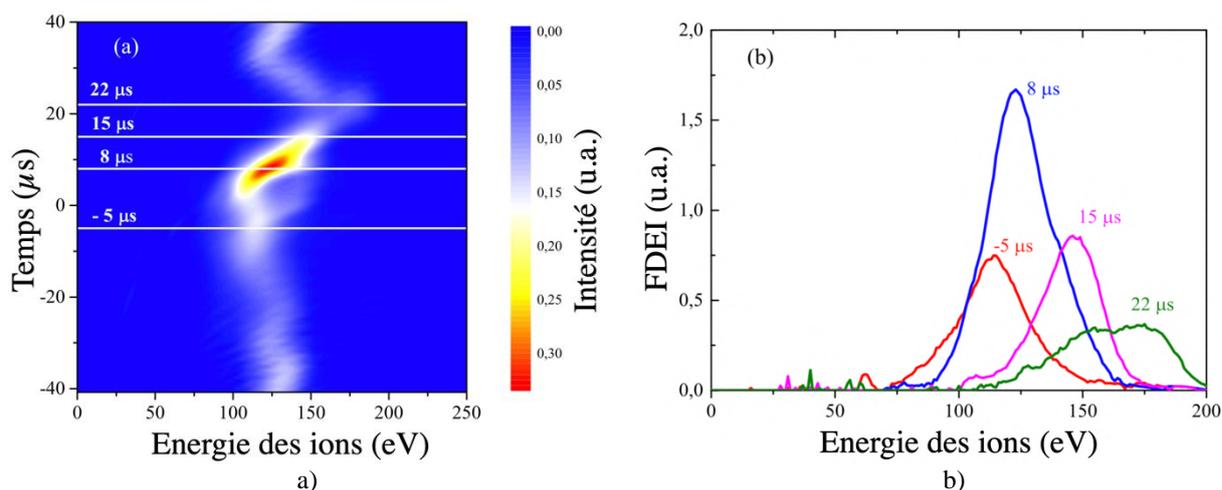


Figure 79 : a) FDEI temporelle reconstruite dans le plan de sortie du propulseur avec 150V de tension de décharge et 6 sccm de Xénon pour le propulseur. b) Divers exemples de FDEI correspondant aux coupes temporelles blanches de la Figure 79 a) à -5 μs, 8 μs, 15 μs et 22 μs.

En premier lieu, on constate que l'énergie correspondant au maximum d'intensité, varie au cours du temps. Ceci est visible sur la Figure 79 a), notamment autour de $t = +8 \mu\text{s}$, où l'on remarque que l'énergie des ions augmente rapidement. On peut également remarquer cette variation d'énergie sur les FDEI de la Figure 79 b) pour quatre instants différents.

À $t = -5 \mu\text{s}$, les ions extraits du propulseur ont en moyenne une énergie de 115 eV pour une tension de décharge $U_d = 150 \text{ V}$. Ensuite, l'énergie moyenne des ions extraits augmente de façon monotone en atteignant un maximum de courant d'ion extrait à $t = +8 \mu\text{s}$. On remarque d'ailleurs qu'à $t = 22 \mu\text{s}$, l'énergie moyenne des ions (170 eV) est nettement supérieure à la tension appliquée (150 V). L'intensité du courant et l'énergie des ions sont ensuite en nette diminution avant de recommencer le cycle.

Il est clair qu'après ces mesures, l'extraction d'ions de haute et basse énergie est successive et que c'est pour cette raison que les FDEI moyennées dans le temps sont larges et non symétriques à basse tension, en présence de Breathing mode.

En considérant des ions simplement chargés et après avoir reconstruit et intégré la fonction de distribution des ions en sortie du propulseur, il est possible d'obtenir une image du courant ionique en sortie du canal et en fonction du temps :

$$I_{ion}(t) = \int FDEI(\epsilon, t) d\epsilon$$

La Figure 80 représente en noir une oscillation du courant de décharge en fonction du temps, en rouge une oscillation du courant d'ion collecté par la sonde RPA et en bleu celle reconstruite, en tenant compte du « temps de vol » des ions.

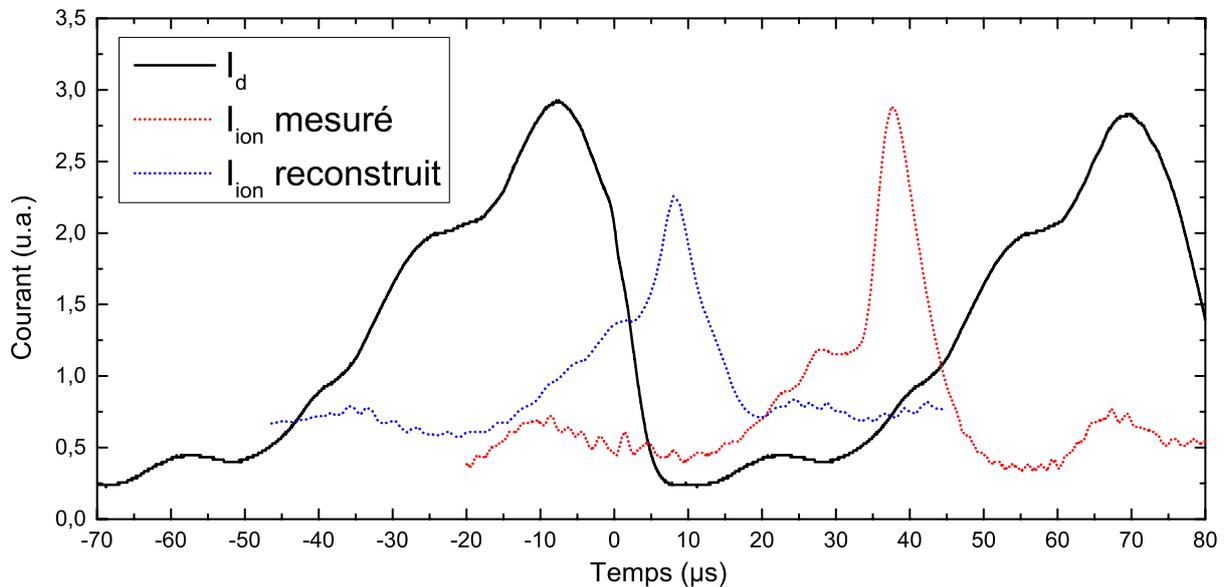


Figure 80 : Évolution des courants en présence de Breathing mode. Courant de décharge total (en noir), courant ionique collecté par la RPA (en rouge) et courant ionique reconstruit à la sortie du propulseur (en bleu).

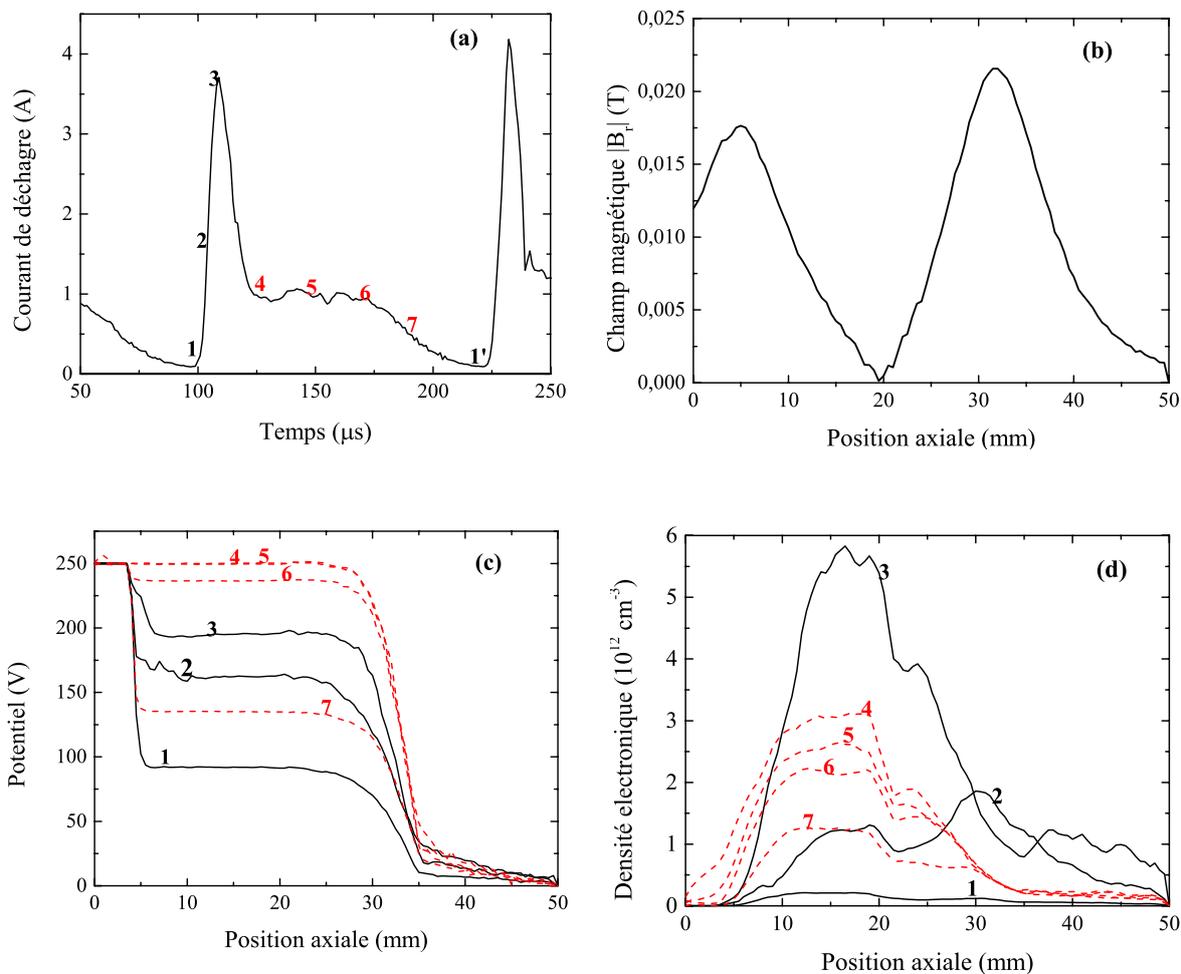
À travers cette figure, le courant de décharge I_d et le courant d'ion reconstruit $I_{ion}(t)$ présentent une évolution similaire, malgré un déphasage d'environ 15 µs entre les deux principaux pics. Ce décalage entre le courant de décharge et les paramètres plasma (potentiel plasma, densité ou température électroniques) a aussi été observé dans la littérature [75] [76] [52]. La dynamique des différents paramètres plasma dans ce propulseur a aussi été étudiée numériquement à l'aide du modèle bidimensionnel hybride Hallis dans la partie qui suit.

b. Compréhension de la dynamique de l'instabilité axiale

La géométrie et la configuration magnétique du propulseur ID-Hall ont été implémentées dans le modèle hybride quasineutre HALLIS pour comprendre l'origine et l'évolution temporelle de l'énergie des ions observées expérimentalement.

La Figure 81 a) présente l'évolution du courant de décharge $I_d(t)$ en régime oscillatoire. La Figure 81 b) et c) représente respectivement l'évolution de l'intensité du champ magnétique statique et le profil axial du potentiel plasma pour différents temps et pour une tension de décharge de 250 V, un débit de 1 mg/s, avec des coefficients de transport $a = 2$, $a_e = 0.2$ et $b = 1$ (cf. II.4). Les Figure 81 d), e) et f) représentent la densité électronique n_e , la température électronique T_e et la densité de neutres n_n , respectivement.

À noter qu'une infime variation de la valeur de ces paramètres peut faire basculer le système vers un régime différent.



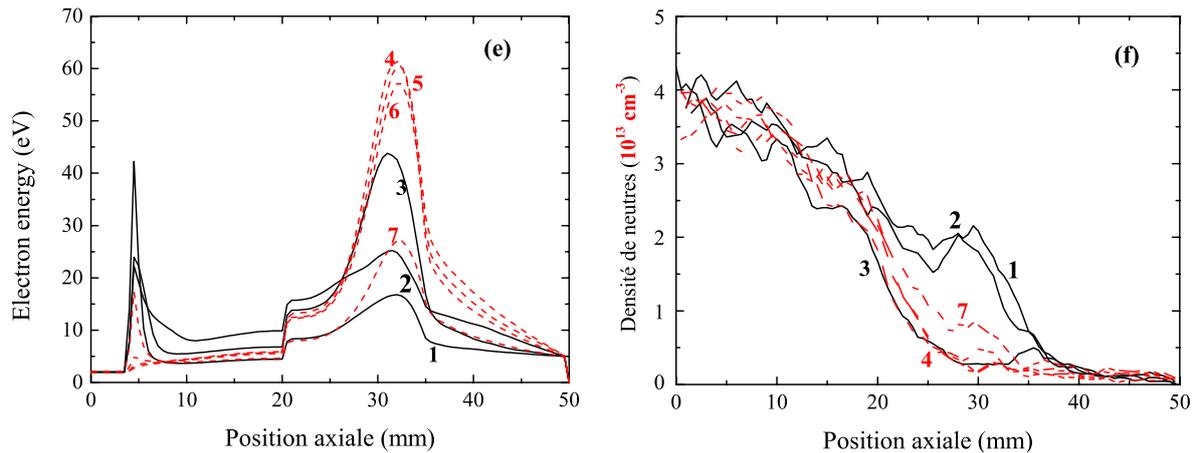


Figure 81: a) Courant de décharge dans un cycle d'oscillation de Breathing mode b) Intensité du champs magnétique statique radial. c) Représentation du potentiel plasma le long du propulseur en régime oscillatoire à différents instants d) Densité électronique le long de l'axe z. e) Énergie des électrons le long de l'axe z. f) Densité de neutres le long de l'axe z. Fonctionnement simple étage, tension de décharge = 250V, débit de 1 mg/s de Xe dans le propulseur, Anode à 3,3 cm du plan de sortie (situé axialement à 3,5 mm).

Dans ces conditions, la fréquence des oscillations du courant de décharge est de 8,5 kHz. Les oscillations obtenues numériquement sont qualitativement comparables à celles observées expérimentalement. Le courant de décharge (Figure 81 a) présente une rapide augmentation jusqu'à un maximum de 4 A (points 1-2-3). S'en suit un plateau autour de 1 A (points 4-5-6) et enfin une diminution lente vers une valeur de courant quasi nulle (points 7-8) avant que le cycle ne recommence.

Le profil du potentiel plasma (Figure 81 c) fait apparaître deux chutes au niveau des deux barrières magnétiques ; régions où la conductivité électronique est faible due au confinement des électrons par les lignes de champ magnétique. La première est située à 5 mm en aval de l'anode et la seconde au niveau du canal de sortie (entre 30 et 40 mm). Ce profil, avec deux chutes de potentiel, est clairement visible au début et à la fin du cycle d'oscillations (point 1 et 1'), lorsque la densité plasma dans le canal et dans la chambre d'ionisation est très faible (Figure 81 d)).

L'augmentation rapide du courant (points 1-2-3) s'accompagne d'une augmentation importante de la densité de plasma dans la chambre. Ceci correspond également à une diminution de la chute de potentiel près de l'anode (Figure 81 c). À cela s'ajoute (Figure 81 e) une augmentation de l'énergie des électrons dans le canal, autour de $z = 30\text{mm}$, qui coïncide avec une déplétion des neutres (Figure 81 f). La majeure partie de l'ionisation des neutres par les électrons a lieu dans le canal. Le plasma diffuse ensuite vers l'anode, ce qui améliore la conductivité du plasma dans la chambre d'ionisation et diminue le champ électrique près de l'anode.

S'en suit après saturation du processus d'ionisation et d'extraction des ions par le champ électrique (majoritairement localisé dans le canal), une diminution lente de la densité électronique (points 4-5-6, Figure 81 d)). Ceci correspondant au plateau de courant sur la Figure

81 a). Puisque qu'à ces différents instants, la chute de potentiel se localise spécifiquement au niveau du canal, cette lente évolution nous laisse penser que les ions diffuseraient vers les parois de la chambre d'ionisation où ils se recombineraient (car le champ électrique axial dans la chambre est trop faible, voire nul).

Finalement (point 7), la densité plasma tend vers zéro, la conductivité proche de l'anode diminue fortement et la chute de potentiel dans la seconde barrière réapparaît. Il faut ensuite attendre que les neutres remplissent complétement le canal pour être ionisées efficacement (Figure 81 e) 7 --> 1').

Nous constatons au travers des résultats de simulation que les oscillations de densité plasma dues au Breathing Mode modifient considérablement la conductivité du plasma et conduisent à une modification de la répartition spatiale du potentiel au cours d'un cycle de Breathing Mode. Les résultats de simulation montrent également que l'ionisation du gaz se fait intégralement dans la barrière accélératrice [77]. Par conséquent et pendant la durée d'un cycle, les ions sont uniquement accélérés par la chute de potentiel en sortie du canal, qui varie au cours du temps.

Si l'on compare les résultats de simulation avec les résultats expérimentaux :

Le point 1 de la simulation (là où la chute de potentiel dans le canal est minimale et l'énergie des ions éjectés est faible) correspond au pic de faible énergie observé par RPA ($t = -15 \mu\text{s}$, Figure 79).

Très rapidement avec les points 2-3-4 (moins de $20 \mu\text{s}$ plus tard), les électrons diffusent dans la chambre, la conductivité augmente et la chute de potentiel près de l'anode devient négligeable. Dans cette situation, la chute de potentiel est maximale au niveau de barrière de sortie (dans le canal) ; cela correspond au pic de forte énergie observé sur la RPA et qui apparaît environ $25 \mu\text{s}$ après le premier pic de faible énergie. Ceci pourrait être associé expérimentalement aux $15 \mu\text{s}$ de décalage entre I_d et le courant d'ion reconstruit sur la Figure 80. À noter que le modèle ne permet pas d'expliquer un pic d'énergie des ions supérieur à la tension appliquée.

Par la suite, la dynamique est plus lente, la différence de potentiel et donc le champ électrique proche de l'anode augmente progressivement pendant $80 \mu\text{s}$. Dans cette partie du cycle, la diminution de la densité plasma (due à la déplétion des neutres) conduit à une chute du courant d'ion extrait, dont l'énergie diminue progressivement.

En conclusion, le modèle nous montre que la variation temporelle de l'énergie des ions est due à la modification de la répartition du potentiel entre les deux barrières magnétiques. Indépendante de l'origine du Breathing mode, cette répartition de la chute de potentiel est néanmoins couplée à cette instabilité axiale. Les ions créés juste en amont de la barrière magnétique accélératrice, sont alors soumis à un champ électrique accélérateur oscillant temporellement.

III.4. Poussée, impulsion spécifique et divergence

Afin d'estimer la poussée d'un propulseur, il est assez répandu d'utiliser un système de balance, soit placé en face du propulseur, soit monté directement sur le propulseur [78] [79] [80, 39]. Cependant, en l'absence de ce système de mesure, il est possible d'estimer la poussée à partir des mesures de sonde RPA et de sonde de Faraday (respectivement FDEI et distribution angulaire des ions).

Les FDEI précédemment décrites sur les Figure 75 ont été obtenues en regard du propulseur, au centre de la plume. Afin de vérifier si l'énergie des ions extraits est dépendante de leur angle d'extraction, différentes FDEI en fonction de l'angle sont présentées sur la Figure 82. À noter que de par la longueur du bras de la sonde RPA, l'exploration angulaire s'est limitée à $\pm 30^\circ$.

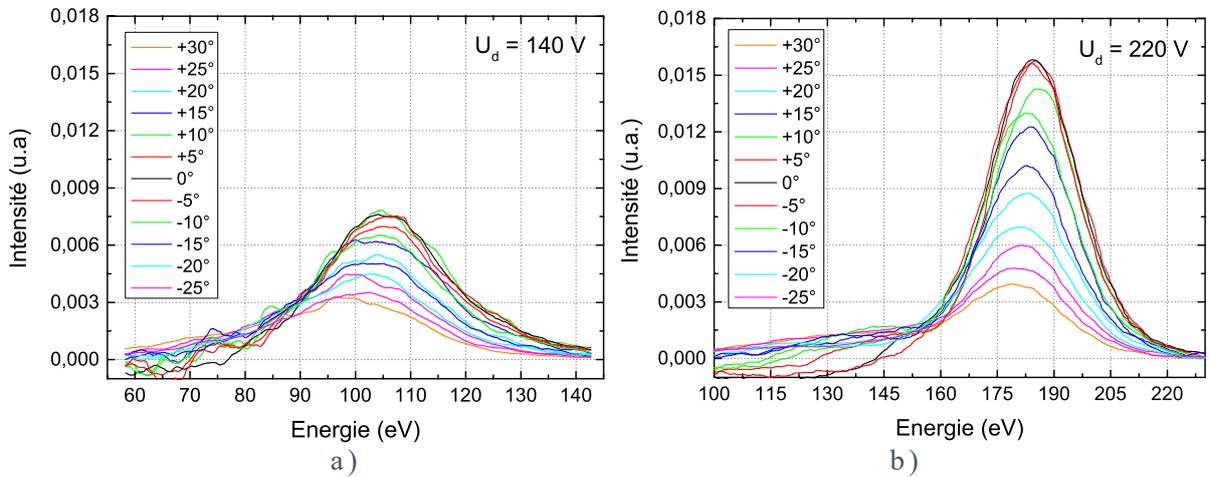


Figure 82 : Distributions en énergie des ions FDEI pour différentes positions angulaires avec une tension de décharge $U_d = 140 \text{ V}$ en a) et 220 V en b). Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

On constate d'une part, que l'intensité des FDEI décroît fortement avec l'augmentation de l'angle (en accord avec les distributions angulaires de la sonde de Faraday), et d'autre part, que l'énergie moyenne des ions diminue légèrement lorsque l'on s'écarte de l'axe du propulseur. Cette différence approche 5 eV entre 0° et 30° avec des intensités de courant collecté 2,5 (a) à 5 fois (b) plus faibles. On considérera que, de par la faible variation d'énergie et l'intensité du signal d'autant plus faible au-delà de 30° , la vitesse moyenne des ions reste la même, quel que soit l'angle.

La vitesse moyenne des ions, $\langle v_{Xe^+} \rangle$ est donc déterminée à partir des FDEI obtenues dans la plume, à 0° et à l'aide de l'équation présentée dans la partie II.3.2 a. On en déduit la poussée T , à partir de la vitesse moyenne $\langle v_{Xe^+} \rangle$, du débit massique d'ion $\dot{m}_{Xe^+} = m_{Xe} I_{Xe^+} / e$ et du cosinus moyen $\langle \cos \theta \rangle$, tel que $T = \dot{m}_{Xe^+} \langle v_{Xe^+} \rangle \langle \cos(\theta) \rangle$. Ceci sous-entend l'approximation $\langle v_{Xe^+} \cos(\theta) \rangle \approx \langle v_{Xe^+} \rangle \langle \cos(\theta) \rangle$.

À noter que $\langle \cos(\theta) \rangle$, nous indique la vitesse des ions dirigée le long de l'axe du propulseur. À partir de la distribution angulaire de la sonde de Faraday, on obtient le cosinus moyen tel que :

$$\langle \cos(\theta) \rangle = \frac{2\pi R^2}{I_{ion}} \int_0^{\pi/2} \cos(\theta) J_{ion}(\theta) \sin(\theta) d\theta$$

Les Figure 83 a) et b) présentent respectivement la poussée et l'impulsion spécifique en fonction de la tension de décharge, pour 6 et 9 sccm.

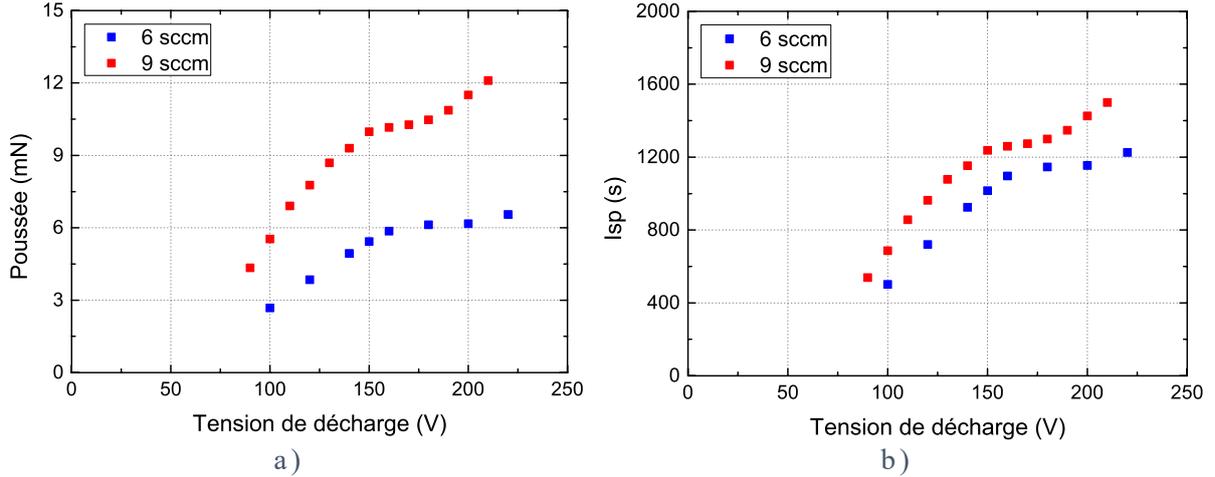


Figure 83 : a) Poussée et b) Impulsion spécifique en fonction de la tension de décharge appliquée pour deux débits dans le propulseur, 6 et 9 sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$

On constate sur la Figure 83 a) que la poussée est d'autant plus importante que la tension appliquée est élevée et qu'elle augmente avec le débit. Ces poussées sont estimées entre 3 mN (pour $U_d = 100 \text{ V}$ et 6 sccm) et 12 mN (pour $U_d = 200 \text{ V}$ et 9 sccm).

Ces observations sont respectivement corrélées à l'augmentation de l'énergie moyenne des ions extraits (avec la tension) et à l'augmentation de la quantité d'ion extraits (avec la tension et le débit). Le $\langle \cos(\theta) \rangle$ augmente lui aussi avec la tension de $\approx 0,7$ pour $U_d = 100 \text{ V}$ jusqu'à $\approx 0,9$ pour $U_d = 200 \text{ V}$, ce qui a pour effet d'augmenter la poussée en diminuant la divergence de la plume.

La Figure 83 b), présente l'évolution respective de l'impulsion spécifique, I_{sp} du propulseur en fonction de la tension. On peut remarquer des I_{sp} autour de $600 \pm 50 \text{ s}$ pour $U_d = 100 \text{ V}$ et autour de $1300 \pm 100 \text{ s}$ pour $U_d = 200 \text{ V}$. De plus, l'évolution de I_{sp} est similaire à celle de la poussée, car l' I_{sp} est proportionnelle à $\langle v_{Xe^+} \rangle$, à $\langle \cos \theta \rangle$, mais aussi au taux d'utilisation d'ergol $\eta_{erg} = \dot{m}_{Xe^+} / \dot{m}_{Xe}$. Ce dernier sera d'autant plus élevé que le débit d'ion extraits, \dot{m}_{Xe^+} (proportionnel à I_{ion}) est important.

La Figure 84 a) présente l'évolution de la divergence, θ_{div} pour 6 et 9 sccm, définie comme le domaine de la distribution contenant 90% du courant d'ion. Tel que nous l'avons remarqué avec la poussée, le $\langle \cos \theta \rangle$ augmente en fonction de la tension, ce qui implique une

diminution de la divergence, $\theta_{div} = 65 \pm 4^\circ$ entre 100 V et 200 V. Par ailleurs, la variation du débit injecté dans le propulseur permet aussi de constater que θ_{div} est d'autant plus faible que le débit augmente. Ceci nous indique que malgré la pression relativement élevée dans le caisson, la variation de la divergence est mesurable avec la variation du débit.

Différentes causes peuvent expliquer cette tendance, tel qu'une délocalisation de la région d'ionisation plus en amont du canal, ou encore un profil du champ accélérateur plus axial. Cependant, d'autres études sont nécessaires pour comprendre cette évolution.

On peut aussi remarquer que les valeurs de la divergence sont plus grandes que celles rencontrées dans la littérature, $\theta_{div} > 30^\circ$ [1] [52] [10]. Celle-ci peut s'expliquer par la configuration magnétique particulière du propulseur ou encore par la pression relativement élevée dans le caisson, entraînant des collisions et une redistribution du faisceau d'ions du centre vers la périphérie. Les valeurs absolues de la divergence sont donc indicatives et seules les tendances sont considérées à travers cette figure.

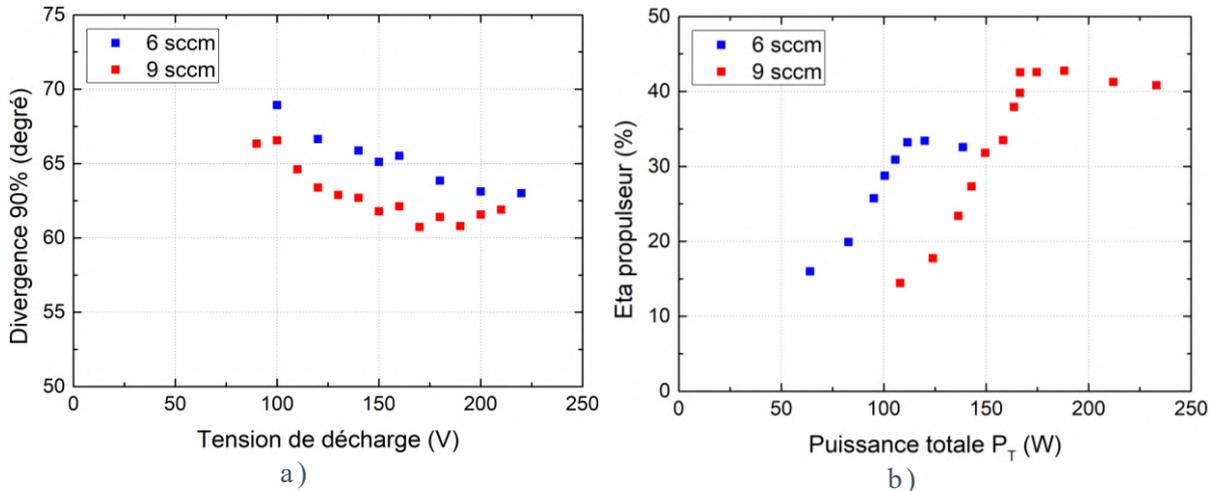


Figure 84 : a) Divergence de la plume et b) efficacité du propulseur en fonction de la tension de décharge pour deux débits dans le propulseur, 6 et 9 sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm

La Figure 84 b) présente l'efficacité η_{prop} du propulseur en fonction de la puissance électrique totale $P_T = P_{DC} = U_d \cdot I_d$. Cette efficacité est le rapport entre la puissance mécanique, $P_{mécanique}$ fournie par le propulseur et la puissance électrique $P_{électrique}$ fournie au propulseur (la puissance dissipée dans la cathode n'est pas prise en compte ici), tel que :

$$\eta_{prop} = \frac{P_{mécanique}}{P_{électrique}} = \frac{T^2}{2\dot{m}_{Xe}} \cdot \frac{1}{P_{DC}}$$

On constate que pour les deux débits étudiés, l'efficacité augmente avec la puissance électrique, de $\eta_{prop} \approx 15\%$ jusqu'à 32% pour 6 sccm (180 V - 0,62 A) et 42% pour 9 sccm (170 V - 0,98 A). Au-delà des puissances correspondantes (110 W pour 6 sccm et 170 W pour 9 sccm), l'efficacité du propulseur reste inchangée avec l'augmentation de la puissance.

III.5. Conclusion

Dans ce chapitre, le propulseur ID-Hall a été étudié en fonctionnement simple étage par l'intermédiaire de différentes sondes et à l'aide du modèle HALLIS.

Malgré la configuration magnétique particulière du propulseur, ses caractéristiques restent comparables et proches de celles d'un propulseur à courant de Hall conventionnel. En effet, le courant de décharge $I_d(U_d)$ présente une évolution relativement classique, le courant d'ion I_{ion} extrait augmente avec la tension jusqu'à saturer, l'énergie des ions ϵ_{ion} augmente avec la tension et des instabilités (à basse tension de décharge) induisent une oscillation du courant de décharge $I_d(t)$ à une fréquence de l'ordre de quelques kHz.

Cependant, nous avons pu remarquer que la particularité de la configuration magnétique n'est pas sans conséquence sur l'énergie des ions extrait. En effet, le modèle nous a permis de mettre en évidence une oscillation spatiale et temporelle de la conductivité électronique dans la chambre, corrélée à une répartition du champ électrique accélérateur, entre les deux barrières magnétiques. Les ions, uniquement créés en amont du canal, sont alors soumis à un champ accélérateur oscillant dans le temps, à la même fréquence que l'instabilité axiale de Breathing mode.

Enfin, les différentes grandeurs propulsives permettent aussi de constater que les différents paramètres du propulseur, poussée T , impulsion spécifique I_{sp} ou efficacité du propulseur η_{prop} , ont des valeurs proches de celles d'un propulseur à courant de Hall classique de puissance équivalente.

L'étude du propulseur ID-Hall en fonctionnement simple étage, s'est ensuite poursuivie en double étage afin de connaître l'influence de la puissance RF déposée par la source ICP, sur le plasma et le propulseur. La comparaison entre simple et double étage, permettra de répondre aux différentes questions énoncées dans la section II.2 et d'approfondir le concept développé avec ce propulseur.

Chapitre IV. Caractérisation du propulseur ID-Hall en mode double étage avec différents ergols : Xénon et Argon.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'effet de la source d'ionisation sur le fonctionnement du propulseur ID-Hall. L'objectif principal est de démontrer ou non la faisabilité du concept de propulseur à courant de Hall double étage et de déterminer dans quelles gammes de puissance RF et de tension appliquée entre la cathode et l'anode ce fonctionnement est possible. Nous nous attacherons plus précisément à répondre aux questions suivantes :

- Est-il possible d'extraire et accélérer des ions au travers d'une barrière magnétique ?
- Dans la mesure où à forte tension l'ionisation est possible dans la barrière, quelle est la part relative des ions provenant de la source d'ionisation ? Est-ce que la source peut être utilisée en complément d'une ionisation non optimale en simple étage et à fort débit ?
- Est-ce que la source modifie le transport des électrons au travers de la barrière ?
- Dans la configuration magnétique particulière de ID-Hall (avec deux barrières magnétiques), quel sera l'effet de la source sur les instabilités de Breathing mode constatées en simple étage ?
- Quelle est l'influence de la nature de l'ergol (Xénon ou Argon) sur le fonctionnement double étage ?

Afin de répondre à ces questions, le plan de ce chapitre est le suivant. Dans un premier temps, les caractéristiques du courant de décharge en Xénon seront présentées en fonction de la tension de décharge et de la puissance RF. Par la suite, le courant d'ion et leur énergie seront étudiés afin d'obtenir les différentes grandeurs propulsives. Enfin, quelques caractéristiques seront présentées en Argon et comparées avec le Xénon.

Dans ce chapitre, le terme « mode double étage » sera utilisé pour signifier que la puissance injectée dans la source RF n'est pas nulle. Nous verrons que, dans certains cas, il ne s'agit pas à proprement dit de conditions pour lesquelles le « fonctionnement double étage » est avéré (découplage entre ionisation et accélération).

IV.1. Évolution des paramètres de décharge avec la puissance RF

La source d'ionisation du propulseur ID-Hall est décrite dans la partie II.2.3 et a fait l'objet d'une étude plus complète dans la thèse de Loïc Dubois [3]. Pour l'étude en fonctionnement double étage qui suit, les débits d'injection sont ceux étudiés en simple étage et la gamme de puissance RF injectée dans la source ICP ne dépasse pas 200 W en raison de la sensibilité à la température de certains éléments du système, ainsi qu'au dimensionnement du propulseur (les dimensions de ID-Hall ont été choisies pour un fonctionnement optimal de 300 W, ou un courant d'ions de l'ordre de $I_{ion} \approx 1 A$).

IV.1.1. Caractéristiques courant - tension - Puissance RF

Afin de caractériser le fonctionnement double étage du propulseur, les mesures ont été réalisées à puissance injectée P_{inj} constante et tension de décharge U_d variable, ainsi qu'à U_d constante et P_{inj} variable. Les paramètres variables ont été modifiés de façon croissante avec des incréments $\Delta P_{inj} = +10W$ et $\Delta U_d = +10V$, puis de façon décroissante, avec des incréments plus larges $\Delta P_{inj} = -50W$ et $\Delta U_d = -50V$. La reproductibilité des résultats a été vérifiée à travers différentes campagnes de mesure étalées dans le temps (sur plusieurs mois).

L'efficacité du couplage entre la source ICP et le plasma est un nouveau paramètre à prendre en considération dans l'étude en double étage. Cette efficacité est obtenue à partir de mesures réalisées avec la sonde courant-tension RF décrite dans la partie II.2.6. La puissance absorbée par le plasma est alors déterminée à partir des valeurs de la puissance injectée, du courant circulant dans la bobine et de la résistance du circuit obtenue sans plasma. Les figures présentées dans ce chapitre font apparaître la puissance absorbée comme paramètre variable.

a. Caractéristiques courant-tension à puissance RF constante

La Figure 85 présente l'évolution du courant de décharge I_d pour un débit de 6 sccm en fonction de la tension de décharge U_d pour les puissances RF injectées suivantes : 50 W, 100 W, 150 W. La caractéristique courant-tension en simple étage et le courant d'ion maximum théorique $I_{ion}^* = 0,4 A$ sont également représentés. Pour chacune de ces puissances, l'efficacité de la source varie peu en fonction de la tension. Elle diminue légèrement en augmentant la puissance, passant de 72% à 50W (36W absorbés), à 67 % à 150 W (100W absorbés).

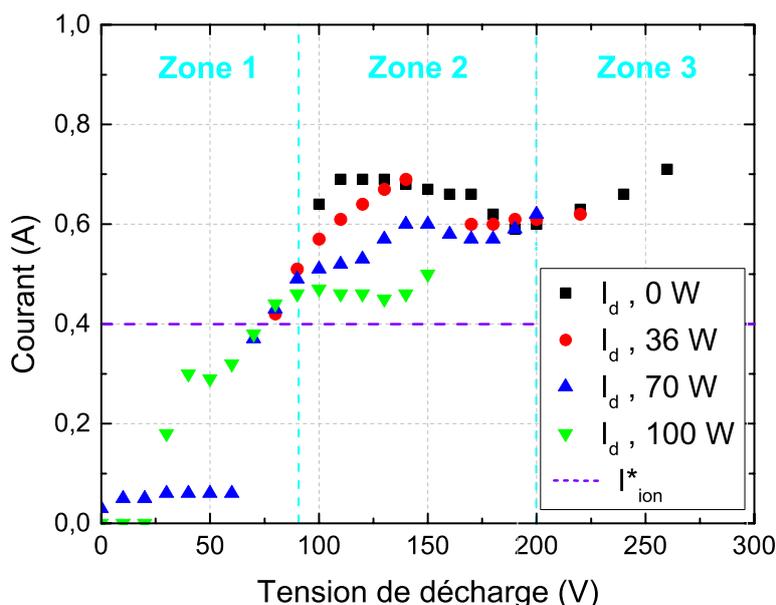
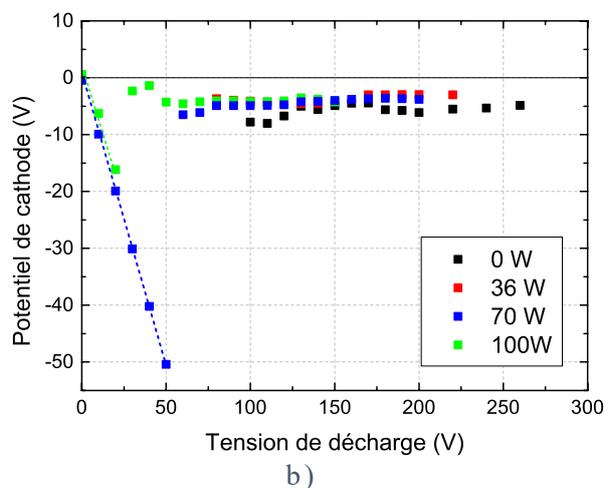
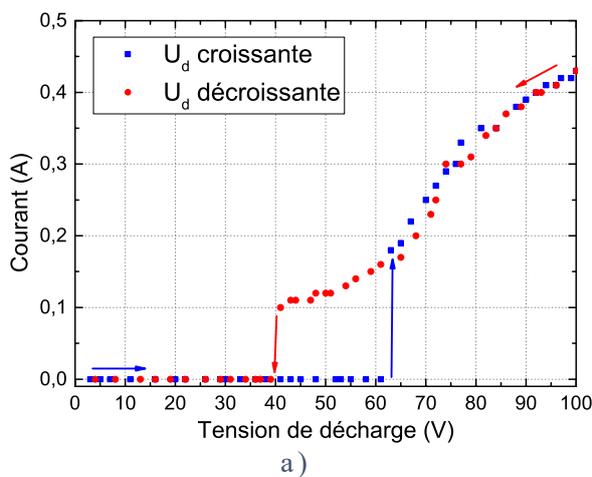
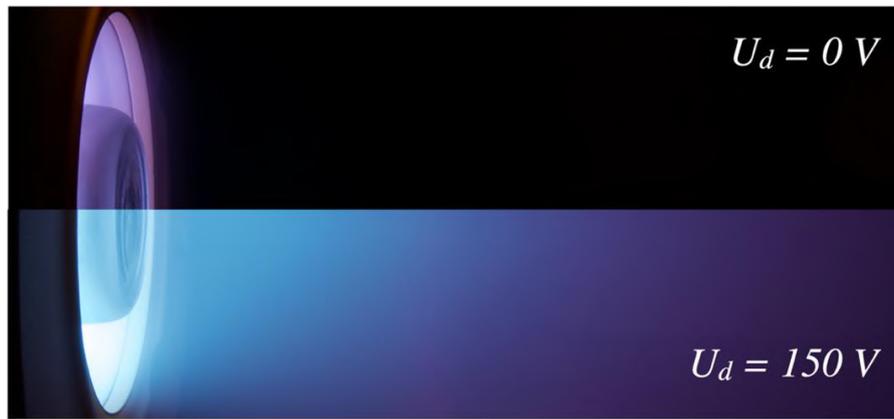


Figure 85 : Évolution du courant de décharge I_d en fonction de la tension U_d entre l'anode et la cathode pour différentes puissances RF absorbées par le plasma. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

On peut constater sur cette figure, que pour les trois puissances explorées, le courant de décharge en double étage est toujours inférieur (ou égal) à celui mesuré en simple étage, en noir. De plus, on distingue trois zones en fonction de la tension, qui sont définies à partir de la caractéristique courant-tension obtenue en simple étage :

- La zone 2 correspond aux tensions intermédiaires ($90 V \leq U_d \leq 200 V$). Dans cette zone, le courant de décharge est d'autant plus faible que la puissance RF est élevée. A noter que cette diminution peut être la conséquence d'une diminution du courant d'électron, de celle du courant d'ion ou des deux. Enfin, nous rappelons qu'en simple étage cette région présente de fortes instabilités de Breathing mode.
- La zone 3 ($U_d \geq 200 V$) n'a pas pleinement pu être explorée en puissance à cause de la sensibilité à la température de certains matériaux, mais de rapides explorations nous ont permis d'observer des courants de décharges croissants avec l'augmentation de la puissance RF. Pour rappel, l'augmentation du courant à partir de 200V est à associer à l'émission d'électrons secondaire par parois et correspond également à la disparition des instabilités de Breathing mode.
- Enfin, la zone 1 correspond aux tensions de décharge inférieures à 90 V pour lesquelles le fonctionnement simple étage n'est pas possible. On peut remarquer que la tension minimale de fonctionnement de la décharge est d'autant plus basse que la puissance RF absorbée par le plasma est importante ($U_{d-min} = 80 V$ pour $P_{abs} = 36 W$, $U_{d-min} = 0 V$ pour $P_{abs} = 70 W$ et $P_{abs} = 100 W$). De plus, il existe une décharge plasma avec et sans (ou faible) courant de décharge pour lesquels deux régimes de fonctionnement sont délimités par un seuil en tension, à $U_d \approx 60 V$ pour $P_{abs} = 70 W$ et $U_d \approx 30 V$ pour $P_{abs} = 100 W$. Cette tendance est mise en avant dans la Figure 86 a) avec un pas en tension plus faible, sur laquelle on constate une hystérésis de courant bornée par la tension minimale à appliquer pour extraire les ions ($U_d \approx 63 V$) et la tension minimale nécessaire pour maintenir leur extraction ($U_d \approx 40 V$).





c)

Figure 86 : a) Hystérésis sur le courant de décharge en fonction de la tension de décharge appliquée, $P_{abs} = 70 \text{ W}$. b) Évolution du potentiel de cathode V_{cath} en fonction de la tension U_d pour différentes puissances RF absorbées par le plasma. c) Image comparative du propulseur fonctionnant à tension nulle, $U_d = 0 \text{ V}$, $P_{abs} = 70 \text{ W}$, $I_d = 0 \text{ A}$ et à plus forte tension, $U_d = 150 \text{ V}$, $P_{abs} = 70 \text{ W}$, $I_d = 0,60 \text{ A}$. Le temps d'exposition est identique dans les deux cas. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

L'efficacité de la source reste inchangée dans les cas avec et sans extraction. Cependant, il semblerait qu'il faille initier la décharge pour pouvoir fonctionner à plus basse tension et ce, malgré un plasma maintenu par la source.

En parallèle de ces mesures, nous avons pu enregistrer l'évolution du potentiel de la cathode par rapport à la masse (Figure 86 b)) et les différences de luminosité du plasma suivant la tension de décharge appliquée (Figure 86 c)). Outre le constat d'une faible évolution du potentiel de cathode en mode double étage dans la zone 2 et 3, ($V_{cath} \approx -4 \pm 2 \text{ V}$), on peut clairement remarquer une forte évolution linéaire de ce potentiel dans la zone 1. Ces variations de tension de cathode sont proportionnelles à la tension de décharge appliquée et sont en relation directe avec les courants nuls (ou faibles) de la Figure 85 et la luminosité du plasma sur la Figure 86 c).

Malgré la tension de décharge appliquée et l'existence d'un plasma autour de la source, la conductivité au travers de la barrière magnétique semble trop faible pour qu'un courant puisse circuler entre l'anode et la cathode. Dans ces conditions, les électrons de la cathode ne sont pas (ou peu) extraits et la totalité de la différence de potentiel appliquée entre l'anode et la cathode se localise entre la cathode et la masse (plus précisément dans la gaine cathodique). Lorsque la tension est suffisamment grande et qu'un courant d'électron traverse cette barrière, la différence de potentiel se « délocalise » de la cathode à la barrière magnétique. Nous pouvons alors observer une plume apparaître en sortie du propulseur et remarquer l'extraction des ions depuis le propulseur, sur la Figure 86 c).

b. Caractéristiques courant-puissance RF à tension constante

Après avoir étudié l'évolution du courant en fonction de la tension appliquée pour différentes puissances RF absorbées, la Figure 87 a) présente l'évolution du courant de décharge en fonction de la puissance absorbée par le plasma.

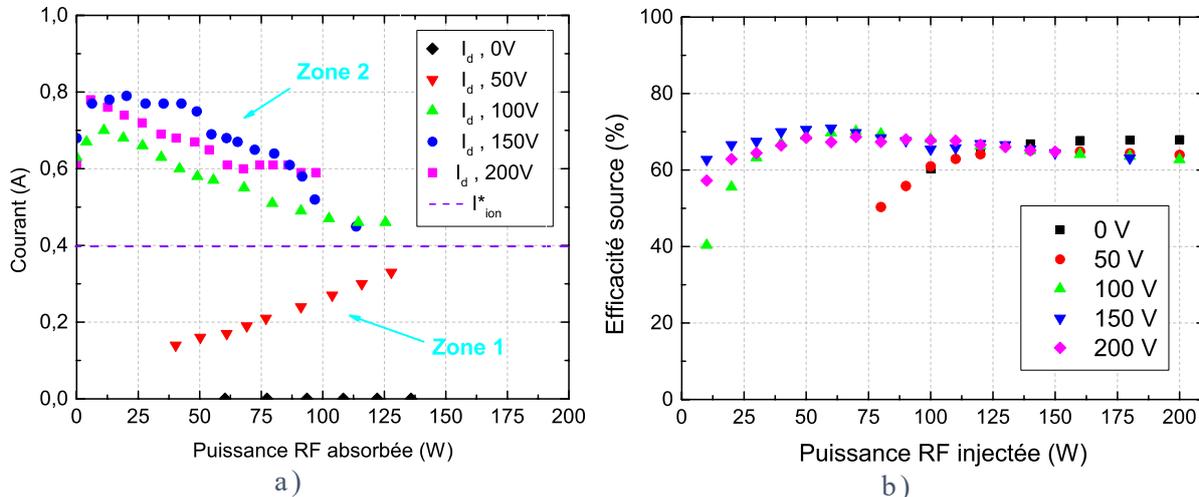


Figure 87 : a) Évolution du courant I_d en fonction de la puissance absorbée P_{abs} pour différentes tensions de décharge U_d . b) Évolution de l'efficacité de la source ICP pour toutes les conditions explorées. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

On constate tout d'abord que pour une tension de 0V, le courant émis par la cathode est nul, ce qui indique que les ions potentiellement extraits du propulseur le seraient par diffusion ambipolaire (les électrons du plasma assureraient la quasi-neutralité hors du propulseur).

On remarque également deux évolutions opposées du courant de décharge, dépendantes de la tension appliquée. Pour des tensions faibles (ici 50 V) correspondant à la zone 1 décrite précédemment (zone pour laquelle la tension n'est pas suffisante pour un fonctionnement simple étage), le courant de décharge augmente linéairement avec la puissance absorbée.

Pour des tensions plus élevées (zone 2, où les instabilités de Breathing mode sont présentes), on observe une légère augmentation du courant pour de faibles puissances absorbées, suivies d'une décroissance importante avec l'augmentation de la puissance. On note également que le courant de décharge tend vers la valeur théorique du maximum de courant d'ion pour ce débit, I_{ion}^* .

L'efficacité de couplage entre la source et le plasma est présentée sur la Figure 87 b). Quelle que soit la tension de décharge, l'efficacité de couplage augmente tout d'abord avec la puissance injectée jusqu'à atteindre une valeur maximale proche de 70%, avant de diminuer légèrement. Pour comprendre ces variations, on peut décrire les deux cas extrêmes indépendamment de la tension appliquée entre la cathode et l'anode :

- À très faible puissance (faible densité plasma), la conductivité du plasma est faible, l'épaisseur de peau excède la dimension du plasma et le champ RF pénètre la totalité du plasma. La puissance absorbée est alors proportionnelle à la densité.

- À forte puissance (forte densité plasma), l'épaisseur de peau est beaucoup plus faible que les dimensions du plasma et la puissance absorbée est alors inversement proportionnelle à la racine carrée de la densité.

Le maximum d'efficacité est alors obtenu pour une densité de plasma telle que l'épaisseur de peau soit égale aux dimensions du plasma (typiquement le rayon dans le cas d'une décharge cylindrique avec une antenne externe).

La Figure 87 b) présente également une évolution identique pour les tensions de la zone 2 (le maximum est obtenu pour environ 50 W) alors que l'efficacité pour 50 V présente une évolution similaire à celle obtenue à tension nulle (mais dont le maximum est décalé à 130W). Ce décalage du maximum de couplage pourrait être dû :

- soit à une modification de l'épaisseur de peau (densité plasma) par la tension de décharge, à puissance injectée fixe. L'épaisseur de peau serait plus faible (densité plasma plus importante) dans le cas des tensions de la zone 2 (par rapport à celle de la zone 1),
- ou à une modification des dimensions du plasma. Le volume du plasma serait réduit dans le cas des tensions les plus élevées (zone 2).

Enfin, cette figure met aussi en évidence que pour de fortes puissances injectées, les efficacités tendent vers la même valeur quelle que soit la tension. À contrario, pour de faibles puissances RF ($P_{inj} < 30W$), ces résultats indiquent que le couplage entre la source et le plasma est dépendant de la tension appliquée entre la cathode et l'anode.

IV.1.2. Variation du débit de Xénon

La Figure 88 a) représente l'évolution du courant de décharge à 9 sccm en fonction de la puissance RF absorbée.

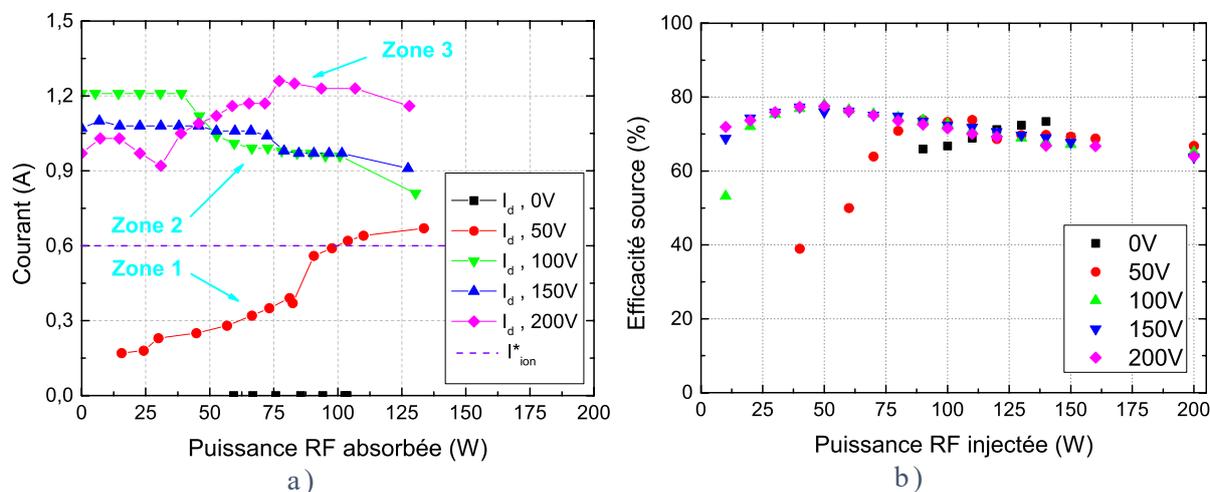


Figure 88 : a) Évolution du courant I_d en fonction de la puissance RF absorbée, P_{abs} pour différentes tensions de décharge U_d . b) Évolution de l'efficacité de la source ICP pour toutes les conditions explorées dans la Figure 88 a). Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 9$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

On retrouve les différentes zones décrites à 6 sccm (Figure 85), avec la croissance du courant dans la zone 1 à faible tension de décharge ($U_d = 0$ V et 50 V), la décroissance du courant dans la zone 2 à tension intermédiaire ($U_d = 100$ V et 150 V) et, pour ce débit, l'augmentation du courant dans la zone 3 à plus forte tension ($U_d = 200$ V). En effet, à 200V et 9 sccm, nous avons vu en simple étage (cf. Figure 69 a)) que la contribution de l'émission d'électrons secondaires par les parois du propulseur n'est plus négligeable. Dans cette condition, l'augmentation de la densité électronique (induite par l'augmentation de la puissance absorbée) et l'augmentation du taux d'émission d'électrons secondaires, pourraient être responsables de la hausse du courant de décharge I_d .

Dans ces conditions, l'efficacité de couplage est présentée sur la Figure 88 b) et nous permet de constater des évolutions similaires à celles observées à 6 sccm. L'optimum de couplage entre la source et le plasma est cependant plus élevée et avoisine 80 %. L'augmentation de l'efficacité de couplage avec le débit est la conséquence de l'augmentation de la fréquence de collisions électron-neutre $\nu_{e-n} = n_{Xe} \overline{\sigma_{Xe} v_e}$ proportionnelle à la densité de neutres n_{Xe} (σ_{Xe} étant la section efficace de collision avec les atomes de Xénon et v_e la vitesse des électrons).

La Figure 89 présente l'évolution du courant de décharge en fonction du débit pour une tension appliquée de 150 V et une puissance absorbée fixée à 100 W. Pour ce faire, nous avons adapté pour chaque débit la puissance RF injectée dans la source afin que la puissance absorbée reste constante. Les points de mesure obtenues en simple étage sont reportés pour comparaison.

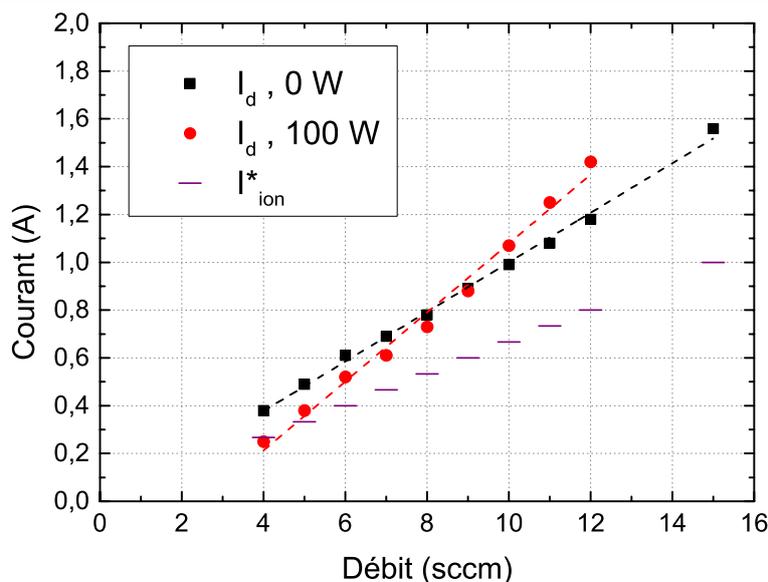


Figure 89 : Évolutions des courants de décharge I_d en fonction du débit injecté en amont du propulseur pour une tension de décharge $U_d = 150 \text{ V}$ et une puissance RF P_{abs} de 0 W, en noir et 100W, en rouge. I_{ion}^* correspond au courant d'ion maximum théorique pouvant être extrait. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

Tout comme en simple étage, on constate une évolution du courant de décharge en double étage proportionnelle au débit. La pente s'avère cependant plus forte et vient à croiser les valeurs en simple étage autour d'un débit de 9 sccm. En dessous de ce débit, ces résultats sont en accord avec la diminution de I_d observé sur les Figure 87 (6 sccm). Au-delà, le courant en double étage dépasse celui en simple étage.

Nous avons constaté dans le chapitre précédent qu'en simple étage à 150 V et 6 sccm le courant d'ion extrait approche la limite théorique du courant d'ion maximum, I_{ion}^* (cf. Figure 74). De ce fait et en considérant que l'ionisation est totale à 150V, l'augmentation du courant de décharge, I_d avec l'augmentation du débit Q_{Xe} à puissance absorbée constante, entrainerait une hausse du courant électronique, I_e (car I_{ion} est limité). En double étage et au-delà d'un débit de 9 sccm, le fonctionnement à cette tension de décharge ($U_d = 150 \text{ V}$) ne paraîtrait donc pas pertinent.

IV.2. Études de la plume en fonctionnement double étage

Nous avons vu dans la section 0 les différentes grandeurs caractérisant le propulseur en simple étage. L'étude préliminaire en double étage dans la partie IV.1.1 nous a permis, d'une part, de constater les différents effets de la puissance RF sur le courant de décharge et d'autre part, d'élargir la plage de fonctionnement du propulseur simple étage aux tensions faibles. Les mesures de courant et d'énergie des ions dans les paragraphes qui suivent permettront, au-delà de répondre aux questions posées dans l'introduction de ce chapitre, d'estimer et de comparer les performances du propulseur dans ses deux modes de fonctionnement.

IV.2.1. Courant d'ion extrait en fonction de la tension

Le courant d'ion est obtenu à partir de l'intégration des distributions angulaires des ions collectés par la sonde de Faraday. Ces distributions angulaires (non présentées ici) sont symétriques par rapport à l'axe du propulseur avec un maximum de densité de courant sur l'axe, comme en simple étage.

Les Figure 90 a) et b) présentent les évolutions du courant d'ion et du courant d'électron (obtenu à partir de la différence entre le courant de décharge et le courant d'ion) en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs de puissance RF absorbée ($P_{abs} = 0\text{ W}, 36\text{ W}, 70\text{ W et }100\text{ W}$). Les zones définies précédemment et le courant de décharge en transparence sont reportées sur ces figures.

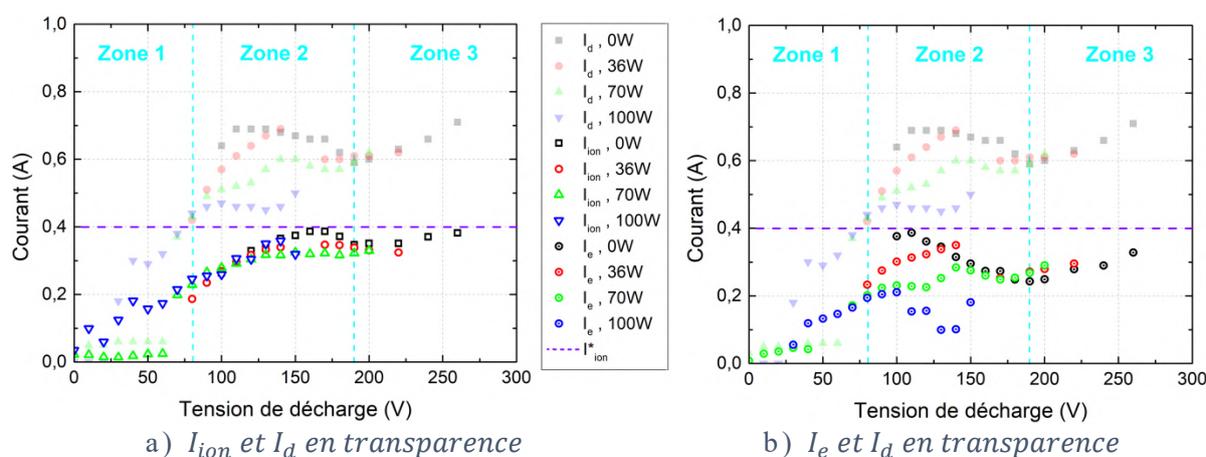


Figure 90 : Évolution des courants d'ion I_{ion} (a) et d'électrons (b) en fonction de la tension de décharge U_d pour différentes puissances RF absorbées. Le courant de décharge est rappelé en transparence sur chaque figure. I_{ion}^* correspond au courant d'ion maximum théorique pouvant être extrait Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6\text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5\text{ sccm}$.

Dans la zone 1, on retrouve au travers de l'évolution du courant d'ion (et d'électron), les deux régimes décrits précédemment et délimités par un saut de courant (visible ici à environ 60V pour une puissance de 70W).

Pour des tensions inférieures à 60V, le courant d'ion est extrêmement faible. Nous avons vu dans la Figure 86 b) que la totalité de la différence de potentiel appliquée entre l'anode et la cathode, se retrouve entre la cathode et la masse. La chute de potentiel (due à la tension appliquée) au niveau de la barrière magnétique est négligeable et le courant d'ion mesuré provient uniquement de la diffusion du plasma au travers de la barrière. Nous verrons par la suite que ces ions ont une énergie en accord avec la valeur du potentiel plasma.

Dans le second régime de cette région, le potentiel de cathode présente des valeurs proches de celles observées en simple étage (typiquement quelques volts). La tension appliquée se retrouve au niveau de la barrière magnétique. On observe alors une augmentation relativement linéaire du courant d'ion avec la tension de décharge. Le fait de mesurer un courant d'ion pour des tensions qui ne sont pas suffisantes pour un fonctionnement en simple étage, indique que

les ions extraits dans cette gamme de tension proviennent effectivement de la source d'ionisation. En d'autres termes, il est possible d'extraire les ions générés par la source à travers la barrière magnétique.

Dans la zone 2, le courant d'ion est peu modifié par la puissance RF, même si on observe une légère décroissance de I_{ion} au-delà de 150 V (de 0,39 A en simple étage à 0,32 A pour une puissance absorbée de 100W). A l'inverse, le courant d'électrons diminue fortement, passant de 0,35 A à 0,1 A (pour une tension de 130 V) sans modification notable du courant d'ion ($I_{ion} \approx 0,34 A$).

Dans la zone 3, il semble qu'il y ait une légère augmentation du courant d'électron et une diminution du courant d'ion avec la puissance RF, mais nous disposons de trop peu de mesures dans cette plage de tension pour en dégager une tendance.

En conclusion, les mesures du courant d'ion et la détermination du courant d'électron en fonction de la puissance et de la tension, ont mis en évidence :

- Qu'il est possible d'extraire des ions créés par la source RF au travers de la barrière magnétique. Cela est démontré dans une gamme de tension où le fonctionnement en simple étage n'est pas possible (faibles tensions).
- Que pour des tensions plus élevées, l'absorption de puissance RF par le plasma entraîne une modification importante du transport électronique entre la cathode et l'anode alors que le courant d'ion extrait est peu affecté.

IV.2.2. Étude des différentes régions de fonctionnement

Les sections suivantes détaillent de façon plus exhaustive les trois zones à partir des études réalisées en fonction de la puissance absorbée pour différentes tensions de décharge. Les différents paramètres de la plume y sont discutés ainsi que l'effet de la source sur les instabilités axiales observées en simple étage dans la zone 2.

a. Zone 1 : tension faible

Cette première zone à faible tension correspond à des tensions de décharge anode-cathode comprises entre $U_d = 0V$ et $U_d \approx 90V$. Dans la suite, on distingue deux cas : un premier cas, à tension et courant de décharge nuls (comparable à une décharge ICP magnétisée) et, un second cas, à tension et courant de décharge non nuls.

Les Figure 91 a) et b) présentent les distributions angulaires mesurées par sonde de flux ionique et les courants d'ions déduits en fonction de la puissance RF absorbée pour une tension

nulle et deux débits (6 et 9 sccm), respectivement. Le courant de décharge est nul pour toutes ces conditions.

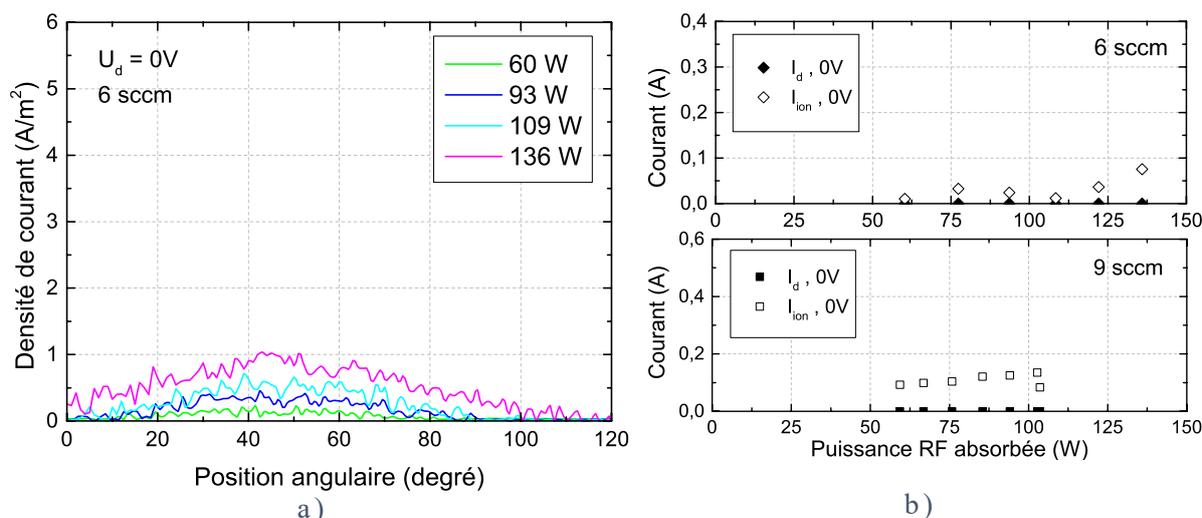


Figure 91 : a) Distribution en angulaire du courant d'ion collecté pour différentes puissances RF absorbées, $U_d = 0V$ et débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. b) Courant de décharge et courant d'ion en fonction de la puissance RF absorbée pour 6 sccm et 9 sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

On remarque sur la Figure 91 a) une augmentation des maxima de densité de courant d'ion avec la puissance RF. Ces maxima restent inférieurs à 1 A/m^2 pour 6 sccm (et inférieurs à $1,2 \text{ A/m}^2$ pour 9 sccm, non présentés ici). Le courant d'ion collecté (Figure 91 b) augmente légèrement avec la puissance RF et le débit (relatif à la pression), du fait de l'augmentation de la densité plasma dans le propulseur.

Les fonctions de distribution en énergie des ions sont présentées sur les Figure 92 a) et b), respectivement 6 sccm et 9 sccm.

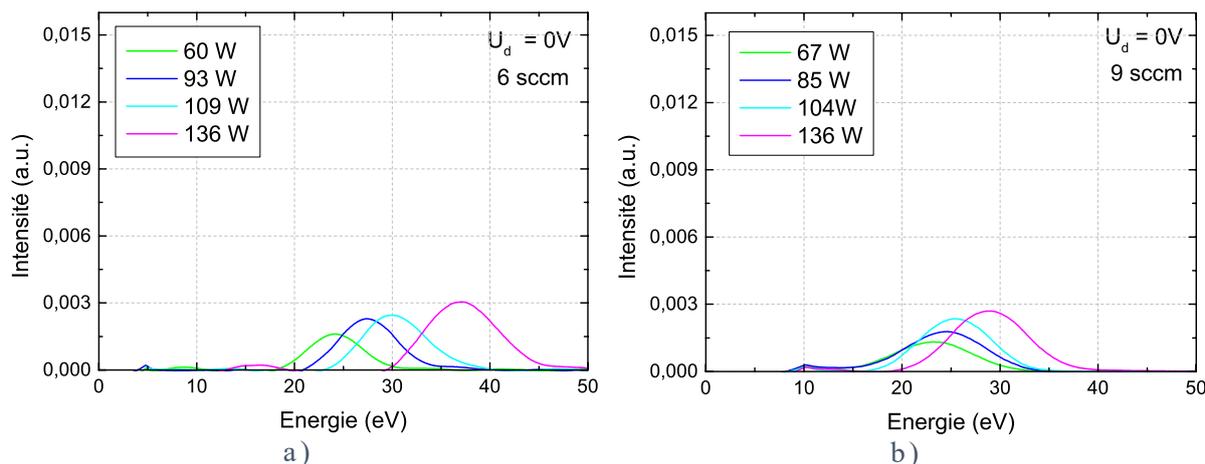


Figure 92 : Distribution en énergie des ions en fonction de la puissance RF absorbée. $U_d = 0$ V, a) $Q_{Xe} = 6$ sccm, b) $Q_{Xe} = 9$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

On remarque sur les Figure 92 que l'énergie d'extraction des ions n'est pas nulle et que le maximum d'intensité des FDEI augmente avec P_{abs} . De plus, l'énergie moyenne des ions augmente avec la puissance RF et ce jusqu'à des valeurs d'autant plus importantes que la

pression est faible. En effet, pour une puissance absorbée croissante de 60 W à 136 W, l'incrément est de 13 eV pour 6 sccm et 7 eV pour 9 sccm. A 136 W, l'énergie moyenne des ions avoisine ainsi 37 eV pour 6 sccm et 29 eV pour 9 sccm.

Étant donné que la tension appliquée et le courant de décharge sont nuls, il est évident que les ions collectés par la sonde proviennent de la diffusion du plasma au travers de la barrière magnétique. Les ions sont donc accélérés depuis la source jusqu'à l'analyseur RPA (connecté à la masse) par la différence de potentiel correspondant à la valeur du potentiel plasma. L'expression du potentiel plasma par rapport au potentiel des parois s'écrit dans le cas d'un plasma non magnétisé :

$$V_{p-ch} = \frac{1}{2} T_e \left(1 + \ln \left(\frac{M_{Xe}}{2\pi m_e} \right) \right)$$

avec M_{Xe} la masse du Xénon et m_e la masse de l'électron. Pour le Xénon, en considérant une température électronique de 6 eV au niveau de la source, on trouve un potentiel plasma autour de 30 V, ce qui est en accord avec les valeurs d'énergie moyenne des ions mesurées.

Il est possible à partir d'un modèle global du plasma sans champ magnétique de déterminer les paramètres globaux (n_e, T_e) et leurs évolutions en fonction de la densité de gaz, des dimensions du plasma, du type de gaz et de la puissance absorbée. Ainsi, à partir du bilan de conservation des ions, on peut relier la température électronique à la densité de gaz, n_g et aux dimensions du plasma (volume V et surface effective de perte S) via la relation suivante :

$$\frac{k_{iz}(T_e)}{u_B(T_e)} = \frac{1}{n_g d_{eff}}$$

avec $k_{iz}(T_e)$ le coefficient d'ionisation du gaz considéré, $u_B(T_e)$ la vitesse de Bohm et d_{eff} la distance effective du plasma définie comme le rapport entre V et S . Le terme de gauche étant une fonction croissante de T_e , cette dernière est inversement proportionnelle à la densité du gaz (i.e. la pression ou le débit). L'augmentation du débit conduit donc à une diminution du potentiel plasma et par conséquent de l'énergie des ions.

De plus, l'augmentation de la puissance absorbée n'a d'après ce modèle, aucune incidence sur T_e et donc sur la valeur du potentiel plasma V_{p-ch} . Cependant, on peut expliquer la variation d'énergie des ions avec la puissance RF à débit constant en considérant une déplétion de la densité de neutres. Ceci équivaut à une diminution de la densité de gaz et à une augmentation de la température électronique et du potentiel plasma.

Le second cas présenté dans la zone 1 est celui avec une tension de 50V entre l'anode et la cathode. Nous avons vu dans la Figure 86 a) qu'il existe une hystérésis de courant à cette tension. Le cas étudié ici est le cas avec un courant de décharge $I_d \neq 0$.

Les Figure 93 a) et b) présentent les courants de décharge, d'ion et d'électron en fonction de la puissance absorbée pour 6 sccm et 9 sccm, respectivement. Dans ces conditions, aucune fluctuation basse fréquence du courant de décharge n'a été observée, ce qui indique qu'il n'y a pas d'instabilités de Breathing mode. On observe pour les deux débits une augmentation du courant d'ion avec la puissance RF, résultant d'une augmentation de la densité plasma et confirmant que les ions extraits sont créés au niveau de la source. On remarque également une augmentation similaire pour le courant d'électron, indiquant que le transport électronique est facilité par l'absorption de puissance RF au niveau de la source.

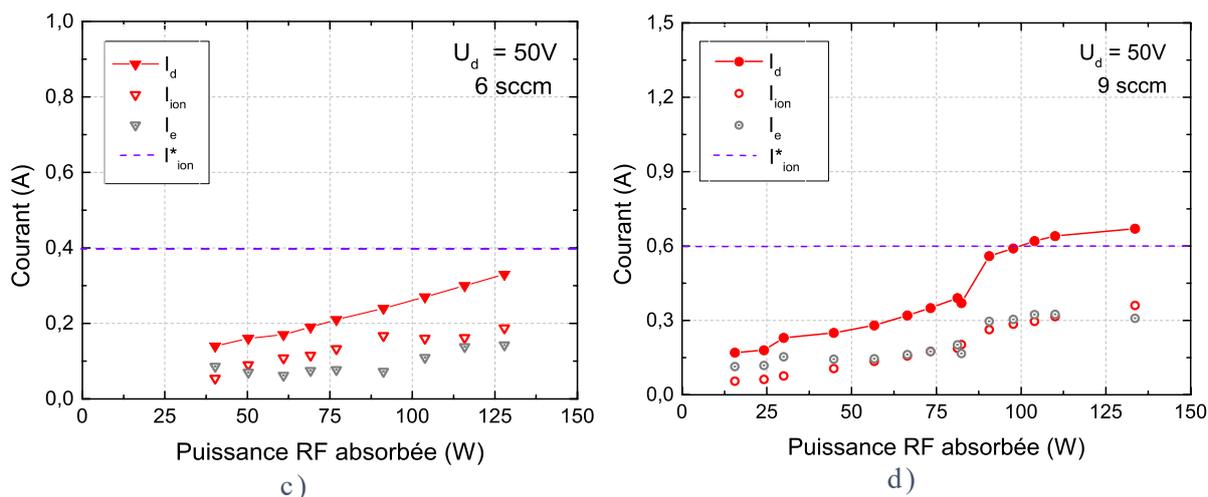


Figure 93 : Courant de décharge, courant d'ion et courant d'électron en fonction de la puissance RF absorbée pour $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$ c) et $Q_{Xe} = 9 \text{ sccm}$ d). $U_d = 50V$. Débit de Xénon dans la cathode, $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

Les Figure 94 a) et b) présentent les distributions en énergie des ions pour les deux débits. Comme dans la condition à tension de décharge nulle, l'énergie moyenne des ions extraits augmente avec la puissance RF absorbée. De plus, quelle que soit la puissance absorbée, l'énergie moyenne des ions excède la tension appliquée entre la cathode et l'anode.

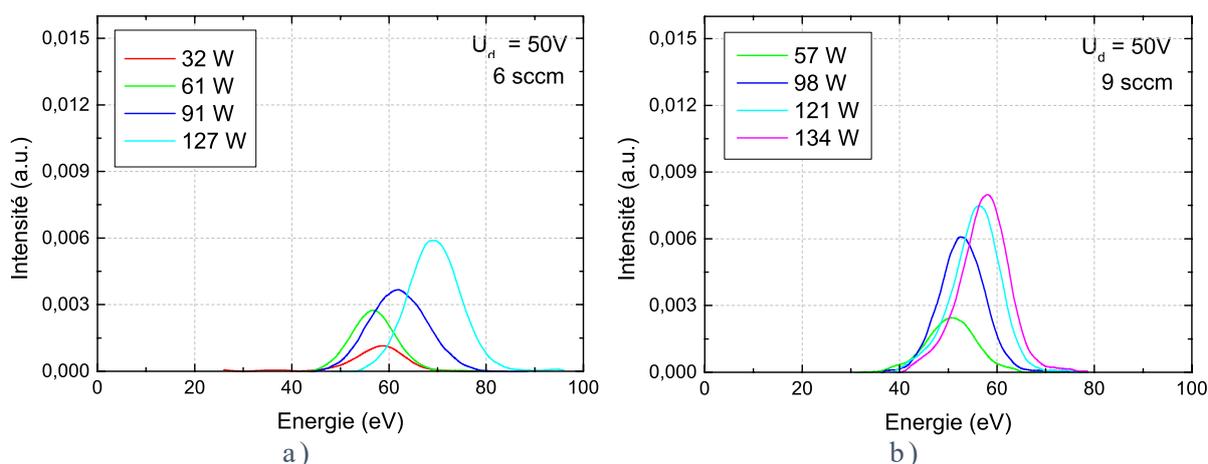


Figure 94 : Distribution en énergie des ions en fonction de la puissance RF absorbée. $U_d = 50 V$, a) $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$, b) $Q_{Xe} = 9 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

Cette observation indique clairement que les ions extraits sont accélérés à travers la barrière magnétique, depuis la zone d'ionisation (caractérisée par le potentiel plasma V_{p-ch} défini par

rapport au potentiel d'anode). À titre d'exemple pour 127 W et 6 sccm, avec une énergie moyenne des ions de 70 eV, une tension de décharge de 50 V et en considérant un potentiel de cathode de -5 V, on peut estimer le potentiel plasma $V_{p-ch} = 70 - (50 - 5) = 25V$ (par rapport au potentiel de l'anode, cf. Figure 95).

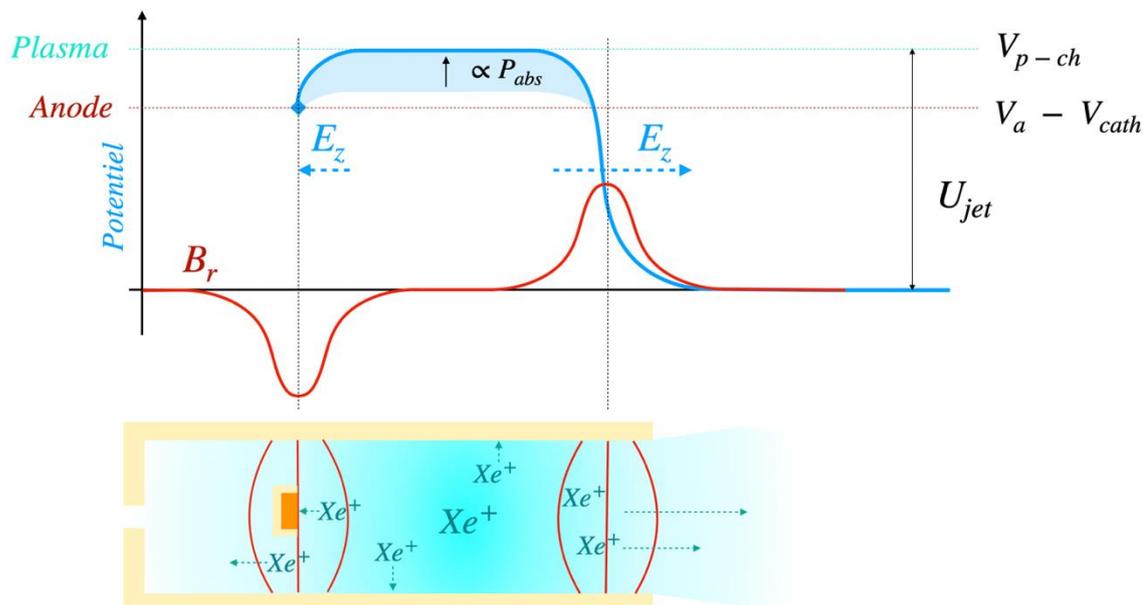


Figure 95 : Évolution schématique des intensités de potentiel électrique dans les barrières magnétiques corrélé avec le mouvement des ions dans le propulseur. B_r , le champ magnétique radial et E_z , les champs électriques axiaux dans le canal et la région proche de l'anode.

L'augmentation du potentiel dans la chambre implique aussi qu'une partie des ions créés par la source sont accélérés vers l'anode, se recombinent à sa surface et sont à nouveau ionisés par la source. Ceci augmente ainsi le coût énergétique de création d'une paire électron-ion. En supposant qu'il n'y a pas d'ionisation supplémentaire dans la barrière magnétique (induite par la différence de potentiel anode-cathode) nous pouvons estimer le coût énergétique pour créer un ion :

À 100 W de puissance RF absorbée et 50 V de décharge, le courant ionique est de 0,17 A. Ce coût est de $100 W / 0,17 A \approx 590 eV/ion$ et s'avère plus élevé que dans la plupart des moteurs ioniques décrits dans la littérature : entre 150 et 450 eV/ion [81] [50] [82]. Ceci nous indique que le confinement magnétique autour de la source d'ionisation et l'efficacité d'extraction doivent encore être améliorés.

Enfin, on retiendra pour la suite que la mesure d'une énergie moyenne des ions supérieure à la tension appliquée est un indicateur d'un fonctionnement double étage.

b. Zone 2 : tensions intermédiaires

Tel que nous avons pu le constater sur la Figure 90, la seconde zone est délimitée en tension par $90 V \leq U_d \leq 200 V$ pour un débit de 6 sccm. Les tensions étudiées dans cette section, en fonction de la puissance RF absorbée, sont $U_d = 100 V$ et $150 V$ pour 6 sccm et 9 sccm. Par ailleurs, nous verrons qu'à 200 V et 6 sccm, on retrouve aussi des comportements similaires de par sa proximité avec la zone 2.

b.1. Courant ionique et instabilités axiales

La Figure 96 présente l'évolution des courants I_{ion} et I_e en fonction de la puissance RF absorbée pour différentes tensions et différents débits (le courant de décharge I_d est aussi rappelé en transparence). Comme précédemment, ces valeurs ont été obtenues à partir de l'intégration azimutale des distributions angulaires.

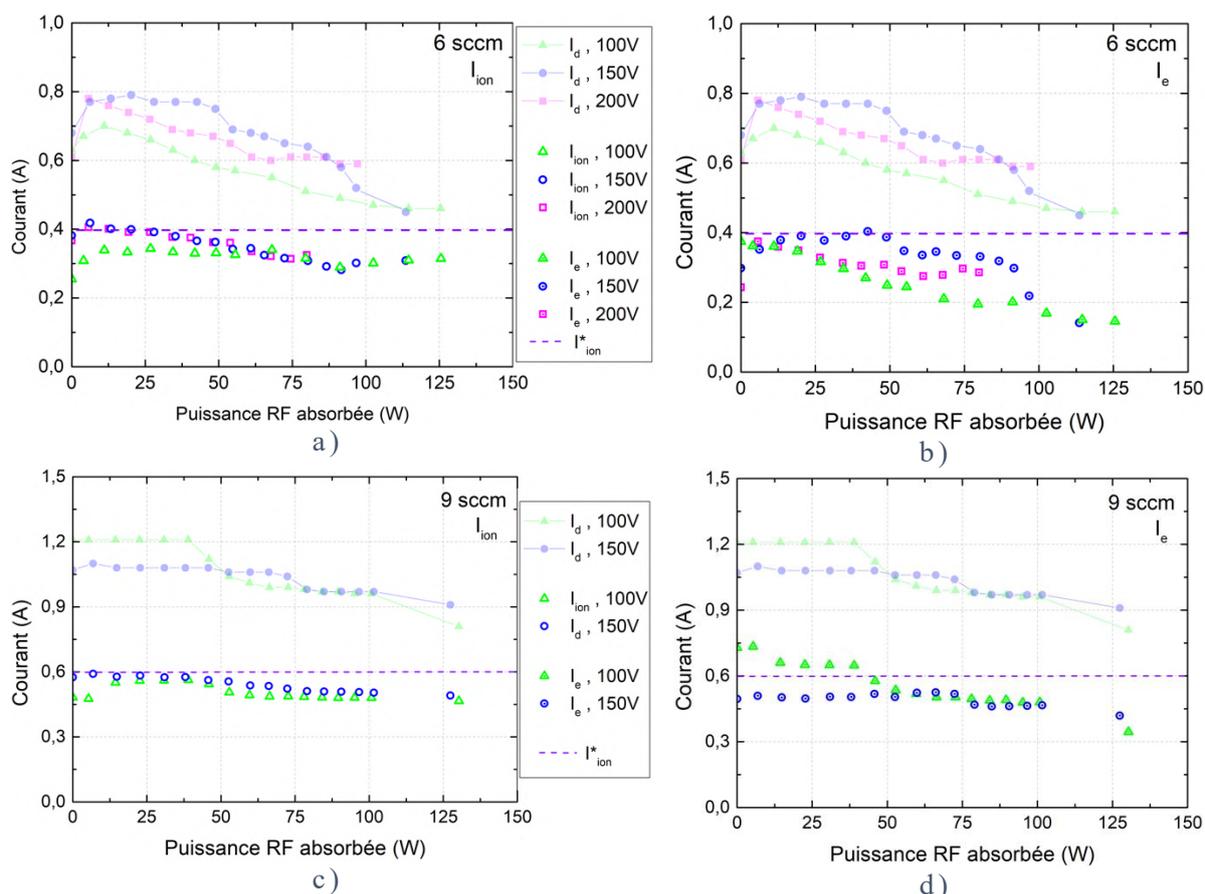
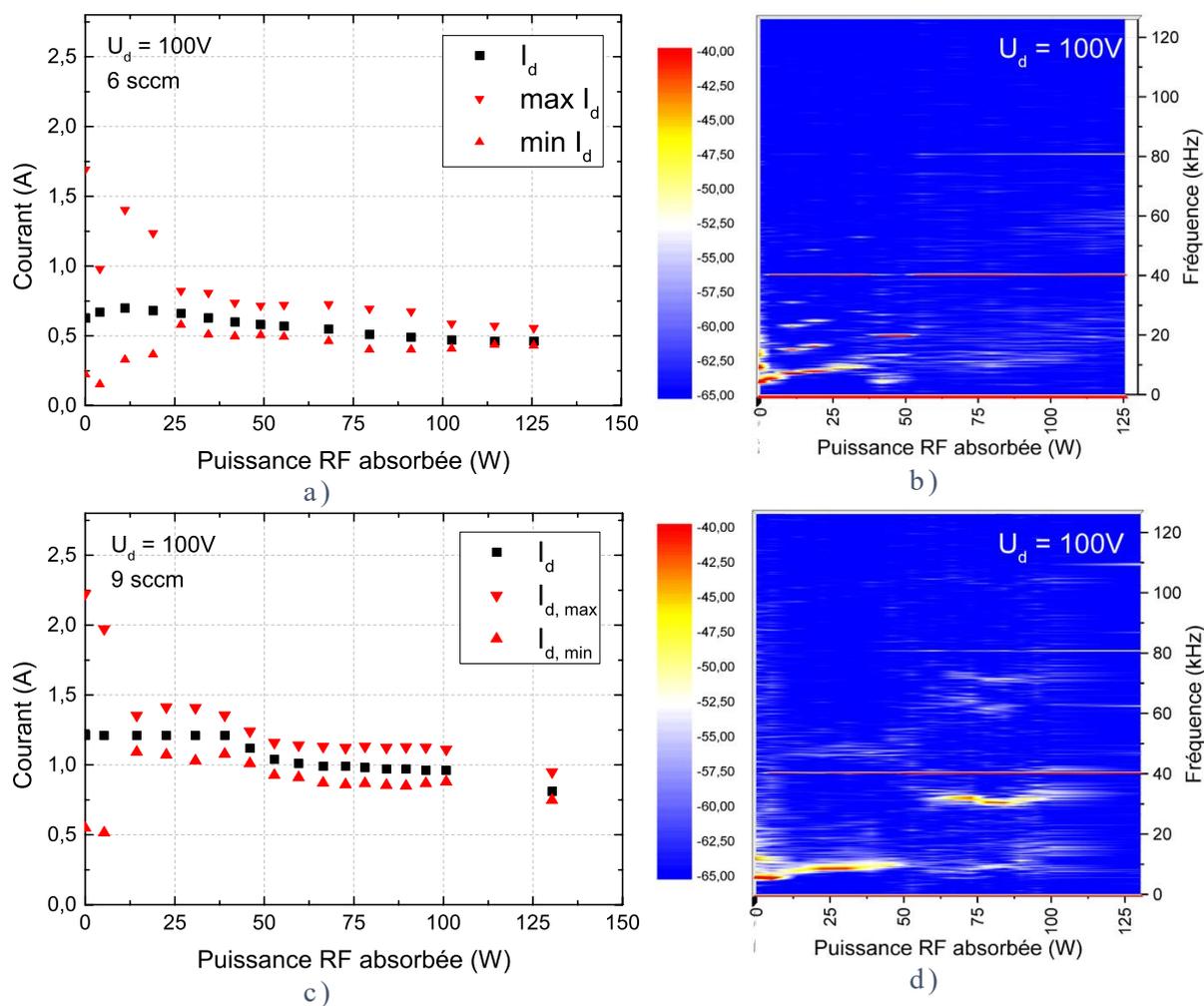


Figure 96 : Évolution des courants d'ion en fonction de la puissance RF absorbée pour différentes tensions et pour $Q_{Xe} = 6$ sccm a) et $Q_{Xe} = 9$ sccm c). Évolution des courants d'électrons respectifs pour $Q_{Xe} = 6$ sccm b) et $Q_{Xe} = 9$ sccm d). Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Sur les Figure 96 a) et c), on constate une légère augmentation du courant d'ion pour quelques watts absorbés (typiquement en-dessous de 15 W) avant une lente diminution en augmentant la puissance. Le courant d'électrons traversant la barrière magnétique (Figure 96 b) et d)) décroît plus rapidement et cette décroissance est d'autant plus prononcée que la tension

appliquée est faible. À titre d'exemple, pour 6 sccm et $U_d = 150$ V, le courant ionique I_{ion} décroît de 0,08 A avec 125W absorbée, alors que le courant électronique I_e décroît de 0,15 A. Dans les conditions à 6 sccm et 9 sccm pour une tension de décharge $U_d = 100$ V, les courants d'électrons sont divisés par deux avec une puissance de 125W.

La Figure 97 présente l'évolution du courant de décharge, de son amplitude, ainsi que les spectres en fréquence respectifs en fonction de la puissance absorbée, pour les deux débits. Les figures a), c), e) et g) sont obtenues à partir de l'évolution temporelle du courant de décharge, alors que les figures b), d), f) et h) sont leurs transformées de Fourier respectives.



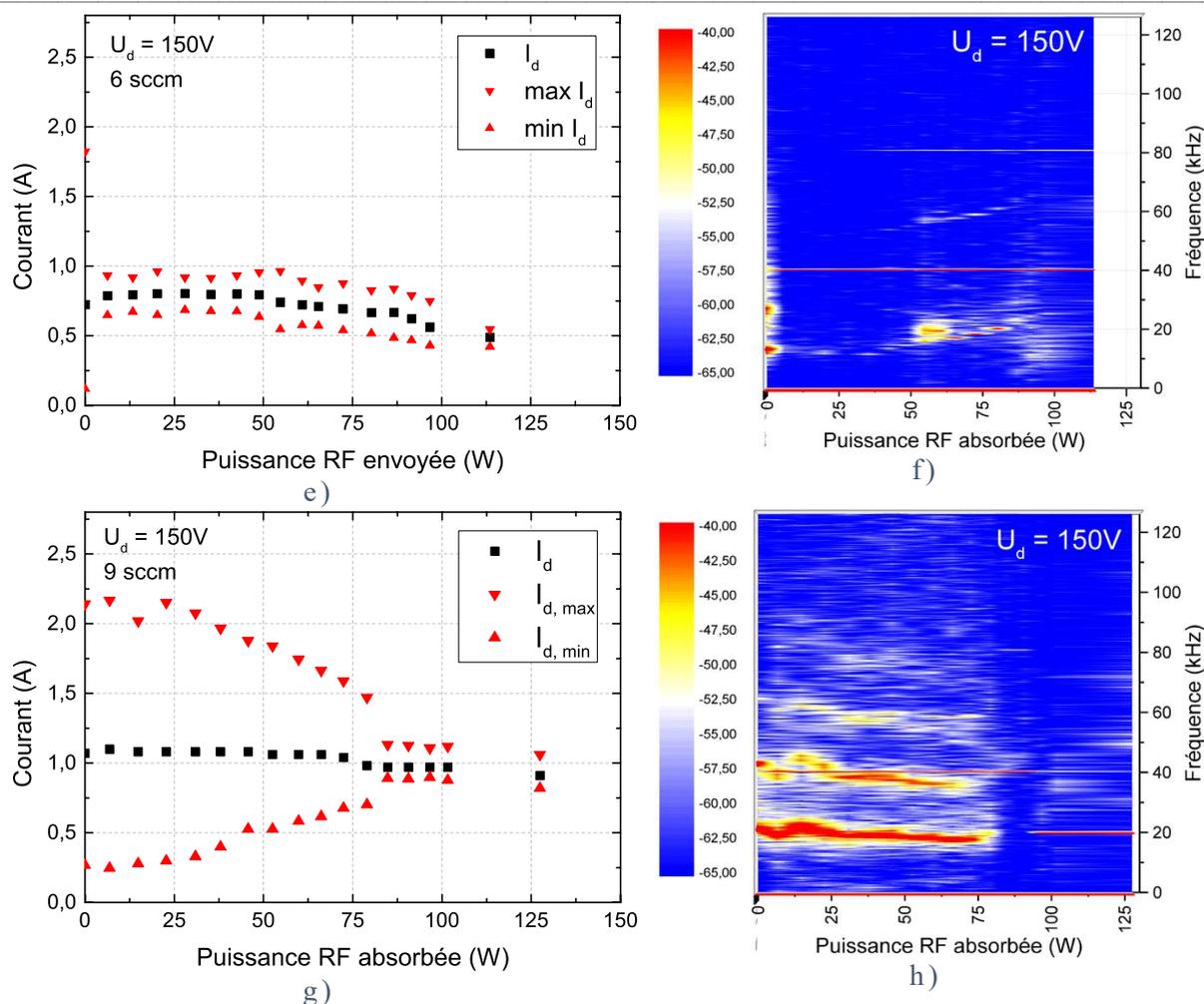


Figure 97 : Évolution du courant de décharge, de son amplitude et de son spectre en fréquence en fonction de la puissance RF absorbée pour des tensions de décharge de 100 V pour 6 sccm a) et b) et 9 sccm c) et d), ainsi que pour des tensions de décharge de 150 V pour 6 sccm e) et f) et 9 sccm g) et h). Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Premièrement, quelle que soit la tension appliquée et le débit de gaz injecté, on retrouve en fonctionnement simple étage ($P_{abs} = 0W$), des oscillations de fortes amplitudes sur le courant I_d (comparable à la Figure 78 a)). On peut ensuite constater que ces amplitudes sont fortement atténuées avec l'augmentation de la puissance RF absorbée. Au-delà d'une puissance de $5W \leq P_{abs} \leq 80W$, les instabilités de Breathing Mode disparaissent. Les spectres en fréquence respectifs, nous permettent aussi d'apprécier la diminution de l'intensité des instabilités, que ce soit pour les fréquences fondamentales ou harmoniques.

Par ailleurs, on peut remarquer que pour de faibles puissances absorbées, l'augmentation des courants d'ion sur la Figure 96 est corrélée à la diminution de l'intensité du Breathing mode sur les Figure 97 : en particulier pour $U_d = 100V$ et $150V$ à 6 sccm et $U_d = 100V$ à 9 sccm. Par conséquent, les efficacités d'ionisation et d'extraction des ions semblent augmenter à faibles puissances RF absorbées. Néanmoins, la diminution du courant d'ion qui suit, pour des puissances RF plus élevées pourrait être due à :

- Une efficacité d'ionisation par la source RF moins bonne que dans la barrière magnétique.
- Des pertes d'ions plus importantes avant leur extraction par la barrière magnétique (impliquant une efficacité d'extraction des ions plus faible).

Les observations du plasma, le modèle Hallis et l'étude de l'énergie des ions qui suivent, permettront d'interpréter plus clairement ces résultats.

b.2. Localisation du plasma dans le propulseur

Dans cette partie, nous allons estimer expérimentalement la localisation du plasma dans le propulseur pour deux conditions à partir d'un ensemble de vues du propulseur prises à différents angles d'incidence. Nous utilisons ici le terme « localisation du plasma » dans le sens « localisation de la zone la plus lumineuse du plasma » (qui correspond en général à la région d'ionisation). Nous allons ensuite confronter ces résultats à ceux du modèle Hallis pour les interpréter.

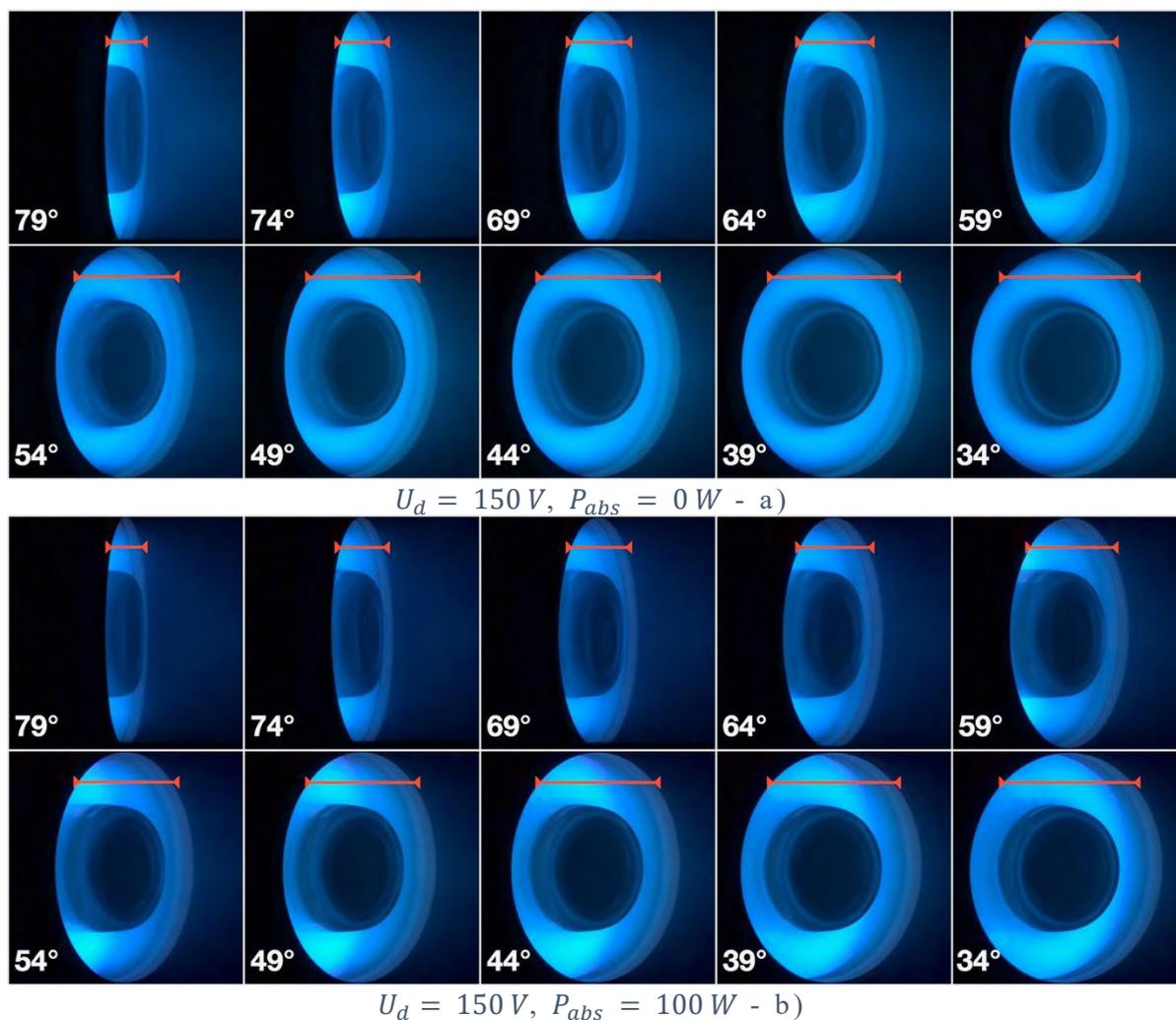


Figure 98 : Photographies du canal du propulseur suivant 10 incidences différentes (indiquées par rapport à l'axe du propulseur). Tension de décharge $U_d = 150 \text{ V}$, a) $P_{abs} = 0 \text{ W}$, b) $P_{abs} =$

100 W. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

La Figure 98 présente différentes photographies du propulseur suivant différentes incidences en simple et double étage. Pour toutes ces images, les réglages photographiques, dont le temps d'exposition, $t_{exp} = 0,2$ s, sont identiques.

Ces dix images, ont été prises avec une tension de décharge de 150 V et une puissance RF absorbée de 0 W (simple étage) et de 70W (double étage). On peut ici comparer l'influence qu'a la source sur la position moyenne du plasma dans le propulseur, en particulier pour des incidences entre 54° et 34° . À partir de ces images et connaissant la géométrie de notre propulseur, nous avons souhaité estimer de manière qualitative, la position qu'a le plasma dans ces deux cas par une méthode s'inspirant de la tomographie [83]. L'application de cette méthode à partir des sections indiquées en rouge sur la Figure 98, nous permet d'obtenir les différentes intensités lumineuses en fonction de la profondeur du propulseur sur la Figure 99.

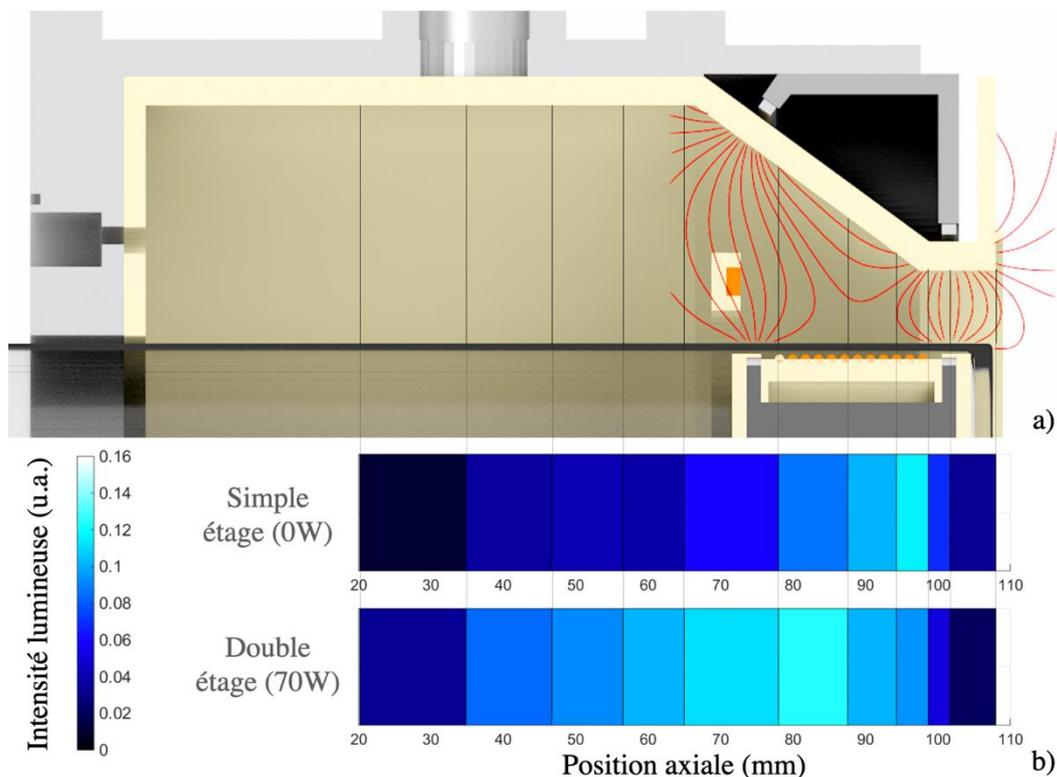


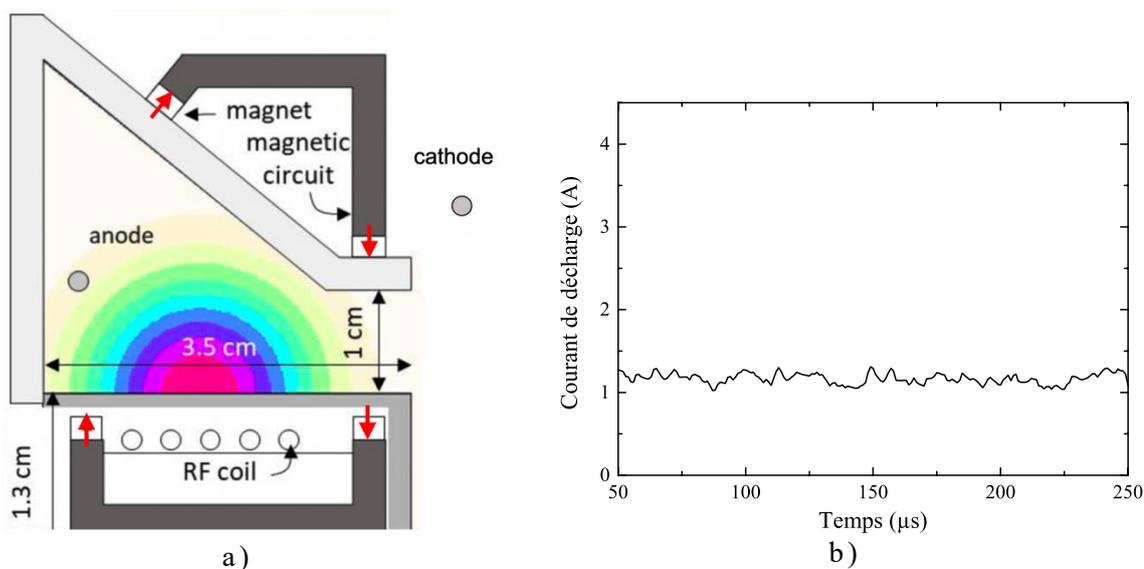
Figure 99 : a) Coupe $r - z$ du propulseur avec en rouge les lignes de champ magnétique et en noir les différentes sections visibles à travers chaque photographie. b) Représentation axiale de l'intensité lumineuse du volume associé au plasma en simple et double étage, obtenu à partir de la Figure 98. $U_d = 150$ V. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

La Figure 99 b) montre un maximum d'intensité lumineuse localisé légèrement en amont du canal en simple étage ($\approx 97 \pm 2$ mm) et dans la chambre d'ionisation, à proximité de l'anode, en double étage ($\approx 82 \pm 3$ mm). En considérant que l'intensité lumineuse est une image du taux d'ionisation (produit de la densité de plasma et de la fréquence d'ionisation), cette délocalisation de la région la plus lumineuse du plasma (avec la source RF vers le fond du

propulseur) serait en accord avec une production d'ions trop en amont du canal, responsable d'une perte d'ions aux parois plus importante. Ces ions se recombinaient sur la paroi pour former des neutres mais la densité de ces « nouveaux neutres » dans le canal serait trop faible pour conduire à une ré-ionisation efficace par les électrons entrant dans le propulseur du côté cathodique. Une puissance absorbée de 70 W semble alors suffisante pour que l'ionisation se fasse en grande partie (voire en totalité) au niveau de la source RF, ce qui indiquerait un fonctionnement double étage, y compris à tension intermédiaire (sous condition que la puissance RF soit suffisante).

De plus, on note que le plasma se localise sur une distance plus importante en mode double étage (environ 20 mm) qu'en simple étage (environ 5 mm). Cette plus large région d'ionisation laisse penser que les instabilités présentes en simple étage (causées par l'oscillation axiale du front de neutres), diminuent en amplitude et disparaissent complètement au-delà d'une certaine puissance RF absorbée (une dizaine de watts pour 150V). À noter qu'il aurait été intéressant de localiser la position du plasma avec cette méthode pour des puissances croissantes de 0W à 70W afin de mettre en évidence la délocalisation progressive ou abrupte de la zone d'ionisation depuis la barrière magnétique vers la source.

Les différentes observations sur la décroissance de l'intensité des instabilités de Breathing mode et la localisation du plasma en mode double étage ont été étudiées numériquement à l'aide du modèle Hallis. Ce dernier permet non seulement d'obtenir les densités de plasma dans le plan $r - z$, mais aussi l'évolution du potentiel électrique dans la chambre en fonction du temps. Les conditions implémentées dans cette simulation sont identiques à celles décrites en simple étage (cf. III.3.2 b.), avec 100W de puissance RF déposée autour de la paroi interne, tel que le montre la Figure 100 a).



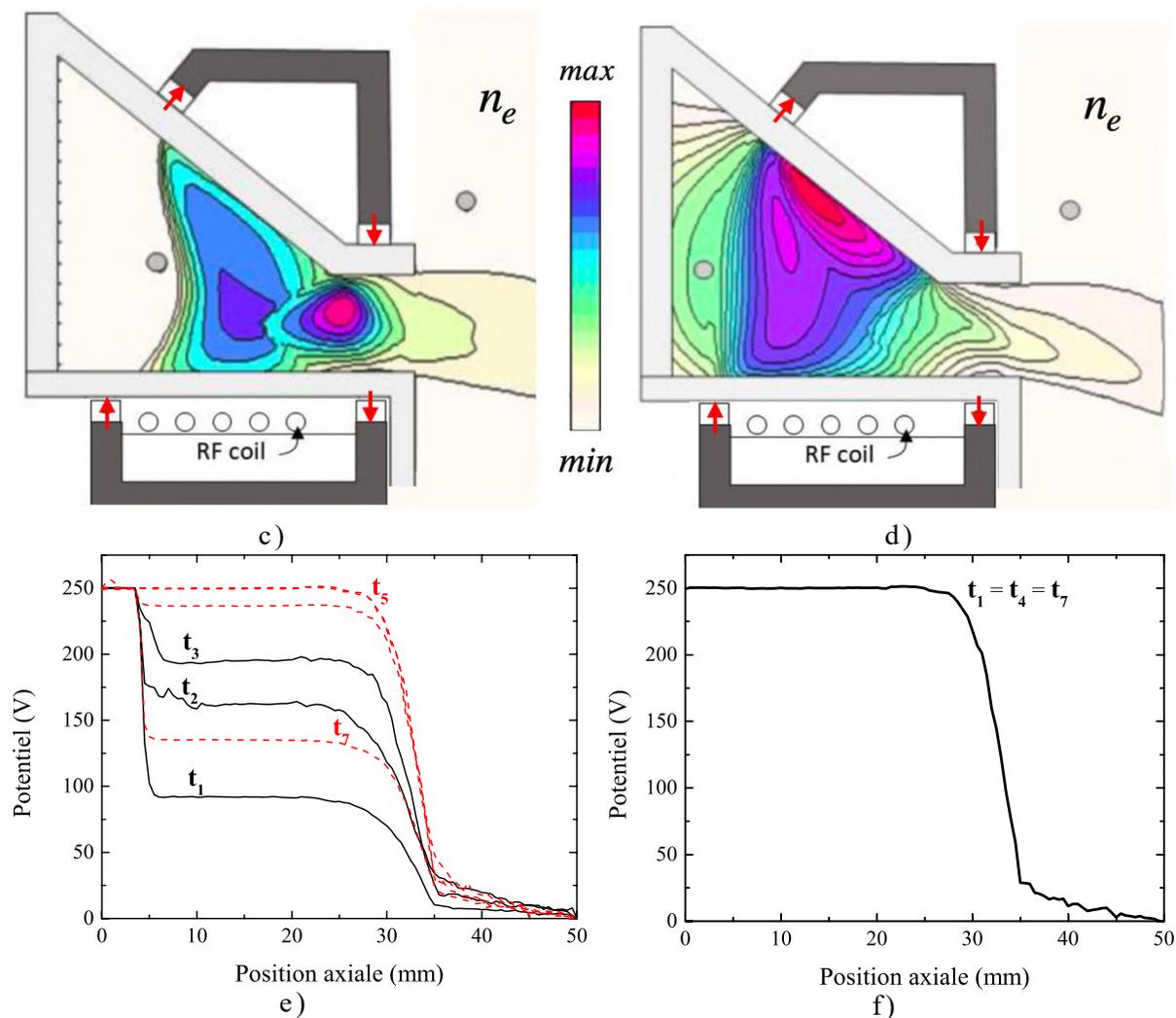


Figure 100 : a) Représentation en coupe $r - z$ de la puissance RF déposée par la source ICP. b) Évolution du courant de décharge en fonction du temps. Représentation spatiale de la densité plasma en simple étage c) et double étage d). Évolution du potentiel le long du propulseur en simple étage e) et double étage f). Tension de décharge = 250V, puissance RF = 100W, débit de 1 mg/s de Xe dans le propulseur. Anode à 3,3 cm du plan de sortie.

Le courant de décharge représenté sur la Figure 100 b) est quasi constant dans le temps. Les résultats du modèle reproduisent la tendance des résultats expérimentaux et mettent en évidence la disparition des instabilités de Breathing mode lorsque la puissance absorbée est suffisante. Dans le modèle, la source RF dépose suffisamment d'énergie dans le plasma pour stabiliser temporellement la conductivité électronique entre l'anode et la cathode.

De même, on observe sur les Figure 100 c) et d) que le maximum de densité est localisé à l'entrée du canal en simple étage et se déplace vers l'intérieur de la chambre en mode double étage. Le modèle montre également que dans ce dernier cas, le plasma est localisé proche de la paroi externe, dans la zone où les lignes de champ magnétique sont parallèles à la paroi.

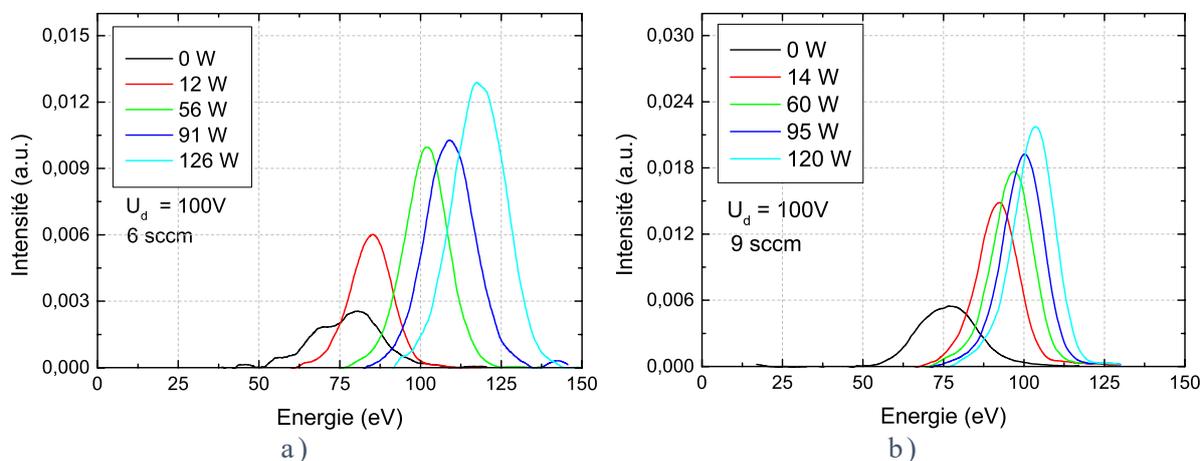
Enfin les Figure 100 e) et f), permettent de comparer les répartitions axiales du potentiel, respectivement en simple et double étage. Contrairement au simple étage, on constate qu'en mode double étage, la chute de potentiel n'évolue pas au cours du temps et que le potentiel est plat dans la région où la densité plasma est la plus grande. À noter que le modèle Hallis ne

décrit ni les gaines plasma se formant près des parois, ni l'évolution du potentiel plasma additionnel en mode double étage.

Comme évoqué précédemment, le fait que l'ionisation se fasse sur une plus grande longueur en double étage, explique la disparition des instabilités de Breathing mode et par là même, l'évolution du potentiel dans le propulseur. De plus, le plasma localisé entre la barrière magnétique accélératrice et l'anode augmente considérablement la conductivité dans cette région (i.e. dans la seconde barrière). Ceci conduit à ce que la chute de potentiel dans la seconde barrière magnétique (côté anodique) soit quasi-nulle et que la tension appliquée entre la cathode et l'anode se retrouve entièrement au niveau de la barrière magnétique de sortie.

b.3. Mesure de l'énergie des ions

Les distributions en énergie des ions sont présentées sur la Figure 101 pour différentes tensions de décharge $U_d = 100V$ et $150V$. Pour chacune de ces tensions, les FDEI sont tracées selon différentes puissances absorbées pour deux débits de Xénon dans le propulseur (6 sccm et 9 sccm). À noter que chaque couleur correspond à une gamme de puissance absorbée différente et que les mesures RPA n'ont pas été réalisées en même temps que la mesure des courants I_d et I_{ion} .



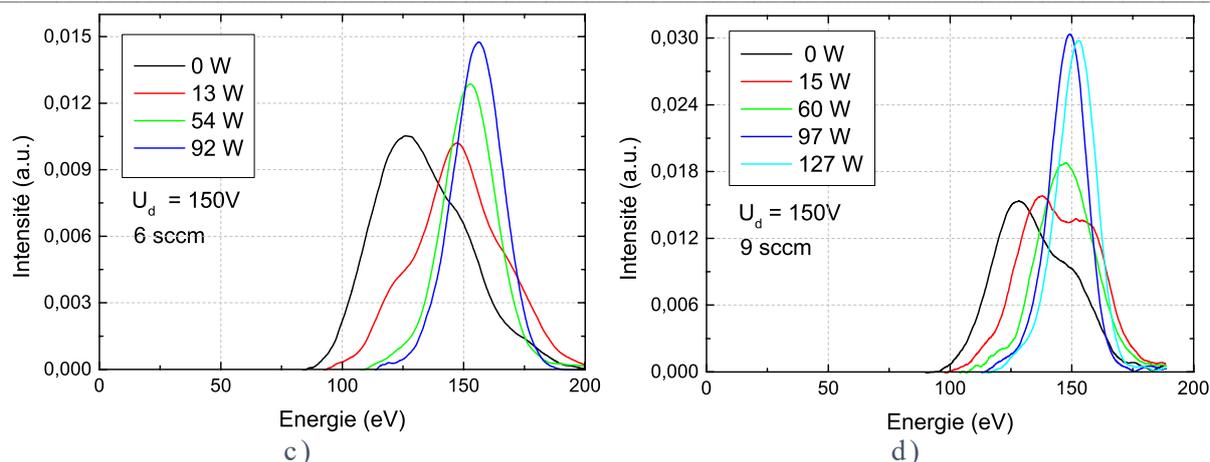


Figure 101 : Distribution en énergie des ions pour différentes puissances RF absorbées. $U_d = 100 \text{ V}$, a) $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$, b) $Q_{Xe} = 9 \text{ sccm}$. $U_d = 150 \text{ V}$, c) $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$, d) $Q_{Xe} = 9 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

Premièrement et tel que l'on a pu le constater à basse tension (zone 1), on retrouve une augmentation de l'énergie des ions et de l'intensité du maximum avec l'augmentation de la puissance RF absorbée. On constate qu'en simple étage, l'énergie correspondant au maximum d'intensité est toujours inférieure à la tension appliquée, alors qu'elle devient supérieure à cette même tension au-delà d'un certain seuil en puissance. À titre d'exemple, pour une tension de décharge de 100 V à 6 sccm, l'énergie moyenne des ions est inférieure à la tension appliquée pour 0 W (simple étage) et 12 W de puissance RF absorbée. Pour des puissances supérieures à 56 W, l'énergie moyenne des ions dépasse la tension appliquée, démontrant ainsi un fonctionnement double étage. On peut d'ailleurs remarquer une augmentation de l'énergie des ions de plus de 40 eV entre 0 W et 126 W.

On constate également que la forme des fonctions de distribution évolue avec la puissance. En simple étage et pour des puissances très faibles, elles sont larges et non symétriques. Nous avons précédemment montré que cette forme était due à l'évolution temporelle de la répartition du potentiel électrique entre les deux barrières magnétiques (en présence de Breathing mode). Lorsque la puissance est suffisante pour que ces instabilités disparaissent, les distributions deviennent symétriques, ce qui est en accord avec la répartition du potentiel représentée sur la Figure 100 f).

Afin d'observer plus facilement ces tendances, les différences entre l'énergie moyenne des FDEI et les tensions de décharge en fonction de la puissance RF absorbée, ΔE_{moyen} sont présentées sur les Figure 102.

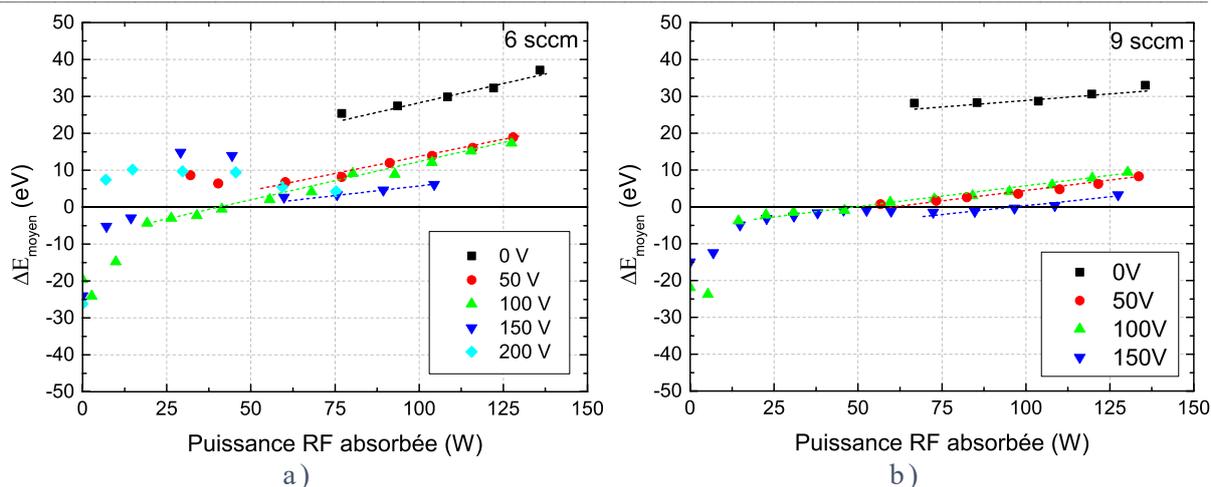


Figure 102 : Représentation de la différence d'énergie entre l'énergie moyenne des FDEI et la tension de décharge en fonction de la puissance RF absorbée pour a) 6 sccm et b) 9 sccm.

À faible puissances ($0W < P_{RF} < 20W$), nous pouvons clairement observer une rapide augmentation de l'énergie des ions. Au-delà de 60W absorbée, l'énergie moyenne des FDEI augmente toujours, mais plus lentement et de façon monotone : $\approx +0,22 \text{ eV} \cdot W^{-1}$ à 6 sccm et $\approx +0,12 \text{ eV} \cdot W^{-1}$ à 9 sccm.

Comme nous l'avons précédemment caractérisé, l'augmentation de l'énergie moyenne des ions à faible puissance est causée par une augmentation de la conductivité électronique dans la chambre, localisant ainsi la chute de potentiel uniquement au niveau de la barrière accélératrice. À cela s'ajoute à faibles et fortes puissances absorbées, l'augmentation du potentiel plasma avec l'augmentation de la puissance RF (cf. IV.2.2 a.). Par conséquent, la différence U_{jet} entre le potentiel dans la chambre, V_{p-ch} et celui dans la plume, $V_{p-plume}$, augmente, tel que schématisé sur la Figure 103.

À noter qu'avec l'augmentation de la puissance absorbée, nous avons aussi remarqué une augmentation de quelques volts du potentiel de cathode par rapport à la masse. Par conséquent et puisque la référence de la sonde RPA est aussi la masse, cette évolution, certes négligeable, doit également contribuer à l'augmentation de ΔE_{moyen} .

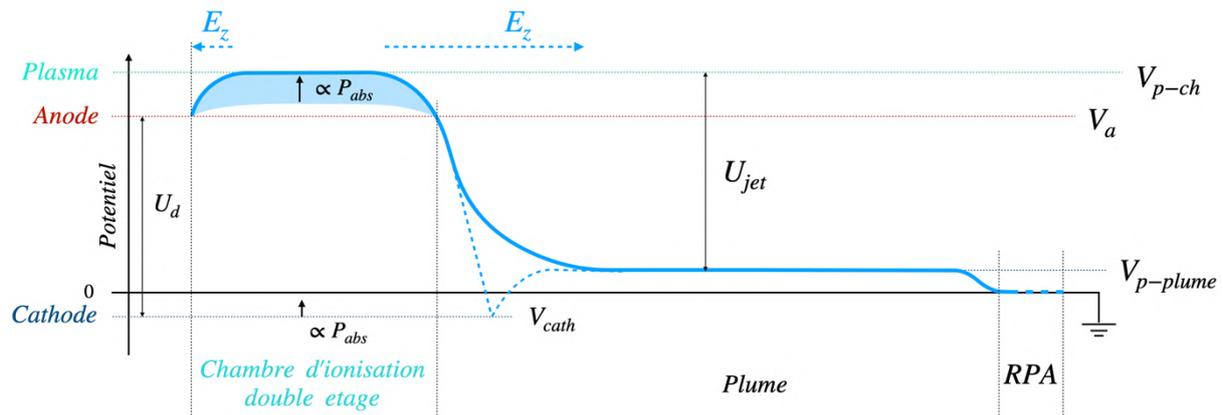


Figure 103 : Évolution schématique du potentiel électrique dans le système anode – cathode – plume – RPA, en fonctionnement double étage.

En résumé, pour les très faibles puissances :

- Les instabilités de Breathing mode sont toujours présentes. On retrouve la signature sur les fonctions de distribution (plus larges et non symétriques) et les courants d'ion et d'électron tendent à augmenter légèrement avec l'augmentation de la puissance RF.

Pour les puissances plus élevées :

- L'expérience et la modélisation ont mis en évidence que le plasma se localisait au niveau de la source RF (proche de la paroi externe) contrairement à ce qui est observé en simple étage (ionisation à l'entrée du canal). La conductivité est alors augmentée dans cette zone (notamment au niveau de la barrière magnétique proche de l'anode) et il n'y a plus de chute de potentiel proche de l'anode. La tension de décharge se retrouve uniquement dans la barrière de sortie, en accord avec les fonctions de distribution en énergie qui sont symétriques.
- L'ionisation se fait sur une plus grande distance et essentiellement en regard de la source, ce qui conduit à la disparition des instabilités axiales de Breathing mode.
- L'énergie moyenne des ions excède la valeur de la tension appliquée, ce qui démontre que les ions extraits proviennent de la source et qu'un fonctionnement double étage est possible dans cette gamme de tension.
- La diminution du courant d'électron indique que le transport d'électron de la cathode vers l'anode est réduit par l'énergie que dépose la source RF dans le plasma.
- La légère diminution du courant d'ion semble indiquer qu'en raison de la délocalisation du plasma vers l'intérieur de la source, les ions ne sont pas efficacement extraits et se recombinent en partie sur les parois du propulseur.

c. Zone 3 : tension élevée

Comme nous avons pu le constater sur la Figure 88 a) et la Figure 90, la dernière zone a été étudiée pour des tensions et des débits plus importants en fonction de la puissance absorbée. Cette zone n'a cependant pas pu être pleinement explorée en raison de la sensibilité à la température des différents éléments constituant la source.

c.1. Courants et instabilités

La Figure 104 représente l'évolution des courants et des oscillations du courant de décharge pour une tension de 200V et un débit de 9 sccm.

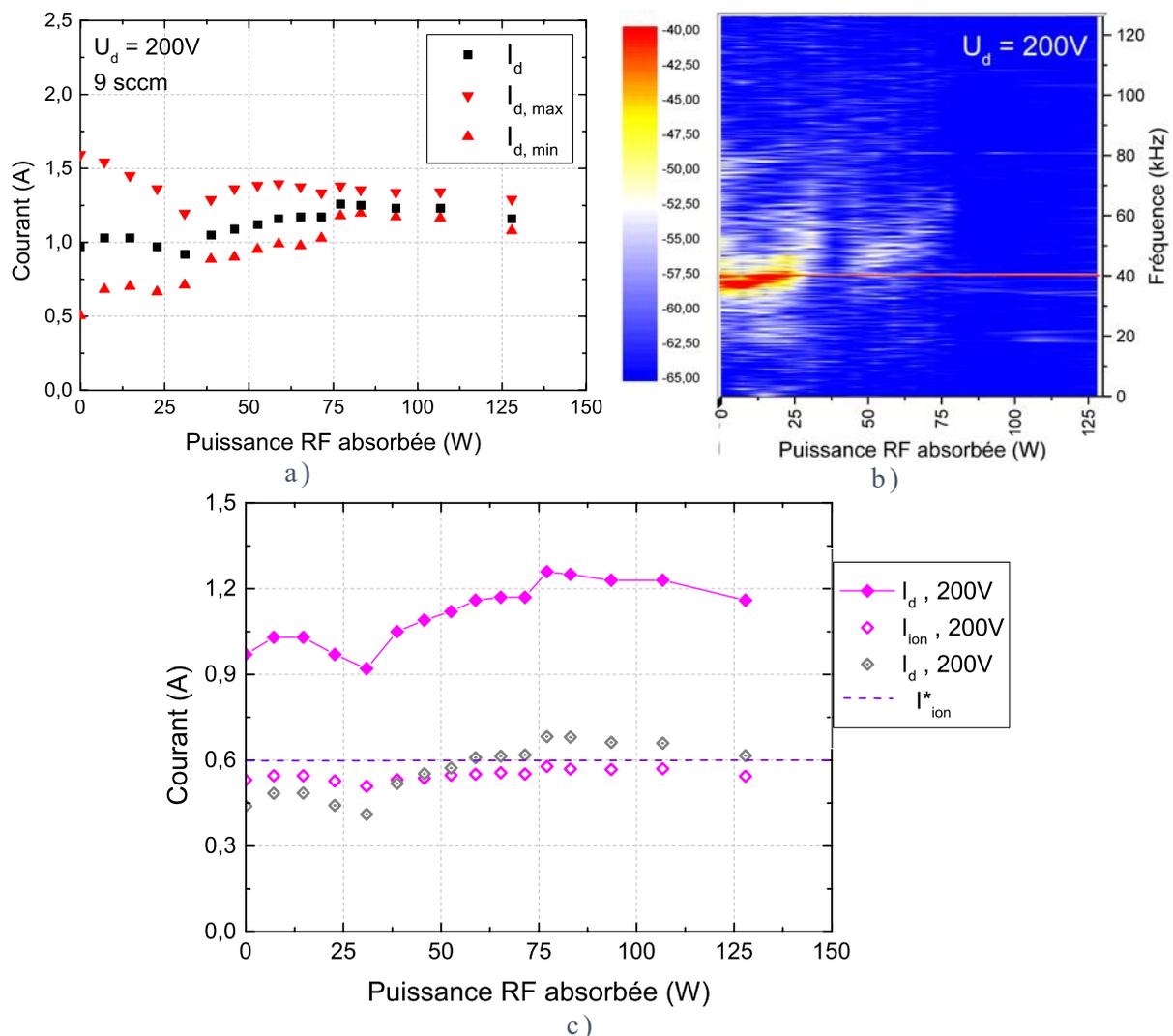


Figure 104 : Évolution du courant de décharge, de son amplitude (a) et de son spectre en fréquence (b) en fonction de la puissance RF absorbée avec une tension de décharge de 200 V et pour un débit de 9 sccm. c) Évolution du courant de décharge, d'ion et d'électron dans les conditions a) et b). Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Sur les figures a) et b), on constate une diminution des oscillations du courant avec l'augmentation de la puissance RF absorbée. Ceci est en accord avec les observations faites

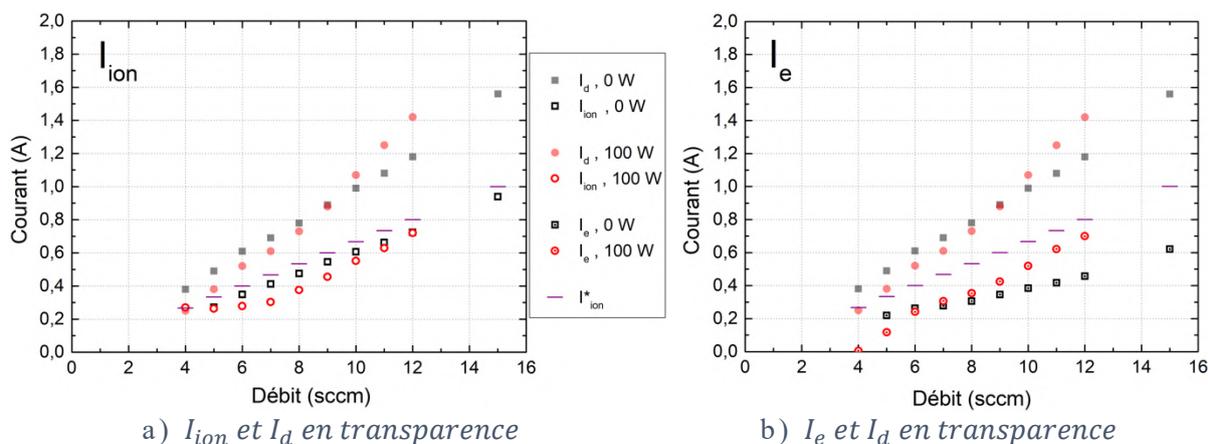
pour les tensions intermédiaires de la zone 2 correspondant à l'atténuation des instabilités de Breathing mode.

Cependant, la distinction entre cette zone et la précédente, concerne l'évolution des différents courants en fonction de la puissance RF absorbée, tel que l'on peut le constater sur la Figure 104 c). En effet, nous pouvons d'une part remarquer que le courant d'ion est relativement constant, mais aussi que le courant d'électron tend à augmenter avec la puissance absorbée. Dans cette région à forte tension et débit plus élevé, l'émission d'électrons secondaires par les parois devient non négligeable.

Par ailleurs, la tension minimale d'apparition de ce phénomène, U_d^{SEE} semble être d'autant plus faibles que le débit de neutres est élevé, cf. III.1.3 - Figure 69. De ce fait, la tension de décharge et la puissance RF ont été fixées dans la section qui suit, afin d'étudier l'évolution des courants d'ion et d'électron en fonction du débit.

c.2. Évolution des courants à puissance constante

La Figure 105 représente l'évolution des courants de décharge, d'ion et d'électron en fonction du débit pour des fonctionnements simple (0W) et double étage (100W).



a) I_{ion} et I_d en transparence

b) I_e et I_d en transparence

Figure 105 : a) Évolution des courants d'ion I_{ion} et de décharge I_d (rappelés en transparence) et b) évolution des courants d'électrons I_e et de décharge I_d en fonction du débit injecté en amont du propulseur pour une tension de décharge de 150 V en simple et double étage. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 sccm$.

À travers ces figures, on constate une augmentation des courants corrélés à celle du débit. Sur la Figure 105 a), les valeurs du courant d'ion en double étage restent proches de celles en simple étage, si ce n'est qu'elles divergent au maximum pour un débit de 7 sccm.

Le ratio entre I_{ion} et I_d nous permet également d'en déduire que la production et l'extraction d'ion en double étage (par rapport au courant de décharge) sont inférieures à celles en simple étage pour des débits $Q_{Xe} > 7 sccm$ et qu'elles sont supérieures et approchent $I_{ion}/I_d \approx 1$ pour des débits $Q_{Xe} < 7 sccm$. Ceci est à corrélérer avec l'évolution croissante du courant

d'électron I_e entrant dans le canal sur la Figure 105 b). En effet, pour de faibles débits, la source d'ionisation minimise le courant d'électrons I_e , comparé au fonctionnement simple étage. De ce fait et en double étage, les électrons émis par la cathode neutralisent d'autant plus majoritairement les ions extraits du propulseur, que le débit d'injection est faible.

D'autres études complémentaires sont nécessaires pour comprendre pleinement l'origine de l'augmentation de I_e dans ces conditions (notamment à cause de la variation de U_d^{SEE} avec le débit), mais il paraît a priori, peu intéressant de fonctionner en double étage à forte tension et fort débit.

IV.2.3. Les différents régimes de fonctionnement du propulseur

À partir des précédents résultats et observations obtenus sur le courant de décharge, le courant d'ion et les instabilités, on peut schématiquement cartographier les domaines de fonctionnement du propulseur ID-Hall. Les points de mesure et les domaines de fonctionnement sont représentés sur la Figure 106. Les transitions entre chaque région ne sont pas aussi abruptes et peuvent présenter notamment des hystérésis.

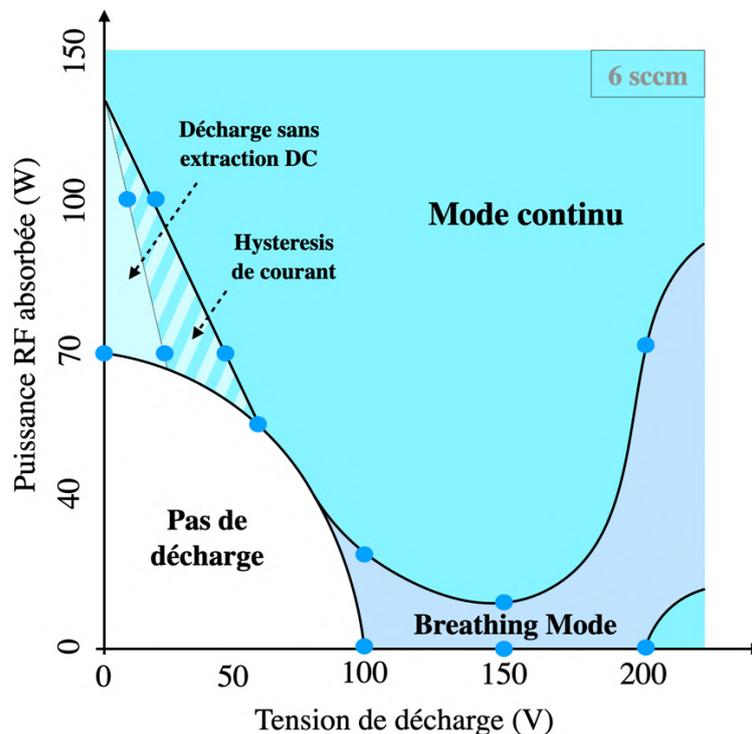


Figure 106 : Représentation schématiques des différents domaines de fonctionnement du propulseur ID-Hall. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

On peut distinguer quatre principales régions :

- Il n'y a pas de décharge plasma sans une puissance de décharge ou une puissance RF suffisante : « Pas de décharge ».
- Le courant de décharge peut présenter de fortes instabilités temporelles appelées « Breathing Mode », notamment à tension intermédiaire et faible puissance RF.
- Les régions sans instabilités temporelles sont ici notées « Mode continu ». À forte puissance RF, nous avons vu que l'augmentation de puissance absorbée est responsable de l'atténuation et de la disparition des instabilités. À tension de décharge élevée et puissance RF faible ou nulle, le déplacement de la zone d'ionisation (vers le plan de sortie) et l'émission d'électrons secondaires par les parois seraient responsables de la disparition du Breathing Mode.
- Enfin, à forte puissance RF et tension de décharge faible ou nulle, il existe une région de « décharge sans extraction DC » des ions. Malgré un plasma dans le propulseur et une tension de quelques dizaines de volts, le courant de décharge ne circule pas à travers la barrière magnétique. La tension se localise au niveau de la gaine cathodique. Dès lors qu'un courant d'électron traverse cette barrière, le champ électrique de la décharge anode-cathode (noté DC) se délocalise dans cette région. L'extraction du plasma est alors initiée et la tension de décharge minimale pour maintenir cette extraction devient plus faible. Une hystérésis sur le courant de décharge apparaît.

IV.3. Poussée, impulsion spécifique, divergence et efficacité du propulseur

Les mesures précédemment obtenues avec la sonde RPA, la sonde de Faraday et le courant de décharge permettent maintenant de calculer et d'estimer les différentes grandeurs propulsives en fonction de la puissance RF absorbée. Les opérations permettant d'obtenir les paramètres présentés sur la Figure 107 sont détaillées dans la partie III.4.

La Figure 107 a) présente l'évolution de l'impulsion spécifique I_{sp} du propulseur en fonction de la puissance RF absorbée pour les tensions de décharge étudiées. Pour les faibles tensions de décharge $U_d = 0 V, 50 V$ et $100 V$, on constate une augmentation de l' I_{sp} avec la puissance P_{abs} . Ceci est la conséquence de l'augmentation du courant d'ion, I_{Xe^+} et de l'énergie moyenne des ions, $\langle v_{Xe^+} \rangle$ (cf. Figure 94, Figure 101, Figure 102 et Figure 96) dont l' I_{sp} dépend :

$$I_{sp} = \eta_{erg} \langle v_{Xe^+} \rangle \langle \cos \theta \rangle / g \text{ avec } \eta_{erg} = \dot{m}_{Xe^+} / \dot{m}_{Xe} = \frac{m_{Xe}}{e \cdot \dot{m}_{Xe}} I_{Xe^+}.$$

Pour des tensions plus élevées ($U_d = 150 V$ et $200 V$), l' I_{sp} augmente pour quelques watts absorbés, puis décroît globalement avec l'augmentation de la puissance RF. Cette décroissance n'est pas liée à la vitesse moyenne des ions, mais plutôt à la décroissance du taux d'utilisation d'ergol, η_{erg} . Ce taux intervenant dans l'expression de l' I_{sp} , est proportionnel au courant d'ion

extrait I_{Xe^+} , qui diminue avec l'augmentation de la puissance RF. Le terme $\langle \cos \theta \rangle$ nous permettant de prendre en compte la composante axiale de la vitesse des ions dans le calcul de I_{sp} , varie peu avec la puissance absorbée : $\langle \cos \theta \rangle \approx 0,75 \pm 0,02$.

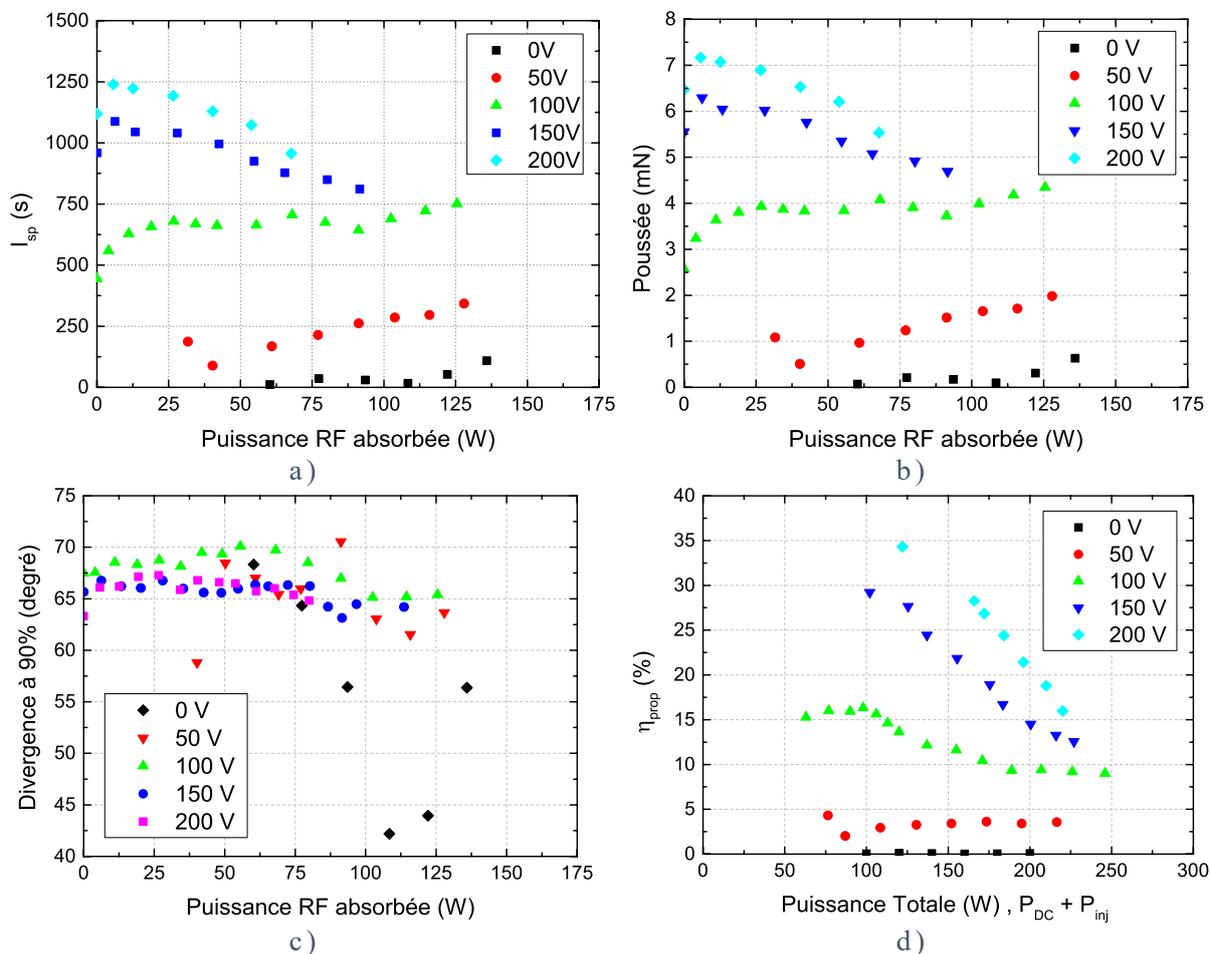


Figure 107 : Évolution de I_{sp} a), de la poussée b), de la divergence c) et de l'efficacité du propulseur d) en fonction de la puissance pour différentes tensions de décharge. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

La Figure 107 b) présente la poussée en fonction de la puissance RF absorbée. On constate des évolutions et des tendances similaires à celles de l'impulsion spécifique. En effet, l'expression de la poussée T est proportionnelle au courant et à la vitesse moyenne des ions ($T = \dot{m}_{Xe^+} \langle v_{Xe^+} \rangle \langle \cos(\theta) \rangle$) et donc à I_{sp} .

À faibles tensions, la poussée augmente avec la puissance du fait de l'augmentation du courant d'ion extrait. Cela montre que le fonctionnement en double étage est particulièrement intéressant à faibles tensions, lorsque l'ionisation en simple étage n'est pas suffisante.

À fortes tensions ($U_d \geq 150V$), la poussée décroît avec l'augmentation de la puissance. On notera que malgré cette tendance générale, il existe une augmentation de la poussée pour de faibles puissances RF. Cette augmentation est directement liée à l'augmentation du courant d'ion I_{ion} et de l'énergie des ions $\langle v_{Xe^+} \rangle$ à faible P_{abs} .

La divergence du faisceau d'ions extrait sur la Figure 107 c) montre que la plume semble peu affectée par la puissance déposée dans l'étage d'ionisation. Il semble exister une légère amélioration de la divergence (diminution) avec la puissance RF, mais cette tendance demande à être vérifiée.

Enfin, la Figure 107 d) présente l'efficacité η_{prop} du propulseur pour différentes tensions de décharge en fonction de la puissance totale P_T . Cette dernière est la somme de la puissance de décharge P_{DC} et de la puissance injectée P_{inj} , tel que $P_T = P_{DC} + P_{inj} = U_d \cdot I_d + P_{abs}/\eta_{abs}$. En comparant l'efficacité des deux modes de fonctionnement, il ne faut pas oublier que l'efficacité du propulseur en mode double étage est inférieure d'un facteur $P_{DC}/(P_{DC} + P_{inj})$, à celle en simple étage. L'efficacité s'écrit alors :

$$\eta_{prop} = \frac{P_{mécanique}}{P_{électrique}} = \frac{T^2}{2\dot{m}_{Xe}} \cdot \frac{1}{(P_{DC} + P_{RF})}$$

Comparé à un fonctionnement simple étage ($U_d = 100V, 150V$ et $200V$), l'efficacité en double étage semble augmenter de quelques pourcents pour de faibles puissances RF. Au-delà de quelques watts à quelques dizaines de watts, l'efficacité du propulseur décroît. Pour de faibles tensions $U_d = 0V$ et $50V$, cette efficacité ne dépasse pas 5%.

En supposant une ionisation complète des neutres, $\dot{m}_{Xe^+} \approx \dot{m}_{Xe}$, un courant d'électron dans le canal négligeable par rapport au courant d'ion $I_e \ll I_{ion}$ et un faisceau d'ion extrait à l'énergie correspondant à la tension appliquée, l'efficacité pourrait approcher $\eta = 1$ en fonctionnement simple étage. Cependant, en prenant un exemple en double étage avec une tension et un courant de décharge de 100 V et 0,5 A, ainsi qu'une puissance absorbée $P_{RF} = 150$ W, l'efficacité du propulseur ne pourra pas dépasser $\eta_{max} = 0,25$ (même si l'efficacité de couplage RF est de 100%). Il peut donc être assez inefficace de fonctionner dans des conditions où P_{RF} est nettement plus grande que la puissance de décharge P_{DC} (cette observation est valable pour tous types de propulseurs ioniques).

Le rapport Poussée/Puissance, $T/(P_{DC} + P_{inj})$ présenté sur la Figure 108 est exprimé en fonction de la puissance totale. Les résultats obtenus ici sont comparables aux valeurs obtenues dans la littérature [66] et évoluent avec la puissance RF. On constate que la tendance principale est la diminution de ce ratio pour de hautes tensions, pointant ainsi les régions où le fonctionnement double étage est défavorable.

À 100 V, deux effets coexistent : pour de faibles puissances RF (environ 6W absorbée), le ratio $T/(P_d + P_{RF})$ semble légèrement plus élevé qu'en simple étage ($\approx 42 \text{ mN.kW}^{-1}$), cependant ce ratio décroît rapidement avec l'augmentation de la puissance RF jusqu'à 18 mN.kW^{-1} . Si la tension est plus faible, $U_d = 50 V$, ce rapport reste assez constant quelle que soit la puissance envoyée (environ 10 mN.kW^{-1}) et indique que le coût énergétique pour

créer un ion reste lui aussi constant (l'augmentation du courant d'ion et de leur énergie sont proportionnels à l'augmentation de la puissance absorbée).

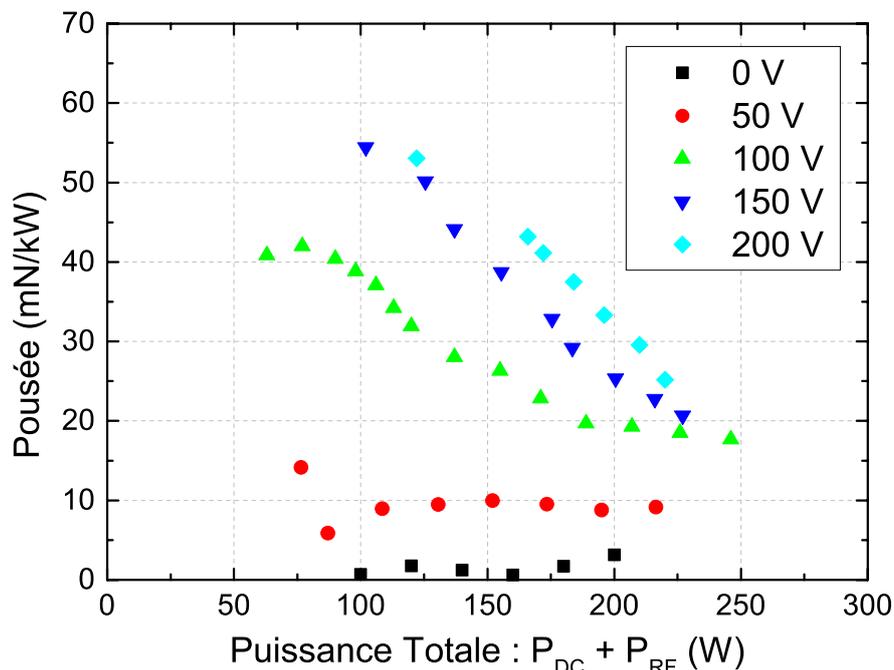


Figure 108 : Rapport de la poussée sur la puissance en fonction de la puissance totale pour différentes tensions de décharge. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Ces résultats montrent que l'efficacité du propulseur en fonctionnement double étage est généralement inférieure à celle du propulseur en fonctionnement simple étage. L'optimisation du propulseur double étage nécessite un bon confinement du plasma, un bon couplage entre la source et le plasma, une bonne efficacité d'extraction des ions et une minimisation du courant d'électrons entrant dans le propulseur.

IV.4. Fonctionnement double étage du propulseur ID-Hall en Argon et mélange Argon-Xénon

Tel que nous l'avons précédemment constaté, l'un des avantages du propulseur en fonctionnement double étage est l'élargissement de sa plage de fonctionnement. L'accessibilité à des tensions de décharge plus faibles permettrait de conserver une même I_{sp} avec un ergol plus léger, tel que l'Argon. Inversement pour une tension de décharge fixe, l'utilisation d'un ergol plus de 3 fois plus léger que le Xénon, permettrait une I_{sp} plus élevée, de par la vitesse plus élevée des ions extraits. Cette étude en Argon fait l'objet de la campagne qui suit.

IV.4.1. Changement d'ergols

À défaut d'avoir pu démarrer le propulseur avec un ergol uniquement constitué d'Argon, nous avons dû d'une part, démarrer le propulseur en Xénon (avec une tension de décharge de 150V et une puissance injectée de 150W) et d'autre part, faire varier progressivement et simultanément les débits de Xénon et d'Argon pour ne fonctionner au final, qu'en Argon. Les résultats présentés par la suite, suivent cette méthode d'allumage et le débit de Xénon injecté dans la cathode est conservé à 1,5 sccm.

Pour rappel, un débit volumique de $Q = 1 \text{ sccm}$ correspond aux débits massiques d'Argon et de Xénon suivant : $\dot{m}_{Ar} \approx 0,027 \text{ mg} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\dot{m}_{Xe} \approx 0,090 \text{ mg} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour cette étude, le débit volumique d'Argon choisi est 19 sccm, car il est difficile de maintenir le plasma allumé en dessous de 16 sccm (malgré les tensions et puissances RF élevées). Ceci implique un débit massique identique entre 6 sccm de Xénon et 19 sccm d'Argon, ainsi qu'une densité de neutres d'Argon plus de 3 fois supérieure à celle en Xénon. Dans ces conditions, le courant d'ion maximum pouvant être extrait est $I_{ion}^* \approx 1,27 \text{ A}$.

IV.4.2. Évolution de la plume et des paramètres de décharge en Argon

Dans cette campagne, le mode double étage en Argon a été caractérisé dans des conditions identiques à celles en Xénon : paroi extérieure en Alumine, anode positionnée à $z_{an} = -31 \text{ mm}$ du plan de sortie et un débit de Xénon dans la cathode de $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

L'évolution des différents courants et l'énergie des ions sont obtenues en fonction de la tension de décharge et de la puissance RF absorbée. Les paramètres propulsifs seront ensuite comparés aux valeurs obtenues en Xénon.

a. Caractéristiques courant-tension

La Figure 109 a) représente l'évolution des courants de décharge, d'ions et d'électron en fonction de la tension de décharge pour une puissance absorbée $P_{abs} = 73 \pm 3 W$. Dans ces conditions, l'efficacité de la source est plus faible qu'en Xénon et avoisine $48 \pm 2\%$.

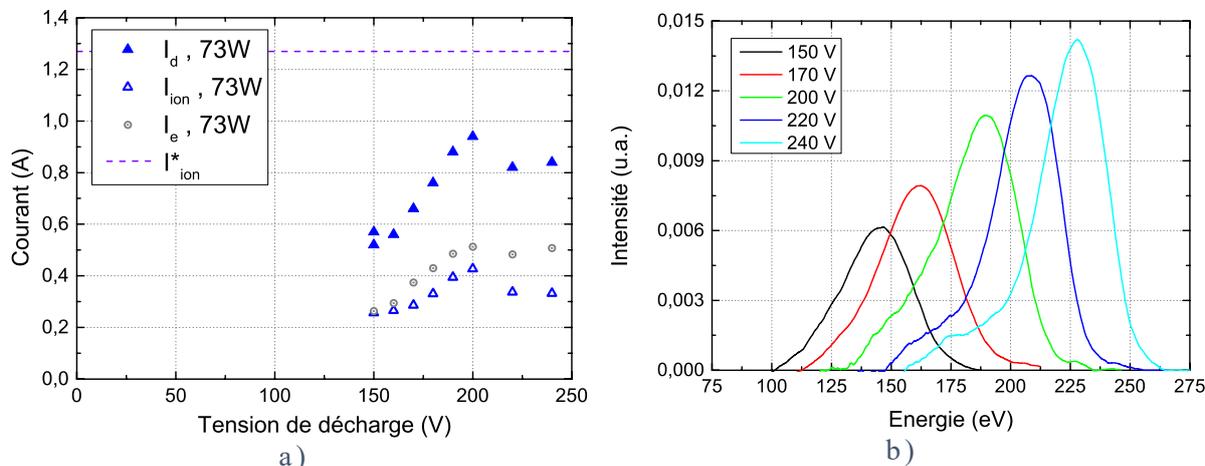


Figure 109 : a) Évolution des courants de décharge, d'ion et d'électron en fonction de la tension de décharge pour une puissance absorbée $P_{abs} = 73 \pm 3W$. b) Distribution en énergie des ions pour différentes tensions de décharge. Débit d'Argon dans le propulseur $Q_{Ar} = 19 sccm$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 sccm$.

Ces différents courants suivent une même évolution en fonction de la tension, avec une augmentation depuis la tension minimale de fonctionnement ($U_d = 150 V$) jusqu'à $U_d = 200 V$, pour ensuite décroître. Plus de points auraient été nécessaires, mais à cette puissance et cette tension, les contraintes thermiques de la source interviennent.

Par ailleurs, on constate également que le courant de décharge est non seulement bien inférieur à I_{ion}^* , mais que ce dernier ne représente qu'une relativement faible fraction de la valeur du courant du décharge $I_{Ar^+}/I_d = 45 \pm 5\%$. Ceci pointe la faible efficacité d'ionisation de la source, mais aussi la forte proportion d'ions qui ne sont pas extraits et accélérés par la barrière magnétique. Le taux d'utilisation d'ergol est alors beaucoup plus faible en Argon qu'en Xénon.

Respectivement, on peut constater sur la Figure 109 b), l'évolution des distributions en énergie des ions en fonction de la tension appliquée. Le potentiel de la cathode par rapport à la masse n'est pas présenté ici, mais avoisine $V_{cath} = -5,5 \pm 1 V$ dans ces conditions. Sur cette figure, on peut d'une part constater que les FDEI sont symétriques par rapport à l'intensité maximale de l'énergie des ions et d'autre part, que cette intensité maximale est inférieure à la tension appliquée (entre 5 et 10 eV de différence).

Puisque ces mesures sont réalisées par rapport à la masse (référence de la sonde RPA) et que le potentiel de la cathode est de quelques Volts sous cette référence, on retrouve bien la différence de potentiel anode-cathode pour chaque maximum des FDEI. Ces deux observations impliquent que toute la chute de potentiel accélératrice soit localisée uniquement en aval de la création de ions. Nous aurions pu nous attendre comme en Xénon en mode double étage, à des

énergies supérieures à la tension appliquée, mais nous ne retrouvons pas cette tendance dans cette condition.

Afin d'atteindre des tensions de décharge plus basses, la puissance envoyée dans la source a été augmentée. La Figure 110 présente l'évolution du courant de décharge en fonction de la tension pour une puissance injectée de 200W.

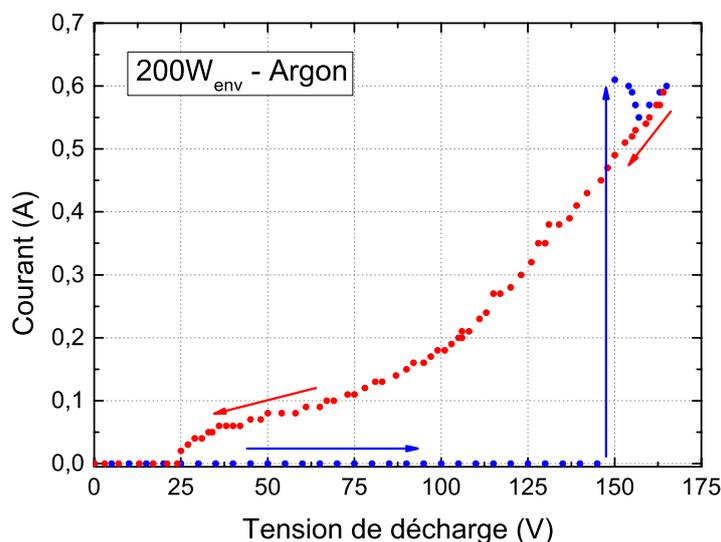


Figure 110 : Hystérésis de courant de décharge en fonction de la tension appliquée pour une puissance RF envoyée de $P_{RF} = 200 \text{ W}$ (soit $P_{RF} = 98 \pm 3 \text{ W}$). Débit d'Argon dans le propulseur $Q_{Ar} = 19 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

On peut remarquer sur cette figure que le courant présente une large hystérésis en tension, comparable à celle en Xénon, présentée sur la Figure 86 a). L'hystérésis de courant est bornée par une tension minimale à appliquer pour extraire les ions ($U_d \approx 150 \text{ V}$) et la tension minimale pour maintenir leur extraction ($U_d \approx 25 \text{ V}$). Comme pour le Xénon, la chute de potentiel de la décharge anode-cathode, se délocalise de la gaine cathodique à la barrière magnétique, afin d'extraire les ions du propulseur.

L'observation de différentes zones de fonctionnement en Xénon, nous a conduit à caractériser le propulseur en fonction de la puissance RF absorbée en Argon, pour les tensions $U_d = 150 \text{ V}$ et $U_d = 100 \text{ V}$, dans l'hypothèse que ces tensions correspondent respectivement à la zone 2 (à tension intermédiaire) et à la zone 1 (au milieu de l'hystérésis en tension et à courant de décharge non nul).

b. Caractéristiques courant-puissance RF absorbée

La Figure 111 représente a) l'évolution des courants d'ion et de décharge en fonction de la puissance absorbée et b), l'efficacité de la source dans ces mêmes conditions.

Comme en Xénon, on remarque que suivant la tension de décharge appliquée, le courant de décharge évolue différemment. En effet, on retrouve une diminution du courant de décharge de 0,75 A à 0,5 A pour $U_d = 150 V$ avec l'augmentation de la P_{abs} (relative à la zone 2, à tension intermédiaire) et une augmentation du courant de 0 A à 0,22 A pour $U_d = 100 V$ (relative à la zone 1, à faible tension). Pour les courants d'ion, on constate une augmentation de I_{ion} en fonction de la puissance RF pour $U_d = 100 V$ et une lente augmentation du courant d'ion jusqu'à 0,27 A pour $U_d = 150 V$.

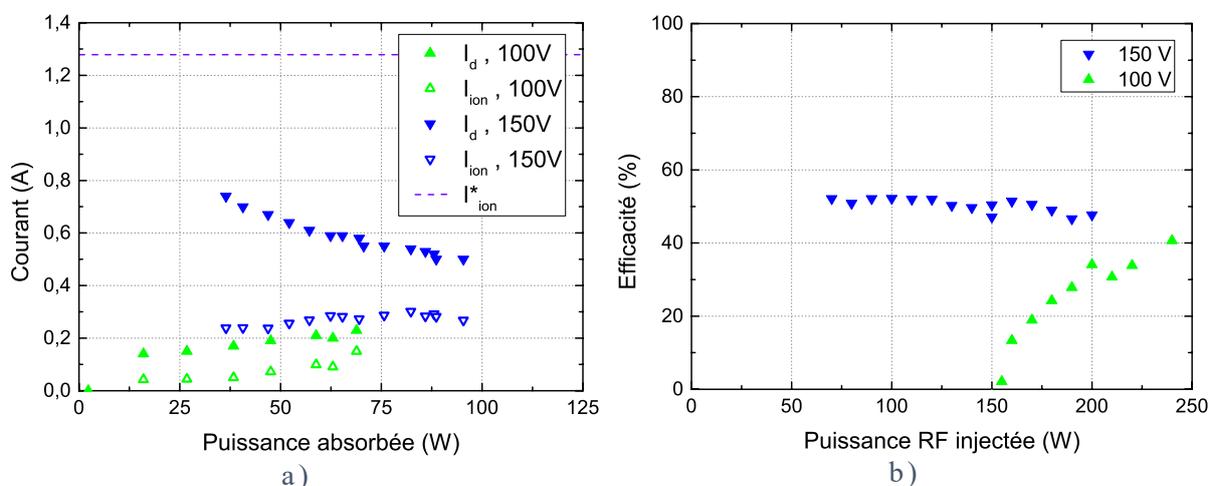


Figure 111 : a) Évolution des courant de décharge et courant d'ion en fonction de la puissance RF absorbée pour $U_d = 100 V$ et $U_d = 150 V$. b) Évolution de l'efficacité de couplage dans les conditions de la figure a). Débit d'Argon dans le propulseur $Q_{Ar} = 19 sccm$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 sccm$.

L'efficacité de couplage est quant à elle, relativement constante pour 150 V avec $50 \pm 3 \%$, mais s'avère fortement décroissante avec la diminution de la puissance injectée pour 100V. Dans cette dernière condition, ceci indique que la tension de décharge joue un rôle sur le couplage source-plasma (corrélé à la densité plasma autour de la source), que le couplage inductif est insuffisant, et que la tension aux bornes de la bobine augmente avec la diminution de l'efficacité. Le couplage capacitif pourrait alors être prédominant, réduisant ainsi l'efficacité d'ionisation des neutres par la source.

Les distributions en énergies des ions des deux conditions précédentes sont présentées sur la Figure 112.

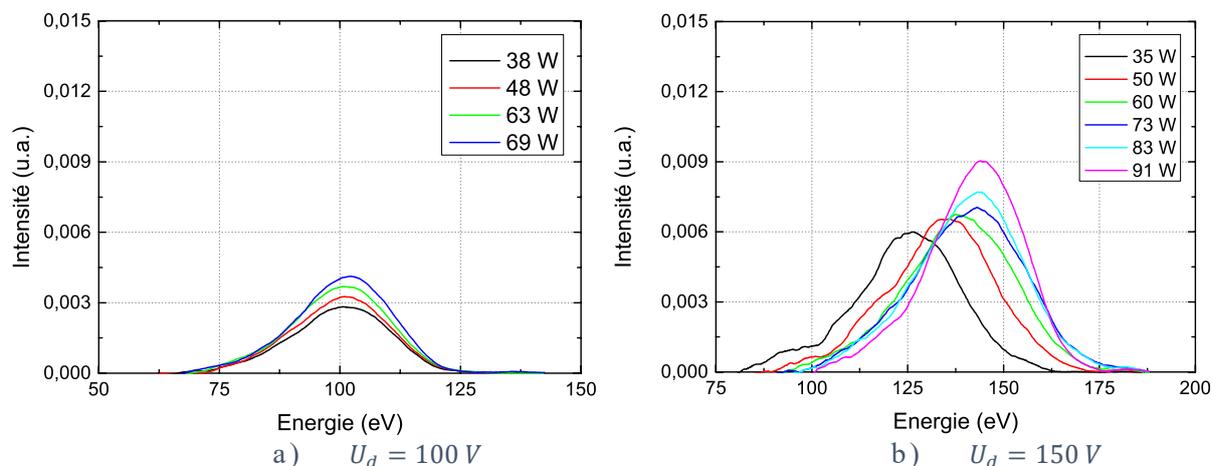


Figure 112 : Distribution en énergie des ions pour différentes puissances RF absorbées et pour deux tensions de décharge : a) $U_d = 100 V$ et b) $U_d = 150 V$. Débit d'Argon dans le propulseur $Q_{Ar} = 19 sccm$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 sccm$.

Quelle que soit la tension de décharge, les distributions en énergies sont relativement symétriques par rapport au maximum d'intensité et ne semblent pas présenter de variation temporelle en énergie des d'ions.

On peut également constater que l'énergie moyenne des ions reste constante pour 100V. Ceci n'est pas le cas pour 150V où l'on remarque une augmentation avec la puissance RF absorbée. Comme l'énergie moyenne des ions ne dépasse pas la valeur de la tension de décharge, cette augmentation peut être causée par :

- Une répartition de la chute de potentiel entre les deux barrières magnétiques à faible puissance RF, puis uniquement au niveau de la barrière accélératrice à forte puissance.
- Une augmentation du potentiel plasma V_{p-ch} dans la chambre, analogue à la tendance observée dans la section IV.2.2.b.3 en Xénon.

D'autres mesures couplées aux oscillations de Breathing mode sont nécessaires pour approfondir la différence de comportement entre ces deux conditions.

c. Poussée et impulsion spécifique en fonctionnement double étage

À partir des précédentes mesures ainsi que des distributions angulaires (non présentées ici), nous avons pu en déduire les différents paramètres propulsifs. Leurs évolutions sont présentées sur la Figure 113.

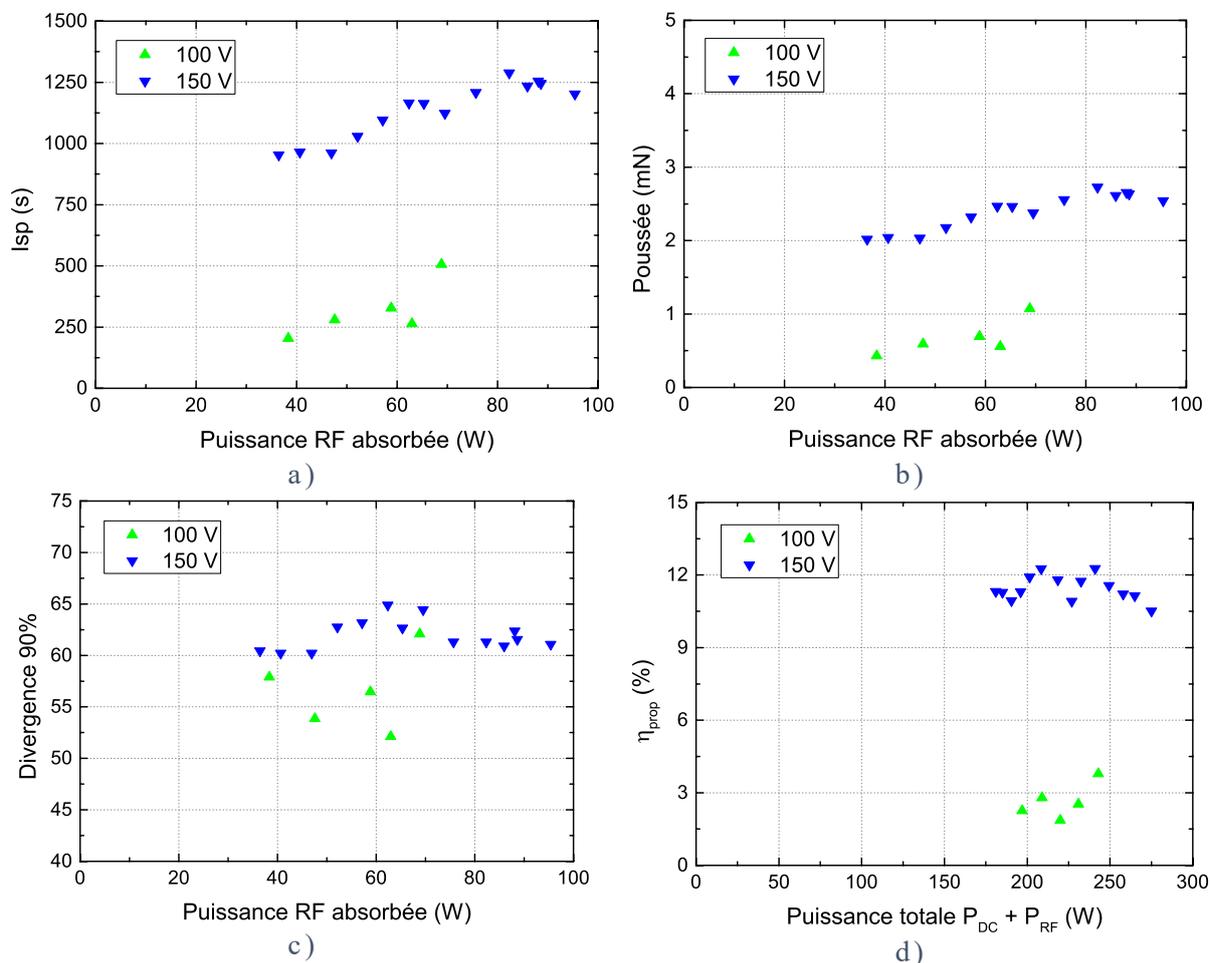


Figure 113 : Évolution de l' I_{sp} a), de la poussée b), de la divergence c) et de l'efficacité du propulseur d) en fonction de la puissance pour différentes tensions de décharge. Débit d'Argon dans le propulseur $Q_{Ar} = 19$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

La Figure 113 a) présente l'évolution de l'impulsion spécifique I_{sp} du propulseur en fonction de la puissance RF absorbée. Pour chaque tension étudiée, l' I_{sp} augmente car les paramètres qui en dépendent augmentent avec la puissance absorbée ($I_{sp} = \eta_{erg} < v_{Ar^+} > < \cos \theta > / g$).

Pour $U_d = 100$ V, nous avons remarqué que la vitesse moyenne des ions $< v_{Ar^+} >$ et la vitesse dirigée le long de l'axe du propulseur, $< \cos \theta >$ restent relativement constantes avec la puissance RF absorbée. Cependant le faible taux d'utilisation d'ergol augmente, $5 \% < \eta_{erg} < 8 \%$.

Pour $U_d = 150 \text{ V}$, c'est la vitesse moyenne des ions qui augmente, contrairement au $\langle \cos \theta \rangle \approx 0,82 \pm 0,03$ et à $\eta_{erg} = 21 \pm 2 \%$ qui évoluent peu avec la puissance RF absorbée.

La Figure 113 b) présente l'évolution de la poussée du propulseur à travers ces deux conditions. Malgré l'augmentation de la poussée avec la puissance RF, ces poussées sont faibles (inférieures à 3 mN pour 150V et à 1 mN pour 100V).

Ceci est principalement causé par les faibles débits massiques d'ion extraits, \dot{m}_{Ar^+} (proportionnel au courant d'ion extrait et à la masse de l'atome). Une plus grande efficacité d'ionisation est donc nécessaire, d'autant plus qu'à travers ces conditions, les courants d'ion sont (dans le meilleur des cas) 4 fois inférieurs au courant d'ion maximum pouvant être extrait.

Nous pouvons néanmoins constater sur la Figure 113 c) que la divergence de la plume à 90° avoisine $60 \pm 10\%$, soit plus faibles de 5 à 10% en Argon comparé au Xénon. Ceci semble indiquer que la divergence s'améliore avec un ergol plus léger, mais mériterait une campagne plus approfondie pour confirmer cette tendance.

Enfin, la Figure 113 d) présente l'efficacité du propulseur $\eta_{prop} = P_{m\acute{e}canique}/P_{electrique}$, en fonction de la puissance totale, $P_T = P_{DC} + P_{inj}$. On peut remarquer que pour une tension de décharge de 150V, l'efficacité avoisine $\eta_{prop} = 11 \pm 1\%$. Malgré une valeur plus faible en Argon qu'en Xénon pour une même tension de décharge, l'efficacité est relativement constante en fonction de la puissance totale. Ceci indique que l'augmentation de la $P_{electrique}$ avec la puissance RF injectée est directement compensée par l'augmentation de la $P_{m\acute{e}canique}$ (avec l'augmentation de l'énergie et du courant d'ion extrait) et la diminution de la puissance de décharge, P_{DC} .

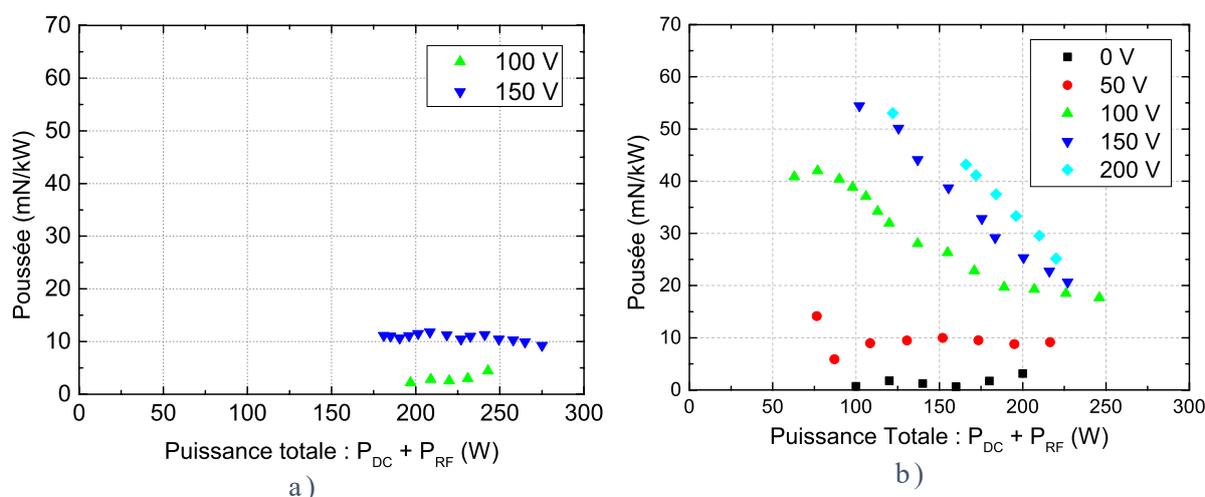


Figure 114 : a) Rapport de la poussée sur la puissance pour un débit d'Argon dans le propulseur $Q_{Ar} = 19 \text{ sccm}$, en fonction de la puissance totale pour $U_d = 100 \text{ V}$ et $U_d = 150 \text{ V}$. b) Rappel des résultats en Xénon sur la Figure 108. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

Le rapport Poussée/Puissance, $T/(P_{DC} + P_{inj})$ en Argon, présenté sur la Figure 114 a) est exprimé en fonction de la puissance totale et mis en comparaison avec les résultats en Xénon sur la Figure 114 b). On peut constater que quel que soit la tension, ce rapport est assez constant en fonction de la puissance totale. Dans le meilleur des cas, ce rapport avoisine $10 \pm 2 \text{ mN.kW}^{-1}$ pour une tension de 150 V et s'avère inférieur à 5 mN.kW^{-1} pour 100 V.

On peut également remarquer que pour les mêmes tensions, les valeurs en Argon sont inférieures à celles en Xénon. Néanmoins, l'efficacité d'ionisation est faible dans ces conditions, et une ionisation totale des neutres impliquerait une poussée environ 4 fois plus importante avec un rapport Poussée/Puissance proche de 40 mN.kW^{-1} pour $U_d = 150 \text{ V}$. Dans cette situation, le rapport Poussée/Puissance en Argon serait alors proche de celui en Xénon, pour un débit massique identique.

IV.5. Conclusion

L'étude expérimentale et numérique du propulseur ID-Hall en mode double étage, ont permis de connaître l'influence de la source ICP sur les grandeurs propulsives, et de répondre aux différentes questions soulevées par le développement de ce concept.

Le mode double étage a non seulement permis un fonctionnement à des tensions de décharge trop faibles pour pouvoir fonctionner en simple étage (dans la zone 1, $0V < U_d < 90V$), mais aussi de diminuer le courant d'électrons I_e et d'atténuer les instabilités axiales de Breathing mode (dans la zone 2, $100V < U_d < 200V$). À partir de faibles puissances RF absorbées, nous avons expérimentalement et numériquement constaté que la source ICP « stabilise » spatialement et temporellement le plasma, réduisant ainsi les instabilités axiales (relatives au Breathing mode).

Lorsque la puissance RF absorbée par le plasma est suffisamment importante (comparé à la puissance de décharge) nous avons non seulement remarqué que les ions sont créés par la source, mais aussi que le plasma se délocalise de l'amont du canal (en simple étage) à la chambre d'ionisation, près de la paroi extérieure (en double étage). Les ions extraits depuis cette région sont ensuite accélérés au niveau du canal et tiennent leur énergie :

- De la décharge anode-cathode (plus exactement de la chute de potentiel entre le potentiel d'anode, V_a et le potentiel plasma de la plume, $V_{p-plume}$).
- Et du potentiel plasma additionnel, V_{p-ch} provoqué par le couplage inductif entre la source et le plasma (d'autant plus grand que la puissance absorbée est importante).

Néanmoins, dans la configuration magnétique de ID-Hall, l'augmentation de la densité et du potentiel plasma au niveau de la chambre d'ionisation, impliquent une diminution de l'efficacité d'extraction des ions, en raison de l'existence d'une chute de potentiel entre le plasma et l'anode (une fraction des ions sont accélérés vers l'amont du propulseur) et des pertes d'ions aux parois entre la chambre et le canal. Ceci conduit à des efficacités globalement plus faibles en double étage et indique que la configuration magnétique doit être améliorée afin de pouvoir optimiser les efficacités d'ionisation et d'extraction des ions.

Enfin, les premiers résultats de ce propulseur avec un ergol plus léger, montrent également que pour des tensions relativement faibles, le fonctionnement double étage est possible en Argon à l'aide de la source inductive. Cependant, les grandeurs propulsives s'avèrent plus faibles qu'en Xénon, et nécessitent d'être optimisées (notamment concernant l'efficacité d'extraction des ions et en particulier l'efficacité d'ionisation des neutres). Des modifications du propulseurs seront proposées dans les perspectives de ce travail.

Chapitre V. Instabilités plasma basses fréquences

Au cours des campagnes de mesures présentées dans les deux chapitres précédents, nous avons pu constater la présence d'instabilités basses fréquences de l'ordre de quelques kHz à quelques dizaines de kHz. Ces instabilités axiales, aussi appelées Breathing mode, ont pu être étudiées dynamiquement dans ce propulseur en fonctionnement simple étage, à l'aide d'une sonde RPA et du modèle Hallis, cf. partie III.3. Nous avons aussi pu constater leur forte atténuation en fonctionnement double étage dans la partie IV.2.2.b. Cependant, d'autres outils de mesures telles que l'anode segmentée et la camera rapide ont non seulement permis d'approfondir l'étude de ces instabilités, mais aussi permis de constater la présence d'instabilités dans la direction azimutale.

Ce chapitre présente les différents résultats obtenus en Xénon, autour des instabilités basses fréquences, axiales et azimutales. En particuliers seront traitées, les instabilités azimutales qui ont pu être identifiées avec et sans puissance RF injectée dans la source. La nature et le sens de rotation des instabilités observées autour de la source seront ensuite discutés à partir d'une étude complémentaire en Xénon et en Argon, ainsi qu'à travers les résultats d'un modèle particulière.

V.1. Fonctionnement Simple Étage dans le propulseur ID-Hall

Dans cette section, nous étudierons les différentes corrélations pouvant exister entre les instabilités (axiales et azimutales) et les paramètres de la décharge en fonctionnement en simple étage, tel que la position de l'anode, le débit d'injection ou la tension de décharge. L'objectif étant de comparer les résultats autour de ces deux types d'instabilités, avec ceux de la littérature, malgré la cartographie magnétique et le design particulier du propulseur ID-Hall.

V.1.1. Observations complémentaires autour du Breathing Mode

Pour rappel, à travers les différentes campagnes de mesures en simple étage et à l'aide du modèle Hallis, nous avons pu constater que la conductivité du plasma évolue spatialement et temporellement entre l'anode du propulseur et la barrière magnétique accélératrice, cf. partie III.3. Ceci conduit à une variation temporelle du champ électrique accélérateur, influençant ainsi l'énergie des ions extraits par le propulseur.

Malgré le lien existant entre cette observation et l'instabilité de Breathing mode, l'évolution temporelle de l'énergie des ions est propre à la configuration magnétique de ce propulseur. En effet, cette évolution temporelle est la conséquence de l'existence d'une seconde barrière magnétique en aval de l'anode, réduisant la conductivité électronique dans cette région et produisant ainsi un second champ électrique dans cette région.

Le fonctionnement double étage ne permet pas de positionner l'anode en regard de la source à cause d'effet inductif, cependant nous avons pu étudier en simple étage, l'évolution de cette instabilité et de l'énergie des ions en fonction de la position de l'anode.

a. Évolution en fonction de la position de l'anode

La Figure 115 représente l'évolution du champ magnétique axial a), de l'énergie des ions extraits b) et de la fréquence des oscillations du courant de décharge c), respectivement en fonction de la position axiale de l'anode, montée sur son translateur. La position 0 mm correspond au plan de sortie du propulseur (pour rappel, l'anode est placée à $z_{an} = -31 \pm 0,5\text{ mm}$ du plan de sortie dans les campagnes des Chapitre III et Chapitre IV).

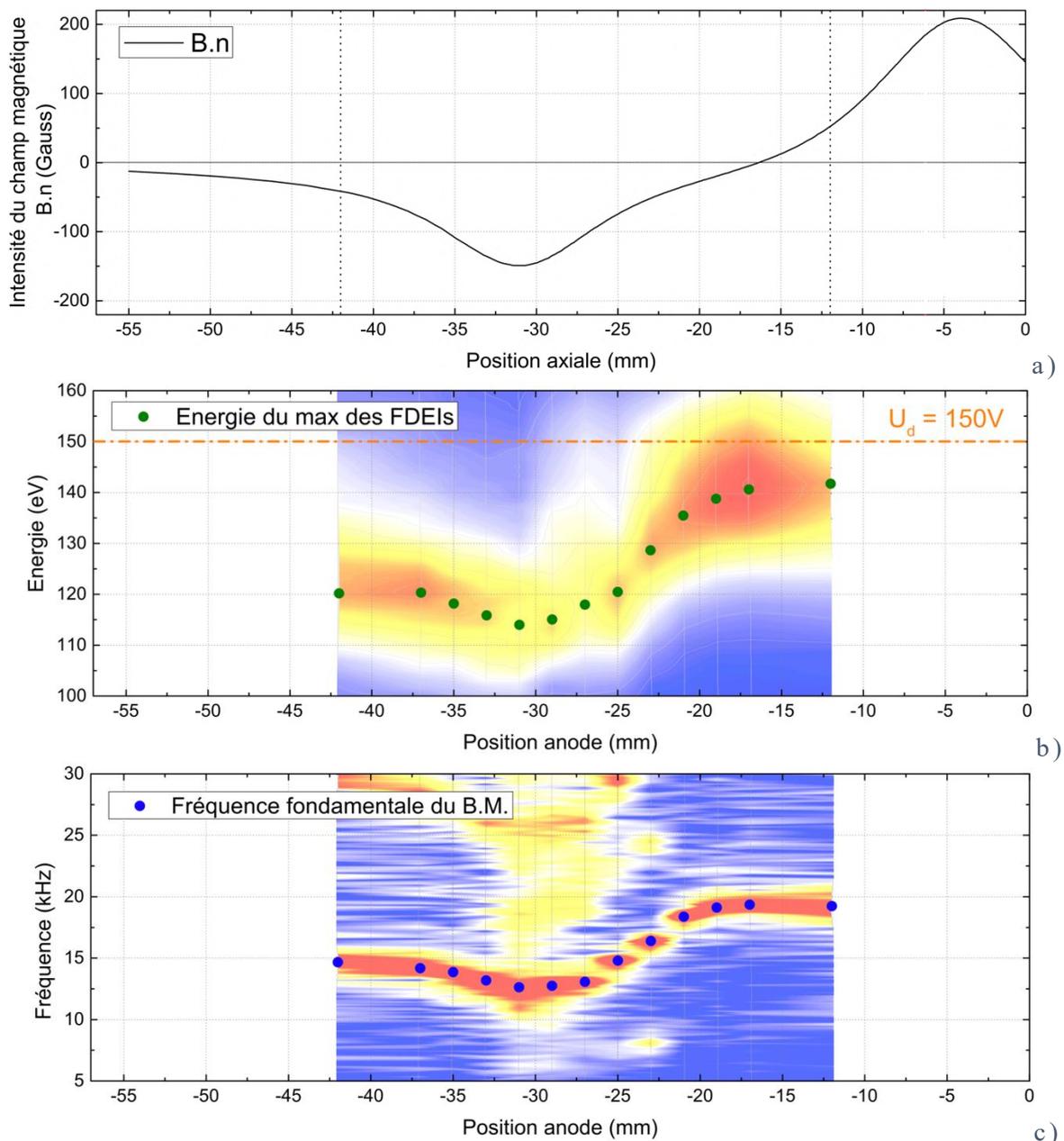


Figure 115 : a) Évolution de l'intensité du champ magnétique suivant un axe passant par le milieu du canal (obtenue sous FEMM). b) Évolution du maximum de la FDEI en fonction de la position de l'anode (les couleurs chaudes sont les valeurs les plus élevées et inversement pour les couleurs froides). c) Évolution de la fréquence fondamentale des oscillations du courant de décharge (Breathing Mode) en fonction de la position de l'anode. Tension de décharge $U_d = 150V$, débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Dans cette étude, le domaine d'exploration de l'anode est borné par -12 mm et -42 mm en amont du plan de sortie. La Figure 115 a) permet de constater que les mesures sont réalisées avec une anode traversant intégralement la seconde barrière magnétique, ainsi que la zone de champ magnétique nulle, $0B$.

À travers les Figure 115 b) et c), on constate que le déplacement de l'anode modifie non seulement l'énergie d'extraction des ions (entre 114 eV et 141 eV), mais aussi la fréquence des oscillations du courant décharge (entre 13 kHz et 19 kHz). On peut également remarquer que ces deux observables suivent la même évolution en fonction de la position de l'anode : un plateau entre -42 mm et -37 mm, un minimum autour de -31 mm, suivi d'une augmentation relativement linéaire jusqu'à -19 mm et enfin d'un second plateau entre -19 mm et -12 mm.

On peut remarquer que cette évolution semble partiellement corrélée à l'intensité du champ magnétique. Les minima d'énergie des ions et de fréquence fondamentale du courant sont associés au maximum d'intensité du champ B dans la barrière magnétique arrière ($z \approx -31$ mm). On peut également remarquer entre -31 mm et -23 mm, l'existence d'une fréquence secondaire autour de 20 ± 4 kHz, moins intense que la fréquence fondamentale (ou ses harmoniques), corrélée à l'élargissement et la variation temporelle de la FDEI (non présenté ici). En aval du $0B$, ni l'énergie des ions, ni la fréquence des oscillations du courant, ne varient en fonction de la position de l'anode.

D'après la variation du maximum d'énergie des ions (proche de la moyenne en énergie) sur la Figure 115 b), on peut en déduire que le champ électrique axial accélérant les ions, se répartit différemment suivant la condition limite définie par la position de l'anode.

- Dans le cas où l'anode est positionnée en aval du $0B$, $z_{an} \geq -17$ mm, la configuration magnétique est proche de celle d'un propulseur classique de type SPT, avec une seule barrière magnétique et une décroissance du champ magnétique depuis la barrière accélératrice jusqu'à l'anode. Dans cette condition, on peut d'une part, constater que le maximum d'énergie des ions est proche de la tension de décharge appliquée ($\epsilon_{max} \approx 141$ eV pour $U_d = 150$ V) et d'autre part, remarquer que ce maximum ne varie pas avec la position axiale de l'anode ($\epsilon_{max} \approx 141$ eV pour -17 mm $< z_{an} < -12$ mm).
- Lorsque l'anode est positionnée en amont de la seconde barrière magnétique $z_{an} \leq -31$ mm, on observe une augmentation de l'énergie des ions et de la fréquence d'oscillation du courant. Étant une région peu étudiée dans le cadre du propulseur ID-Hall, cette tendance n'a pas su être expliquée.

- Dès lors que l'anode est située en amont du 0B, $-31 \text{ mm} < z_{an} < -17 \text{ mm}$, le maximum d'énergie des ions décroît avec l'intensité croissante du champ magnétique dans la seconde barrière (par exemple, $\epsilon_{max} \approx 114 \text{ eV}$ pour $U_d = 150 \text{ V}$ et $z_{an} = -31 \text{ mm}$). En effet, le modèle Hallis nous a permis de constater une répartition de la chute de potentiel, partagée entre les deux barrières magnétiques (partie III.3). Après avoir traversé la barrière magnétique accélératrice, les électrons sont « une seconde fois » confinés par la seconde barrière magnétique arrière (ce qui réduit leur conductivité et génère une seconde chute de potentiel à proximité et en aval de l'anode). La chute de potentiel dans la barrière magnétique accélératrice (relative à l'énergie d'extraction des ions) sera alors dépendante de la position de l'anode dans la seconde barrière magnétique et de l'intensité du champ magnétique dans sa proche région.

Tel qu'illustré dans la partie I.3.1, la fréquence d'oscillation du Breathing mode, f_{BM} est définie par la vitesse du front des neutres remplissant le volume du canal, entre la région d'ionisation et le plan de sortie. À travers la Figure 115 c), la fréquence varie en fonction de la position de l'anode et tend principalement à augmenter lorsque l'anode se rapproche du canal.

Puisque la vitesse des neutres est constante et de l'ordre de la vitesse thermique $v_n = \sqrt{8T_g/(2\pi m_{Xe})} \approx 220 \text{ m.s}^{-1}$ (avec $T_g \approx 0,025 \text{ eV}$ à 300 K), nous pouvons supposer que la région d'ionisation est affectée par la position de l'anode. Ceci pourrait être causé par :

- Une délocalisation de la région d'ionisation dans le sens de déplacement de l'anode. En première approximation, si l'on considère que f_{BM} est le rapport entre v_n et L_{iz} (la longueur d'ionisation définie par la distance entre la région d'ionisation et le plan de sortie), on peut alors estimer la profondeur moyenne de la région d'ionisation pour les différentes mesures de la Figure 115 c). Avec $L_{iz} = v_n/f_{BM}$, on obtient $14,6 \text{ mm} > L_{iz} > 10 \text{ mm}$ pour $13 \text{ kHz} < f_{BM} < 19 \text{ kHz}$, respectivement. La position de la région d'ionisation correspond à la région entre le 0B et l'entrée du canal, et s'avère en accord avec différentes simulations réalisées avec le modèle Hallis (cf. taux d'ionisation sur la Figure 61) ainsi qu'avec la littérature [1] [12] [84] [85] [86].
- Une variation de la chute de potentiel au niveau la barrière magnétique accélératrice (en fonction de la position de l'anode), modifiant l'énergie moyenne des électrons dont dépend le taux d'ionisation. Dans le cas où l'on rapproche l'anode du plan de sortie, la chute de potentiel au niveau de la barrière accélératrice est plus importante, ce qui augmenterait l'énergie moyenne des électrons dans cette région. L'augmentation de la fréquence de l'instabilité pourrait ainsi être associée à une augmentation du taux d'ionisation et à une ionisation efficace et plus rapide des neutres par les électrons (plus énergétiques).

b. Évolution des instabilités en fonction du débit et de la tension

Concernant ce dernier point, nous avons aussi pu observer l'évolution de la fréquence du Breathing mode sur la Figure 116, en fonction de la tension de décharge appliquée U_d pour $100\text{ V} < U_d < 260\text{ V}$, $z_{an} = -31\text{ mm}$ et $Q_{Xe} = 6\text{ sccm}$ (cette figure renvoie à la partie III.3.1, Figure 78).

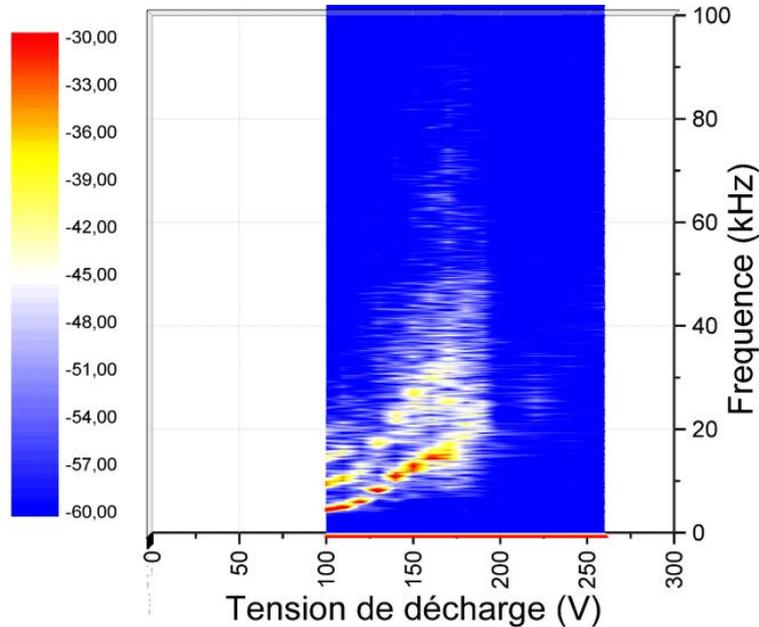


Figure 116 : Évolution de la fréquence des oscillations du courant de décharge en fonction de la tension de décharge. Échelle de couleur en dB. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6\text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5\text{ sccm}$.

Dans la région où il existe des oscillations du courant de décharge (entre $100\text{ V} < U_d < 190\text{ V}$), on constate que la fréquence du Breathing Mode augmente avec la tension appliquée. Malgré des conditions géométriques (position de l'anode) et une vitesse des neutres identique, la fréquence fondamentale évolue relativement linéairement de 5 kHz à 100 V jusqu'à 20 kHz à 190 V .

Dans ces mesures et même s'il existe une chute de potentiel près de l'anode, nous avons vu (grâce à la mesure de l'énergie des ions) que la chute de potentiel dans le canal augmente avec U_d . L'augmentation de cette chute de potentiel pourrait impliquer une délocalisation de la région d'ionisation ou/et une augmentation de l'énergie des électrons et du taux d'ionisation.

Dans la littérature, la variation de fréquence du Breathing mode a également été étudiée en fonction de la tension appliquée, U_d . Cependant, les résultats peuvent être contradictoires, notamment avec une augmentation [65] [87], ou une diminution de f_{BM} en fonction de U_d [74]. Il a aussi été remarqué un déplacement de la région d'ionisation vers le plan de sortie avec l'augmentation de la tension de décharge, U_d [88] (en accord avec l'augmentation de $f_{BM}(U_d)$). Néanmoins, la non-linéarité du problème et la diversité des modèles et des résultats expérimentaux rend difficile une interprétation précise des mécanismes qui contrôlent la longueur, L_{iz} sur laquelle se fait l'ionisation et la fréquence d'oscillation.

Nous avons également pu observer une dépendance de la fréquence du Breathing Mode en fonction du débit de neutres Q_{Xe} injecté dans le propulseur et présenté sur la Figure 117 a). Dans cette étude en débit, les conditions expérimentales, sont identiques à celles présentées dans le chapitre III.1.3 avec une anode positionnée à -31 mm du plan de sortie et une tension de décharge, $U_d = 150\text{ V}$.

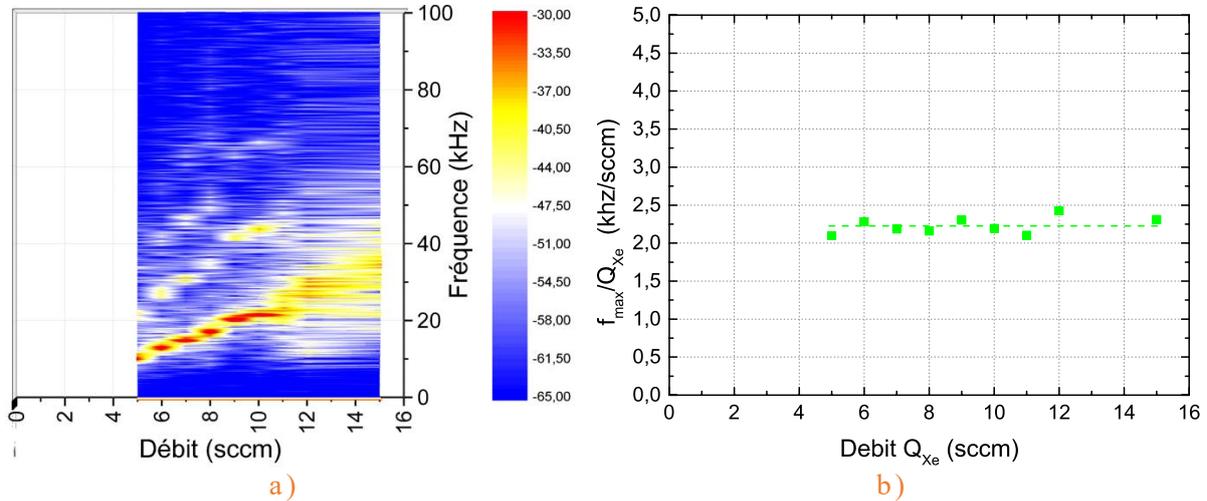


Figure 117 : a) Évolution de la fréquence des oscillations du courant de décharge en fonction du débit de Xénon injecté dans le propulseur. Échelle de couleur en dB. b) Évolution du rapport entre la fréquence fondamentale des instabilités et le débit de neutres injecté dans le propulseur.

On constate sur la Figure 117 a) une augmentation linéaire de la fréquence du Breathing mode, f_{BM} avec le débit d'injection, Q_{Xe} . La fréquence fondamentale augmente de $10,5\text{ kHz}$ pour 5 sccm jusqu'à 34 kHz pour 15 sccm . Par ailleurs, la Figure 117 b) présente le rapport f_{BM}/Q_{Xe} en fonction du débit d'injection, Q_{Xe} . On constate sur cette figure que le ratio reste relativement constant quel que soit le débit de gaz injecté, autour de $2,2\text{ kHz/sccm}$.

À ces pressions, l'augmentation du débit ne modifie pas la vitesse d'injection des neutres v_n , mais implique une augmentation de leur densité, n_n dans le canal. L'augmentation de la fréquence f_{BM} avec la densité n_n , pourrait ainsi indiquer une diminution de la longueur d'ionisation L_{iz} entre le plan de sortie et la région d'ionisation. Ceci impliquerait le déplacement de la région d'ionisation vers le plan de sortie avec l'augmentation du débit, Q_{Xe} . Là encore, ce résultat serait en accord avec [89], mais en désaccord avec [74].

Au cours des différentes campagnes de mesures, nous avons ainsi pu remarquer que la fréquence de l'instabilité axiale de Breathing Mode dépend de la position de l'anode (modifiant la répartition de la chute de potentiel entre les deux barrières), de la tension de décharge et de la densité de neutres injectés dans le propulseur (modifiant l'énergie des électrons et/ou la position de la région d'ionisation). Néanmoins, les caractéristiques électriques de cette instabilité sont aussi complétées par des mesures optiques réalisées en parallèle. Dans les parties suivantes, nous nous appuyerons principalement sur l'observation d'instabilités par imagerie rapide, ainsi qu'à leur corrélation avec les signaux électriques.

c. Corrélation entre courant de décharge et luminosité

À l'aide de la caméra rapide, nous avons pu expérimentalement observer des variations temporelles de luminosité du plasma en présence de Breathing mode. L'enregistrement du courant de décharge (par l'oscilloscope), est synchronisé avec l'enregistrement d'une séquence d'images (par la caméra rapide), à l'aide d'un signal généré par un oscillateur basse fréquence.

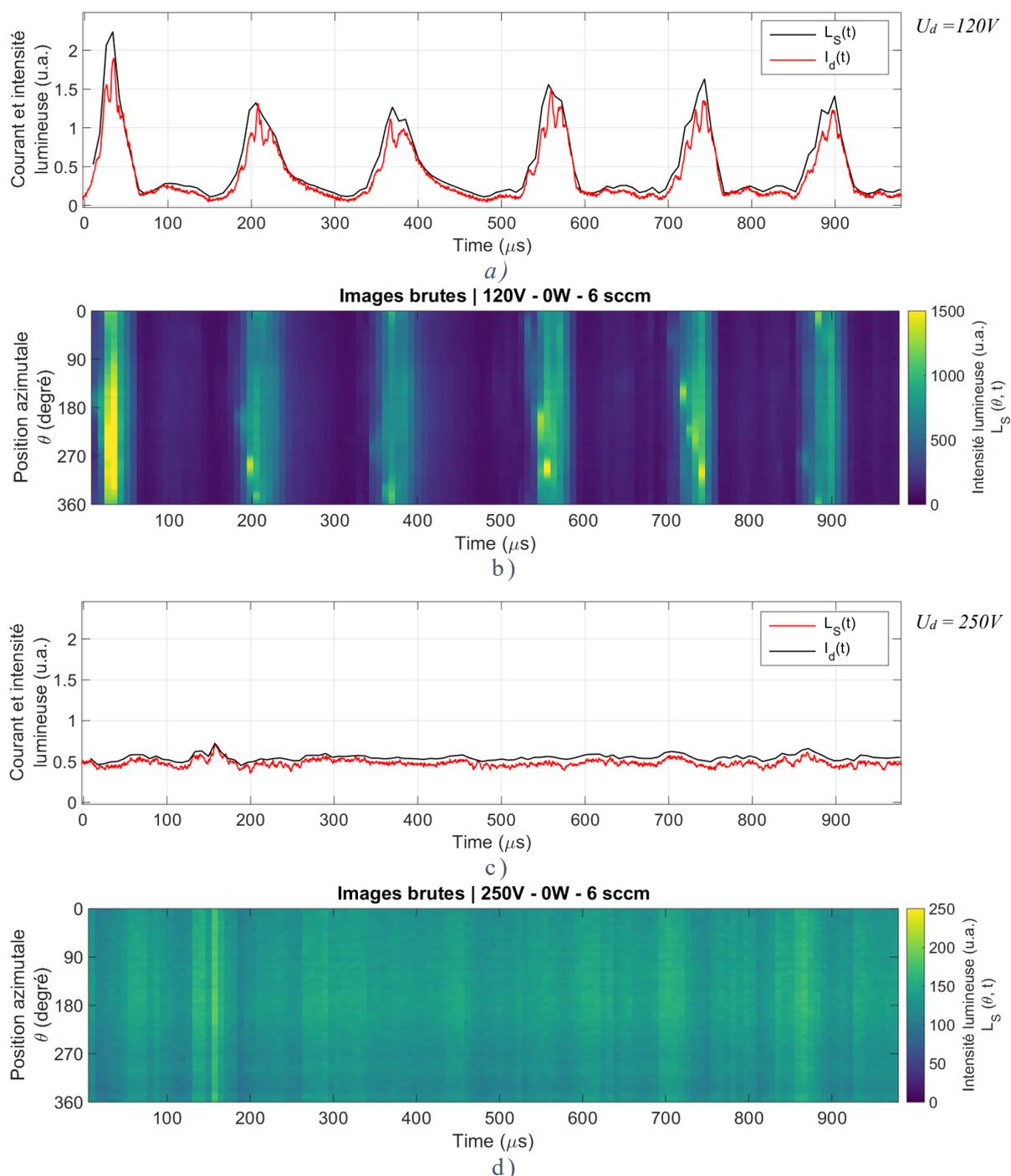


Figure 118 : Courant de décharge $I_d(t)$ en rouge et intensité lumineuse $L_S(t)$ en noire en fonction du temps pour $U_d = 120V$, a) et $U_d = 250V$ c). Intensité lumineuse du canal en fonction de l'angle et du temps pour $U_d = 120V$ b) et $U_d = 250V$ d). Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 sccm$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 sccm$.

La Figure 118 a) présente l'évolution du courant de décharge, $I_d(t)$ et l'intensité lumineuse de plasma, $L_S(t)$. L'intensité lumineuse est obtenue en intégrant azimutalement les intensités $L_S(\theta, t)$ présentées sur la Figure 118 b).

Outre la signature électrique classique du Breathing mode en rouge, on constate que cette instabilité est directement corrélée à la signature optique du plasma en noir. On peut aussi constater que quel que soit le cas (avec ou sans Breathing Mode, respectivement $U_d = 120 V$, Figure 118 a) et b) et $U_d = 250 V$, Figure 118 c) et d)), les faibles et fortes amplitudes lumineuses sont temporellement corrélées avec celles du courant de décharge. Ces résultats sont en accord avec d'autres études autour de ces instabilités qui présentent elles aussi, une forte corrélation entre luminosité et courant [15] [90] [91] [92].

Si l'on s'intéresse au processus physique se produisant dans le propulseur, la lumière émise par le plasma est la conséquence d'une excitation électronique, conduisant à une émission de photons par désexcitation radiative. En considérant que le plasma est dans un équilibre entre excitation et désexcitation, nous pouvons supposer que la quantité de photons émis (par désexcitation radiative) équilibre la fréquence de collision électron-atome, ayant produit cet état excité [91] [93]).

Cette hypothèse implique que l'émission de lumière est proportionnelle à la densité de neutres n_{Xe} [4] et à la densité d'électrons n_{e-} [94], ce qui entraîne une corrélation luminosité-courant, c'est-à-dire entre (1) la densité d'électrons traversant le plasma et atteignant l'anode (relative à $I_d(t)$), et (2) la quantité de photons émis par désexcitation radiatives (relative à la luminosité $L_S(t)$ du plasma).

Cependant, on peut aussi constater sur la Figure 118 b), que des variations de luminosité dans la direction azimutale peuvent apparaître au sein de chaque pic de luminosité. À travers les Figure 118 b) et d), on constate qu'à basse tension, ces instabilités azimutales sont clairement visibles et couplées au Breathing mode, alors qu'elles semblent disparaître à plus forte tension. Dans la partie qui suit, nous étudierons dans un premier temps les instabilités azimutales avec la caméra rapide, puis la corrélation entre leur position azimutale et le courant collecté par l'anode segmentée, cf. II.3.4

V.1.2. Imagerie des instabilités azimutales

Contrairement aux oscillations de Breathing Mode pour lesquelles tout le plasma oscille à l'unisson dans le propulseur, les instabilités azimutales sont des perturbations locales se propageant dans la direction ExB , cf. partie I.3.2. Suivant les conditions expérimentales dans la littérature, ces instabilités azimutales d'une dizaine de kHz, peuvent être indépendantes ou couplées aux instabilités axiales de Breathing Mode [91] [58] [29] [28]. Dans le cas où ces instabilités azimutales apparaissent, elles portent aussi le nom de « Rotating Spokes ».

À travers les campagnes de mesures réalisées avec ID-Hall en fonctionnement simple étage, les instabilités azimutales observées par camera rapide sont uniquement couplées aux instabilités axiales et font l'objet de l'étude qui suit.

a. Couplage entre Breathing Mode et instabilités azimutales

Le couplage entre le Breathing mode et les spokes est mis en avant par l'enregistrement d'une série de 150 images consécutives et ce, pour différentes tensions de décharge, $80V < U_d < 280V$ et différents débits. L'anode est située au niveau de la barrière magnétique arrière, $z_{an} \approx -31mm$, afin de comparer ces observations avec le fonctionnement double étage.

Afin de quantifier l'intensité des instabilités dans la direction azimutale, pour chaque image i et dans chaque condition, les intensités lumineuses maximale $L_{S,-max_i}$, minimale $L_{S,-min_i}$ et moyenne $\langle L_{S_i} \rangle_\theta$ sont déterminées numériquement. L'intensité lumineuse moyenne est ensuite soustraite des intensités minimales et maximales, tel que :

$$\Delta L_{S, max_i} = L_{S, max_i} - \langle L_{S_i} \rangle_\theta$$

$$\Delta L_{S, min_i} = L_{S, min_i} - \langle L_{S_i} \rangle_\theta$$

Ces différences de luminosité sont ensuite moyennées dans le temps à travers les 150 images de chaque séquence, pour toutes les conditions explorées (en tension et en débit). Nous obtenons ainsi les évolutions normalisées des variations azimutales de luminosité $\Delta L_{S, max}$ et $\Delta L_{S, min}$ présentées sur les Figure 119 a) et b).

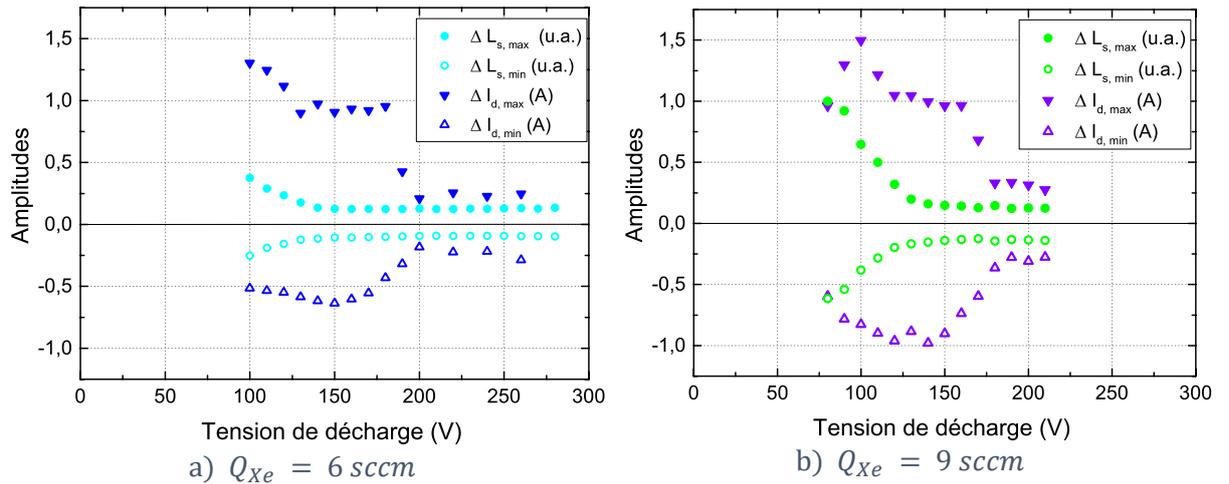


Figure 119 : Amplitudes moyennes des oscillations de courant (triangles) et des variations azimutales de luminosité (rond) en fonction de la tension de décharge pour 6 sccm a) et 9 sccm b). Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$. Position de l'anode, $z_{an} \approx -31mm$.

Ces figures présentent non seulement les variations azimutales de luminosité $\Delta L_{S, max}$ et $\Delta L_{S, min}$, par rapport à leur moyenne (symboles ronds, amplitude normalisée), mais rappellent

également les variations d'amplitude du courant de décharge, $\Delta I_{d, \min}$ et $\Delta I_{d, \max}$ par rapport à leur moyenne (symboles triangulaires, présentées dans la section III.3 Figure 78 a)) tel que :

$$\Delta I_{d, \max} = I_{d, \max} - \langle I_d(t) \rangle_t$$

$$\Delta I_{d, \min} = I_{d, \min} - \langle I_d(t) \rangle_t$$

Sur ces deux figures, les intensités $\Delta L_{S,-\max}$ et $\Delta L_{S,-\min}$ sont normalisées par le même facteur. On peut donc constater que leurs intensités à basse tension sont d'autant plus importantes que le débit de gaz est élevé.

Par ailleurs, on peut aussi remarquer le lien entre les variations de luminosité dans la direction azimutale (en dessous de $U_d = 140V$ pour 6 sccm et 9 sccm) et les variations de courant (relatives au Breathing mode en dessous de $U_d = 190V$ pour 6 sccm et $U_d = 170V$ pour 9 sccm).

Enfin, les amplitudes de luminosité traduisent la présence d'instabilités azimutales d'autant plus intenses que la tension de décharge est faible. En effet, dans la littérature, ces spokes apparaissent plus communément à basse tension de décharge, entre la tension minimale de fonctionnement et la « tension de saturation » [95] [65]. Cette tension correspond à la tension de décharge minimale à partir de laquelle le courant de décharge est constant, $I_d(U_d) = \text{const.}$ Malgré l'absence de plateau de courant dans le propulseur ID-Hall, on constate leur disparition après le maximum de courant de décharge. La Figure 120 rappelle les évolutions des différents courants en fonction de la tension et y intègre les variations azimutales de luminosité.

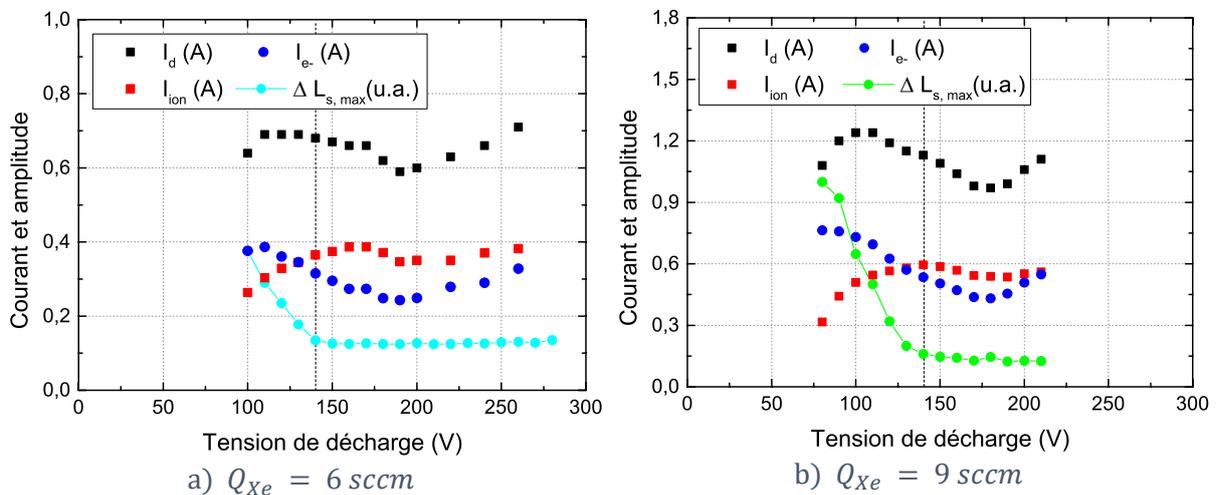


Figure 120 : Évolution des courants de décharge (en noir), d'ion (en rouge), d'électrons (en bleu) et des variations azimutales de luminosité en fonction de la tension de décharge pour 6 sccm a) et 9 sccm b).

On peut constater sur cette figure que les variations azimutales de luminosité sont non seulement associées aux fortes valeurs de courant de décharge à basse tension, mais aussi à une région de fort courant électronique et de faible courant ionique. La corrélation entre ces courants et l'intensité lumineuse des spokes à basse tension implique :

- Un flux d'électrons émis par la cathode plus élevé lorsque ces instabilités locales apparaissent (I_{e-} élevé) [26].
- Une énergie moyenne des électrons (U_d faible) et une fréquence de collision électron-ion trop faible pour que l'ionisation des atomes par les électrons soit complète [95].
- Une efficacité η du propulseur faible, car I_{ion} faible (cf. Figure 84 b)) [26].

L'augmentation de l'intensité lumineuse des spokes avec la diminution de la tension semble ainsi être un processus nécessaire au maintien du plasma et à la circulation d'électrons au travers de la barrière magnétique.

b. Corrélation luminosité-courant dans la direction azimutale

Outre les observations par caméra rapide, des mesures électriques en présence de ces instabilités ont aussi été réalisées à l'aide de l'anode segmentée décrite dans la partie II.3.4. À noter que les mesures des Figure 121 (et Figure 123) ont été réalisées après les campagnes de mesures présentées dans les chapitre III et IV. Les seules conditions ayant changé sont la nature de la paroi extérieure (Alumine remplacée par BNSiO_2), ainsi que l'anode (anode simple remplacée par une anode segmentée). Il a été observé que le changement de ces deux éléments modifie peu le comportement des instabilités dans les conditions décrites par la suite.

La Figure 121 représente des images du propulseur vu de face avec en fausses couleurs la luminosité du plasma pour 6 images consécutives (la luminosité constante émise par le plasma a été soustraite des images, cf. II.3.3 c. pour le traitement numérique). Les différentes positions de chaque segment de l'anode sont représentées par les 4 arcs de cercle de différentes couleurs. Sur la Figure 121 b), les courbes rouge, verte, bleue et cyan représentent les courants collectés par chaque segment de l'anode (respectivement de même couleur et noté SO, NO, NE et SE). La courbe magenta est la somme du courant collecté par les 4 segments et correspond au courant de décharge total, I_d . La courbe noire correspond à l'intensité lumineuse brute du plasma, $L_S(t)$ en fonction du temps (noté FastCam).

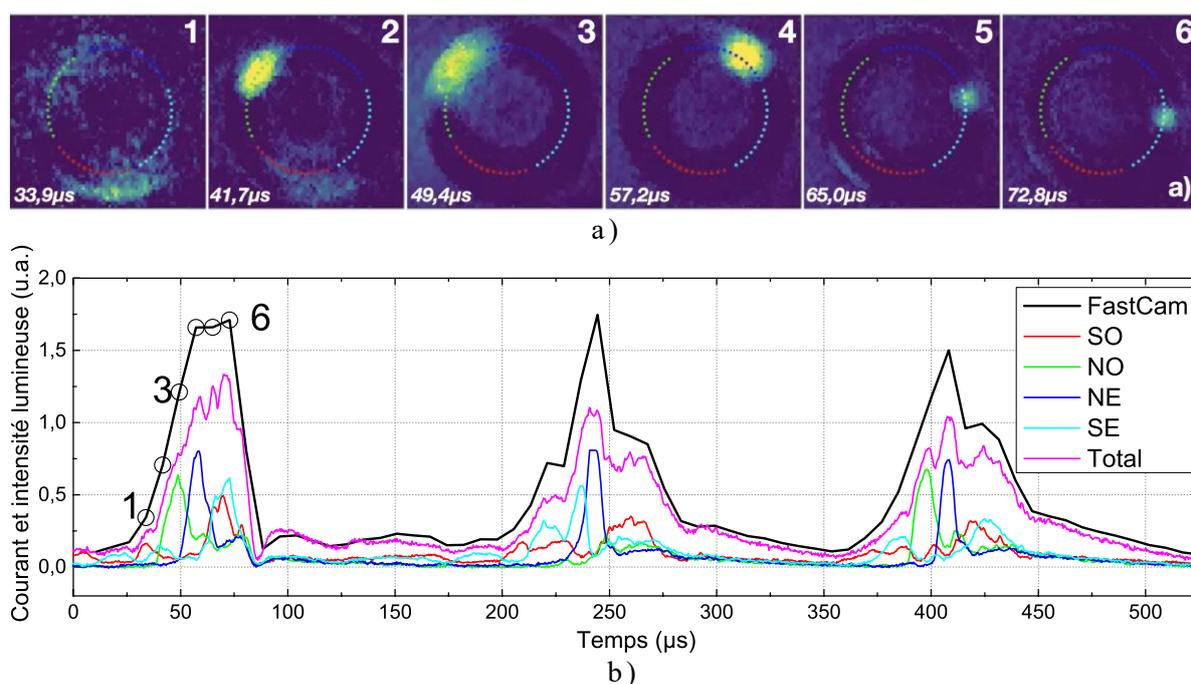


Figure 121 : a) Imagerie du propulseur vu de face après traitement numérique ne présentant que la luminosité variable du plasma. b) Évolution temporelle de la luminosité du plasma (noir) et du courant de décharge en simple étage (couleurs). Tension de décharge $U_d = 120$ V. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Sur cette figure, on constate d'une part (a) le déplacement azimuthal d'une instabilité plasma au cours du temps, mais aussi (b) la signature électrique de cette instabilité au sein d'un pic de courant causé par le Breathing mode (entre les points 1 et 6). Les signatures optique et électrique montrent que les instabilités se déplacent dans la direction horaire. Cependant il se peut que, plus rarement, certaines se propagent dans la direction antihoraire. C'est ce que l'on peut remarquer au sein du second pic de courant présenté sur la Figure 121 b) autour de $250 \mu\text{s}$: pic de courant sur le segment cyan, puis bleu (rotation antihoraire).

La corrélation entre la lumière et le courant permet d'estimer le courant traversant ces instabilités à $60 \pm 20\%$ la valeur du courant de décharge total. Cette observation est en accord avec d'autres études estimant un courant de décharge collecté en regard des instabilités azimuthales à plus de 50% la valeur du courant total [29]. Néanmoins, la corrélation courant-luminosité dans la direction azimuthale doit fortement dépendre des conditions expérimentales et en particulier du champ magnétique B , qui dans le cas de ID-Hall, présente une cartographie particulière.

Enfin et de part cette forte asymétrie azimuthale du courant, on peut supposer une modification de la répartition du champ électrique dans le propulseur. Le transport de matière induit par de telles instabilités peut modifier la distribution du champ E , entraînant ainsi une divergence plus importante du faisceau d'ions éjecté et une érosion plus rapide des parois [96].

c. Positions axiales des instabilités azimuthales au cours du temps

À travers les précédents résultats, on a pu remarquer que la cartographie magnétique de ce propulseur ne semble pas altérer de façon significative l'apparition d'instabilités axiales ou azimuthales. Leurs manifestations sont comparables à celles des propulseurs à courant de Hall classiques, qu'ils soient annulaires ou cylindriques. Cependant, l'originalité de la cartographie magnétique du propulseur ID-Hall nous a poussé à localiser axialement ces instabilités avec la méthode de triangulation décrite dans la partie II.3.3 c.

Nous avons pu remarquer à travers les Figure 119 et Figure 120 que la luminosité des spokes est plus intense avec un débit plus élevé dans le propulseur. Afin de localiser clairement ces instabilités (qu'elles soient dans le canal, la région de 0B ou la région près de l'anode), nous avons choisi un débit de $Q_{Xe} = 9$ sccm dans le propulseur. Pour cette étude, l'anode est positionnée au niveau de la barrière magnétique arrière $z_{an} \approx -31\text{mm}$, telle que dans les conditions d'étude du Chapitre III.

La Figure 122 représente la position axiale des spokes apparaissant dans le propulseur, en fonction du temps pour une tension de décharge $U_d = 100\text{V}$. La taille de chaque point bleu représente la taille des instabilités, réparties entre le plan de sortie du canal ($z = 0\text{mm}$) et la surface de l'anode ($z = -31\text{mm}$). À cela s'ajoute en rouge l'évolution de l'intensité lumineuse du plasma en fonction du temps.

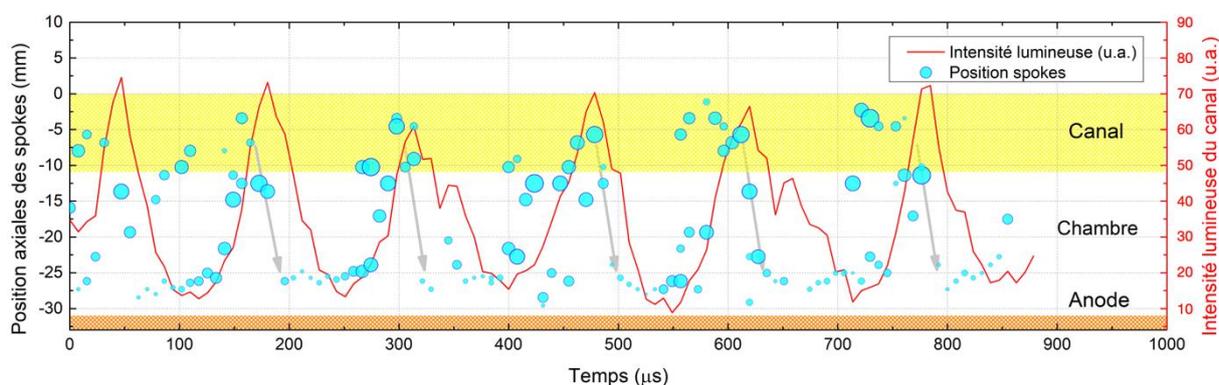


Figure 122 : Position axiale des instabilités azimuthales en fonction du temps. En rouge est représentée l'intensité lumineuse globale du canal en fonction du temps. Tension de décharge $U_d = 100\text{V}$. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 9$ sccm. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5$ sccm.

Sur cette figure, la position axiale des instabilités évolue au cours du temps et semble dépendre de l'évolution de l'intensité lumineuse du plasma. Ces instabilités se développent entre l'anode et le canal lors de l'augmentation de la luminosité du plasma. Elles se délocalisent ensuite rapidement du canal vers l'anode (flèches grises), après que la luminosité du plasma ait atteint un maximum.

À noter que la taille de chaque instabilité en bleu, est obtenue après un traitement d'image soustrayant la luminosité constante du plasma. L'intensité lumineuse de ces instabilités est à associer à la luminosité globale de plasma (en rouge). On peut donc constater que ces instabilités et celles présentées sur la Figure 121 a), sont d'autant plus lumineuses qu'elles se

situent proche ou dans le canal, au niveau de la barrière magnétique accélératrice. Lors de la décroissance de luminosité, ces instabilités plus petites se délocalisent rapidement dans la région de 0B et à proximité de l'anode, où elles maintiennent leur position (et leur rotation) sur plusieurs images, environ 50 μs .

De par l'existence simultanée d'instabilités axiales et azimutales, nous pouvons penser que la déplétion axiale du front de neutres serait accompagnée d'instabilités azimutales. Ces instabilités locales d'ionisation se déplaceraient axialement (en même temps que la vitesse de déplétion des neutres) et dans la direction azimutale, pour se localiser après le pic de courant dans la région proche de l'anode.

Puisque la lumière émise (par excitation électronique) est une image du courant de décharge (cf. Figure 118), les collisions électrons-neutres semblent d'autant plus fréquentes que l'instabilité se situe dans une région de fort champ magnétique. Par conséquent, ceci implique que ces instabilités (d'ionisation) contribuent au transport des électrons dans les barrières magnétiques.

V.2. Fonctionnement double étage dans le propulseur ID-Hall

Dans cette section, nous étudierons l'influence de la source d'ionisation sur les instabilités décrites précédemment.

V.2.1. Effet de la source ICP sur les instabilités

La Figure 123 présente un résultat obtenu dans les mêmes conditions expérimentales que la Figure 121, à ceci près que la puissance absorbée est de 15W ($U_d = 120\text{V}, P_{abs} = 15\text{W}$). Malgré cette faible P_{abs} , nous pouvons constater un net changement sur les deux types d'instabilités.

Pour rappel, nous avons pu constater dans le Chapitre IV que l'absorption de quelques dizaines de Watt de puissance RF réduit fortement l'amplitude des oscillations du courant de décharge. Ici, malgré la paroi extérieure (en BNSiO_2) et l'anode (segmentée) différentes des campagnes de mesures du chapitre III et IV, on retrouve sur la Figure 123 a) une tendance similaire. Les faibles variations du courant de décharge ($I_d(t)$ en magenta) restent là encore, corrélées à la variation de luminosité du plasma ($L_S(t)$ en noir) en fonctionnement double étage.

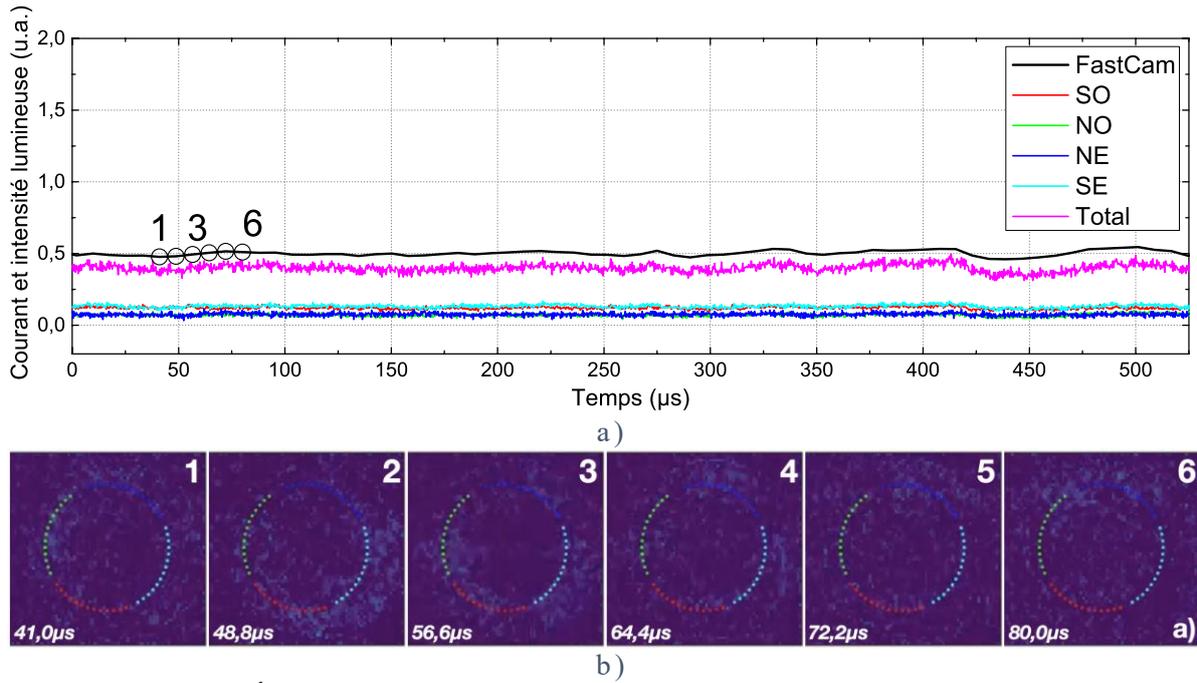


Figure 123 : a) Évolution temporelle de la luminosité du plasma (noir) et du courant de décharge en double étage (couleurs). b) Imagerie du propulseur vu de face après traitement numérique ne présentant que la luminosité variable du plasma. Tension de décharge $U_d = 120 \text{ V}$, Puissance RF absorbée, $P_{abs} = 15 \text{ W}$. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

On peut aussi remarquer la quasi-absence de luminosité sur les images post-traitement de la Figure 123 b). Ceci implique une homogénéité azimutale et temporelle du plasma dans le propulseur. Cette observation est aussi corrélée avec la faible variation de courant collecté par chaque segment de l'anode sur Figure 123 a).

À noter que les instabilités azimutales sont peu visibles sur la Figure 123 b), mais qu'elles peuvent se distinguer dans les campagnes de mesures des chapitres précédents, sur la Figure 124 a). Cette figure présente une vue $L_S(\theta, t)$ afin d'observer les variations temporelles de luminosité dans la direction azimutale (a, images brutes), ainsi que leur déplacement dans la direction ExB (b, images traitées).

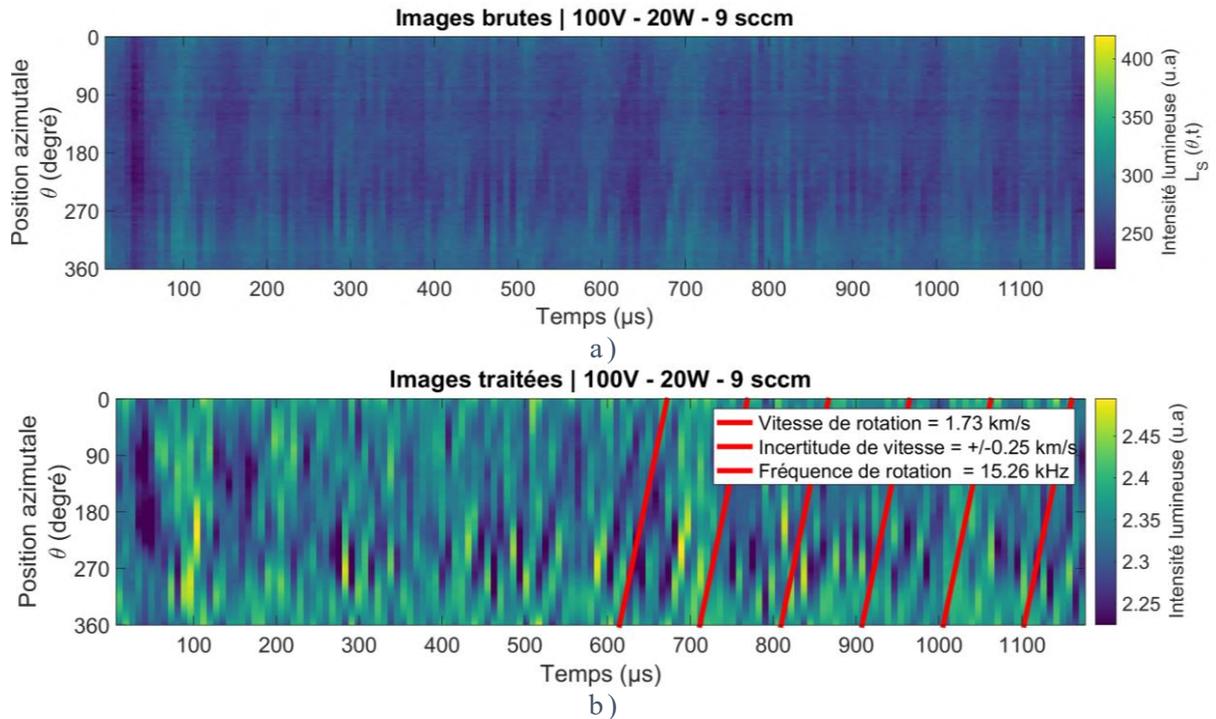


Figure 124 : Intensité lumineuse du canal en fonction de l'angle et du temps pour $U_d = 100 V$ et Puissance RF $P_{inj} = 20 W, P_{abs} \approx 14 W$. a) Images brutes b) Images traitées. Anode simple située à $z_{an} \approx -31 mm$ du plan de sortie. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 9 sccm$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 sccm$.

Les faibles variations de luminosité sur la Figure 124 a) indiquent qu'une faible puissance $P_{abs} \approx 14 W$ stabilise spatialement (dans la direction axiale et azimutale) et temporellement le plasma. On distingue seulement des instabilités azimutales de faible intensité se développer (en particulier entre $500 \mu s$ et $700 \mu s$, malgré l'homogénéisation du plasma).

Par ailleurs, nous avons remarqué sur la Figure 96 que les courants d'ion extrait et d'électron collecté par l'anode, augmentent pour de faibles puissances RF absorbées. La source ICP pourrait non seulement, être responsable d'une stabilisation du transport d'électrons à travers la barrière, mais aussi d'une augmentation de la conductivité dans cette région.

À noter que le traitement de l'image a) dans la Figure 124 b), indique que les instabilités restantes se déplacent à une vitesse moyenne $v_s = 1,73 \pm 0,25 km.s^{-1}$. Cependant, leur sens de rotation est opposé à celle des instabilités en fonctionnement simple étage. En effet, les instabilités azimutales semblent se déplacer dans le sens horaire en fonctionnement simple étage (cf. Figure 118 b - Figure 121), et antihoraire en fonctionnement double étage. La vitesse et le sens de rotation de ces instabilités feront l'objet d'une étude plus approfondie dans les sections suivantes.

Le sens de propagation des instabilités (dans la direction ExB) est intimement lié à la répartition des champs électrique et magnétique. La cartographie magnétique (en cusps) avec des lignes de champ B radiales et axiales, nous a ainsi poussé à localiser axialement les instabilités en fonctionnement double étage.

V.2.2. Localisation des instabilités plasma en double étage

La Figure 125 a) présente les positions axiales des instabilités azimuthales, rencontrées à travers des séries de 30 images consécutives pour différentes puissances RF absorbées. Les points blancs représentent la position moyenne des instabilités pondérée par leur intensité lumineuse, pour chaque condition. À noter que sur cette figure, l'axe du temps est perpendiculaire à la figure et n'est pas représenté pour plus de lisibilité (contrairement à la Figure 122 qui présente la condition à 0W en fonction du temps). Respectivement, la Figure 125 b) représente les variations d'amplitude du courant de décharge (triangles) et les variations azimuthales de luminosité (ronds) en fonction de la puissance RF absorbée.

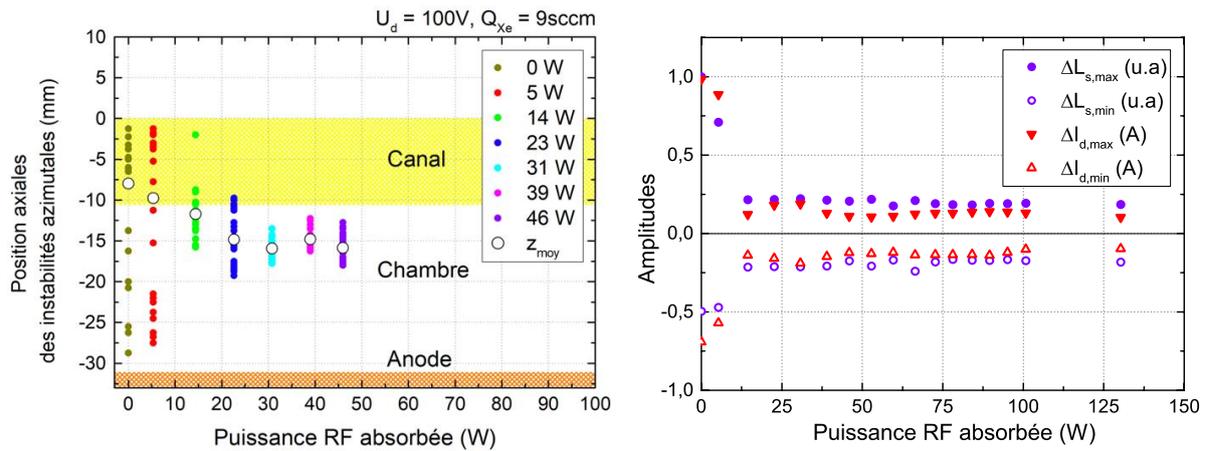


Figure 125 : a) Position axiale des instabilités à travers 30 images consécutives pour différentes puissances RF absorbées. b) Amplitudes moyennes des oscillations de courant (triangles) et des variations azimuthales de luminosité (rond) en fonction de la puissance absorbée. Tension de décharge $U_d = 100 V$. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 9 sccm$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 sccm$.

Nous pouvons constater sur la Figure 125 a), que pour de faibles puissances absorbées (entre $0 W < P_{abs} < 14 W$), les instabilités azimuthales se répartissent du plan de sortie du propulseur jusqu'à l'anode. Par ailleurs, le large déplacement axial de ces instabilités est couplé aux importantes variations de luminosité et de courant sur la Figure 125 b). De ce fait, le déplacement de ces instabilités reste associé à l'instabilité axiale de Breathing mode pour des puissances RF faibles, tel que nous avons pu constater en simple étage dans la section V.1.2 c. Figure 122.

Au-delà de $P_{abs} > 14 W$, on constate sur les Figure 125 que malgré les amplitudes du courant et de la luminosité fortement atténuées (b), les instabilités restantes se localisent en amont du canal, dans la chambre d'ionisation (a). Cette observation est complémentaire aux résultats obtenus par tomographie sur la Figure 99, indiquant aussi une délocalisation du plasma dans la chambre d'ionisation lorsque la source ICP est en fonctionnement.

La Figure 126 a) présente l'évolution temporelle et azimuthale des instabilités pour une puissance RF absorbée $P_{abs} \approx 39 W$ (seule la puissance RF est différente à travers les Figure 126 a) et Figure 124 b)).

Sur cette figure, on peut facilement distinguer que les instabilités azimuthales (localisées dans la chambre d'ionisation) présentent un mode $m = 2$. Par ailleurs, nous avons aussi pu remarquer qu'après traitement des images entre $14 W < P_{abs} < 39 W$, ces instabilités azimuthales sont d'autant plus visibles que la puissance RF augmente. Pour des puissances RF supérieures à $P_{abs} > 39 W$, les instabilités sont erratiques et ne suivent pas de tendances particulières.

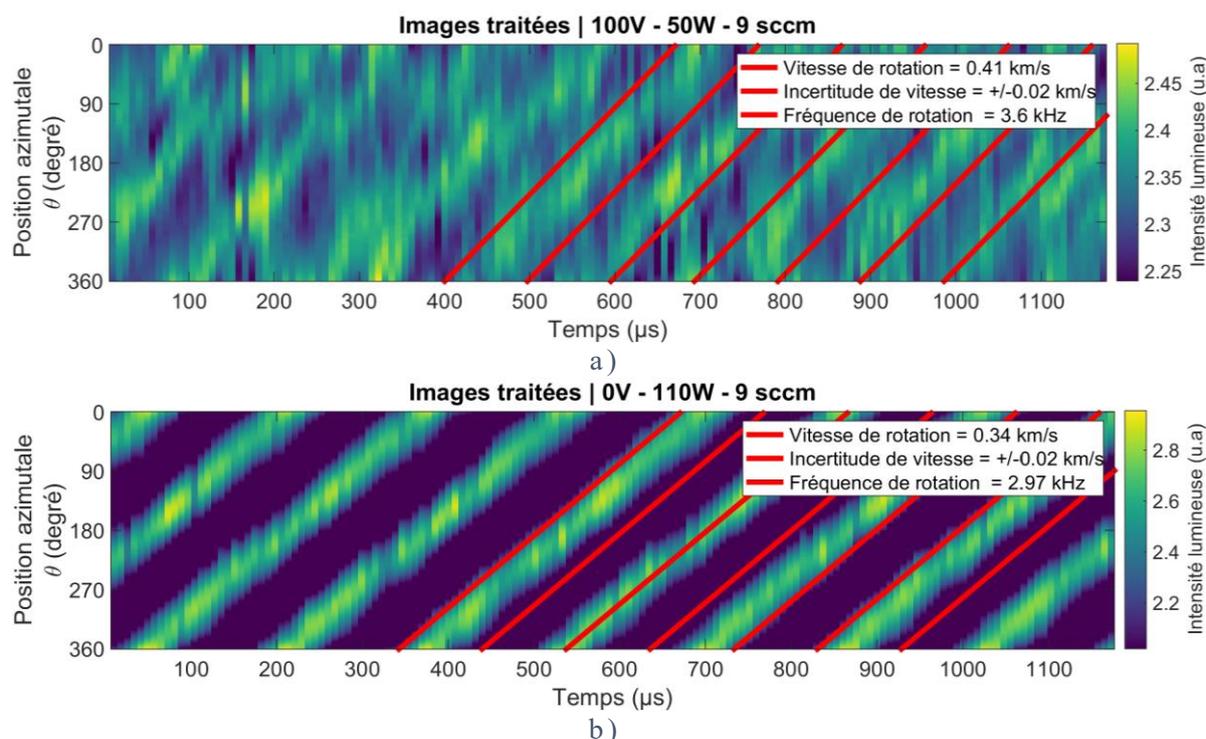


Figure 126 : Intensité lumineuse du canal en fonction de l'angle et du temps pour a) $U_d = 100 V$ et Puissance RF $P_{inj} = 50 W$ ($P_{abs} \approx 39 W$) et b) $U_d = 0 V$ et Puissance RF $P_{inj} = 110 W$ ($P_{abs} \approx 76 W$). Anode simple située à $z_{an} \approx -31 mm$ du plan de sortie. Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 9 sccm$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 sccm$.

L'apparition d'instabilités azimuthales dans la chambre d'ionisation est manifestement corrélée à l'énergie que dépose la source RF dans le plasma. Ainsi, ces instabilités ont été caractérisées sans tension appliquée ($U_d = 0 V$), avec uniquement la source ICP en fonctionnement. La condition présentée sur la Figure 126 b) est alors comparable à une décharge ICP magnétisée.

On peut remarquer sur la Figure 126 b), deux instabilités clairement visibles et comparables en vitesse et en mode, à celles sur la Figure 126 a). Ces instabilités sont bien plus cohérentes qu'en fonctionnement propulseur (avec $U_d > 0V$). De plus, on peut aussi constater sur la Figure 127 a) (image post-traitement de la vue de face et de côté) que ces instabilités ne semblent pas être situées à proximité du cylindre central, mais près de la paroi conique extérieure. Les deux instabilités sont encerclées de blanc et leur mouvement est indiqué par les flèches noires.

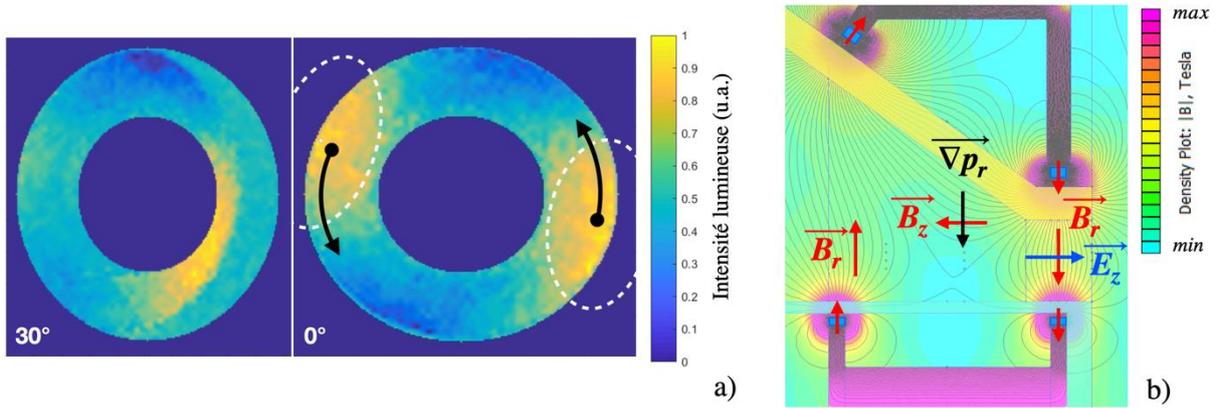


Figure 127 : a) Exemple d'instabilités azimutales observées en mode décharge ICP magnétisée : $U_d = 0 V$, $Q_{Xe} = 9 \text{ sccm}$, $P_{abs} \approx 76 W$. b) Orientation des différents champs magnétique \vec{B} , électrique \vec{E} et du gradient de pression électronique $\vec{\nabla}p_e$.

Puisque ces instabilités sont localisées dans la chambre d'ionisation, proche de la paroi extérieure, on peut en déduire qu'elles se situent dans la région où le champ magnétique axial est le plus intense. La Figure 127 b) rappelle les différentes intensités et orientations du champ magnétique. On peut d'ailleurs remarquer que dans la région où se développent ces instabilités, la composante axiale du champ magnétique se dirige du canal vers l'anode.

En supposant que le gradient de pression électronique radial $\vec{\nabla}P_r$, près de la paroi conique, soit dirigé de la paroi externe vers la paroi interne, le produit $\vec{\nabla}P_r \times \vec{B}_z$ près de la paroi conique est alors orienté dans le sens antihoraire. Une interprétation possible du sens de propagation antihoraire de ces instabilités azimutales dans la chambre d'ionisation, serait alors une instabilité de dérive de gradient. Une étude plus approfondie sur ces d'instabilités est présentée dans la section V.3.

V.2.3. Vitesse des dérives azimutales

Outre la position axiale des instabilités, différente suivant le mode de fonctionnement, nous avons pu remarquer des variations de vitesse et de sens de propagation en fonction de la puissance RF absorbée. La Figure 128 présente leurs évolutions pour différentes tensions de décharge et différents débits. Les vitesses positives correspondent à un sens de rotation horaire à partir de la vue de face du propulseur (vue de la caméra).

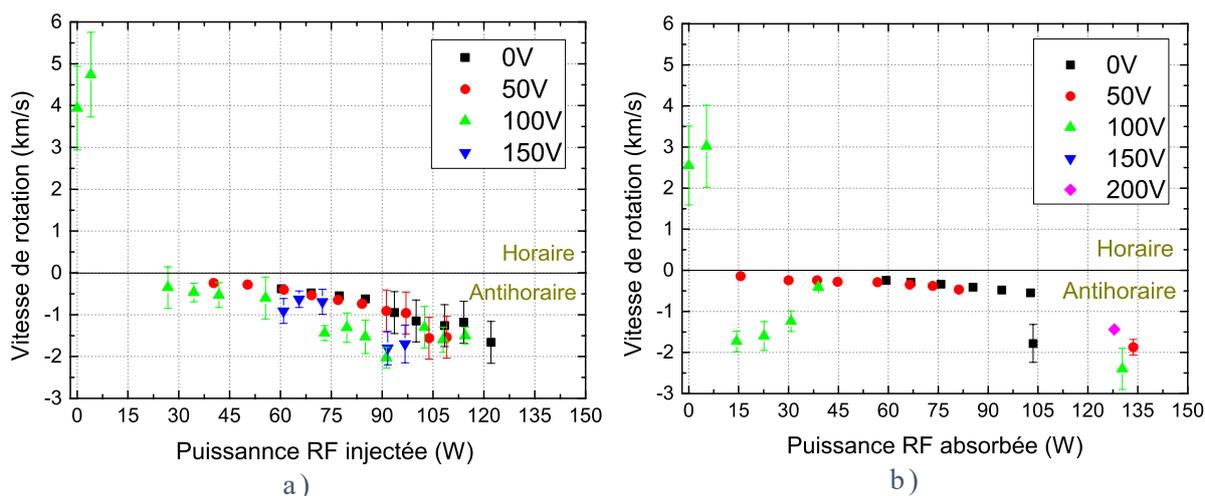


Figure 128 : Vitesse de rotation des instabilités azimutales en fonction de la puissance RF absorbée et pour différentes tensions de décharge. a) Débit de Xénon dans le propulseur $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$ et b) $Q_{Xe} = 9 \text{ sccm}$. Débit de Xénon dans la cathode $Q_{Xe} = 1,5 \text{ sccm}$.

On peut constater sur ces figures, que pour des puissances RF absorbées nulles (ou faibles, inférieures à la dizaine de watts) et avec une tension de décharge de 100 V, les instabilités azimutales se propagent dans le sens horaire à plusieurs $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$. Le traitement de la séquence d'image ne permet pas d'obtenir les vitesses de rotation au-delà de 100 V (d'où l'absence de valeurs à 150V et 200V), car nous avons vu que les variations azimutales de luminosité sont trop faibles pour des tensions supérieures à 140V, cf. Figure 119. Par ailleurs, ces vitesses sont d'autant plus rapides que le débit de gaz injecté dans le propulseur est faible : de l'ordre de $v_s = 4$ à $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$ et de l'ordre de $v_s = 2$ à $3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour $Q_{Xe} = 9 \text{ sccm}$.

En fonctionnement simple étage, les résultats autour de ces instabilités sont certes comparables et proches de ceux rencontrés dans la littérature [13] [23] [27] [28], mais restent propres à la cartographie magnétique particulière du propulseur ID-Hall. En effet, la vitesse de rotation des spokes est extraite à partir des instabilités couplées au Breathing mode, et en particulier, à partir des instabilités à proximité de l'anode, dans la seconde barrière magnétique. Ces dernières sont celles qui persistent le plus longtemps (sur plusieurs dizaines de μs , Figure 122) et qui circulent à plusieurs $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le sens horaire. Par ailleurs, nous pouvons aussi rajouter le fait que ces instabilités circulent dans une région où se localise la seconde chute de potentiel (induite par la seconde barrière magnétique, Figure 77 et Figure 115).

Si l'on considère le champ électrique axial (\mathbf{E}_z , de l'anode vers le canal) localisé au niveau de la seconde barrière magnétique radiale (B_r , de la paroi intérieure vers la paroi extérieure), on constate que le sens de la dérive $\mathbf{E}_z \times \mathbf{B}_r$ des électrons est identique à celui des instabilités. Pour rappel, nous avons aussi pu constater que les spokes peuvent circuler (plus rarement) dans la direction $-\mathbf{E}_z \times \mathbf{B}_r$, tel que sur la signature électrique de la Figure 121 b).

Dans les conditions d'un fonctionnement simple étage ou à très faible puissance RF, la géométrie présentée est proche de la géométrie d'un magnétron avec une barrière magnétique radiale (borné par des cusps) et un champ électrique axial. Nous avons vu dans la section I.3.2

que les instabilités dans ces dispositifs plasma ont largement été étudiés, cependant, les derniers résultats des simulations réalisées par J.P. Bœuf [33], peuvent éclaircir l'origine de la formation de ces instabilités :

- La faible mobilité des électrons à travers le champ $E \times B$ est responsable d'une instabilité (vraisemblablement de type Simon-Hoh [97] [98] [99] dans sa phase initiale) conduisant à une distorsion azimutale du potentiel et de la densité du plasma. Cette distorsion permet à une fraction des électrons de s'écouler vers l'anode le long d'une ligne équipotentielle reliant les régions anodique et cathodique dans le magnétron.
- Cette ligne équipotentielle implique une baisse de la densité des électrons (collectés par l'anode) le long de cette même ligne, conduisant ainsi à générer une double couche. Les électrons gagnent de l'énergie en raison du transport induit par le gradient de champ magnétique, ∇B tout en dérivant le long de la double couche de la région anodique vers la région cathodique (les électrons perdent de l'énergie quand ils suivent l'équipotentielle de la région cathodique vers la région anodique).
- Dans cette région, l'ionisation est renforcée et conduit ainsi à la formation d'un spoke. Ce dernier pourra aussi bien tourner dans la direction $E_z \times B_r$ que dans la direction $-E_z \times B_r$, suivant la position de la non-uniformité du plasma par rapport à la zone d'ionisation. Le sens de rotation dépendra aussi des valeurs relatives des composantes axiale et azimutale du champ électrique au sein de l'instabilité.

Les différentes simulations des instabilités apparaissant dans les magnétrons permettent ainsi d'apporter des éléments de réponses aux instabilités rencontrées dans le propulseur ID-Hall en fonctionnement simple étage.

Sur les Figure 128 a), en fonctionnement double étage et au-delà d'une dizaine de watts pour une tension de décharge de 100 V, les instabilités disparaissent à 6 sccm. La vitesse de rotation des spokes s'inverse et décroît à 9 sccm, jusqu'à des valeurs inférieures à 500 m.s^{-1} pour $P_{abs} \approx 39 \text{ W}$. Au-delà de 25 W pour 6 sccm et 40 W pour 9 sccm, la vitesse de rotation augmente avec la puissance absorbée jusqu'à $\approx 1,5 \text{ km.s}^{-1}$ (malgré un rapport signal sur bruit plus faible, d'où les incertitudes plus grandes).

Enfin, pour de faibles tensions de décharge ($U_d = 0 \text{ V}$ et $U_d = 50 \text{ V}$), insuffisantes pour maintenir le plasma, on constate que la vitesse de rotation antihoraire des instabilités (générées par la source) est faible, mais augmente linéairement avec la puissance RF absorbée. Pour un débit $Q_{Xe} = 6 \text{ sccm}$: $240 \text{ m.s}^{-1} < v_s < 800 \text{ m.s}^{-1}$, respectivement $40 \text{ W} < P_{abs} < 80 \text{ W}$ et pour $Q_{Xe} = 9 \text{ sccm}$: $100 \text{ m.s}^{-1} < v_s < 540 \text{ m.s}^{-1}$, respectivement $15 \text{ W} < P_{abs} < 100 \text{ W}$. Au-delà de ces puissances, les instabilités sont toujours présentes, mais deviennent brusquement plus difficiles à discerner.

V.3. Instabilités plasma dans les décharges ICP magnétisées

L'observation d'instabilités azimuthales régulières et induites par la source ICP nous a poussés à étudier les différents paramètres qui les contrôlent. Afin de comprendre le ou les mécanismes sous-jacents, différentes observations seront présentées suite à la modification des conditions expérimentales. Ce type de structures, visuellement proches de celles expérimentalement observées autour des magnétrons ou des décharges Penning, fera ensuite l'objet d'une discussion à la fin de cette partie à l'aide d'un modèle.

V.3.1. Géométrie et cartographie magnétique

En fonctionnement « décharge ICP », nous avons pu constater sur les Figure 126 b) et Figure 127 a), que deux instabilités circulent dans le sens antihoraire, autour de la source et à proximité de la paroi extérieure. La localisation de ces instabilités dans la région de fort champ magnétique axial n'est pas sans rappeler la localisation du plasma dans l'étude de la source seule [3]. C'est pourquoi l'observation des instabilités par caméra rapide a été réalisée dans la configuration d'étude de la source, cf. Figure 129.

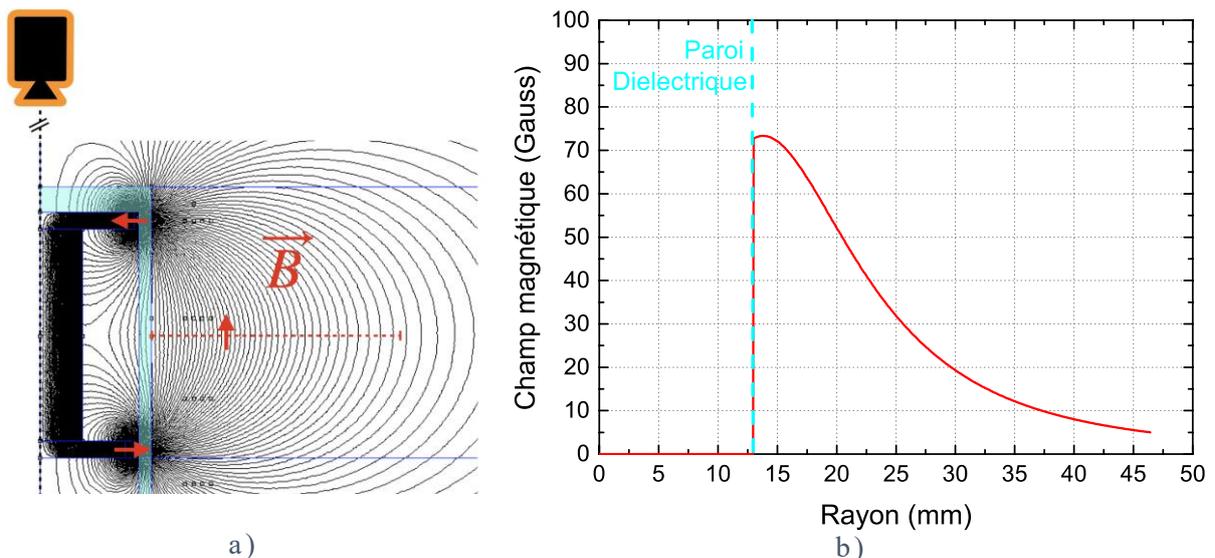


Figure 129 : a) Cartographie magnétique réalisée sous FEMM. b) Intensité du champ magnétique en fonction du rayon suivant la ligne rouge sur la figure a), obtenue sous FEMM.

Sans le circuit magnétique extérieur du propulseur ID-Hall, la configuration magnétique est toroïdale avec un maximum de champ près de la paroi externe du tube ($|B| \approx 73 \text{ Gauss}$). La décroissance de l'intensité du champ B est radiale, telle que présentée sur la Figure 129 b). Les lignes de champ magnétique sont orientées du bas vers le haut (sur la Figure 129 a)) et sont donc orientées vers la caméra positionnée dans l'axe du tube, face au propulseur.

V.3.2. Évolutions des striations en Xénon

Dans cette partie, l'observation des instabilités se fait dans le caisson d'expérimentation du propulseur avec le générateur 4 MHz et la source du propulseur. Cette étude est réalisée dans le Xénon, en fonction de la pression dans la chambre et de la puissance RF absorbée par le plasma. Les résultats sont ensuite complétés avec l'observation des instabilités dans une enceinte plus petite (enceinte d'étude de la source d'ionisation [3]), dans un gaz de nature différente (Argon) et pour des fréquences RF différentes (4 MHz et 13,56 MHz).

Afin de pouvoir différencier les instabilités d'ionisation dans les propulseurs à courant de Hall, de celles générées par la source ICP, ces dernières porteront aussi le nom de « striations ».

a. Variation de la puissance RF et de la pression

La Figure 130 a) représente la vue de face (dans l'axe du tube, au centre), d'une image directement obtenue par la caméra rapide. Les paramètres de vitesse de capture et de temps d'exposition de la caméra sont identiques à l'étude en fonctionnement propulseur, respectivement 127 500 ips ($\Delta t \approx 7,8 \mu s$) et $t_{exp} = 4 \mu s$.

Sur cette image, on peut distinguer différentes variations de luminosité dans la direction azimutale, mais la soustraction de la luminosité constante du plasma nous permet de mieux les observer sur la Figure 130 b) (traitement numérique détaillé dans la section II.3.3 c.)

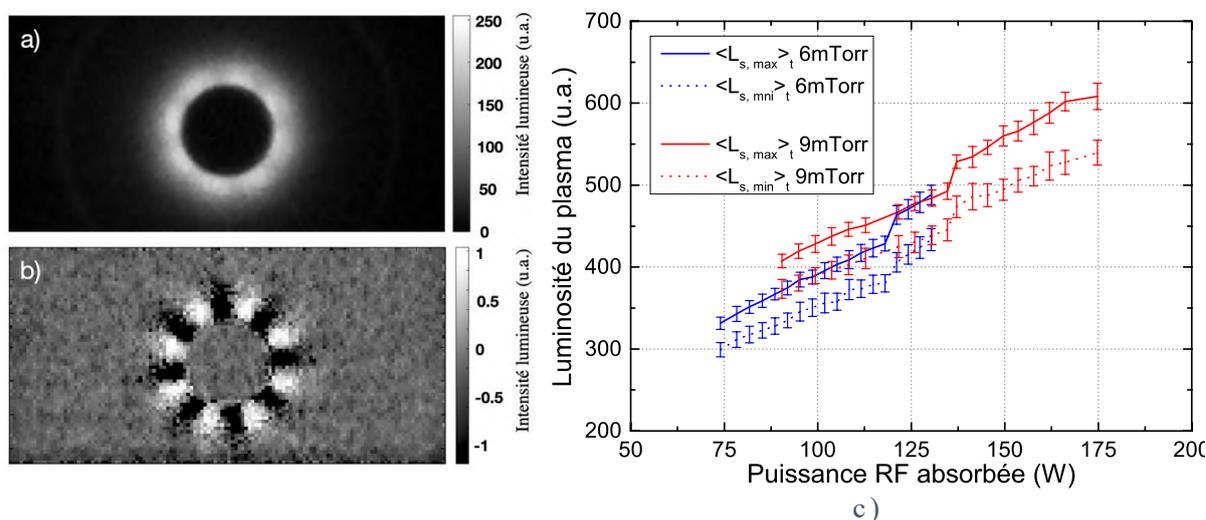


Figure 130 : a) Image brute des instabilités autour de la source ICP pour une pression de 9 mTorr dans le caisson d'expérimentation, $P_{abs} \approx 150 W$. b) Résultat de la soustraction de la luminosité constante de l'image a). c) Évolution des maxima et des minima de luminosité induits par les striations en fonction de la puissance absorbée pour 6 et 9 mTorr.

On constate 8 zones lumineuses associées aux instabilités, dont l'intensité décroît radialement depuis la paroi externe du tube vers l'infini. À travers nos différentes études, ces instabilités sont toujours régulièrement réparties autour du tube contenant la source et ont toujours été observées avec des modes de propagations élevés (ici, $m = 8$).

La Figure 130 c) nous permet aussi de constater l'évolution des différences de luminosité entre les régions azimuthalement plus lumineuses $\langle L_{s, max} \rangle_t$, et moins lumineuses $\langle L_{s, min} \rangle_t$. Ceci a été réalisé à partir des séquences de 150 images brutes (moyennage temporel), pour deux pressions différentes (6 et 9 mTorr) et en fonction de la puissance RF absorbée. À noter que la barre d'erreur autour de chaque point représente l'écart-type de luminosité pour chaque séquence d'images.

Sur cette figure, on peut constater l'augmentation relativement linéaire de la luminosité du plasma en fonction de la puissance absorbée. Cette croissance est corrélée à l'augmentation de la densité plasma, de par l'augmentation de l'énergie RF déposée dans le milieu [3]. De plus, on peut également remarquer que dans la direction azimuthale, l'écart de luminosité entre les maxima (traits pleins) et minima (pointillés), avoisine 10%. Ces écarts de luminosité restent faibles en fonction de la pression et de la puissance RF absorbée.

Au cours de ces mesures, nous avons aussi pu étudier la variation de vitesse de rotation de ces instabilités en fonction de la puissance RF absorbée sur la Figure 131 a).

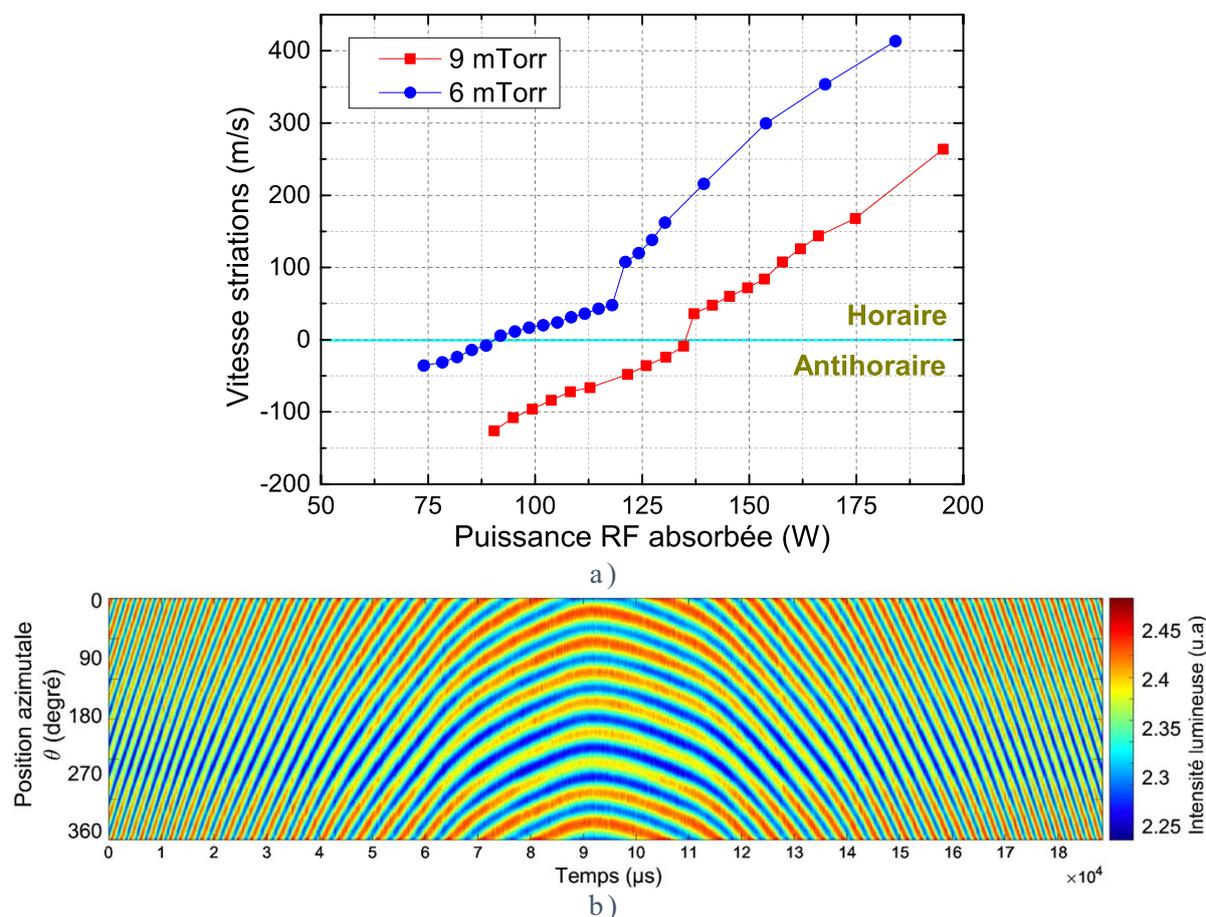


Figure 131 : a) Évolution des vitesses de propagation des instabilités en fonction de la puissance RF absorbée pour 6 mTorr et 9 mTorr. b) Intensité lumineuse des striations en fonction de l'angle et du temps pour une pression de 9 mTorr. L'axe du temps en abscisse est comparable à l'augmentation de la puissance RF absorbée.

Sur cette figure, on peut non seulement observer les variations de vitesse de rotation, mais aussi le changement de sens de rotation des striations. De plus, les variations de vitesse de

rotation sont relativement linéaires en fonction de la puissance absorbée et semblent suivre la même augmentation pour les deux conditions en pression.

Ces vitesses sont faibles (ou nulles) comparées à celles pouvant exister dans le propulseur et avoisinent (au maximum) quelques centaines de $m.s^{-1}$. La Figure 131 b) représente une séquence de 24 000 images consécutives dans laquelle la puissance injectée est incrémentée linéairement au cours du temps. On retrouve la variation de vitesse de rotation des striations, ainsi que leur changement de sens de rotation autour de 90 ms. Ces observations sont reproductibles à travers les différentes campagnes de mesure et ne présentent pas (ou peu) d'hystérésis en puissance.

À travers les différentes séquences d'images (obtenues après soustraction de la luminosité constante), nous avons pu remarquer qu'il existe une « extrémité » à chaque instabilité qu'il est difficile de visualiser sans mouvement sur une seule image. Pour ce faire, les Figure 132 a) et b) représentent des superpositions de 20 images, dont les phases sont identiques dans la direction azimutale. Ceci permet d'améliorer le rapport signal sur bruit et d'observer l'orientation de ces extrémités.

Sur les Figure 132, les flèches bleues rappellent le sens de rotation des instabilités à proximité de la paroi à faible a) et forte b) puissance RF absorbée. L'axe principal de chacune d'entre elles est également représenté en rouge par des pointillés.

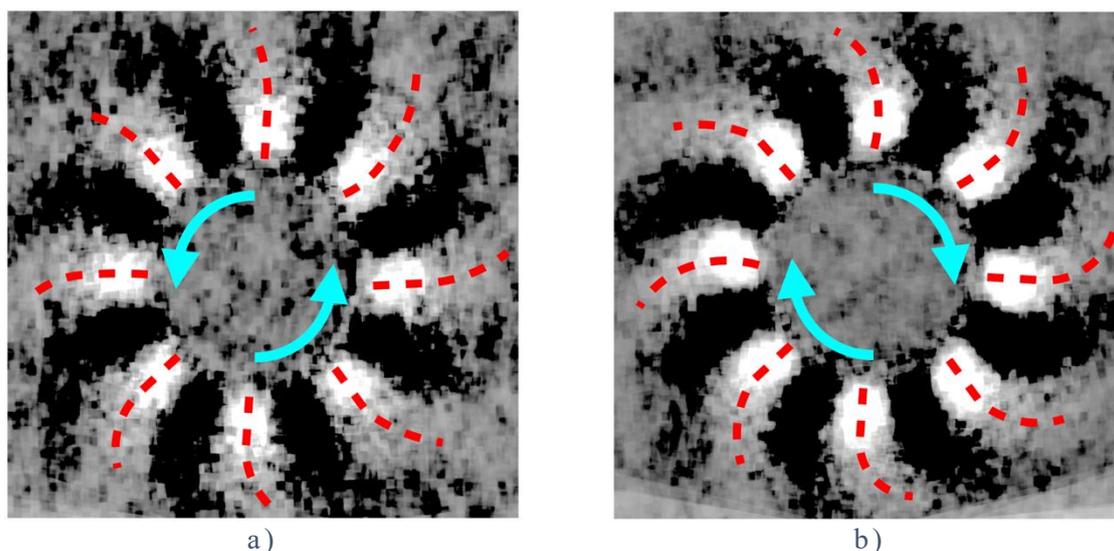


Figure 132 : Superposition d'images de phase identique dans la direction azimutale a) $P_{abs} = 90 W, 9 mTorr$ et b) $P_{abs} = 184 W, 9 mTorr$.

À travers ces figures, on peut constater que le changement de sens de rotation des instabilités ne modifie pas l'orientation de leurs extrémités (toujours dirigées dans le sens antihoraire). De ce fait, les extrémités sont azimutalement en avance par rapport aux instabilités pour de faibles puissances absorbées, Figure 132 a) et inversement, pour de fortes puissances, Figure 132 b).

Afin de compléter les observations autour des paramètres influençant ces striations, nous avons aussi étudié leur comportement dans une autre enceinte (plus petite) et avec un gaz plus léger, l'Argon.

V.3.3. Évolution des striations en Argon

La Figure 133 a) représente un exemple d'image enregistrée avec la caméra rapide dans l'enceinte d'étude initiale de cette source [3]. La configuration magnétique et les dimensions du tube sont identiques aux conditions précédentes.

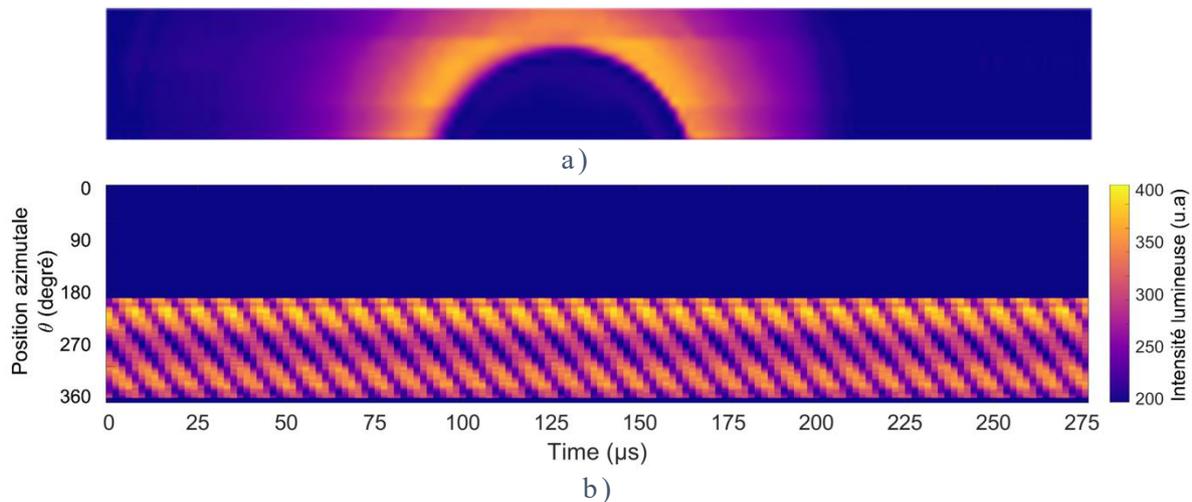


Figure 133 : a) Exemple d'image enregistrée pour cette étude en Argon. b) Intensité lumineuse en fonction de l'angle et du temps pour une pression de 9 mTorr et une Puissance RF $P_{inj} = 100W$. Colormap plasma.

À noter que pour caractériser les striations en Argon, nous avons dû augmenter la vitesse de capture de la caméra à 540 000 ips ($\Delta t \approx 1,85 \mu s$) pour respecter un bon échantillonnage, réduisant ainsi la taille de la fenêtre d'observation à 128x16 pixels. Ceci est causé par la vitesse de propagation des instabilités, manifestement plus élevée en Argon, tel qu'on peut le remarquer sur la Figure 133 b). Seule la partie supérieure du tube est enregistrée, ne permettant de visualiser que la moitié du plasma.

À noter que l'on constate sur la Figure 133 b), un mode de propagation élevé ($m = 6$) comparable à celui observé en Xénon dans les mêmes conditions de pression et de puissance.

a. Variation de la puissance RF et de la pression

La Figure 134 présente l'évolution des vitesses en fonction de la puissance injectée et de la pression dans la chambre.

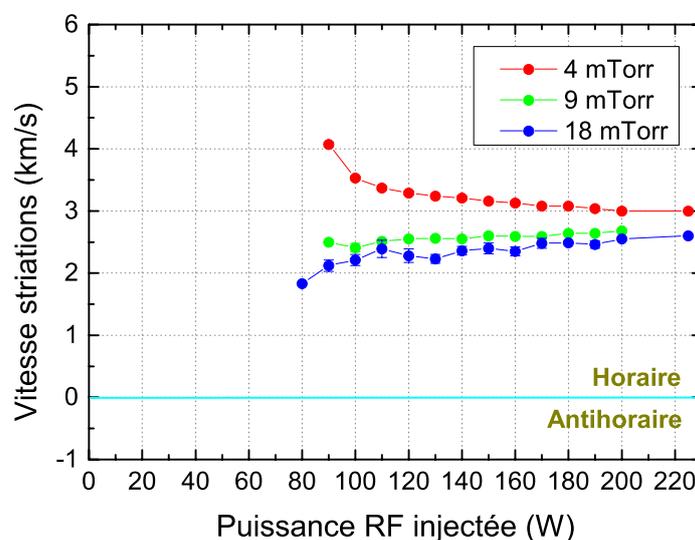


Figure 134 : Évolution des vitesses de propagation des instabilités en fonction de la puissance RF injectée pour 4 mTorr, 9 mTorr et 18 mTorr.

On constate sur cette figure que les striations se propagent dans le sens horaire, à des vitesses bien plus élevées qu'en Xénon. De plus, la vitesse de rotation, d'autant plus faible que la pression est élevée, est en accord avec les observations de la Figure 131 a) en Xénon (pour un sens de rotation horaire). Par ailleurs et quelle que soit la pression à forte puissance ($P_{inj} > 200W$), la vitesse des striations tend vers $2,8 \pm 0,2 km.s^{-1}$.

On peut également remarquer qu'à puissance injectée plus faible ($P_{inj} < 100W$), les variations de vitesse sont plus importantes, avec des striations se propageant plus lentement à forte pression ($v_s \approx 1,8 km.s^{-1}$ à 18 mTorr) qu'à faible pression ($v_s \approx 4 km.s^{-1}$ à 4 mTorr). À défaut d'avoir pu atteindre des puissances injectées plus faibles à forte pression (18 mTorr), nous pouvons supposer que la vitesse des instabilités, tend vers des vitesses nulles et pourrait changer de signe (comme pour le Xénon sur la Figure 131 a).

b. Variation de la fréquence d'excitation

L'influence de la fréquence d'excitation sur les striations autour de la source du propulseur, a aussi été étudiée. Ayant à disposition deux générateurs de puissance RF, l'un fonctionnant à 4 MHz et l'autre à 13,56 MHz, nous avons pu constater sur la Figure 135, l'effet de ce changement de fréquence. Cette figure nous permet de comparer le comportement des différentes striations dans les mêmes conditions de puissance, $P_{inj} = 140W$ et de pression, 10 mTorr.

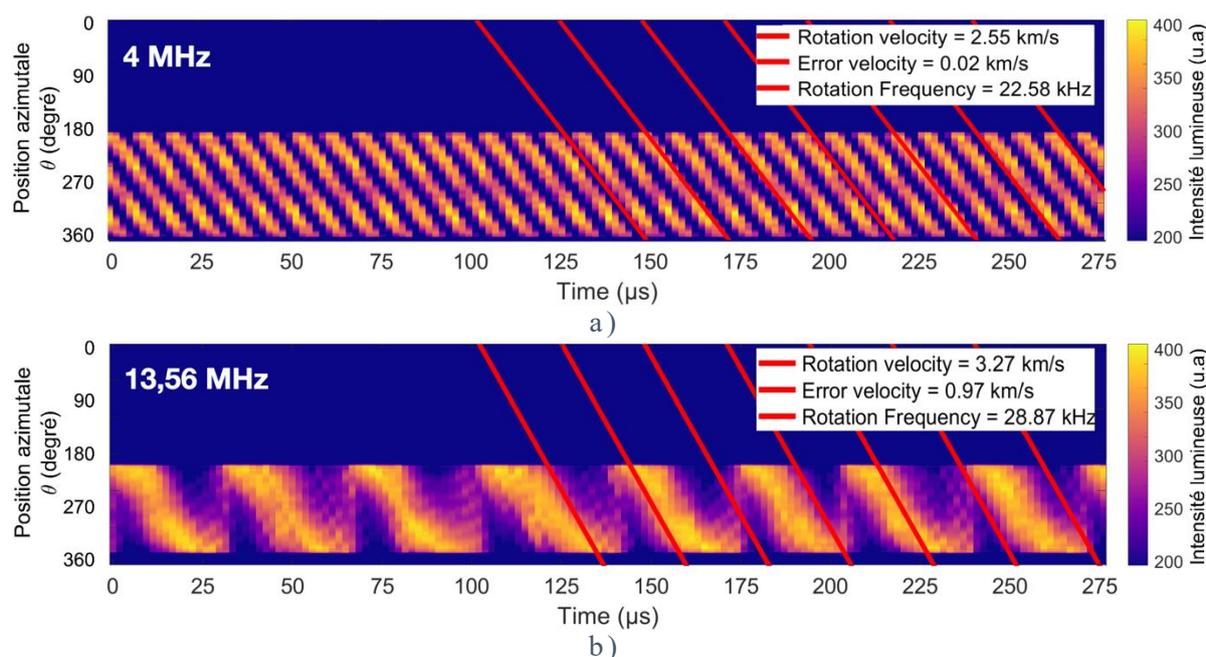


Figure 135 : Intensité lumineuse en fonction de l'angle et du temps pour une pression de 10 mTorr et une Puissance RF injectée $P_{inj} = 140W$. a) Fonctionnement à 4 MHz b) Fonctionnement à 13,56 MHz. Source du propulseur.

À travers ces deux figures, on constate que les vitesses de rotation sont comparables et de l'ordre de plusieurs $km \cdot s^{-1}$. Cependant, on constate que le mode de propagation des striations est différent suivant la fréquence d'excitation utilisée ($m = 6$ à 4 MHz et $m = 2$ à 13,56 MHz).

Ce changement de mode a aussi été observé avec l'utilisation d'une autre source magnétisée de dimensions similaires et sans éléments en ferrites (absorbant le rayonnement à 13,56 MHz). Pour un fonctionnement à 13,56 MHz, un aimant en NdFeB (d'intensité de champ magnétique proche de celui de la source du propulseur), a été placé au centre de cette « source test ». On a pu observer à 13,56 MHz, une vitesse de rotation et un changement de mode de propagation, similaires entre les deux sources ICP à cette fréquence (source du propulseur sur la Figure 135 b) et source test Figure 136 a)).

On peut aussi remarquer que le sens de propagation des striations sur les Figure 135 a) et b) reste identique (horaire). À noter que ce sens de rotation est le même qu'une dérive pouvant exister entre le champ magnétique axial (B_z , dirigé vers la caméra) et un champ électrique E_r , ou un gradient de pression ∇P_r radial (dirigé vers la source). Afin de vérifier cela, la polarité de l'aimant central a été inversée et comparé sur les Figure 136 a) et b).

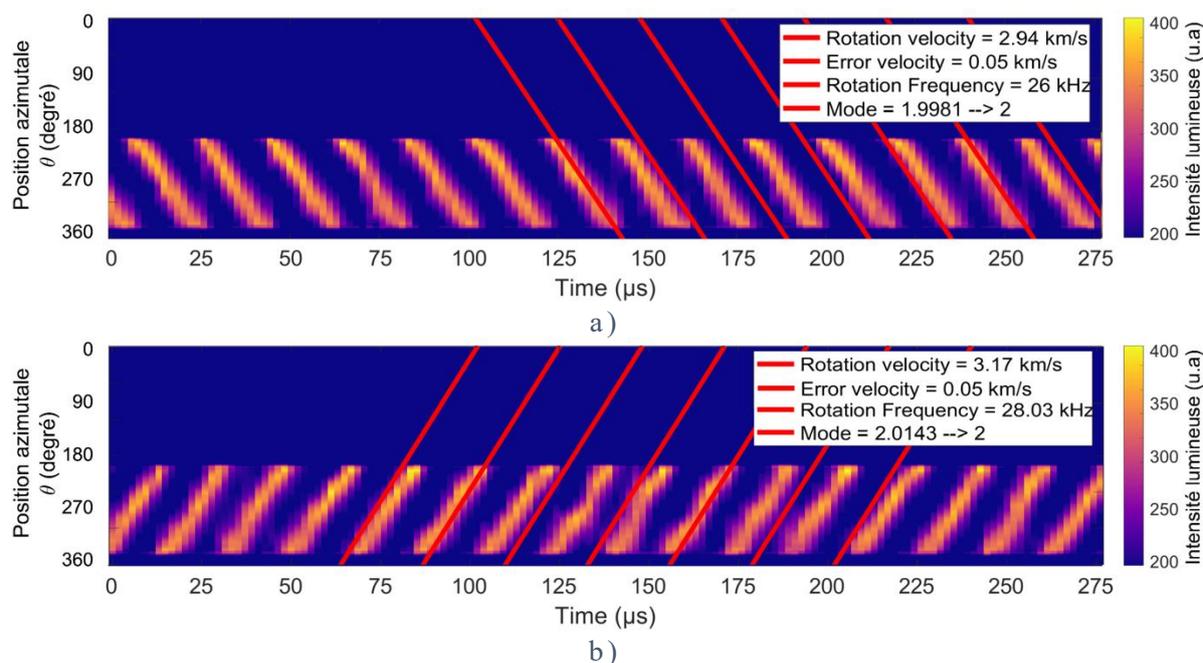


Figure 136 : Intensité lumineuse en fonction de l'angle et du temps pour une pression de 10 mTorr et une Puissance RF injectée $P_{inj} = 100W$. Fonctionnement à 13,56 MHz. a) Lignes de champ magnétique orientées vers la caméra et b) inversement. Source Test.

À travers ces deux figures, on constate un changement de sens de propagation des striations pour des conditions identiques, en pression et en puissance. Ceci permet de confirmer que l'orientation du champ magnétique, opposé entre les conditions a) et b), contrôle (en partie) le sens de rotation de ces striations.

c. Variation de l'intensité du champ magnétique

Enfin, nous avons pu observer l'effet de l'intensité du champ magnétique sur la vitesse de propagation des striations (avec un rayonnement à 13,56 MHz). L'intensité du champ magnétique de la source est modifiée en intervertissant des aimants en NdFeB par des éléments en fer doux. De cette façon, on obtient trois intensités de champ magnétique à proximité de la paroi, telles que présentées sur la Figure 137 a).

La Figure 137 b) présente l'évolution de la vitesse de rotation des striations en fonction de la pression pour différentes intensités de champ magnétique. Les valeurs de champ magnétique (entre 0 G et 256 G) présentées sur cette figure, correspondent aux maximums de champ magnétique au niveau de la paroi de tube contenant la source.

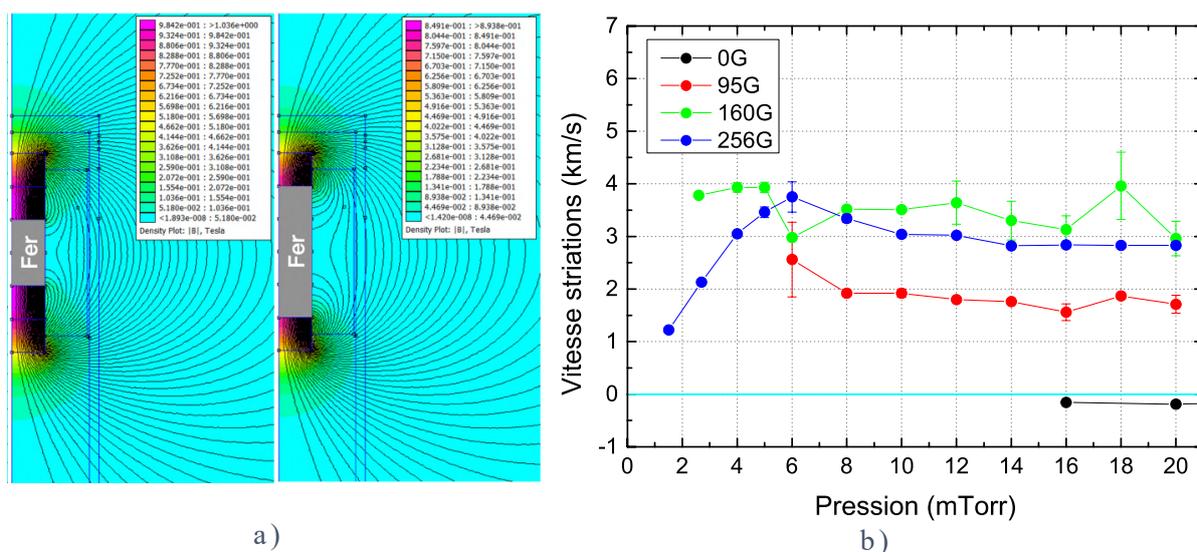


Figure 137 : a) Évolution du champ magnétique de la source obtenue sous FEMM, pour deux configurations magnétiques différentes. b) Évolution de la vitesse des striations en fonction de la pression dans la chambre et pour différentes intensités de champ magnétique. Puissance RF injectée $P_{inj} = 75W$.

Sur cette figure, on peut remarquer que la valeur du champ magnétique influence la vitesse de rotation des striations. En effet, pour des pressions supérieures à 10 mTorr, cette vitesse est d'autant plus élevée que le champ magnétique est intense : $v_s \approx 0,2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour 0 G, $v_s \approx 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour 95 G et autour de $v_s \approx 3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour 160 G et 256 G.

On peut aussi remarquer que la vitesse des striations évolue en fonction de la pression et en particulier pour 256 G. Pour des pressions inférieures à 6 mTorr, on peut constater une diminution de vitesse avec la pression : $v_s \approx 3,8 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ à 6 mTorr et $v_s \approx 1,2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ à 1,5 mTorr. Cette variation de vitesse en fonction de la pression rappelle également les variations de vitesse observées en Xénon sur la Figure 131 a).

À travers l'ensemble de ces résultats, nous avons ainsi pu constater l'existence de structures régulières en rotation autour de la source ICP et ce, quelle que soit la nature du gaz. Leur vitesse de propagation s'est avérée dépendante de la nature du gaz, de la pression dans la chambre, de la puissance absorbée par le plasma et de l'intensité (et orientation) du champ magnétique à proximité de la source. Le mode de propagation semble uniquement dépendre de la fréquence d'excitation (et de la pression à de plus rares occasions). À partir de ces observations, la section qui suit présente les résultats de différents modèles, ainsi qu'une simulation et discussion autour des résultats expérimentaux.

V.3.4. Modèle numérique et discussion autour des striations

Nous ne sommes pas arrivés à une interprétation claire et définitive des structures observées et de leur rotation, mais nous proposons ici une discussion de nos résultats sur la base d'études rapportées dans la littérature, et de tentatives de modélisation effectuées au laboratoire.

Deux aspects des instabilités que nous avons observées en régime purement ICP sont particulièrement intéressants : d'une part leur nature très cohérente et auto-organisée dans une large gamme de paramètres, d'autre part le fait que suivant les conditions expérimentales, les phénomènes de rotation se produisent, dans un sens ou l'autre de la direction azimutale.

a. Études antérieures

La formation de structures azimutales auto-organisées a été récemment observée dans une décharge ICP non-magnétisée par Désangles et al [100]. La Figure 138 montre les structures (ou striations) observées par ces auteurs à différentes pressions et pour une fréquence RF de 5,8 MHz. Le montage expérimental est également représenté sur la Figure 138. Le rayon R_1 du cylindre dans lequel se trouve la bobine RF est de 16 mm, le rayon R_2 et la hauteur H de l'enceinte sont respectivement de 64 mm et 118 mm. Ces dimensions sont comparables à celles de nos expériences, cependant la pression de gaz (Argon) des expériences de Désangles et al. est plus élevée (jusqu'à environ 0,2 Torr) car le plasma n'est pas magnétisé.

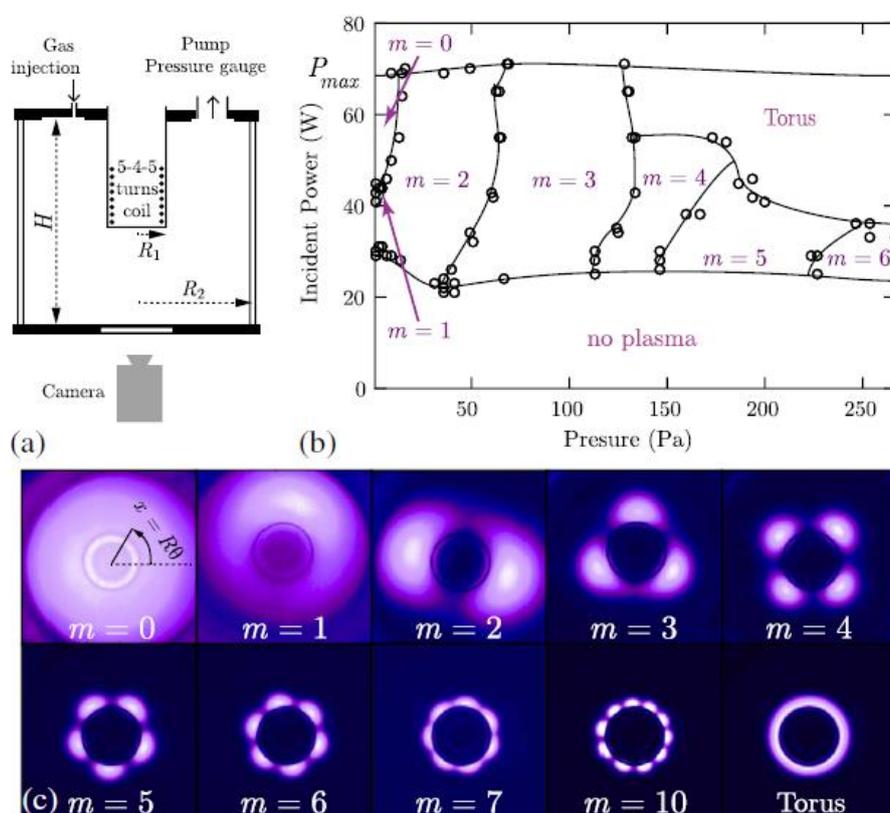


Figure 138 : a) Représentation schématique de l'enceinte et de ses dimensions. b) Mode de propagation observé, m en fonction de la puissance injectée et de la pression. c) Émission optique du plasma dans différentes conditions, enregistrée par une caméra. [100]

Les auteurs de ce travail ont proposé une interprétation des structures ou striations observées, à l'aide d'un modèle fluide décrivant la diffusion ambipolaire du plasma, dans lequel la fonction de distribution électronique est calculée à l'aide d'un code Boltzmann 0D. Ils ont montré, en linéarisant les équations de transport électronique de type dérive-diffusion autour de la solution d'équilibre (dans laquelle l'ionisation compense les pertes par diffusion ambipolaire), que l'instabilité est due à des propriétés particulières des coefficients de diffusion (particules et énergie) des électrons dans l'Argon. La forme (non Maxwellienne) de la fonction de distribution électronique joue un rôle essentiel dans le développement de cette instabilité.

La rotation systématique de ces structures n'est pas observée dans les conditions de Désangles et al., sans doute par l'absence de champ magnétique statique imposé dans le plasma.

La question se pose de savoir si les striations observées dans notre plasma ICP magnétisé sont de même nature que celles du plasma ICP non magnétisé de Désangles et al., et si la rotation n'est pas simplement le résultat de la présence du champ magnétique. Nous n'avons pas de réponse définitive sur ce point, mais il est vraisemblable que les fonctions de distribution en énergie des électrons soient fortement modifiées par la présence du champ magnétique et que les conditions de formation des striations (dans un plasma non magnétisé) ne soient plus satisfaites quand un champ magnétique est présent. Ceci reste cependant à prouver théoriquement.

Comme on a pu le soulever et le remarquer dans les sections précédentes, les phénomènes de rotation d'instabilités sont courants dans les plasmas avec des champs électrique et magnétique croisés $E \times B$, tels que les propulseurs à courant de Hall, les décharges Penning, ou les magnétrons (voir par exemple, la revue récente sur les décharges de type $E \times B$ [101]). Ils sont en général dus au fait que dans ces plasmas les électrons sont très magnétisés (le rayon de Larmor électronique est petit par rapport aux dimensions du plasma), tandis que les ions le sont peu ou pratiquement pas. Contrairement aux ions, les électrons sont donc soumis, à des dérives $E \times B$ ou diamagnétique $\nabla P \times B$ importantes. La différence de vitesses de dérive électronique et ionique dans la direction $E \times B$ ou $\nabla P \times B$ peut donc être à l'origine d'une séparation de charges et de la formation d'instabilités dans ces directions (correspondant le plus souvent à la direction azimutale d'une décharge à symétrie cylindrique).

Notre décharge ICP peut ainsi être considérée comme une décharge de type $E \times B$ ou $\nabla P \times B$ dans laquelle le champ magnétique est parallèle à l'axe cylindrique. Le champ électrique ambipolaire E , ou le gradient de pression électronique ∇P , sont quant à eux, dans la direction radiale, ce qui peut donner lieu à la formation d'instabilités et à des phénomènes de rotation.

Ces phénomènes d'instabilités et de rotation dans les plasmas froids magnétisés sont différents de ceux observés et étudiés depuis longtemps dans les plasmas de fusion en raison du fait que dans la plupart des applications avec les plasmas froids, la magnétisation des ions est négligeable, contrairement aux plasmas de fusion. Beaucoup d'études ont été consacrées relativement récemment à ces instabilités, notamment dans le contexte des propulseurs à courant de Hall et des magnétrons (à courant continu ou magnétrons de puissance pulsés,

HiPIMS). Un article récent de Smolyakov et al. [99] résume les instabilités de type fluide qui peuvent se produire dans ces plasmas, tandis que les instabilités de types cinétique (instabilités de dérive cyclotronique électronique) ont fait l'objet de nombreux travaux depuis la publication de J. C. Adam et al. [102] sur les propulseurs à courant de Hall (entre autres présentés dans la section 5 de l'article de Kaganovich et al. [101]). Les études récentes semblent montrer que la région extérieure au canal d'un propulseur, dans laquelle le champ magnétique croît dans le sens cathode-anode, soit le siège s'instabilités cinétiques microscopiques (de type dérive cyclotronique électronique), tandis que des instabilités macroscopiques (« Rotating spoke ») jouent un rôle prépondérant dans le canal du propulseur, dans lequel le champ magnétique décroît dans le sens cathode-anode.

Il n'est pas question, dans cette section, de faire une revue des différents types d'instabilités qui peuvent se produire dans les plasmas partiellement magnétisés. Cependant comme l'un des aspects particuliers de notre décharge ICP est le fait que la rotation des instabilités peut se faire dans un sens ou dans l'autre de la direction azimutale (suivant les conditions de pression ou de puissance), il paraît intéressant de mentionner que l'existence de rotation de structures dans les deux sens a également été observée dans les plasmas de magnétron et dans certains propulseurs. Il a d'ailleurs été rapporté par plusieurs auteurs que la rotation peut se faire dans la direction $-E \times B$ à faible puissance et dans la direction $+E \times B$, dans les magnétrons de puissance pulsés (voir par exemple les articles de Anders [103], Panjan et Anders [104], et de Hecimovic et von Keudell [105]).

Nous avons vu dans la partie V.2.3 que des simulations particulières récentes [33] [106] ont proposé une interprétation de ces instabilités et des raisons pour lesquelles ces instabilités peuvent tourner, suivant les conditions, dans les directions $+E \times B$ ou $-E \times B$. D'autre part les simulations montrent clairement que les instabilités de rotation observées dans les magnétrons (et très vraisemblablement dans le canal des propulseurs à courant de hall) sont des instabilités d'ionisation, dans lesquelles l'ionisation du gaz par les électrons est renforcée.

Les conditions des plasmas de magnétron ou de la région de champ magnétique décroissant (i.e. dans le canal) des propulseurs à courant de Hall, sont propices à la formation d'instabilités de type Simon-Hoh. Ces instabilités, que l'on peut caractériser à partir de relations de dispersion [99], se forment quand le champ électrique et le gradient de densité plasma sont dans le même sens ; conditions typiques des magnétrons ou du canal des propulseurs (en raison de la tension appliquée).

Dans le cas des magnétrons ou des propulseurs, les instabilités observées sont déterminées par le fait qu'un courant net doit passer au travers d'une barrière magnétique, en raison de la tension appliquée. Ceci n'est pas le cas dans notre décharge ICP, dans laquelle champ radial et gradient de densité radial sont de sens opposés. Puisque les flux d'électrons et d'ions vers les parois doivent être identiques et que le plasma diffuse de façon ambipolaire vers les parois, il est donc peu probable que les mécanismes responsables de la structuration et de la rotation des instabilités soient de même nature que celles mis en évidence dans les magnétrons.

b. Tentatives de modélisation des instabilités de rotation ICP

Le groupe GREPHE du LAPLACE dispose de plusieurs codes particuliers qui ont été notamment utilisés pour décrire les phénomènes d'instabilités dans les plasmas partiellement magnétisés. Nous avons donc sollicité l'aide des modélisateurs pour interpréter nos résultats expérimentaux. Nous décrivons ici succinctement les hypothèses des modèles et certains résultats.

Il s'agit de modèles particuliers PIC-MCC (Particle-In-Cell Monte Carlo Collisions) électrostatiques dans lesquels le plasma est décrit par un ensemble (typiquement plusieurs millions) d'électrons et d'ions dont on calcule les trajectoires dans l'espace des phases, sous l'effet des champs et des collisions avec les neutres. Le champ magnétique est fixé (et supposé non modifié par le plasma), tandis que le champ électrique auto-cohérent est obtenu par résolution de l'équation de Poisson, à intervalles de temps réguliers (inférieurs à l'inverse de la fréquence plasma pour des raisons de stabilité du calcul).

Les positions des particules après chaque intervalle de temps sont affectées à une grille spatiale (dont le pas doit être inférieur à la longueur de Debye électronique, toujours pour des raisons de stabilité) sur laquelle l'équation de Poisson est résolue. Les modèles 3D conduisant à des calculs impraticables dans nos conditions, une modélisation bi-dimensionnelle est utilisée. Comme les instabilités se produisent préférentiellement dans la direction azimutale, le domaine 2D de simulation est perpendiculaire à l'axe de la décharge ICP dont on suppose que le champ magnétique est perpendiculaire au plan de simulation (et décroît radialement) et que la décharge est homogène dans la direction perpendiculaire.

La simulation se fait donc entre deux cercles, correspondants aux cylindres intérieur (dans lequel se trouve la bobine RF) et extérieur, toutes les deux supposés diélectriques. Les densités de plasma que l'on peut simuler pratiquement sont beaucoup plus faibles que les densités réelles dans une décharge ICP (le pas en temps décroît lorsque la fréquence plasma augmente, ce qui augmente le temps de calcul) et les simulations ont été effectuées avec des densités de 100 à 1000 fois plus faibles que celles attendues dans un plasma ICP.

Ceci rend impossible la description auto-cohérente du chauffage RF des électrons car l'épaisseur de peau du plasma simulé n'est pas réaliste. Par conséquent les modèles utilisés ne décrivent pas de manière auto-cohérente le chauffage électronique par l'excitation RF inductive, et la longueur de Debye du plasma simulé (qui peut jouer un rôle dans les instabilités, car beaucoup plus grande que dans les expériences).

En pratique, le chauffage électronique est simulé de façon artificielle en se fixant une puissance donnée absorbée par les électrons dans un volume également fixé (épaisseur de peau) autour du cylindre intérieur. L'absorption de puissance par les électrons est effectuée en « chauffant » les électrons à une fréquence donnée, ν_h (10^7 s^{-1} dans les simulations présentées ici). Concrètement, à chaque intervalle de temps δt , une fraction $\nu_h \delta t$ du nombre d'électrons de la simulation est choisie de façon aléatoire. Un incrément d'énergie est donné à ces électrons

en changeant leurs vitesses suivant une distribution Maxwellienne, à une température telle que la puissance absorbée corresponde à ce qui est prescrit.

Cette façon artificielle de chauffer les électrons est utilisée de façon courante dans les modèles particuliers (voir par exemple [107] [108]), mais elle a évidemment l'inconvénient de tendre à imposer des distributions électroniques Maxwelliennes. Elle ne permet donc pas de mettre en évidence des instabilités cinétiques liées à une forme précise de la fonction de distribution électronique (comme c'est le cas par exemple dans le cas de l'expérience de Désangles et al. [100]).

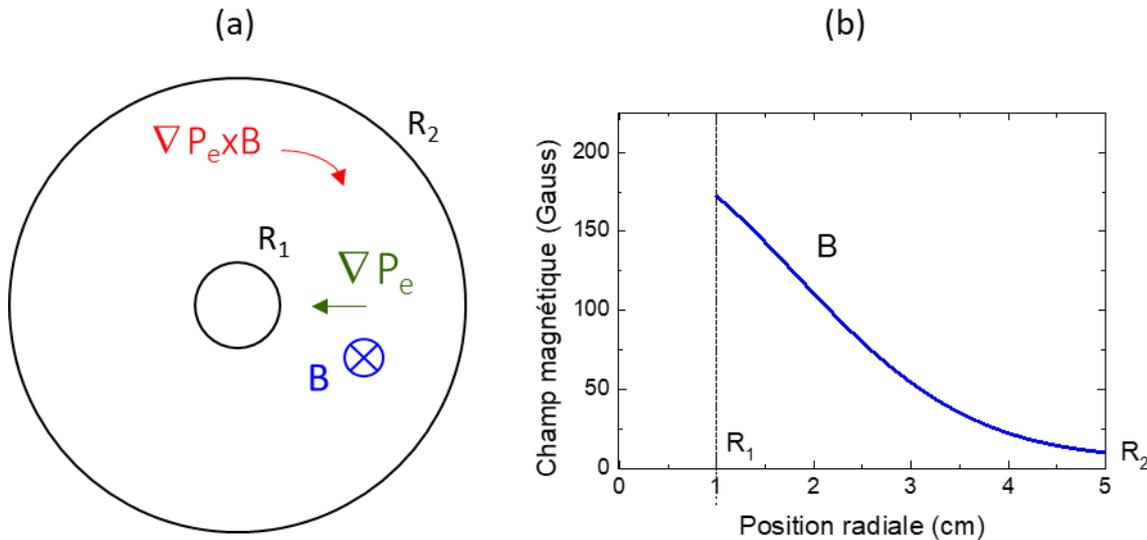


Figure 139 : a) Domaine de simulation ; le champ magnétique B est perpendiculaire au plan de simulation et rentrant, la densité de plasma décroît en fonction de la position radiale donc la dérive $\nabla P \times B$ (où ∇P_e est le gradient de pression électronique) est dans le sens horaire. b) distribution radiale de l'intensité du champ magnétique appliqué dans le modèle.

Nous présentons ici deux résultats types obtenus à l'aide du modèle PIC MCC décrit ci-dessus, l'un pour une pression de 0,5 mTorr dans l'Argon, l'autre pour une pression de 10 mTorr. Le domaine de simulation présenté sur la Figure 139 a) est compris entre les deux cercles (parois cylindriques diélectriques) de rayons $R_1 = 1 \text{ cm}$ et $R_2 = 5 \text{ cm}$. La puissance absorbée est ajustée pour avoir des densités plasma similaires pour les deux pressions étudiées. Le chauffage des électrons est effectué comme indiqué ci-dessus, dans un domaine de 1 cm d'épaisseur compris entre le rayon intérieur $R_1 = 1 \text{ cm}$, et le rayon $R_h = 2 \text{ cm}$. Le champ magnétique décroît entre 170 G depuis le cylindre diélectrique intérieur, jusqu'à 10 G au niveau du cylindre extérieur, cf. Figure 139 b).

Globalement, les résultats présentés dans les figures qui suivent peuvent être résumés suivant les points suivants :

- Les simulations prédisent une structuration azimuthale du plasma et la rotation des structures (ou striations).
- Les striations sont associées à une séparation de charge dans la direction azimuthale (oscillation de la charge d'espace).

- La vitesse de rotation azimutale dépend de la pression et change de signe quand la pression augmente. La rotation se fait dans le sens $\nabla P_e \times \mathbf{B}$, pour une pression inférieure à 2 mTorr, et dans le sens $-\nabla P_e \times \mathbf{B}$ à plus haute pression.
- L'instabilité n'est pas une instabilité d'ionisation (la fréquence d'ionisation moyenne n'est pas modulée azimutalement).

La Figure 140 montre les distributions, à un instant donné d'une simulation ayant convergée et incluant la densité d'ions n_i , le potentiel ϕ , et de la densité de charges $n_i - n_e$, pour une pression de 0,5 mTorr en Argon. On voit clairement les fluctuations azimutales de ces grandeurs, avec un nombre de modes élevé. La rotation se fait dans le sens horaire, c'est-à-dire dans le sens $\nabla P_e \times \mathbf{B}$ à une vitesse de l'ordre de $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. À noter que la vitesse de dérive diamagnétique, de l'ordre de $T_e / (BL_n)$, où L_n est la longueur de gradient de densité, est également d'environ $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ si l'on prend $T_e = 5 \text{ eV}$, $B = 100 \text{ G}$, et $L_n = 4 \text{ cm}$.

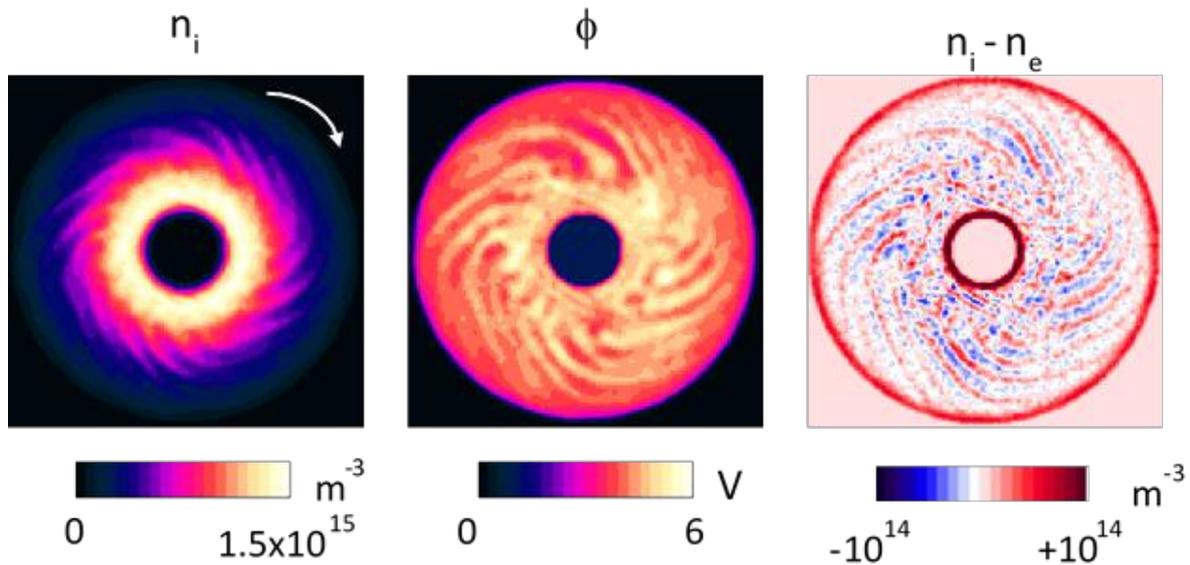


Figure 140 : Distribution spatiale de la densité ionique n_i , du potentiel ϕ , et de la densité de charges $n_i - n_e$ (Argon, 0,5 mTorr). La rotation azimutale (flèche blanche) se fait dans le sens $\nabla P_e \times \mathbf{B}$. Vitesse de rotation horaire d'environ $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Le cas à plus haute pression, est présenté sur la Figure 141. Le nombre de mode est également élevé et la rotation s'effectue maintenant dans le sens $-\nabla P_e \times \mathbf{B}$ ou encore dans le sens $+\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, où \mathbf{E} est le champ électrique moyen radial ambipolaire (dirigé vers les r croissants, et plus élevé que dans le cas précédent).

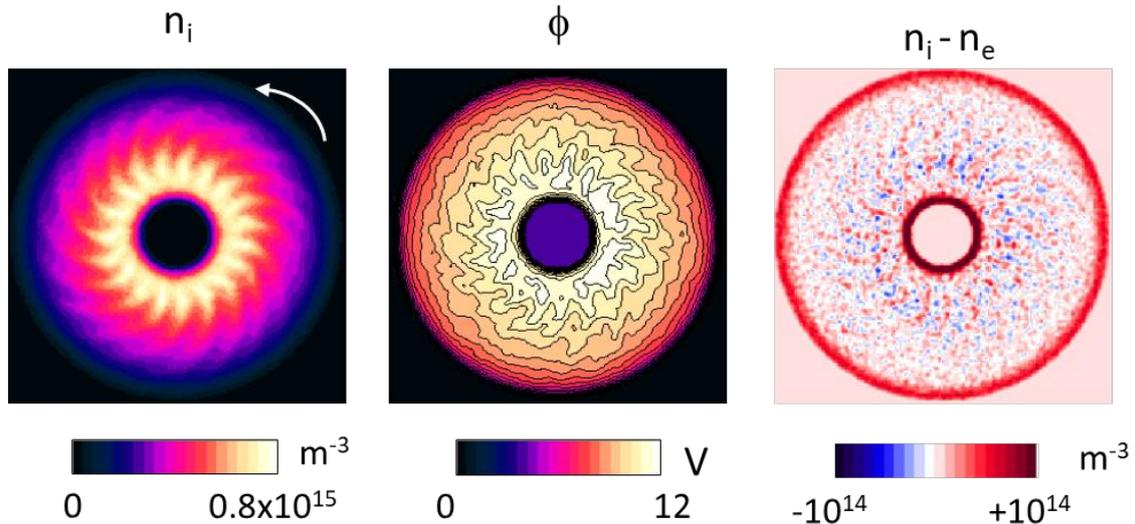


Figure 141 : Distribution spatiale de la densité ionique n_i , du potentiel ϕ , et de la densité de charges $n_i - n_e$ (argon, 10 mtorr). La rotation azimutale (flèche blanche) se fait dans le sens $-\nabla P_e \times B$. Vitesse de rotation anti-horaire d'environ $4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

La Figure 142 compare les profils radiaux moyennés dans le temps, de la densité d'électrons, d'ions, du taux d'ionisation, et du potentiel dans les cas à basse b) et haute a) pression. On voit que le champ électrique E ambipolaire (gradient de potentiel ϕ) est beaucoup plus important dans le cas à plus haute pression, ce que l'on peut comprendre en raison de la diffusion collisionnelle radiale plus élevée (environ 20 fois plus dans le cas à 10 mTorr que dans le cas à 0,5 mTorr).

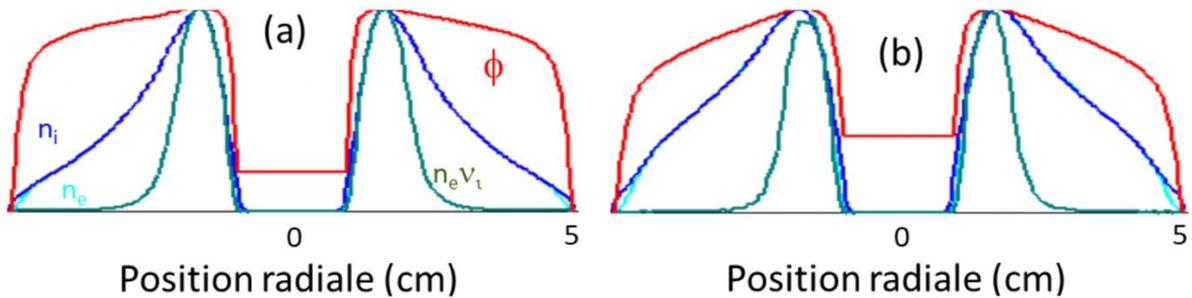


Figure 142 : Distributions radiales moyennées dans le temps des densités électronique n_e et ionique n_i , du potentiel ϕ , et de la du taux d'ionisation $n_e v_i$ à 0,5 mtorr (a), et 10 mtorr (b). Les valeurs maximales sont : à 5 mTorr, $1,5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ pour les densités, 6 V pour le potentiel, et $1,6 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour le taux d'ionisation ; à 10 mtorr, $0,8 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ pour les densités, 12 V pour le potentiel, et $1,5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

D'autre part, les fluctuations de champ E sur les Figure 143, sont plus importantes dans le cas a) en raison également du transport radial électronique (perpendiculaire au champ magnétique) plus faible à basse pression.

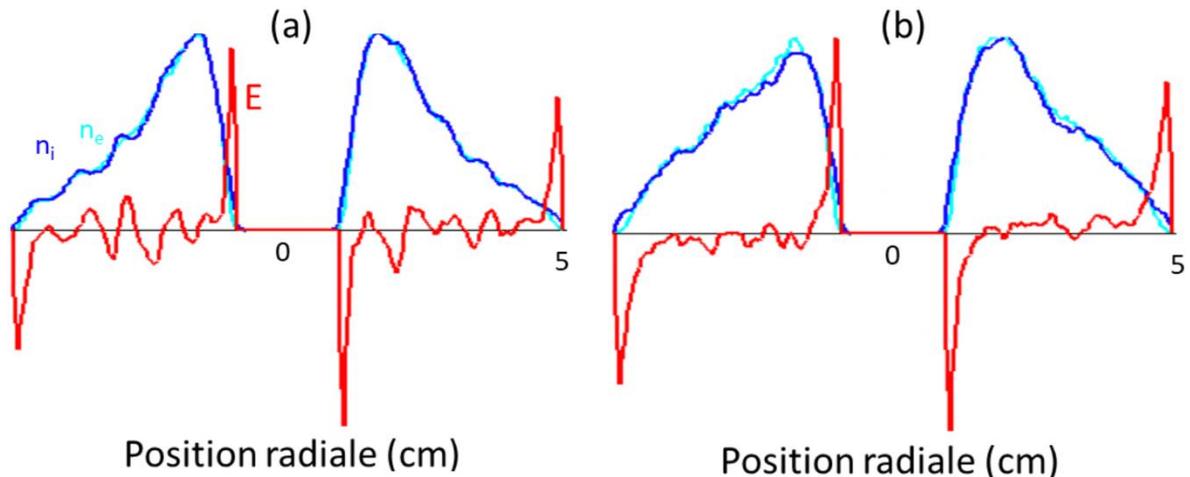


Figure 143 : Distributions radiales instantanées des densités électroniques n_e et ionique n_i , et du champ électrique à 0,5 mTorr (a), et 10 mTorr (b). Les valeurs maximales sont : à 0,5 mTorr, $1,5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ pour les densités, $3 \cdot 10^4 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ pour le champ électrique ; à 10 mTorr, $0,8 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ pour les densités, $4,5 \cdot 10^4 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ pour le champ électrique.

En conclusion, 1) il reste à déterminer en étudiant les relations de dispersion, quelle est la nature des instabilités observées dans les simulations, et à expliquer le changement de sens de rotation en fonction de la pression ; 2) on ne peut pas affirmer que les instabilités observées dans les simulations soient de même nature que celles mises en évidence dans les expériences, mais il est intéressant de noter la possibilité d'inversion du sens de rotation entre les deux cas, 3) il est cependant très vraisemblable, que dans les expériences comme dans les simulations, le gradient de pression électronique et la dérive diamagnétique associée jouent un rôle important dans le développement de ces instabilités.

V.4. Conclusion

À travers les différentes campagnes de mesures en simple et double étage, nous avons pu observer et caractériser des instabilités basses fréquences, dans les directions axiale et azimutale.

De par la configuration magnétique particulière du propulseur ID-Hall, nous avons pu constater que la fréquence d'oscillation de l'instabilités axiale (Breathing mode) est corrélée à la position de l'anode, la tension de décharge et la densité de neutres injectés dans le propulseur. Ces paramètres semblent manifestement influencer l'énergie des électrons dans la barrière accélératrice ou la position axiale de la région d'ionisation dont dépend cette fréquence. Les oscillations du courant de décharge sont également corrélées à la luminosité du plasma enregistrée par une caméra rapide, pointant vers le propulseur depuis deux points de vue différents.

La vue de face a mis en évidence l'existence d'instabilités locales circulant dans la direction azimutale (Rotating spokes). Par ailleurs, la méthode de triangulation a également permis de constater un déplacement axial de ces instabilités locales. En présence de Breathing mode, l'augmentation du courant de décharge est corrélée à la présence d'instabilités d'autant plus lumineuses qu'elles se situent proches ou dans le canal, au niveau de la barrière magnétique accélératrice. Suite aux pics de courant, lors de la décroissance de $I_d(t)$, les spokes se délocalisent et maintiennent leur position sur plusieurs dizaines de μs , à proximité de l'anode dans une région de fort champ magnétique. Les récents résultats d'un modèle ont permis de proposer une explication aux instabilités dans les magnétons, dont la configuration magnétique est proche de celle du canal d'un propulseur.

En mode double étage, nous avons constaté qu'à partir de faibles puissances RF absorbées, le plasma se « stabilise » spatialement et temporellement. La source ICP atténue les instabilités dans la direction axiale (relatives au Breathing mode) et dans la direction azimutales (relatives aux instabilités d'ionisation, les spokes).

Néanmoins, à faible tension de décharge et forte puissance RF absorbée, la source génère des instabilités azimutales. Ces instabilités plasma (appelées striations) ont été caractérisées optiquement autour de la source magnétisée seule, dans différentes enceintes, avec deux fréquences d'excitation différentes (4 MHz et 13,56 MHz) et deux gaz (Ar et Xe). L'auto-organisation des striations (de mode élevé et de vitesse de propagation dépendante des conditions expérimentales) nous a conduit à étudier ces structures à l'aide d'un modèle numérique. Ce dernier a permis de constater que ces structures ne sont pas des instabilités d'ionisation, qu'elles sont associées à une séparation de charge dans la direction azimutale et que leur sens de rotation se fait dans le sens $\nabla P_e \times \mathbf{B}$, à faible pression, et $-\nabla P_e \times \mathbf{B}$ à plus forte pression. D'autres études sont encore nécessaires afin d'éclaircir l'interprétation de ces striations.

Chapitre VI. Conclusion et Perspectives

La thèse présentée dans ce manuscrit avait pour objectif l'étude d'un nouveau concept de propulseur à courant de Hall double étage. À partir d'une première étude bibliographique et du développement d'une source d'ionisation efficace, réalisés dans la thèse de Loïc Dubois, nous avons pu caractériser expérimentalement le prototype ID-Hall à l'aide de différents outils de mesures et modèles numériques. Nous passons en revue les différents résultats et conclusions obtenus dans cette thèse afin de répondre aux différentes questions scientifiques soulevées par le développement de ce concept :

- Peut-on efficacement extraire et accélérer les ions depuis la zone d'ionisation ?
- Comment se répartit spatialement le potentiel d'accélération ?
- Comment le transport des électrons est modifié par l'étage d'ionisation ?

Propulseur en fonctionnement simple étage

Dans les plasmas faiblement magnétisés, tels que ceux existants dans les propulseurs à courant de Hall, la configuration du champ magnétique est un élément crucial pouvant fortement influencer les grandeurs propulsives ou la dynamique du plasma dans le canal.

Malgré la configuration magnétique en cusps du propulseur ID-Hall, nous avons vu que ses caractéristiques restent comparables et proches de celles d'un propulseur à courant de Hall conventionnel. En effet, à l'aide de différentes sondes de mesure, nous avons pu constater que :

- la caractéristique courant-tension présente une évolution relativement classique et la valeur du courant est comparable à celles des propulseur à courant de Hall conventionnels,
- le courant d'ion extrait augmente avec la tension jusqu'à saturer à une valeur proche de celle déterminée théoriquement (ionisation totale du gaz),
- l'énergie moyenne des ions augmente avec la tension.

Les différentes grandeurs propulsives que nous avons déterminées à partir des mesures du courant et de l'énergie des ions permettent aussi de constater que la poussée, l'impulsion spécifique et l'efficacité du propulseur restent comparables aux grandeurs des propulseurs de puissance similaire.

On retrouve également dans ce prototype des instabilités basses fréquences axiales (Breathing Mode) et azimutales (Rotating spokes), caractéristiques des propulseurs conventionnels :

Les oscillations temporelles du courant de décharge (de l'ordre de quelques kHz et relatives à l'instabilité axiale) sont corrélées à la longueur d'ionisation entre le plan de sortie et la zone d'ionisation en amont, ainsi qu'à la vitesse du front de neutres remplissant le canal d'accélération. Nous avons non seulement pu constater que les oscillations du courant de décharge sont corrélées aux oscillations de la luminosité du plasma, mais aussi que la fréquence du Breathing mode varie en fonction de la tension de décharge, de la densité de neutres injectés et de la position de l'anode. La variation de ces conditions semble indiquer un déplacement axial de la région d'ionisation, localisée à proximité et en amont de la barrière magnétique accélératrice.

Néanmoins et de par la configuration magnétique particulière du propulseur ID-Hall, on a pu constater que la chute de potentiel accélérant les ions peut être modulée dans le temps à la fréquence du Breathing mode. En effet, les résultats du modèle Hallis et de sonde RPA ont permis de montrer l'existence d'une chute de potentiel répartie spatialement et temporellement à travers les deux barrières magnétiques. Les ions créés juste en amont de la barrière magnétique accélératrice sont alors uniquement soumis à un potentiel d'extraction, dont l'intensité fluctue périodiquement dans le temps. L'intensité de la seconde chute de potentiel (complémentaire de la première), à proximité et en aval de l'anode, dépend également de la position de l'anode dans la seconde barrière magnétique. Cette chute de potentiel est d'autant plus grande que l'intensité du champ magnétique de la seconde barrière est importante.

Des instabilités circulant dans la direction azimutale (Rotating spokes) ont également été caractérisées optiquement et électriquement. Tout comme dans la littérature des propulseurs à courant de Hall, elles se développent à basse tension de décharge, principalement au niveau de la barrière magnétique et circulent à des vitesses pouvant atteindre plusieurs $km.s^{-1}$.

La configuration magnétique de ID-Hall a également pointé l'existence d'instabilités azimutales couplées aux instabilités axiales. En présence de Breathing mode, l'augmentation du courant de décharge est corrélée à la présence d'instabilités d'autant plus lumineuses qu'elles se situent au niveau de la barrière magnétique accélératrice. Lors de la décroissance du courant, les instabilités se délocalisent rapidement et maintiennent leur position à proximité de l'anode, au niveau de la seconde barrière magnétique. Les récents résultats d'un modèle particulière ont proposé par analogie avec les dispositifs plasma de type magnétron, que ces instabilités azimutales d'ionisation se développent afin de conduire les électrons jusqu'à l'anode, à travers le gradient de champ magnétique. D'après les modèles, suivant la position de la non-uniformité du plasma par rapport à la zone d'ionisation, l'instabilité pourra aussi bien tourner dans la direction $\mathbf{E}_z \times \mathbf{B}_r$ que dans la direction $-\mathbf{E}_z \times \mathbf{B}_r$.

Propulseur en mode double étage

L'étude expérimentale et numérique du propulseur ID-Hall en mode double étage, a permis de connaître l'influence de la puissance RF rayonnée par la source ICP et de répondre aux différentes questions soulevées par ce concept. Trois zones de fonctionnement ont pu être identifiées expérimentalement en fonction de la tension de décharge et de la puissance RF absorbée :

Dans la zone à tension intermédiaire, la source ICP influence les caractéristiques et la dynamique du plasma, ainsi que les différentes grandeurs propulsives. L'augmentation de la puissance RF absorbée implique :

Une augmentation de l'énergie des ions extraits. Que ce soit en Argon ou en Xénon, les ions sont créés par la source dans une région de fort potentiel, $V_a + V_p$, et sont soumis à potentiel d'extraction plus élevé qu'en simple étage : $V_a + V_p - V_{p-plume}$. Cependant, l'augmentation de ce potentiel, du fait de l'absorption de puissance RF, implique nécessairement l'existence d'une chute de potentiel accélérant une fraction des ions dans le sens contraire de leur extraction (vers l'anode), ce qui est susceptible de réduire l'efficacité du moteur.

Une tendance principale à la diminution des courants de décharge, d'ions et d'électrons. Concernant la faible diminution du courant d'ion avec l'augmentation de la puissance, nous avons remarqué que la source délocalise le plasma de l'amont du canal vers la chambre d'ionisation. Ceci pourrait indiquer une recombinaison des ions (créés par la source) sur les parois du propulseur, avant qu'ils ne soient extraits au niveau de la barrière magnétique accélératrice. La densité de neutres dans le canal serait alors trop faible pour qu'ils soient ré-ionisés. La diminution plus importante du courant d'électron (de la cathode vers l'anode) semble d'une part corrélée à l'augmentation de la densité d'électrons produits par la source dans la chambre d'ionisation et également, à l'atténuation des instabilités. Pour seulement quelques watts absorbés (en Xénon), le plasma ne présente plus peu ou d'instabilités. Le couplage de la source inductive au plasma atténue fortement les instabilités dans la direction axiale (relatives au Breathing mode) et dans la direction azimutale (relatives au Rotating spokes).

Dans la région à forte tension et/ou fort débit, nous avons constaté une augmentation croissante du courant d'électron avec la puissance RF malgré une absence d'instabilités axiale ou azimutale. De par la plus grande longueur d'ionisation par la source et l'émission d'électrons secondaires non négligeable dans ces conditions, l'augmentation du courant d'électron serait la conséquence d'une augmentation de la conductivité électronique dans le canal. Dans le cas ID-Hall en double étage à forte tension et fort débit, le fonctionnement semble alors d'autant moins intéressant que la puissance absorbée par le plasma augmente.

Enfin, il existe une région à faible tension où l'augmentation des courants I_d , I_{ion} et I_e est corrélée avec l'augmentation de la puissance absorbée par le plasma, que l'on soit en Argon ou en Xénon. Dans cette région, la tension est insuffisante en simple étage pour ioniser les neutres dans la barrière : les ions sont nécessairement créés par la source et confinés en regard de la source. Dans ces conditions, les ions extraits vers l'extérieur du moteur tiennent leur énergie, d'une part, de la décharge anode-cathode et, d'autre part, du potentiel plasma additionnel (constaté dans la région à tension intermédiaire), associé à la forte température électronique autour de la source.

Une étude par imagerie a permis de constater qu'à faible tension de décharge (ou nulle) et forte puissance RF absorbée, la source génère des instabilités azimutales différentes des Rotating spokes, aussi appelées striations. Ces striations ont été caractérisées autour de la source magnétisée seule, dans différentes conditions expérimentales et à l'aide d'un modèle. L'auto-organisation de ces structures, ainsi que leur vitesse de propagation et leur nombre élevé de modes, ont permis d'en déduire que ces structures ne sont pas des instabilités d'ionisation. Elles ont été associées à une séparation de charge dans la direction azimutale et se propagent dans les sens $\nabla P_e \times \mathbf{B}$, à faible pression, et $-\nabla P_e \times \mathbf{B}$ à forte pression. Une étude théorique associée à des simulations est encore nécessaire pour comprendre pleinement l'origine de ce phénomène.

Le fonctionnement double étage du prototype ID-Hall a non seulement pu être confirmé à tension de décharge trop faible pour pouvoir fonctionner en simple étage, mais aussi à tension intermédiaire avec l'augmentation de l'énergie des ions extraits, représentatif de leur création par la source ICP. Ces résultats montrent également que l'utilisation d'ergol plus léger et moins couteux est possible, mais aussi que l'efficacité du propulseur en double étage est généralement inférieure à celle en simple étage. Différentes modifications ont été apportées afin d'améliorer les grandeurs propulsives et l'efficacité d'extraction des ions. Pour cela, la source et la bobine rayonnant la puissance RF ont été raccourcies dans le but de rapprocher la région d'ionisation du canal. Néanmoins, les résultats obtenus n'ont pas présenté de grande modification.

Pour optimiser les propulseurs il sera nécessaire de diminuer les pertes d'ions vers les parois autour de la source d'ionisation, et d'autre part de diminuer le courant d'électrons entrant dans le propulseur. Pour ce qui est des pertes vers les parois, il semble en effet que le confinement du plasma par la configuration magnétique en X de la source d'ionisation ne soit pas aussi efficace que ce qui était attendu.

Perspectives et suite des travaux

À partir des différentes tendances et résultats obtenus, nous avons pu concevoir une seconde version du propulseur ID-Hall dans le but d'améliorer le confinement des ions autour la source ICP et donc l'efficacité d'ionisation des neutres par la source, et l'efficacité d'extraction des ions. Pour ce faire, les matériaux, la géométrie du canal, la configuration magnétique ainsi que le système d'excitation radiofréquence ont été revus, tel que présenté sur la Figure 144.

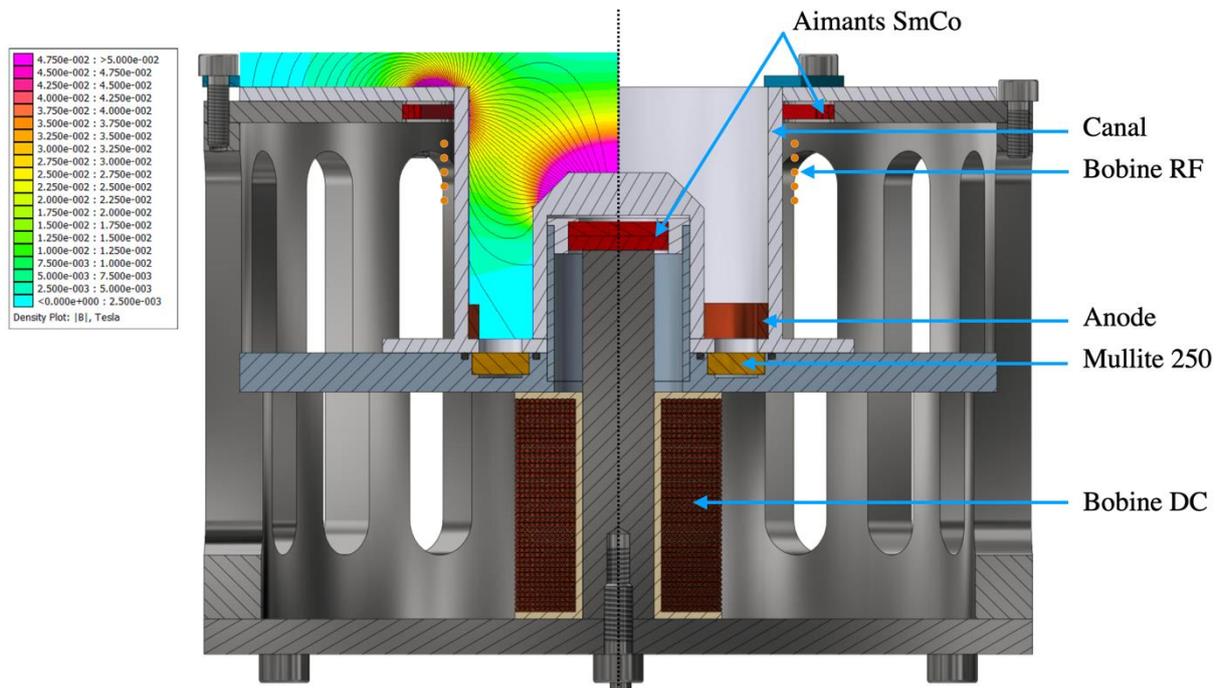


Figure 144 : Vue en coupe de la seconde version du propulseur ID-Hall avec les différents éléments constituant le propulseur et la cartographie magnétique, réalisée sous FEMM.

Contrairement à la première version, ce second prototype présente une seule barrière magnétique accélératrice avec une anode située au fond du canal, dans une zone de champ magnétique quasi-nulle. Les lignes de champ de la barrière accélératrice ont des composantes radiale et axiale proche de la configuration magnétique des propulseurs cylindriques. Cependant, l'attention est portée sur les lignes de champ axiales à proximité de la paroi extérieure et de la bobine RF. L'objectif est ici de rapprocher la région d'ionisation de la source ICP de la barrière magnétique et donc de la région d'accélération. Cette configuration devrait limiter les pertes d'ions vers les parois puisque les ions seraient créés par la source ICP très près du champ accélérateur.

Afin d'augmenter l'efficacité de couplage entre la source et le plasma, il est envisagé d'utiliser une source RF résonante dans laquelle le rayonnement émis par la bobine RF couplée au plasma (secondaire) est issu de la résonance avec la bobine connectée au générateur (primaire) [109] [110]. Ainsi, le courant dans la bobine primaire est très faible et les pertes dans la boîte d'accord sont alors minimisées tandis que le circuit résonant (fort courant) n'est constitué que de la bobine secondaire et d'un condensateur (faibles pertes).

Les parois du canal seront en BN-SiO₂ car nous avons pu remarquer dans la première version du propulseur ID-Hall que ce matériau permet une plus grande exploration en tension (le seuil d'émission d'électrons secondaires est décalé vers les plus grandes tensions). De plus, la paroi interne de ce propulseur sera plus longue que celle d'un propulseur cylindrique afin de guider correctement le flux de neutres vers la région d'ionisation. Enfin, une bobine DC est ajoutée dans le circuit magnétique afin de pouvoir moduler l'intensité du champ le long des parois et dans la barrière accélératrice.

L'assemblage et la caractérisation de ce nouveau prototype fera l'objet d'une prochaine étude aux laboratoires LAPLACE et ICARE avec le soutien du CNES.

Références

1. D. M. Goebel, I. Katz. *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*. s.l. : JPL SPACE SCIENCE AND TECHNOLOGY SERIES, 2008.
2. C. Boniface. *Modélisation et diagnostic d'un propulseur à effet Hall pour satellites: configuration magnétique et nouveaux concepts*. s.l. : Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006.
3. L. Dubois. *Etudes expérimentales du concept de propulseur de Hall double étage*. 2019.
4. M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg. *PRINCIPLES OF PLASMA DISCHARGES AND MATERIALS PROCESSING*. s.l. : JOHN WILEY & SONS, 2005.
5. M.A. Cappelli, B.N. Meezan, N. Gascon. *Transport Physics in Hall Plasma Thrusters*. s.l. : AIAA-2002-0485, 2002.
6. C. Boniface, L. Garrigues, G. J. M. Hagelaar, J. P. Boeuf, D. Gawron, S. Mazouffre. *Anomalous cross field electron transport in a Hall effect thruster*. s.l. : Applied Physics Letters 89, 161503, 2006.
7. J. P. Boeuf. *Micro instabilities and rotating spokes in the near-anode region of partially magnetized plasmas*. s.l. : Phys. Plasmas 26, 072113, 2019.
8. T. Ito, C. V. Young, and M. A. Cappelli,. *Self-organization in planar magnetron microdischarge plasmas*. s.l. : Appl. Phys. 106, 254104 , 2015.
9. R. Wirz, D Goebel. *Effects of magnetic field topography on ion thruster discharge performance*. s.l. : Plasma Sources Sci. Technol. 17 035010, 2008.
10. K. Dannenmayer, S. Mazouffre. *Elementary Scaling Relations for Hall Effect Thrusters*. s.l. : JOURNAL OF PROPULSION AND POWER Vol. 27, No. 1,, 2011.
11. Choueiri, E. Y. *Plasma oscillations in Hall thrusters*. s.l. : PHYSICS OF PLASMAS VOLUME 8, NUMBER 4 , 2001.
12. J. P. Boeuf, L. Garrigues. *Low frequency oscillations in a stationary plasma thruster*. s.l. : Journal of Applied Physics 84, 3541, 1998.
13. G. S. Janes, R. S. Lowder. *Anomalous Electron Diffusion and Ion Acceleration in a LowDensity Plasma*. s.l. : Phys. Fluids 9, 1115, 1966.
14. Michael S. McDonald, Christopher K. Bellant, Brandon A. St. Pierre and Alec D. Gallimore. *Measurement of Cross-Field Electron Current in a Hall Thruster Due to Rotating Spoke Instabilities*. s.l. : AIAA 2011-5810, 2011.

15. M. J. Sekerak, Alec D. Gallimore. *Mode Transitions in Hall-Effect Thrusters Induced by Variable Magnetic Field Strength*. s.l. : JOURNAL OF PROPULSION AND POWER DOI: 10.2514/1.B35709, 2016.
16. M. J. Sekerak, Benjamin W. Longmier, Alec D. Gallimore. *Azimuthal Spoke Propagation in Hall Effect Thrusters*. s.l. : IEPC-2013-143, 2013.
17. J. P. Boeuf. *Rotating structures in low temperature magnetized plasmas—insight from particle simulations*. s.l. : Frontiers in physics, 2014.
18. S. Mazouffre, L. Grimaud, S. Tsikata. *Rotating spoke instabilities in a wall-less Hall thruster: Experiments*. s.l. : PSST-102506.R2, 2019.
19. M. D. Campanell, A. V. Khrabrov and I. D. Kaganovich. *Instability, collapse, and oscillation of sheaths caused by secondary electron emission*. s.l. : PHYSICS OF PLASMAS 19, 123513 , 2012.
20. M. D. Campanell. *Entire plasmas can be restructured when electrons are emitted from the boundaries*. s.l. : Physics of Plasmas 22, 040702 ; doi: 10.1063/1.4918339, 2015.
21. S. Barrala, K. Makowski, Z. Peradzyński, M. Dudeck. *Transit-time instability in Hall thrusters*. s.l. : PHYSICS OF PLASMAS 12, 073504 □□, 2005.
22. J. P. Boeuf, L. Garrigues. *E x B electron drift instability in Hall thrusters: Particle-in-cell simulations vs. theory*. s.l. : PHYSICS OF PLASMAS 25, 061204, 2018.
23. E. Chesta, N. B. Meezan, M. A. Cappelli. *Stability of a magnetized Hall plasma discharge* . s.l. : Journal of Applied Physics 89, 3099, 2001.
24. Alfvén, H.. *On the origin of the solar system*. s.l. : Q. J. R. Meteorological Soc. 80, 650 , 1954.
25. Y. Sakawa, C. Joshi, P. K. Kaw, F. F. Chen, V. K. Jain. *Excitation of the modified Simon–Hoh instability in an electron beam produced plasma*. s.l. : Physics of Fluids B: Plasma Physics 5, 1681 , 1993.
26. J. B. Parker, Y. Raitses, N. J. Fisch. *Transition in electron transport in a cylindrical Hall thruster*. s.l. : Applied Physics Letters 97, 091501, 2010.
27. M. S. McDonald, Alec D. Gallimore. *Parametric Investigation of the Rotating Spoke Instability in Hall Thrusters*. IEPC-2011-242. 2011.
28. C. L. Ellison, Y. Raitses, and N. J. Fisch. *Cross-field electron transport induced by a rotating spoke in a cylindrical Hall thruster*. s.l. : PHYSICS OF PLASMAS 19, 013503, 2012.
29. M. S. McDonald, C. Bellant, A. D. Gallimore. *Measurement of Cross-Field Electron Current in a Hall Thruster Due to Rotating Spoke Instabilities*. s.l. : DOI:10.2514/6.2011-5810, 2011.

30. Y. Raitses, I.Kaganovich. *Effects of the Gas Pressure on Low Frequency Oscillations in $E \times B$ Discharges*. s.l. : IEPC-2015-307 / ISTS-2015-b-307, 2015.
31. A. T. Powis, J. A. Carlsson, I. D. Kaganovich, Y. Raitses, A. Smolyakov. *Scaling of spoke rotation frequency within a Penning discharge*. s.l. : PHYSICS OF PLASMAS 25, 072110, 2018.
32. J. Carlsson, I. Kaganovich, A. Powis, Y. Raitses, I. Romadanov, A. Smolyakov. *Particle-in-cell simulations of anomalous transport in a Penning discharge*. s.l. : PHYSICS OF PLASMAS 25, 061201, 2018.
33. J. P. Boeuf, M. Takahashi. *Rotating Spokes, Ionization Instability, and Electron Vortices in Partially Magnetized $E \times B$ Plasmas*. s.l. : PHYSICAL REVIEW LETTERS 124, 185005, 2020.
34. Gallimore, P. Y. Peterson et A. D. *The Performance and Plume Characterization of a Laboratory Gridless Ion Thruster with Closed Electron Drift Acceleration*. s.l. : AIAA-2004-3936, 2004.
35. O.Secheresse, A. Bougrova, A.Morozov. *Closed electron drift plasma accelerator*. s.l. : Brevet : EP1496727B1 - <https://patents.google.com/patent/EP1496727B1/en>, 2003.
36. A. I. Bugrova, A. V. Desyatskov, V. K. Kharchevnikov, A. S. Lipatov. *Two-Modes Operation of SPT of Second Generation*. s.l. : IEPC-2007-221, 2007.
37. L. Garrigues, C. Boniface, G. J. M. Hagelaar, J. P. Boeuf. *Modeling of an advanced concept of a double stage Hall effect thruster*. s.l. : Physics of Plasmas (1994-present) 15, 113502, 2008.
38. P. Rossetti, M. Capacci, et G. Noci. *Preliminary Experimental Results on a Double Stage Hall Effect Thruster*. s.l. : AIAA 2006-4998, 2006.
39. F. Diop. *Source de particules neutres monocinétiques : Diagnostics spécifiques et étude physique d'une source de Hall en plasma d'argon ou en mixture xénon-argon*. s.l. : UNIVERSITÉ D'ORLÉANS, LABORATOIRE GREMI, 2015.
40. S. H. Song, P. Chabert, M. J. Kushner,. *Electron energy distributions in a magnetized inductively coupled plasma*. s.l. : Phys. Plasmas, vol. 21, no 093512, 2014.
41. J. Arancibia Monreal. *Negative Ion Source Powered by a Low-Frequency, Internal Coil Inductive Discharge*. s.l. : L.P.P. - École Polytechnique, 2013.
42. J. S. Sovey. *Improved ion containment using a ring-cusp ion thruster*. s.l. : J. Spacecraft, Vol. 21 no 5, 1984.
43. L. Albarède. *Etudes expérimentales d'un propulseur à effet Hall - Comportement stationnaire et dynamique du flux d'électrons*. s.l. : Orléans, 2004.

44. R. Jousset, G. Sary, L. Grimaud, L. Garrigues, S. Mazouffre, B. Laurent, C. Boniface, S. Oriol, F. Masson,. *Experimental and numerical investigations of a 5A-class cathode with a LaB6 flat disk emitter in the 2A-20A current range*. s.l. : IEPC-2017-486, 2017.
45. R. B. Piejak, V. A. Godyak, B. M. Alexandrovic. *A simple analysis of an inductive RF discharge*. s.l. : Plasma Sources Sci. Technol., vol. 1, p. 179, 1992.
46. M. Walker, A. L. Victor, A. Gallimore,. *Effect of Backpressure on Ion Current Density Measurements in Hall Thruster Plumes*. s.l. : JOURNAL OF PROPULSION AND POWER, Vol. 21, No. 3,, 2005.
47. S. Mazouffre, G. Largeau, L. Garrigues, C. Boniface, K. Dannenmayer. *Evaluation of various probe designs for measuring the ion current density in a Hall thruster plume*. s.l. : IEPC-2017-336, 2017.
48. Y. Raiteses, T. Moeller, J. Szabo,. *AEDC plume measurements using bi-directional ion flux probes*. s.l. : The 30th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2007- 334, 2007.
49. D. L. Brown, A. D. Gallimore. *Evaluation of Plume Divergence and Facility Effects on Far-Field Faraday Probe Current Density Profiles*. s.l. : IEPC-2009-030, 2009.
50. Mitchell L. R. Walker, Richard R. Hofer, and Alec D. Gallimore. *Ion Collection in Hall Thruster Plumes*. s.l. : JOURNAL OF PROPULSION AND POWER Vol. 22, No. 1, 2006.
51. B. M. Reid, A. D. Gallimore. *Near-field Ion Current Density Measurements of a 6-kW Hall Thruster*. s.l. : the 31st International Electric Propulsion Conference, IEPC-2009-124, 2009.
52. J. Vaudolon. *Electric field determination and magnetic topology optimization in Hall thrusters*. s.l. : Thèse - Université d'Orléans, 2015.
53. D. L. Brown. *INVESTIGATION OF LOW DISCHARGE VOLTAGE HALL THRUSTER CHARACTERISTICS AND EVALUATION OF LOSS MECHANISMS*. s.l. : Thesis in Aerospace Engineering, University of Michigan, 2009.
54. A. Bouchoule, M. Weinfeld. *small size retarding field energy analyser for local measurement of electronic distribution function in a magnetoplasma..* s.l. : urnal of Physics E : Scientiic Instruments, 3(8) :651-652, 1970.
55. C. Böhm, J. Perrin. *Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges*. s.l. : Rev. Sci. Instrum., 64(31), 1993.
56. Senart, J. Maria de Sequeira Mealha Beck. *Experimental Characterization of the Double Stage Hall Thruster ID-Hall by Retarding Potential Analyzer*. s.l. : Técnico Lisboa, 2019.

57. A. Martín Ortega, A. Guglielmi, F. Gaboriau, C. Boniface, J.P. Boeuf. *Experimental characterization of ID-Hall, a double stage Hall thruster with an inductive ionization stage*. s.l. : Physics of Plasmas 27(2):023518, 2020.
58. S. Mazouffre, L. Grimaud, S. Tsikata, K. Matyash, R. Schneider. *Investigation of rotating spoke instabilities in a wall-less Hall thruster. Part I: Experiments*. s.l. : IEPC-2017-248, 2017.
59. s.l. : <https://pdf.directindustry.fr/pdf-en/sypris-t-m-fw-bell/nt-datasheet/17499-417355.html#open>.
60. s.l. : <https://www.hallis-model.com>.
61. G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, J. P. Boeuf. *Two-dimensional model of a stationary plasma thruster*. s.l. : Journal of Applied Physics 91, 5592, 2002.
62. L. Garrigues, G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, C. Boniface J. P. Boeuf. *Model study of the influence of the magnetic field configuration on the performance and lifetime of a Hall thruster*. s.l. : Physics of Plasmas 10, 4886, 2003.
63. J. Bareilles, G. J. M. Hagelaar, L. Garrigues, C. Boniface, J. P. Boeuf. *Critical assessment of a two-dimensional hybrid Hall thruster model: Comparisons with experiments*. s.l. : Physics of Plasmas 11, 3035, 2004.
64. R. R. Hofer, A. D. Gallimor. *Recent Results from Internal and Very-Near-Field Plasma Diagnostics of a High Specific Impulse Hall Thruster*. s.l. : IEPC-2003-037, 2003.
65. N. Gascon, M. Dudeck, and S. Barral. *Wall material effects in stationary plasma thrusters. I. Parametric studies of an SPT-100*. s.l. : Phys. Plasmas 10, 4123, 2003.
66. S. Mazouffre, L. Grimaud. *Characteristics and Performances of a 100-W Hall Thruster for Microspacecraft*. s.l. : IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 46, NO. 2, FEBRUARY 2018.
67. A. Smirnov, Y. Raitses, N. J. Fisch. *Parametric investigation of miniaturized cylindrical and annular Hall thrusters*. s.l. : JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, 2002.
68. A. Guglielmi, A. Martín Ortega, F. Gaboriau and J.P. Boeuf. *Influence of double-stage operation on breathing oscillations and rotating spokes in the ID-HALL thruster*. s.l. : IEPC-2019-632, 2019.
69. S. Barral, K. Makowski, Z. Peradzynski, N. Gascon, M. Dudeck. *Wall material effects in stationary plasma thrusters. II. Near-wall and in-wall conductivity*. s.l. : PHYSICS OF PLASMAS VOLUME 10, NUMBER 10, 2003.
70. M. D. Campanell. *Negative plasma potential relative to electron-emitting surfaces*. s.l. : PHYSICAL REVIEW E 88, 033103, 2013.

71. M. S. McDonald, A. D. Gallimore. *Cathode Position and Orientation Effects on Cathode Coupling in a 6-kW Hall Thruster*. s.l. : IEPC-2009-113, 2009.
72. Nazli Turan, Ugur Kokal, Murat Celik. *Experimental Study of the Effects of the Cathode Position and the Electrical Circuit Configuration on the Operation of HK40 Hall Thruster and BUSTLab Hollow Cathode*. AIAA - DOI: 10.2514/6.2016-4834. 2016.
73. M. Belhaj, N. Guibert, K. Guerch, P. Sarrailh, N. Arcis. *Temperature effect on the electron emission yield of BN-SiO₂ under electron irradiation*. s.l. : Spacecraft Charging Technology Conference - 202 Paper, 2014.
74. M. J. Sekerak. *Plasma Oscillations and Operational Modes in Hall Effect Thrusters*. s.l. : University of Michigan - Thèse, 2014.
75. R. B. Lobbia, A. D. Gallimore. *High-speed dual Langmuir probe*. s.l. : REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 81, 073503, 2010.
76. A. L. Fabris, C. V. Young, M. A. Cappelli. *Time-resolved laser-induced fluorescence measurement of ion and neutral dynamics in a Hall thruster during ionization oscillations*. s.l. : Journal of Applied Physics 118, 233301 , 2015.
77. L. Dubois, F. Gaboriau, L. Liard, D. Harribey, C. Henaux, L. Garrigues, G. J. H. Hagelaar, S. Mazouffre, C. Boniface, and J. P. Boeuf. *ID-HALL, a new double stage Hall thruster design. I. Principle and hybrid model of ID- HALL*. s.l. : Phys. Plasmas 25, 093503, 2018.
78. D. Packan, J. Bonnet, S. Rocca. *Thrust Measurements with the ONERA Micronewton Balance*. IEPC-2007-118. 2007.
79. A. Lucca Fabris, A. Knoll, T. Potterton, O. Lane, P. Bianco, K. Dannenmayer, T. Schönherr, J. Gonzalez del Amo. *AN INTERLABORATORY COMPARISON OF THRUST MEASUREMENTS FOR A 200W QUAD CONFINEMENT THRUSTER*. SP2016_ 3124797. 2016.
80. K. Dannenmayer. *Scaling laws and electron properties in Hall effect thrusters*. s.l. : Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement, CNRS Orléans, 2012.
81. L. T. Williams, M. L. R. Walker. *Ion production cost of a gridded helicon ion thruster*. s.l. : Plasma Sources Sci. Technol. 22 055019 (10pp), 2013.
82. J. Ashkenazy, Y. Raitses, G. Appelbaum. *Low Power Scaling of Hall Thrusters*. s.l. : ESA-SP 398, 1997.
83. G. T. Herman. *Fundamentals of computerized tomography: Image reconstruction from projection*. s.l. : Springer, 2009.
84. J. P. Boeuf. *Tutorial: Physics and modeling of Hall thrusters*. s.l. : Journal of Applied Physics 121, 011101, 2017.

-
85. M. K. Allis, N. Gascon, E. Fernandez. *Effect of Charge Exchange on 2D Hall Thruster Simulation*. s.l. : IEPC-2005-057, 2005.
86. Choueiri, E. Y. *Plasma oscillations in Hall thrusters*. s.l. : PHYSICS OF PLASMAS, 2001.
87. R. B. Lobbia, A. D. Gallimore. *Two-dimensional Time-resolved Breathing Mode Plasma Fluctuation Variation with Hall Thruster Discharge Settings* . s.l. : IEPC-2009-106 , 2009.
88. W. Liqiu, H. Ke, W. Chunsheng, L. Hong, Z. ChaoHai, Y. Daren. *Study on breathing mode oscillation suppression of self-excited Hall thrusters*. s.l. : Journal of Vacuum Science & Technology - 10.1116/1.4758788, 2012.
89. A. Shashkov, A. Lovtsov, D. Tomilin. *Investigation into the ionization and acceleration regions shift in a Hall thruster channel*. s.l. : Eur. Phys. J. D 73: 173, 2019.
90. K. Hara, M. J. Sekerak, I. D. Boyd, A. D. Gallimore. *Mode transition of a Hall thruster discharge plasma*. s.l. : JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 115, 203304 , 2014.
91. M. J. Sekerak, B. W. Longmier, A. D. Gallimore. *Mode Transitions in Hall-Effect Thrusters*. s.l. : AIAA 2013-4116, 2013.
92. B. A. Jorns, R. R. Hofer. *Low Frequency Plasma Oscillations in a 6-kW Magnetically Shielded Hall Thruster*. s.l. : AIAA 2013-4119, 2013.
93. HUTCHINSON, I. H. *Principles of Plasma Diagnostics*. s.l. : CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2002.
94. H. R. Griem. *Principles of Plasma Spectroscopy*. s.l. : Cambridge 40 University Press, 1997.
95. V. V. Zhurin, H. R. Kaufman, R. S. Robinson. *Physics of closed drift thrusters*. s.l. : Plasma Sources Sci. Technol. 8 R1–R20, 1999.
96. M. Cappelli, Y. Raitses, I. Kaganovich, M. A. Birkan. *Coherent Structures in Plasmas of Conditions Relevant to Electric Propulsion*. s.l. : AFOSR Grant FA9550-14-1-0017.
97. A. Simon. *Instability of a partially ionized plasma in crossed electric and magnetic field*. s.l. : The physics of fluids, vol. 6, num 3, 1963.
98. F. C. Hoh. *Instability of pening-type discharge*. s.l. : The physics of fluids, vol. 6, num 8,, 1963.
99. A. I. Smolyakov, O. Chapurin, W. Frias, I. Koshkarov, I. Romadanov, T. Tang, M. V. Umansky, Y. Raitses, I. Kaganovich, V. P. Lakhin,. *Fluid theory and simulations of instabilities, turbulent transport and coherent structures in partially-magnetized plasmas of ExB discharges*. s.l. : Plasma Phys. Controlled Fusion 59, 014041, 2017.

-
100. V. Desangles, J.-L. Raimbault, A. Poyé, P. Chabert, N. Plihon, *Pattern Formation in Low-Pressure Radio-Frequency Plasmas due to a Transport Instability*. s.l. : Physical Review Letters 123, 2019.
101. I. Kaganovich, et al. *Perspectives on Physics of $E \times B$ Discharges Relevant to Plasma Propulsion and Similar Technologies*. s.l. : Physics of Plasmas, 2020.
102. J. C. Adam, A. Héron, G. Laval. *Study of stationary plasma thrusters using two-dimensional fully kinetic simulation*. s.l. : Phys. Plasmas 11, 295 , 2004.
103. Anders, A. *Tutorial: Reactive high power impulse magnetron sputtering (R-HiPIMS)*. s.l. : Journal of Applied Physics 121, 171101, 2017.
104. Anders, M. Panjan and A. *Plasma potential of a moving ionization zone in DC magnetron sputtering*. s.l. : J. Appl. Phys. 121, 063302, 2017.
105. A. Hecimovic, A. von Keudell. *Spokes in high power impulse magnetron sputtering plasmas*. s.l. : Journal of Physics D: Applied Physics 51, 453001, 2018.
106. Takahashi, J. P. Boeuf and M. *New insights into the physics of rotating spokes in partially magnetized plasmas*. s.l. : Physics of Plasmas 27, 083520, 2020.
107. J. P. Boeuf, B. Chaudhury, and L. Garrigues. *Physics of a magnetic filter for negative ion sources. I. Collisional transport across the filter in an ideal, 1D filter*. s.l. : Physics of Plasmas 19 113509 , 2012.
108. J. P. Boeuf, J. Claustre, B. Chaudhury, and G. Fubiani. *Physics of a magnetic filter for negative ion sources. II. $E \times B$ drift through the filter in a real geometry*. s.l. : Physics of Plasmas 19 113510, 2012.
109. H.-J. Lee, H.-C. Lee, Y.-C. Kim, C.-W. Chung. *Control of plasma density distribution via wireless power transfer in an inductively coupled plasma*. s.l. : Plasma Sources Sci. Technol. 22 032002 , 2013.
110. J.-H. Kim, Y.-H. Hong, C.-W. Chung. *High efficient plasma generation in an inductively coupled plasma using a passive resonant antenna*. s.l. : Plasma Sources Sci. Technol. 28 105018, 2019.
111. M. Hirakawa, Y. Arakawa. *Numerical simulation of plasma particle behavior in a Hall thruster*. s.l. : AIAA 96-3195, 1996.
112. F. Taccogna, L. Garrigues, *Latest progress in Hall thrusters plasma modelling*. s.l. : hal-02326278, 2019.
113. D. T. Farley. *Two-stream plasma instability as a source of irregularities in the ionosphere*. s.l. : Physical Review Letters, vol. 10, num 7,, 1963.

-
114. O. Buneman. *Excitation of field aligned sound waves by electron streams*. s.l. : Physical Review Letters, vol. 10, num 7,, 1963.
115. Y. Raites, Igor Kaganovich, Alexander Khrabrov, Dmytro Sydorenko, Nathaniel J. Fisch, Andrei Smolyakov. *Effect of Secondary Electron Emission on Electron Cross-Field Current in $E \times B$ Discharges*. s.l. : IEEE Transactions on Plasma Science 39(4):995 - 1006, 2011.
116. C. Koch, G. Matthieussent. *Diffusion ambipolaire d'un plasma collisionnel à travers un champ magnétique inhomogène. - Application à une décharge multipolaire*. s.l. : Journal de Physique, 43 (1), pp.67-75., 1982.
117. D. Manzella, S. Oleson, J. Sankovic, T. Haag, A. Semenkin and V. Kim. *Evaluation of Low Power Hall Thruster Propulsion*. s.l. : AIAA-96-2736, 1996.
118. L. Garrigues, A. Heron, J. C. Adam, J. P. Boeuf. *Hybrid and particle-in-cell models of a stationary plasma thruster*. s.l. : Plasma Sources Sci. Technol. 9 219–226., 2000.

Contrairement aux propulseurs chimiques servant à la mise à poste, les propulseurs électriques à courant de Hall sont des moteurs de petite taille utilisés pour le maintien à poste des satellites, le changement d'orbite et les missions interplanétaires. Souvent caractérisés par de faibles poussées, ils ont l'avantage d'avoir une vitesse d'éjection et une impulsion spécifique très importantes. Le principe de fonctionnement est basé sur l'ionisation d'un gaz rare (Xe, Kr) par une différence de potentiel appliquée au travers d'une barrière magnétique. La conductivité électronique localement plus faible dans la barrière conduit à créer un champ électrique dans cette région. Les ions sont alors soumis à ce champ et sont donc accélérés à des vitesses pouvant dépasser plusieurs dizaines de km/s. Le champ électrique au niveau de cette barrière est alors responsable de l'accélération des ions et donc, simultanément, de la poussée et de l'impulsion spécifique.

Afin de pouvoir agir indépendamment sur ces deux derniers paramètres, un propulseur à courant de Hall double étage (ID-Hall, Inductive Double stage HALL thruster) a été développé.

Le premier étage est l'étage d'ionisation, constitué d'une source plasma indépendante à couplage inductif, et le second étage est l'étage d'accélération constitué de la barrière. À partir de différents outils de mesures (sonde de flux ionique, analyseur à champ retardateur, caméra haute vitesse, sondes courant-tension, anode segmentée, ...) et d'un modèle numérique (HALLIS), nous avons pu caractériser le plasma, ses instabilités, et les performances du propulseur.

Malgré la cartographie magnétique singulière de ce propulseur, les caractéristiques en fonctionnement simple étage sont comparables à celles des propulseurs à courant de Hall classiques. En fonctionnement double étage, la source RF affecte de manière significative le transport des électrons dans le propulseur. De plus, d'autres résultats en double étage montrent qu'à basses tensions de décharge, le courant de décharge est inférieur à celui en simple étage. L'énergie des ions extraits est plus élevée en double étage et le courant d'ion présente une diminution avec l'augmentation de la puissance RF mais reste proche de celui en simple étage.

Cette étude a été réalisée en Xénon et en Argon. Des oscillations basses fréquences de grandes amplitudes (Breathing Mode) ont été observées expérimentalement, analysées par sonde résolue en temps et comparées à des résultats obtenus par le modèle. D'autres instabilités azimutales (Rotating Spokes) ont aussi été mises en évidence, ainsi qu'étudiées électriquement et par imagerie. Dès lors que la source est active, à faible puissance RF, ces précédentes instabilités sont fortement atténuées, alors qu'à plus forte puissance, d'autres instabilités azimutales apparaissent (Striations). Ces dernières instabilités ont aussi été étudiées autour de la source seule, par imagerie dans différents gaz et à l'aide d'un modèle PIC-MCC.