



HAL
open science

Investigation de l'iode comme propergol pour la propulsion ionique à grilles

Pascaline Grondein

► **To cite this version:**

Pascaline Grondein. Investigation de l'iode comme propergol pour la propulsion ionique à grilles. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066350 . tel-01478401

HAL Id: tel-01478401

<https://theses.hal.science/tel-01478401>

Submitted on 28 Feb 2017

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.



Laboratoire de Physique des Plasmas

Université Pierre et Marie Curie

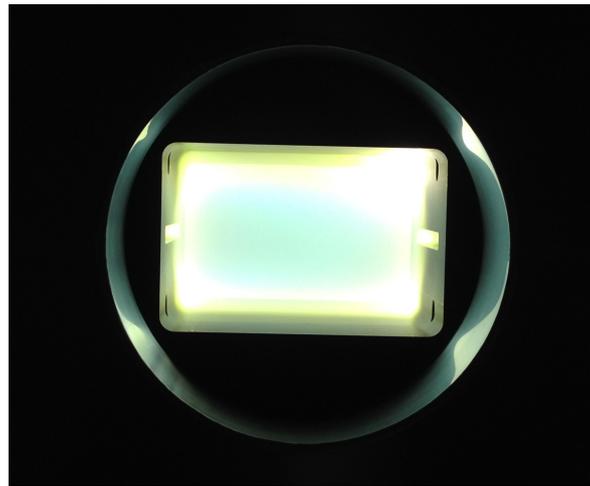
Thèse de doctorat

Spécialité: Physique des Plasmas

Investigation de l'iode comme propergol pour la propulsion ionique à grilles

Pascaline GRONDEIN

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie



Soutenue le 26 Septembre 2016, devant le jury composé de :

Jón Tómas GUÐMUNDSSON	Rapporteur	Pr, Science Institute, University of Iceland
Serge BARRAL	Rapporteur	Ingénieur, QuinteScience
Emilie DESPIAU-PUJO	Examineur	MCF, LTM, CEA/Univ Grenoble Alpes
Denis PACKAN	Examineur	DR, ONERA
Stéphane MAZOUFFRE	Invité	DR, ICARE, CNRS - Orléans
Agnès MAÎTRE	Examineur	Pr, INSP, UPMC
Ane AANESLAND	Directrice de thèse	CR, LPP, École Polytechnique

Résumé

Le xénon est utilisé par la plupart des systèmes de propulsion électrique à grilles. Cependant sa rareté, son coût de production important ainsi que son usage dans de nombreuses applications industrielles font apparaître la nécessité de trouver une alternative à ce propergol. Il est apparu que l'iode était un candidat potentiel pour cela, étant beaucoup moins cher à produire et beaucoup moins rare. Il se présente sous forme de cristaux violacés dans les conditions standards de pression et de température et possède une pression de vaporisation peu élevée ainsi qu'un potentiel d'ionisation plus bas que celui du xénon. Un modèle global d'un plasma d'iode dans un propulseur électrique à grilles a donc été développé afin d'étudier le comportement et les performances d'un tel dispositif. Ces résultats de l'iode sont comparés à ceux du même dispositif obtenus par l'utilisation du xénon, les conditions d'opération étant bien évidemment similaires. Le modèle prédit une efficacité globale du propulseur 15% plus grande pour l'iode. Les résultats du modèle global en iode sont également comparés avec des résultats expérimentaux obtenus dans un propulseur électrique à grilles, sous des conditions d'opération et paramètres d'entrée similaires. Un banc d'essai expérimental entièrement dédié à l'étude de l'iode comme nouveau propergol pour la propulsion à grilles a en effet été assemblé avec toutes les précautions nécessaires, l'iode étant un élément corrosif et chimiquement actif avec certains matériaux. Le banc d'essai en iode fut également utilisé pour effectuer la preuve de concept en iode du propulseur PEGASES.

Abstract

Most state-of-the-art electric space propulsion systems such as gridded and Hall thrusters use xenon as propellant. However, xenon is a rare and expensive gas, used in a number of competing industrial applications. Alternatives to xenon are currently being investigated, and iodine has emerged as a potential candidate. Its lower cost, larger availability, its solid state at standard temperature and pressure, its low vapor pressure and its low ionization potential makes it an attractive option. A global model of an iodine plasma inside a gridded thruster has therefore been developed to study the behavior and performances of iodine in this environment and comparing them with the ones of xenon under similar conditions and configuration. An experiment dedicated to the study of iodine plasmas has also been assembled with all precautions required. Iodine is a corrosive gas and chemically active with certain metals (titanium, copper, silver, alloys of aluminum) which has been considered. Results of the iodine global model were compared with experimental data obtained in this system operating as a conventional gridded thruster. Experimental results of iodine plasma have also been obtained inside PEGASES (Plasma propulsion using Electronegative GASES) thruster. In the electric gridded thruster PEGASES, both positive and negative ions are expelled after extraction from an ion-ion plasma. This ion-ion plasma is formed downstream a localized magnetic field placed a few centimeters from the ionization region, trapping and cooling down the electron to allow a better attachment to an electronegative gas. For this thruster concept, iodine has also emerged as the most attractive option.

Contents

1	Introduction	1
1.1	La conquête spatiale : tenants et aboutissants	1
1.1.1	Propulsion spatiale : outil du rêve ou symptôme de notre malédiction ?	1
1.1.2	Les débris spatiaux : le revers de l'ère spatiale	5
1.2	La propulsion : principe et développement	9
1.2.1	Troisième loi de Newton, poussée et recul	10
1.2.2	Propulsion chimique et propulsion électrique	11
1.3	La propulsion électrique	12
1.3.1	Premiers vols et missions	12
1.3.2	Définitions	13
1.3.3	Propulsion électrique ionique : de l'usage du plasma froid	14
1.3.4	PEGASES : Plasma propulsion using Electronegative GASES	20
2	L'iode comme propergol pour la propulsion électrique ionique : modèle	33
2.1	Modéliser un propulseur électrique ionique	33
2.1.1	Modélisation des plasmas froids	34
2.1.2	Modélisation de PEGASES : le challenge du filtre magnétique	36
2.2	Modèle global en iode	36
2.2.1	Description du modèle	36
2.2.2	Chimie de l'iode	38
2.2.3	Ecriture des équations bilan	41
2.2.4	Equation de chauffage du gaz	44
2.2.5	Bilan énergétique des électrons	45
2.2.6	Validation tests	47
2.2.7	Résultats et comparaison avec le xénon	48
2.3	Conclusion et discussion	56

3	Dispositif expérimental	59
3.1	PEGASES : présentation du prototype II	60
3.1.1	Géométrie	60
3.1.2	Injection du gaz	61
3.1.3	Antenne et boîte d'accord	61
3.1.4	Puissance de décharge ou puissance absorbée par le plasma	62
3.1.5	Filtrage magnétique	63
3.2	EPIC : banc d'essai de PEGASES en SF ₆	64
3.2.1	Système de pompage et injection des gaz SF ₆ , argon et oxygène	64
3.3	IRIS : étude du plasma d'iode	65
3.3.1	L'iode : un challenge expérimental	65
3.3.2	Dispositif expérimental spécifique à l'iode	68
3.4	Diagnostics	70
3.4.1	Diagnostics électrostatiques	70
3.4.2	Diagnostics optique : spectroscopie d'émission	86
4	PEGASES : du SF₆ à l'iode	91
4.1	Plasma de SF ₆ dans PEGASES	91
4.1.1	Etat de l'art	91
4.1.2	Etude paramétrique de la formation du plasma ion-ion	92
4.1.3	Parameter mapping : conditions d'utilisation optimale	97
4.1.4	Conclusion sur le SF ₆	101
4.2	L'iode et PEGASES	101
4.2.1	Profils des paramètres plasma	101
4.2.2	Impact de la pression	104
4.2.3	Impact de la puissance de décharge	110
4.2.4	Etude du plasma d'iode par spectroscopie d'émission	115
4.2.5	Conclusion sur l'iode	120

5	Modèle vs. l'expérience	121
5.1	Etude d'un plasma d'iode non magnétisé par diagnostic électrostatique	121
5.1.1	Profil des paramètres plasma	121
5.1.2	Comparaison avec le modèle global	124
5.2	Etude du plasma d'iode non magnétisé par spectroscopie d'émission	126
5.3	Conclusion et discussion	129
6	Conclusion	131
6.1	L'iode comme propergol pour la propulsion à grille classique	131
6.1.1	Modèle global d'un plasma d'iode	131
6.1.2	Confrontation avec l'expérience	132
6.2	L'iode comme propergol pour le propulseur PEGASES	133
6.2.1	Transition vers l'iode	133
6.2.2	L'iode et PEGASES : oui, mais...	134
6.3	Perspectives	134
	Bibliographie	137

Remerciements

Bon bah c'est fait. C'est fini. Fin du game. Le boss final est mort, tous les badges collectés, le Conseil des 4 vaincus. On fait quoi maintenant? Bah on fait le bilan, calmement, en se remémorant chaque instant.

Soyons franc. Ce ne fut pas simple, j'en ai bavé, même si je ne le laissais pas paraître. C'est peut être ça mon principal problème : je ne montre jamais que je suis en difficulté, par fierté ou par peur du jugement, je ne sais pas trop. Si je devais trouver une métaphore de mon cru je dirais que l'ensemble de ma thèse s'apparente à un semi-marathon en Converse et doudoune au milieu de la jungle Amazonienne, entièrement recouverte de sang de mouton et régulièrement fouettée au niveau des mollets. Cependant, j'ai réussi, je suis arrivée au bout, entière et sans avoir chopé le paludisme. Et cela, c'est grâce à vous.

Commençons donc la ronde enchantée des remerciements de thèse. Je vais tout d'abord remercier Ane de m'avoir donné l'opportunité de travailler sur un sujet aussi vaste et inspirant que la propulsion électrique. Peu de sujets peuvent se targuer de présenter à la fois un aspect très appliqué et complexe du point de vue de la physique des plasmas. Ajouter à cela le vrai défi que représente l'iode n'a fait qu'accroître ma détermination dans la tâche à accomplir. Merci de m'avoir offert ce défi qu'on aurait pu croire hors de portée.

Mais tout ce que j'ai accompli n'aurait sûrement pas été faisable sans ton aide, Trevor. Tu m'as aidé lorsque, jeune thésarde pleine d'espoir, ma manip ne semblait pas reconnaître mon autorité. Tu as toujours accepté de m'expliquer, encore et encore, les tenants et aboutissants de la physique des plasmas froids basse pression, avec une patience quasi infinie. Le modèle global en iode n'aurait jamais été une telle réussite sans ton aide, et mes nombreuses questions plus ou moins idiotes ou saugrenues n'auraient probablement jamais trouvé de réponse si tu n'avais pas été impliqué dans ma thèse. De plus, je connais ta face cachée désormais, Monsieur l'elfe voleur loyal mauvais...La prochaine conf ensemble, les cocktails sans alcool sont pour moi.

Ma formation n'aurait pas été si complète et passionnante sans l'aide précieuse du seul et unique Directeur bien-aimé de notre laboratoire, j'ai nommé l'incomparable Pascal Chabert. Merci pour toutes les discussions que nous avons eu à propos du modèle global en iode, ainsi que des résultats expérimentaux. Malgré ton emploi du temps chargé, tu as été présent lors des étapes importantes du développement de ma thèse. Travailler avec toi a été un réel plaisir et j'espère en avoir encore l'occasion à l'avenir.

I would like to thank my collaborators from YPI, James Dedrick and Scott Doyle, for their precious help and advice on spectroscopy. It was a real pleasure to spend some time with you in a small room full of iodine .

Enfin, la mise en place de l'expérience iode, que j'ai affectueusement appelée IRIS, n'aurait pas été possible sans l'aide de Bruno (Dufour, trop de Bruno dans ce labo). Mais que serait un séjour prolongé au LPP sans l'aide précieuse et le talent inégalé de l'équipe info, aka les 3 mousquetaires : Bruno (Katra), Nico et Stéphane. Les pauses déjeuners n'ont jamais été aussi passionnantes, et la critique maniée avec autant de virtuosité qu'un groupe de lycéennes pleines d'hormones et de malice. Le 4ème membre du cercle, Ralph, aura sa place plus loin dans cette section, mais devait être signalé à cet endroit sous peine de reproches à base de "maiiis pourquoi tu m'as mis si bas dans le classement??" . Je n'oublie pas non plus la Reine des abeilles, Véro, probablement la personne la plus bavarde de ce labo.

Bien sûr, de nombreuses personnes avec qui je n'ai malheureusement pas eu l'occasion de travailler mérite une place ici, à commencer par le reste de la team plasmas froids. Je voudrais donc remercier Olivier qui a su si bien me rassurer et me conseiller lors de ses courts séjours au LPP. Je voudrais remercier Sergey et Nikita d'avoir partagé une bière belge fortement alcoolisée lors de la 22ème ISCP à Antwerp. Je remercie également Svetlana, Anne, Jean-Luc, Jean-Paul et Dyma d'avoir fait parti de mon environnement de travail, apportant chaque jour leur touche personnelle au labo. Enfin, le LPP ne pourrait fonctionner correctement et sombrerait dans des abîmes sans fond sans le travail de l'équipe administrative composée de Cherifa, Marilyne, Catherine et Edouard, ainsi que celui du gardien du temple, Philippe.

Le boulot, c'est fait. Sauf qu'une thèse au LPP, ce n'est pas uniquement des cris, des larmes, du sang et des plasmas. C'est aussi du gossip, des rumeurs et de la mauvaise foi. De l'amitié aussi, beaucoup d'amitié. Pour ça, je remercie Christelle, ma choupette d'amour, qui m'a aidé à faire face à tellement de choses. Ralph, aka, Katman, aka le premier Messie chaotique neutre, qui distille swagg et charisme dans les couloirs qui sentent le pipi de rat, accompagné de son side-kick de toujours, j'ai nommé Malik. Yue et Vincent, qui ont essayé de me persuader de ne pas faire de thèse (surtout Vincent)(au fait, ne faites jamais de thèse). Marguerite, avec qui j'ai partagé un bureau et qui m'a légué son canapé spécial goûter. Lina, aaah Lina, la personne la plus gentille sur cette planète, qui ferait passer Mère Thérèse pour le bras droit de Pinochet. Pierre Morel, le Jésus de la Fusion, Hasta la Victoria Siempre! Alexis, qui...bah qui est Alexis, on l'aime bien, on ne sait pas trop pourquoi il est là, mais il est là alors on l'aime bien. Je finirai par Daniil et Sumire, souriants et tellement discrets.

Pour évacuer mon stress et ma frustration, il a été nécessaire de m'inscrire à un sport de relaxation tel le yoga ou la marche norvégienne. Nooon je rigole. Moi j'aime taper les gens. Après 2 ans de boxe, je suis donc arrivée dans le meilleurs club de l'X, le club de Lamson vo Dao. Je remercie Maître Alain pour son enseignement, ainsi que toute la team (Rivo, Pierre, Marine, Christophe, Catherine, Harald...). Une belle bande de cinglés, si vous voulez mon avis.

Enfin, pour passer outre toutes les épreuves et ignorer les sceaux de caca qui m'étaient régulièrement envoyés, Marjo était là, à m'écouter déblatérer des trucs à propos de féminisme,

de gens white cis-genre hétérosexuels bien assis sur leurs privilèges, et de mansplaining, tout en assumant son rôle de grammarnazi à la perfection. Jonathan, quant à lui, m'a permis de m'évader dans un monde beaucoup plus flippant que celui-ci.

Et là, vous vous dites: ah ok, la meuf elle est comme ça, elle oublie du monde sous prétexte que ça ferait pas sérieux. Elle utilise les gens, puis elle les oublie sciemment pour qu'on la considère comme une femme indépendante. Eh bien non. Mon petit Jérôme, je ne savais pas où te mettre (qui a dit DTC?). On va être franc tout de suite : tu as été le pilier principal de ma thèse, mon Atlas soutenant ma planète de connerie. Tu aurais pu être avec les gens du labo, puisque tu y as travaillé et que tu m'as enseigné plein de choses utiles (enfin, plus ou moins). Tu aurais pu être avec les potes parce que...non en fait ça aurait été bizarre. Donc je te mets là, bien au chaud à la fin, avec ton petit paragraphe perso, une couette, du chocolat et l'intégrale de Avatar The last Airbender. On est pas bien là?

Bref, encore merci aux gens présents dans ce texte beaucoup trop long.

Chapter 1

Introduction

Sommaire

1.1 La conquête spatiale : tenants et aboutissants	1
1.1.1 Propulsion spatiale : outil du rêve ou symptôme de notre malédiction ?	1
1.1.2 Les débris spatiaux : le revers de l'ère spatiale	5
1.2 La propulsion : principe et développement	9
1.2.1 Troisième loi de Newton, poussée et recul	10
1.2.2 Propulsion chimique et propulsion électrique	11
1.3 La propulsion électrique	12
1.3.1 Premiers vols et missions	12
1.3.2 Définitions	13
1.3.3 Propulsion électrique ionique : de l'usage du plasma froid	14
1.3.4 PEGASES : Plasma propulsion using Electronegative GASES	20

1.1 La conquête spatiale : tenants et aboutissants

1.1.1 Propulsion spatiale : outil du rêve ou symptôme de notre malédiction ?

There is no place like home

The Wonderful Wizard of Oz (1900), L. Frank Baum

Mon tourment est grand. Je ne sais comment débiter ce manuscrit. La logique voudrait que j'ouvre ce bal sur la beauté de l'espace, de sa conquête imminente par notre noble espèce et des bienfondés de cette expansion. Je pourrais alors introduire la propulsion comme le glaive de la destinée, de notre destinée, celle de pourfendre les cieus et d'étendre notre influence aux

systèmes barbares. Il aurait également été intéressant de fournir un point de vue plus pragmatique et des raisons claires et précises sur le pourquoi du comment un groupe d'Humains surentraînés et sur-diplômés irait se perdre dans l'immensité du vide, avec comme seul objectif la découverte de territoires vierges et comme seul moyen de locomotion des tonnes de métal mis en mouvement par un système pensé par un scientifique probablement fou et mort depuis bien longtemps. Quelles pourraient être les retombées positives d'une telle expérience? En prenant en compte le coût d'une telle opération, le jeu en vaut-il la chandelle?

Mais la forme et le fond me font défaut, et la gravité ne me sied guère. J'opte donc pour la fuite, la diversion. Je débiterai alors mon argumentaire avec une explication anthropo-philosopho-poético-scientifique pessimiste sur la condition Humaine, peuplée de mots compliqués incorporés dans des phrases beaucoup trop longues et ponctuées de citations pompeuses d'auteurs que je n'ai jamais lus, ayant peu ou aucun rapport avec le sujet.

En effet, comme peut l'exprimer Dorothy à propos de son cher Kansas, le sentiment de plénitude et de confort qu'apporterait la contemplation d'un territoire vaste et sien peut être placé au dessus de tout autre ressenti. La signification du terme "home", maison, peut cependant être précisée. Il prend ici le sens du lieu familier et réconfortant que l'on ne connaît que trop bien et qui nous procure cette sensation incomparable, mêlant sécurité, puissance et appartenance à un tout. L'indescriptible satisfaction provoquée par la possession entière et absolue de ce lieu est un élément important de la psyché Humaine, et nous rapproche de notre condition de primate. Regroupés en communautés pour la plupart, nous sommes vite prompts à assoir une domination par la loi du plus fort, afin d'acquérir terres et individus, et de pouvoir appeler tout cela "mien". Le besoin de l'Homme de posséder le mène à la protection de ce qu'il possède et le pousse régulièrement vers des extrémités qu'il jugera nécessaires et justifiera sans mal, appliquant un tampon "mon toit, mon droit" à toute exactions sanglantes ou non, atténuant sa portée en renvoyant l'image douce et enveloppante d'un foyer heureux et protégé. L'Homme est sûr de son bon droit, l'Homme est serein.

L'homme doit être élevé pour la guerre et la femme pour le délassement du guerrier
: tout le reste est folie !

Ainsi parlait Zarathoustra (1885), Friedrich Nietzsche

Les notions d'héritage et de lignée est également un donnée importante de notre dynamique de groupe, autre vestige du temps où nos mains traînaient sur le sol. La transmission des gènes à de multiples partenaires, consentants ou non, apporte cette satisfaction du devoir accompli, ce besoin de perpétuation de l'espèce que suit instinctivement tout être vivant. La transmission matérielle, en revanche, est le témoin de notre détachement du primitif, une volonté plus spirituelle que naturelle, et, couplée à l'hérédité de l'ADN, assure une empreinte éternelle sur le monde. La possession des corps et de la terre, l'Humain s'assurerait immortalité et sécurité, pouvoir et éternité. Contemplant son royaume, l'Homme est heureux, l'Homme est paisible. L'Homme possède.

Les hommes sont des insectes se dévorant les uns les autres sur un petit atome de boue.

Zadig ou la destinée (1747), Voltaire

Mais la sécurité est une illusion et tout empire, aussi puissant qu'il soit, se doit de retourner à la poussière. Les "invasions barbares" ne sont jamais loin, et finiront par venir à bout des murs épais qui séparent l'Homme de sa destinée. L'Homme cherche donc sans cesse de nouveaux horizons à s'approprier et où apposer sa marque, des terres loin des tourments et de la nécessité du partage. Cette quête du "home" idéal le poussera vers l'immensité du vide interstellaire, et, par conséquent, à développer le moyen de déplacement idéal à cela. La propulsion spatiale est l'outil du rêve de contrôle de l'Homme sur son environnement, sur l'immensité de son environnement infini, symptôme de notre éternelle insatisfaction, malédiction d'une espèce ayant transcendé l'état naturel il y a bien longtemps.

Tout existant naît sans raison, se prolonge par faiblesse et meurt par rencontre.

La Nausée (1938) Jean-Paul Sartre

Après cette note funeste ne laissant que peu de place à la magie et à l'émerveillement, j'exposerai une théorie plus optimiste, idéale, naïve, enrobée de rubans couleur ocarine et d'arcs-en-ciel, à grand coup de phrase inspirante des plus grands hommes de science de notre société patriarcale. Les références aux grands noms de la science fiction sont nombreuses, témoins forcés d'un désir de cracher au monde ma connaissance aigüe de cette littérature alternative, et la pop culture s'insinue dans les moindres recoin de mon argumentation, puisqu'internet est ma religion.

Le désir de découverte et de renouveau est intrinsèque à notre condition Humaine. Nous sommes indubitablement poussés vers l'inconnu, vers l'infini et au-delà, et une absence d'évolution et de changement n'est jamais bon présage. On pourrait penser l'Homme casanier, désireux de rester dans son cocon de confort ou d'y retourner au plus vite comme Dorothy, mais il n'en est rien. La moindre petite secousse dans notre quotidien et nous nous retrouvons tel Bilbo s'élançant sur les routes de la Comté avec 13 nains et un vieux barbu odorant et mal coiffé. L'Humain apprécie par dessus tout découvrir, observer, comprendre, plaçant la science au-dessus de tout.

Par l'espace, l'Univers me comprend et m'engloutit; par la pensée, je le comprends.

Blaise Pascal (1623 - 1662) citations : Tesla, Einstein

Cependant, là n'est pas la seule explication au désir de l'Homme d'explorer l'espace qui nous entoure. Notre quotidien peut paraître morne et sans saveurs, le vrai monde ne possédant

pas de Ministère de la Magie (pour autant que je sache). L'herbe semble toujours plus verte dans la galaxie d'à côté et on se prend à rêver d'un monde merveilleux où les nuages seraient faits de glace sans lactose et où les chats domineraient le monde grâce à la présence de petits pouces opposables sur leurs pattes soyeuses. En témoigne la multitude d'oeuvres traitant de la découverte de mondes étrangers, plus ou moins éloignés de notre foyer dans l'espace et le temps (Voyage au centre de la Terre (1864) de Jules Verne, La machine à explorer le temps (1895) de H.G. Wells). Il peut également être question de lieux en total scission avec notre environnement (Le cycle de Fondation (1951 - 1993) de Isaac Asimov, Dune (1965) de Frank Herbert, Les Cantos d'Hypérion (1989 - 1997) de Dan Simmons) ou de visions alternatives, futuristes de notre société (Le cycle d'Ender (1977 - 2008) de Orson Scott Card, Le meilleur des Mondes (1931) de Aldous Huxley, 1984 (1949) de George Orwell) permettant une critique parfois acerbe de certains penchants humains.

Lorsqu'on emploie trop de temps à voyager, on devient enfin étranger en son pays.

René Descartes (1596 - 1650)

La découverte de nouvelles Terres provoquerait l'explosion de millions de cerveaux abreuvés des répliques d'un homme masqué manifestement asthmatique et pouvant dialoguer en klingon dans les dîners mondains. Elle serait annonciatrice d'une future mission scientifique menée par de courageux membres de notre communauté, poussés uniquement par la beauté de la science. La propulsion spatiale n'est donc ici que l'outil de l'innocente soif de découverte de l'Humain, porteuse des espoirs de tous les rêveurs de notre monde, souhaitant plus que tout connaître le calcul menant à 42. Et bien que de nombreux auteurs nous aient avertis du potentiel danger d'un contact avec d'autres formes de vie (Oms en série (1957) de Stefan Wul, La Guerre des mondes (1898) de H. G. Wells), ce contact est évoqué comme bénéfique, parfois symbole de l'élévation spirituelle et technologique de l'espèce humaine (Stalker (1972) de Arkadi Strougatski et Boris Natanovitch Strougatski, Abyss (1989) de James Cameron, Contact (1997) de Robert Zemeckis).

Our virtues and our failings are inseparable, like force and matter. When they separate, man is no more.

Nikola Tesla (1856 - 1943)

La propulsion sert nos rêves de grandeur, de transcendance de notre simple état d'humain par la connaissance ultime et absolue.

Une question se pose alors : quelle est donc cette introduction beaucoup trop longue pour une thèse que personne ne lira ? Je vous répondrai ceci : j'aurais en effet pu choisir l'une des deux versions écrites plus haut, mais cela aurait été synonyme de renier une partie de

moi-même. J'ai en effet une culture de l'imaginaire développée et la pop culture guide mes choix de vie de façon parfois alarmante. J'apprécie également me la raconter par des citations de gens dont je n'approuve pas forcément la philosophie prononçant des phrases dont le sens profond doit sûrement m'échapper. Je pose donc ça là, et je m'en vais tenter une dernière fois de répondre à la question premièrement posée.

Pourquoi aider au développement de la propulsion spatiale et donc des voyages interplanétaires ? Pourquoi aider à développer cette technologie coûteuse et pour l'instant fort limitée ? Ma réponse est simple : et pourquoi pas ? Nous ne savons finalement que peu de chose sur notre futur proche. Il est tout à fait possible que demain, une bombe explose en plein Washington, marquant le début d'une Guerre Mondiale sans précédent car désormais nucléaire. Il est tout à fait possible que des millions, que dis-je, des milliards d'entre nous périssent dans les flammes et le sang, puis de famine, puis de maladie, puis d'ennui par la disparition totale de la 4G. Nous sommes peut-être à l'aube de notre extinction sans le savoir, et notre salut ne repose peut être que sur le goût prononcé de certains leaders mondiaux pour les séries médiévales fantastiques dénudées. Alors, si aider à développer une technologie pour l'instant jugée gadget par certains pisse-froids m'aide à croire la potentialité de jouer un jour au ping-pong avec E.T. dans un avenir radieux béni par la paix dans le monde, je veux bien foncer à toute blinde sur l'autoroute de la science. Et comme disent les jeunes, YOLO (You Only Live Once, ndlr né avant 1998).

Mais assez parlé de moi, l'exploration spatiale par l'humain a d'ores et déjà commencé et de nombreuses navettes ont été envoyées. Les années 50 et le lancement d'un certain voyageur russe ont marqué le début de l'ère spatiale. Cependant, rien ne venant sans un certain coût, les débuts de la conquête spatiale laissent derrière eux une trainée de poudre, de métal, de matériaux en tout genre et de taille très variée, formant ce que l'on appelle désormais les débris spatiaux.

1.1.2 Les débris spatiaux : le revers de l'ère spatiale

Les débris spatiaux sont des objets spatiaux inactifs, des fragments de navettes spatiales, de satellites ou sondes ayant explosé, se disloquant et perdant peu à peu des morceaux dans l'espace interplanétaire (figure 1.1). En d'autres termes, ils sont les objets résiduels des missions spatiales menées à bien depuis le lancement du premier satellite. Ces débris restent en orbite autour de notre planète un certain temps, puis sont progressivement attirés vers l'atmosphère pour finir brûlés dans celle-ci [1]. Cependant, l'errance précédant le brasier final peut durer 20 ou 30 ans, parfois plus. La conséquence directe de cette longue espérance de vie est l'augmentation constante du nombre de débris. Ils étaient 338 en 1963, ils sont maintenant plus de 30.000 dépassant les 10 cm et répertoriés, avec 21.000 objets quotidiennement suivis, dont seulement 1200 satellites actifs et fonctionnels. Mais ces chiffres ne tiennent pas compte des petits objets : ils seraient plus de 300 000 à dépasser un centimètre, et 30 millions dépassant un millimètre. Sachant que la vitesse en orbite dépasse les 100 km/h, le moindre bout de métal peut causer beaucoup de dégâts à lui tout seul.



Figure 1.1: Débris spatiaux polluant l'orbite terrestre, vue d'artiste (www.eric-group.co.uk)

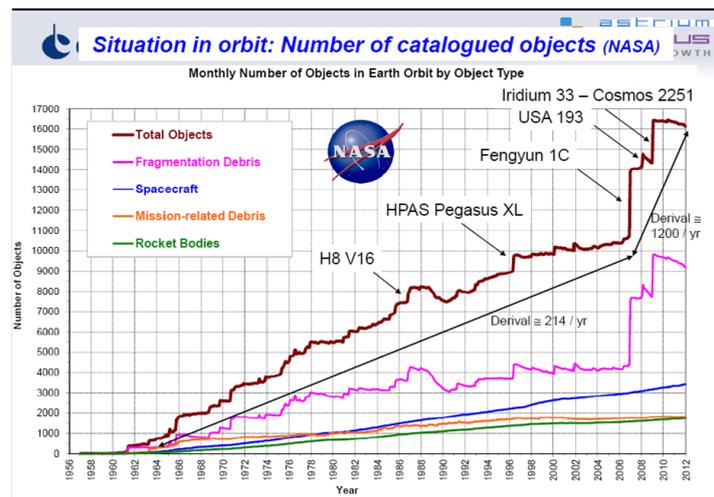


Figure 1.2: Graphique représentant l'augmentation du nombre de débris spatiaux depuis le début de l'ère spatiale dans les années 1960 [4].

Malgré leur nombre relativement restreint, les débris spatiaux situés en orbite constituent une menace pour les engins spatiaux en activité du fait de leur énergie cinétique très élevée. Avec une vitesse moyenne en cas d'impact de 10 km/s, l'énergie cinétique d'un débris spatial de 10 grammes est supérieure à celle d'un véhicule d'une tonne percutant un mur à 100 km/heure. Avec des milliers de débris en orbite et de nouveaux arrivant chaque année (environ 200 par an, sans compter ceux générés par impact, voir figure 1.2), le risque de collision n'est plus négligeable. Si un débris dont la taille est inférieure à 1/10 mm ne fait qu'éroder la surface d'un satellite, les débris dont la taille est comprise entre 1/10 mm et 1 cm peuvent perforer des équipements et entraîner selon le cas une panne mineure, majeure ou la perte du satellite. Entre 1 et 10 cm les dommages sont très importants alors que les débris de cette taille ne

peuvent être systématiquement détectés depuis le sol. L'utilisation d'un blindage ne permet de résister qu'à des débris dont la taille est inférieure à 2 cm [2].

Plus inquiétant encore : les simulations effectuées prédisent un effet « boule de neige » dans les années à venir si les choses ne changent pas. Ce phénomène, aussi appelé syndrome de Kessler, du nom de son auteur Donald J. Kessler, scientifique ayant travaillé à la NASA, décrit l'escalade fulgurante du nombre de débris : avec une densité suffisante, quelques collisions d'objets pourront générer d'autres collisions qui en génèreront d'autres et ainsi de suite, provoquant une cascade d'impacts, augmentant indéniablement la densité en premier lieu responsable du phénomène [53]. Une illustration de ce danger est visible dans le film *Gravity*, d'Alfonso Cuarón, sorti au cinéma en 2013. Il est alors évident que la présence de débris spatiaux dans l'espace circumterrestre menace son utilisation à des fins tout aussi bien commerciales que scientifiques.

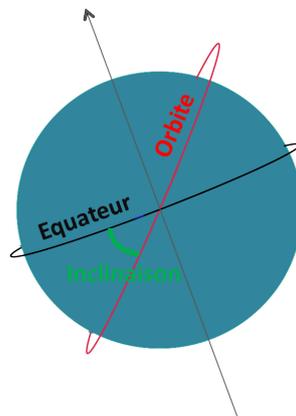


Figure 1.3: Schéma de l'inclinaison

La masse totale des débris recensés est estimée à 2500 tonnes. Près de la moitié de cette masse est rassemblée en amas en orbite basse (entre 180 et 2000 km d'altitude) de haute inclinaison, l'inclinaison étant l'angle formé par le plan de l'écliptique et le plan orbital, comme illustré sur la figure 1.3. L'autre moitié se situe au voisinage de l'orbite géostationnaire, à 36 000 km d'altitude. Il est évident que la pesanteur finit parfois par reprendre ses droits : certains objets, particulièrement en région de basse orbite, les frottements dus à l'atmosphère n'étant négligeables qu'à partir de 100 km, finissent par ralentir leur course, descendre peu à peu et rentrer dans l'atmosphère pour finir carbonisés. Cependant, ce phénomène ne peut être observé pour des objets de haute orbite, ou du moins au bout d'un temps très long, l'altitude initiale définissant finalement la durée d'existence du corps considéré. Au-delà du millier de kilomètres d'altitude, elle peut dépasser le millénaire.

Une chose est claire : il faut agir. Des mesures comme la loi des 25 ans qui recommande de placer l'objet à une altitude permettant de limiter son séjour en orbite à 25 ans, permettent de réguler la progression des futurs débris [88]. Mais il est nécessaire de s'occuper de ceux déjà en place. Étant regroupés en un nombre relativement restreint de « familles

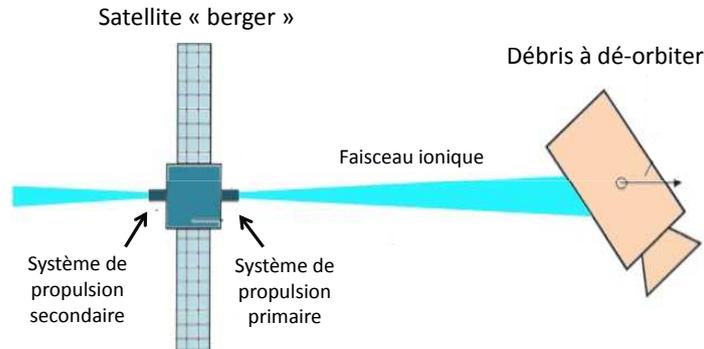


Figure 1.4: Principe du satellite "berger" [19]

», acquérir la capacité de « dé-orbiter » ces fragments ouvrirait une voie vers l'élimination de centaines de tonnes de débris dans le futur. Plusieurs concepts sont actuellement étudiés à travers le monde. On recense parmi les premières idées un véhicule télécommandé allant à la rencontre des débris afin de les capturer et de les ramener à une station de stockage. Cette idée peut paraître simple et efficace au premier abord. Cependant les débris ne sont pas de gentils objets flottants coopératifs : leurs mouvements en orbite sont imprévisibles et donc problématiques (rotation vrillée, oscillations et acrobaties diverses). S'en emparer ne serait en aucun cas chose facile. D'autres projets, cette fois-ci basés sur des manœuvres sans contact, ont également été proposés. Une ablation par laser pulsé pouvant opérer loin de la cible en orbite, possiblement du sol terrestre, en est un exemple [26]. L'évaporation d'une surface réduite du débris à l'aide d'un laser haute puissance modifierait l'impulsion de l'objet et lui fournirait une poussée grâce au matériau évaporé. Mais cette technique ne peut être efficace que pour des objets de 20 cm ou moins, la poussée résultante n'étant pas suffisante. Le transfert d'impulsion est un processus long et déloger de plus gros débris de leur orbite prendrait des années.

The Ion Beam Shepherd (IBS), ou satellite « berger », est un projet proposé quelques années auparavant par un groupe de chercheurs espagnols [19]. Comme il est possible de voir sur le schéma 1.4, le satellite « berger » est équipé de deux propulseurs électriques de chaque côté. Le principe de la propulsion électrique est basé sur l'accélération d'ions positifs à l'aide d'un champ électrostatique. L'accélération et l'éjection de matière entraînent la formation d'une force résultante, s'appliquant sur le satellite et dans la direction opposée au flux ionique. La Troisième Lois du Mouvement de I. Newton explique ce phénomène de poussée : pour chaque

action, il existe une réaction égale et opposée. Il est alors possible d'imaginer la situation inverse par une utilisation de l'impulsion des ions accélérés. Dirigé vers la cible, le faisceau ionique produirait une force s'exerçant alors sur elle, les ions atteignant l'objet en question pénétreraient la surface du matériau et stopperaient leur course une fois leur impulsion transmise entièrement à l'objet. Le projet IBS souhaite exploiter ce principe et pointer un premier faisceau ionique sur le débris. Cependant, afin d'éviter que le vaisseau berger ne s'éloigne de la cible, il est nécessaire d'appliquer une force opposée à celle créée par le premier propulseur. Avec deux (ou plusieurs) propulseurs de part et d'autre du satellite, la somme totale des forces s'exerçant sur lui est alors contrôlée, le mouvement et la distance à la cible peuvent être optimisés.

Un faisceau d'ions est indispensable au fonctionnement du projet IBS, faisceau devant être généré par un système de propulsion électrique. Cependant, le champ magnétique terrestre, de l'ordre du μ Tesla, pourrait influencer les électrons nécessaires à la neutralisation des ions positifs éjectés et les dévier dans leur course, rendant le contrôle de la trajectoire du faisceau sortant approximatif (la masse des ions leur permet de ne pas subir l'influence du champ magnétique terrestre). Là intervient le propulseur PEGASES, présenté à la section 1.3.4 de ce chapitre, qui pourrait offrir une alternative fiable à la production du faisceau d'ions nécessaire. Ce type de propulseur ne nécessite pas de cathode creuse en sortie et aucun électron n'est donc envoyé pour neutraliser le faisceau sortant, composé d'ions positifs et négatifs uniquement. Les ions n'étant pas influencés par le champ magnétique terrestre, ils ne sont pas déviés de leur trajectoire et peuvent frapper de plein fouet le débris qui ira brûler dans l'atmosphère ou se perdre dans l'immensité de l'espace.

L'introduction du phénomène de débris spatiaux fait apparaître le double rôle que jouerait la propulsion. Elle permettrait les voyages interplanétaires et symboliserait nos rêves de conquêtes, mais également la suppression de débris dont l'apparition est provoquée par ces mêmes rêves de grandeur : outil et gardien. La boucle serait donc bouclée. Mais il est temps de revenir aux origines de ce phénomène combinant simplicité et ingéniosité.

1.2 La propulsion : principe et développement

La propulsion spatiale désigne le domaine de tout système permettant d'accélérer un objet dans l'espace. Différentes méthodes de propulsion spatiale existent, et peuvent être rangées dans deux catégories, électrique ou chimique, et plusieurs sous-catégories décrites plus loin dans cette section, chacune ayant ses avantages et inconvénients. Une partie des engins spatiaux actuels utilise un système de propulsion chimique simple pour le lancement et un système de propulsion électrique pour le maintien en position orbitale. En effet les satellites en orbite autour d'astres comportant une atmosphère doivent compenser la traînée provoquée par l'atmosphère résiduelle et effectuer régulièrement des petites corrections d'orbite pour pouvoir rester en position. De plus, tout voyage interplanétaire ou interstellaire implique de se propulser dans l'espace. Une fois lancés depuis la Terre par voie chimique comme les satellites



Figure 1.5: Terre vu de l'espace : vue artistique (www.futura-sciences.com)

habituels, les vaisseaux ou navettes requièrent un moyen de déplacement pour quitter l'orbite terrestre et naviguer bien au-delà [1.5](#). Il est apparu que la propulsion électrique présentait de nombreux avantages concernant cette application.

1.2.1 Troisième loi de Newton, poussée et recul

La propulsion spatiale est une technologie aux multiples facettes et un outil indispensable à la conquête spatiale. Elle repose sur un principe simple décrit par Newton en 1687 dans son ouvrage *Philosophiæ naturalis principia mathematica*, énoncé par la troisième loi du mouvement, ou loi d'action-réaction :

L'action est toujours égale à la réaction ; c'est-à-dire que les actions de deux corps l'un sur l'autre sont toujours égales et dans des directions contraires.

En appliquant ce principe à la propulsion, on peut en déduire que si l'on accélère un élément en appliquant une force sur celui-ci, cet élément va également appliquer une force sur l'appareil accélérateur, d'intensité égale mais de sens opposé, et va accélérer l'appareil dans le sens opposé à son mouvement. Pour accompagner cette explication, prenons l'exemple du canon.

Le canon est une arme à feu tubulaire de grande taille destinée à lancer sur de grandes distances un projectile lourd dont la figure [1.6](#) montre une illustration. Son principe repose sur la combustion d'une poudre spéciale, la poudre à canon. Cette combustion provoque alors une augmentation brusque de la pression et la création d'une force de poussée permettant l'accélération du projectile et son expulsion. Cependant, un phénomène s'observe lors du



Figure 1.6: Canon tirant un boulet : représentation de la force de poussée et de recul

fonctionnement : le recul du canon. En effet, une force égale en intensité mais opposée en sens est appliquée par le projectile sur le canon, et peut provoquer, si l'appareil n'est pas correctement lesté ou fixé, un mouvement arrière du canon. Ce phénomène est bien connu des amateurs d'armes à feu, le mouvement arrière du canon pouvant alors heurter et possiblement blesser un utilisateur peu averti ou consciencieux.

La propulsion repose entièrement sur ce phénomène de recul, qui peut être résumé en une phrase : expulser de la matière génère du mouvement. Et cette phrase peut être mise en équation assez simplement

$$T = -\frac{dm}{dt}v_{exp} \quad (1.1)$$

avec $-\frac{dm}{dt}$ le débit massique de la matière expulsée et v_{exp} la vitesse d'expulsion de cette matière. La grandeur T est appelée la poussée, et dépend de la quantité de matière accélérée et de la vitesse d'expulsion de cette matière. Tout système de propulsion dépend de cette équation pour produire la force optimale de fonctionnement. En revanche, l'accélération de la matière peut se faire différemment selon le type de propulseur employé.

1.2.2 Propulsion chimique et propulsion électrique

Il existe deux types de propulsion bien distincts, la propulsion chimique et la propulsion électrique (figure 1.7). Dans le cas de la propulsion chimique, la force de poussée est provoquée par la combustion d'un carburant dans la chambre du propulseur. La poussée est importante, comprise entre 1 N et 100 MN, pour une durée d'action courte, entre 200 et 400 s. La vitesse

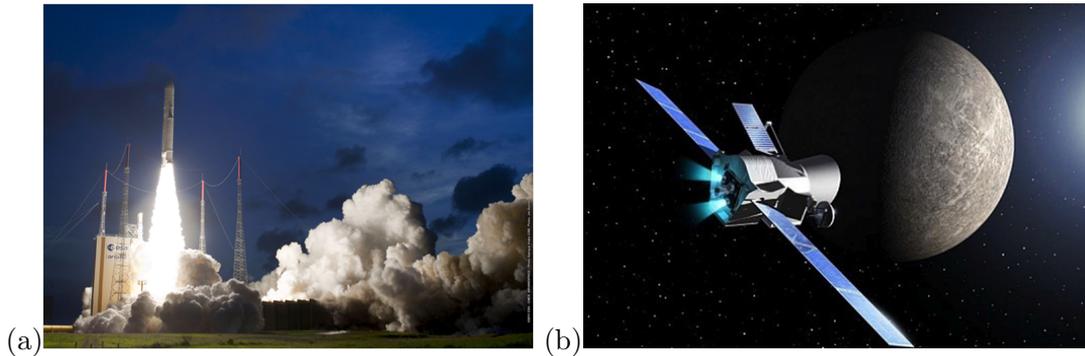


Figure 1.7: Exemples de systèmes à (a) propulsion chimique et (b) propulsion électrique

d'expulsion de la matière est de l'ordre du km/s. Dans le cas de la propulsion électrique, la force de poussée est obtenue par accélération de la matière par usage de l'énergie électrique, cet usage pouvant s'effectuer de différentes manières, comme nous le verrons par la suite. Aucune combustion n'est ici impliquée. Cette méthode fournit une poussée faible (inférieure à 1 N) mais longue (plus de 1000 heures) avec une vitesse d'expulsion de la matière autour de 50 km/s.

Lors de ma thèse, j'ai pu étudier ce dernier type de propulsion et c'est donc son fonctionnement que je vais désormais développer.

1.3 La propulsion électrique

Dans un propulseur électrique, le carburant n'est donc pas brûlé mais accéléré. La propulsion de la propulsion électrique à ne nécessiter que peu de matière pour son fonctionnement a fait d'elle une option intéressante pour les manoeuvres orbitales ainsi que le positionnement de satellite et les missions d'explorations de l'espace profond. Le concept de propulsion électrique date de 1906 lorsque Robert Goddard le proposa dans son carnet de recherche. Constantin Tsiolkovski le publia en 1911. Parmi les propulseurs électriques, on compte les système à propulsion électrothermique, les systèmes à propulsion électromagnétique et à propulsion ionique, ces catégories se différenciant par la méthode d'accélération des ions [32].

1.3.1 Premiers vols et missions

Le premier prototype de propulseur électrique fut développé dans le courant des années 60. Il fut lancé à bord du satellite SERT I [80] en 1964 et appartenait à la catégorie des propulseurs électriques ioniques à grilles. Le premier prototype de propulseur Hall fut quant à lui lancé à bord du satellite METEOR en 1971 (1.8).

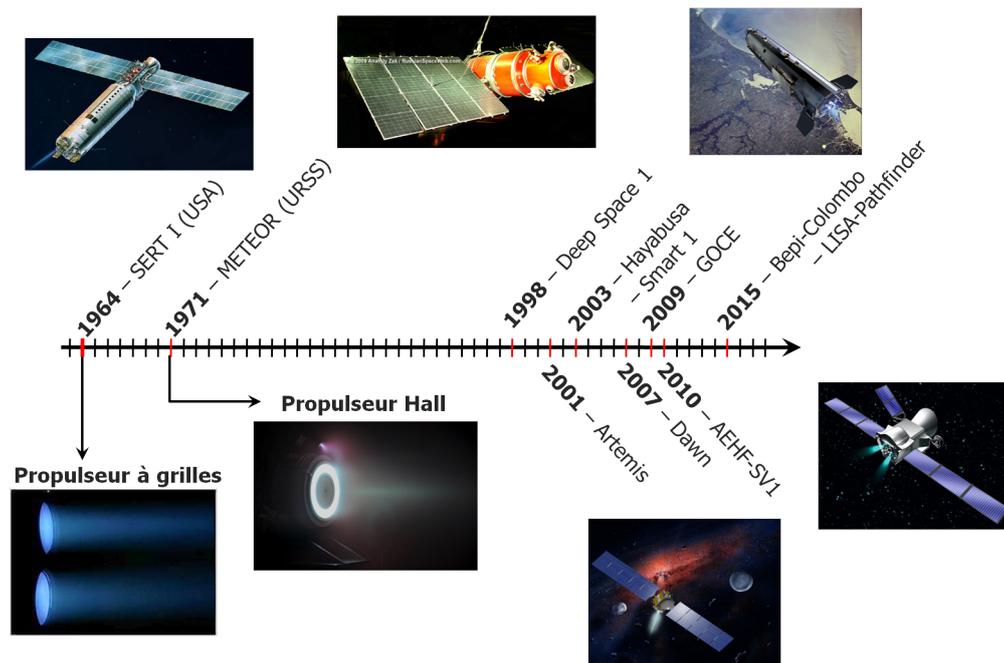


Figure 1.8: Chronologie de l'utilisation des systèmes de propulsion électrique pour les missions scientifiques des années 60 à nos jours.

1.3.2 Définitions

Le principe de la propulsion électrique est donc l'utilisation de l'énergie électrique pour l'accélération de la matière et la création de la force de poussée. Il est alors possible de définir trois grandes familles de propulseur électrique en fonction de la méthode d'accélération des particules.

Propulsion électrique électrothermique

La famille électrothermale regroupe les appareils où l'énergie électrique est utilisée pour augmenter la température du propergol. L'énergie thermique fournie à la matière est ensuite convertie en énergie cinétique par l'expansion de cette même matière dans un tube, créant ainsi une poussée et l'accélération de l'appareil. L'accélération des particules est donc ici causée par l'expansion du gaz après son chauffage. Les gaz de faible masse comme l'hydrogène ou l'hélium sont préférés dans ce type de systèmes. Les propulseurs de type arcjet et resistojet appartiennent à cette sous-catégorie.

Propulsion électrique ionique

La famille des propulseurs électriques ioniques regroupe les systèmes où un plasma est formé et où l'accélération des particules chargées de ce plasma est assurée par la force de Coulomb ou force électrostatique. On compte dans cette famille les propulseurs à effet Hall ou les

propulseurs à grilles. Lors de ma thèse, je me suis concentrée sur l'étude de ce type de propulseur, plus précisément sur les propulseurs électriques ioniques à grilles.

Propulsion électrique électromagnétique

La formation d'un plasma est également requise dans ce type de propulseur, mais l'accélération des particules chargées est assurée ici par la force de Lorentz. Les propulseurs magnétoplasmodynamiques (MPD) appartiennent à cette sous-catégorie.

1.3.3 Propulsion électrique ionique : de l'usage du plasma froid

Ma thèse portant donc sur l'étude des propulseurs ioniques à grilles, système nécessitant la formation d'un plasma froid, il est important de définir ce terme et d'exposer les différents moyens de création de cette forme particulière de la matière.

Plasmas froids : définition

La dénomination « plasmas froids » recouvre les gaz partiellement ionisés, dont la température reste modérée. Dans ces plasmas, les collisions élastiques ou inélastiques des électrons et des ions avec les particules neutres (atomes et molécules) sont fréquentes et dominent certains aspects du plasma. Les plasmas froids sont également appelés faiblement ionisés ou décharges électriques. En laboratoire ils sont créés au sein de réacteurs initialement remplis de gaz neutres et alimentés par une source extérieure d'énergie électromagnétique. Les paramètres extérieurs de contrôle d'une décharge comprennent donc le choix d'un gaz à une pression déterminée, les diverses longueurs qui fixent la géométrie du réacteur, et les grandeurs physiques caractéristiques de la source d'énergie (fréquence caractéristique d'alimentation, tension d'alimentation ou puissance absorbée par le dispositif).

La description d'une décharge peut se faire de deux façons. On peut considérer le plasma de façon particulière, chaque particule du plasma étant vue indépendamment et se voyant attribuer une équation du mouvement ou équation de Boltzmann. On parle d'approche cinétique du plasma. Cependant, du fait du grand nombre d'atomes, molécules et particules chargées de la décharge cette description est perçue comme fastidieuse, sa précision étant rapidement rattrapée par le trop grand nombre d'informations à traiter. Une vision simplifiée consiste alors à considérer le plasma comme un fluide. La décharge est alors vue dans son ensemble et caractérisée par des grandeurs macroscopiques telles que la température, la densité ou l'énergie moyenne. Cette approche est appelée approche fluide du plasma.

L'utilisation du plasma froid est donc au centre du fonctionnement des systèmes ioniques. Cependant cette utilisation diffère entre le propulseur Hall et les propulseurs ioniques à grilles.

Principe du propulseur Hall

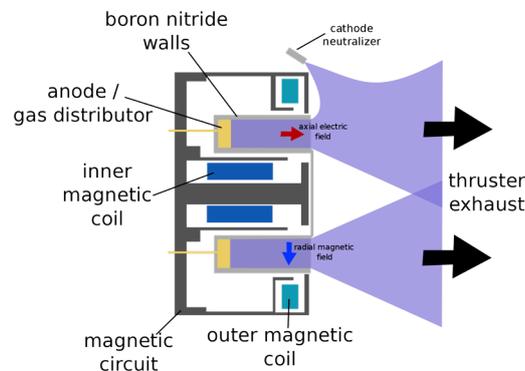


Figure 1.9: Principe du propulseur Hall

Le propulseur à effet Hall ou propulseur Hall appartient à la sous-catégorie des propulseurs électriques ioniques, puisqu'il accélère les particules chargées par utilisation de la force de Coulomb. Le concept est né dans les années 1960 en URSS et aux États-Unis. Les principaux développements et optimisations ont été réalisés par des équipes de recherche russes dans les années 1970. Dès cette époque l'URSS a commencé à en équiper certains satellites. La dénomination "à effet Hall" vient de sa méthode de formation du plasma. En effet, dans ce type de propulseur, on peut trouver deux cylindres concentriques en céramique, comme montré sur la figure 1.9. À l'intérieur du cylindre interne et à l'extérieur de l'externe on trouve des bobinages permettant de générer un champ magnétique radial particulièrement intense. Au fond de l'espace intra-cylindrique, au niveau de l'injection du gaz, est placée une anode, et une cathode creuse se situe à l'extérieur des cylindres. Les électrons issus de la cathode vont donc se diriger vers l'anode sous l'influence du champ électrique axial causé par la présence de l'anode et de la cathode, mais se retrouvent alors piégés par le champ magnétique, victimes d'une dérive $\vec{E} \times \vec{B}$ du fait de la présence des champs électrique et magnétique à cet endroit. Leurs trajectoires s'enroulent autour des lignes de champ magnétique radiales. En approchant un bord du canal, la topologie magnétique est telle que les lignes de champ se resserrent, et le champ devient localement plus intense. Cette particularité permet l'obtention d'un effet de miroir magnétique qui va renvoyer l'électron vers le centre du canal, où le même phénomène de "rebond" aura lieu. Les électrons vont alors voyager entre les deux cylindres, et lors de leur voyage entre les parois, vont entrer en collision avec les atomes de gaz neutre et former le plasma. Les électrons jouent deux rôles distincts. Le premier est de permettre l'ionisation des atomes de gaz par collisions. Le second est de créer des lignes équipotentielles électriques permettant l'accélération des ions et la création de la force de poussée. Le jet électronique émis par la cathode permet aussi de neutraliser le faisceau ionique de sortie pour éviter que le moteur et donc le satellite ne se chargent négativement.

Principe du propulseur ionique à grilles

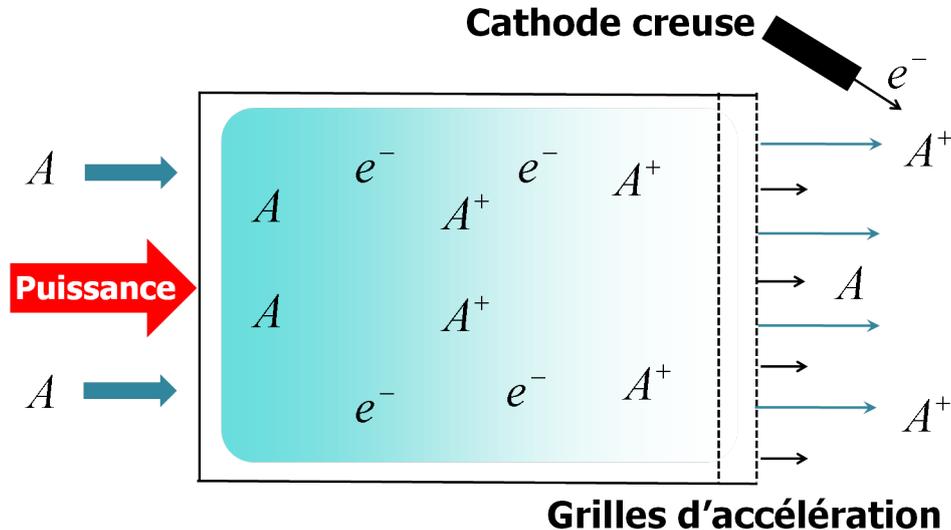


Figure 1.10: Principe du propulseur ionique à grilles

Le propulseur ionique à grilles classique possède un fonctionnement plus simple, ne faisant pas nécessairement intervenir de champ magnétique. Comme on peut le voir sur la figure 1.10, le gaz neutre est injecté dans la chambre d'ionisation et de la puissance est fournie au système pour la formation du plasma. Le plasma peut être formé de plusieurs façons, la source pouvant être ICP ou DC selon le type de propulseur. Un champ magnétique peut être utilisé afin de confiner le plasma. Plusieurs grilles d'accélération sous tension sont situées en sortie du propulseur et permettent l'extraction et l'accélération des ions positifs. Le système étant flottant, il suit la tension appliquée à la première grille. Les modèles de propulseur ionique à grilles présentés dans cette thèse en possèdent deux en sortie de la chambre. L'accélération des ions positifs permet la formation de la force de poussée. Comme pour le propulseur à effet Hall, une cathode creuse est située en sortie du propulseur afin de neutraliser le faisceau d'ions positifs sortants. Seul ce type de propulseur ionique fut étudié lors de ma thèse.

Le propulseur Hall et le propulseur ionique à grilles accélèrent donc le plasma de différentes manières. Cependant le plasma peut être obtenu de différentes façons. Nous ne parlerons ici que des modes de formation par excitation RF du plasma. Les méthodes DC comme le canon à électrons ne seront pas abordées ici.

Création du plasma par excitation RF : ICP, CCP et héliçon

Les plasmas froids basses pressions peuvent être excités par des fréquences allant du continu (DC) aux micro-ondes (GHz). N'ayant étudié que des sources Radio Fréquence (RF) lors de ma thèse, les autres gammes de fréquences ne seront pas détaillées ici. La gamme de

fréquence RF s'étend de 1 MHz à 200 MHz. Son intérêt est d'exciter uniquement les électrons qui répondent instantanément au champ RF. Les ions possédant une inertie trop importante ne seront pas affectés par celui-ci. Le couplage, se définissant par la transmission de l'énergie aux électrons du plasma, ceux-ci entrant alors en collision inélastiques (ionisation, etc...) avec les atomes neutres et créant ainsi le plasma, devenu stable lorsque l'équilibre perte/gain est atteint, peut se faire de différentes façons. On distingue trois types de couplage possibles : le couplage capacitif, le couplage inductif et le couplage hélicon, tous trois illustrés sur la figure 1.11 [27, 63].

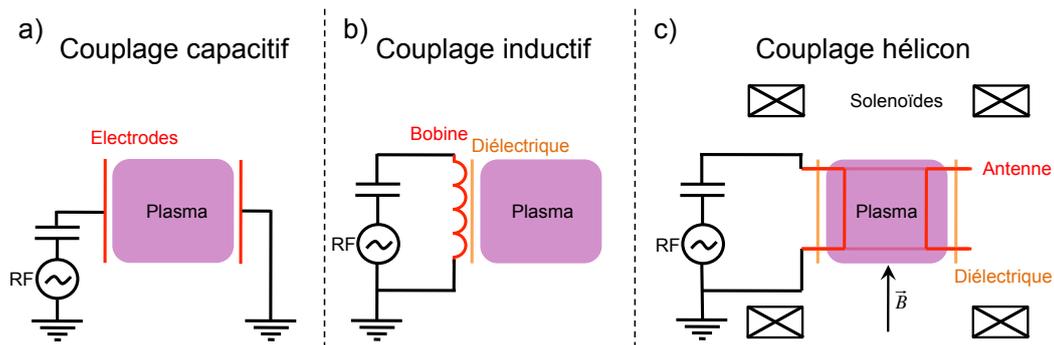


Figure 1.11: Illustration des différents moyens de coupler de l'énergie au plasma a) le couplage capacitif, b) le couplage inductif et c) le couplage hélicon [24].

Couplage capacitif Le couplage capacitif RF ou CCP pour *Capacitively Coupled Plasma*), illustré sur la figure 1.11 (a), se fait généralement au moyen de deux électrodes plongées dans le plasma, une polarisée à la RF et l'autre à la masse. Un champ électrique alternatif est alors induit entre les deux électrodes et permet un couplage de l'énergie aux électrons grâce à la partie électrique de la force de Lorentz $F_{L\text{-elec}} = qE$, où q est la charge élémentaire et E le champ électrique appliqué. Dans un réacteur de gravure typique excité à 13,56 MHz avec une puissance de $\sim 1 \text{ W.cm}^3$, les densités électroniques sont de l'ordre de $10^{15}\text{-}10^{16} \text{ m}^{-3}$.

Couplage inductif Le couplage inductif ou ICP pour *Inductively Coupled Plasma*, illustré sur la figure 1.11 (b), est généré par une bobine à l'extérieur du plasma, séparée par une fenêtre en céramique. Le couplage de l'énergie se fait ici au moyen de la partie magnétique de la force de Lorentz $F_{L\text{-mag}} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Lorsque le courant RF circule dans l'antenne, celle-ci émet un champ magnétique qui accélère les électrons libres et crée un courant dans le plasma. Le couplage plasma/bobine est alors équivalent à celui du primaire/secondaire d'un transformateur. La portée du champ électromagnétique dans le plasma est appelée l'épaisseur de peau et correspond à la zone limite où le chauffage des électrons s'arrête. Ce type de couplage peut permettre d'atteindre des densités plus élevées que pour le CCP. Avec une fréquence d'excitation de 13,56 MHz et une puissance de $\sim 1 \text{ W.cm}^3$ les densités obtenues par un ICP sont de l'ordre de $10^{16}\text{-}10^{18} \text{ m}^{-3}$.

Couplage hélicon Le couplage hélicon, illustré sur la figure 1.11 (c), se fait au moyen d'une antenne cylindrique autour d'un tube en diélectrique (typiquement du pyrex) dans lequel un champ magnétique statique est imposé. Le couplage hélicon est un cas particulier du couplage inductif auquel on ajoute un champ magnétique afin de permettre à une onde (l'onde hélicon) de se propager dans le plasma. Cette onde transfère aux électrons de l'énergie et permet d'avoir une densité équivalente ou plus élevée mais pour des volumes plus importants. Les densités typiquement obtenues pour ce type de couplage avec une fréquence d'excitation de 13,56 MHz et une puissance de $\sim 1 \text{ W.cm}^3$ sont de l'ordre de 10^{18} - 10^{19} m^{-3} .

Après avoir défini les plasmas froids, leur formation ainsi que leur usage par les propulseurs Hall et à grilles, penchons-nous sur le propergol idéal pour les systèmes de propulsion ionique, plus précisément pour les systèmes de propulsion ionique à grilles, ce type de système étant au centre de mon travail.

Propergol idéal pour le propulseur ionique à grilles : l'iode vs xénon

Comme mentionné précédemment, le premier prototype de propulseur à grille fut développé dans le courant des années 60, et avec lui vint la question du propergol idéal pour ce type de propulsion [14, 37]. Il fut découvert que les métaux lourds tel que le mercure et le césium présentaient des caractéristiques intéressantes pour la propulsion ionique : un faible taux d'ionisation et une plus grande densité de poussée qui amèneraient à des tailles réduites des moteurs. Plusieurs systèmes incluant ces propulseurs utilisant ces éléments furent mis au point et envoyés, dont les vaisseaux SERT I et II [80]. Le succès de ces vols tests mena au développement d'autres propulseurs basés sur l'utilisation de métaux lourds. Cependant, le césium et le mercure furent abandonnés, leur toxicité et leur nature corrosive ainsi que le risque de dépôt de couches métalliques sur les composants de l'appareil comme les panneaux solaires pouvant mettre en péril toute mission spatiale. Le premier propulseur à grilles utilisant le xénon comme propergol fut lancé en 1979 à bord du satellite SCATHA (Spacecraft Charging at High Altitude) du Air Force Geophysics Laboratory [4]. Le succès de cette mission démontra la faisabilité des propulseurs xénon et aida à établir le xénon comme propergol de choix pour les systèmes à propulsion électrique de façon globale.

En plus de sa masse moléculaire importante et de sa nature chimique inerte [50], le faible potentiel d'ionisation du xénon comparé aux autres gaz fit de lui un choix presque évident pour remplacer le césium et le mercure. Cependant le xénon appartient à la famille des gaz rares, il n'est possible d'en trouver que des traces dans l'atmosphère terrestre. Il est obtenu industriellement par distillation fractionnée de l'oxygène et de l'azote dont il est un des produits, le rendant coûteux (autour des 200 dollars pour 100 g [50]) comparé aux autres gaz nobles comme l'argon ou le krypton. De plus, le xénon est utilisé dans de nombreux autres domaines industriels et de nombreuses applications commerciales comme les lampes à décharge gazeuse, les lasers ou l'anesthésie en milieu hospitalier, suggérant que la demande dans le futur pourrait limiter la taille et le nombre de propulseurs plasma utilisant cet élément.

Des alternatives moins onéreuses furent considérées parmi les gaz nobles, comme le krypton

et l'argon précédemment cités. Cependant, leur masse est significativement moins importante ($m_{Xe} = 131 \text{ uma}$, $m_{Ar} = 40 \text{ uma}$, $m_{Kr} = 84 \text{ uma}$ [46]) tandis que leur énergie d'ionisation est plus élevée. De plus, à flux massiques équivalents, un gaz plus lourd requiert moins de puissance pour l'ionisation ce qui augmente l'efficacité électrique du propulseur. La recherche d'un propergol lourd et moins coûteux fit apparaître l'iode comme un potentiel candidat. Solide à pression atmosphérique et à température standard, c'est un élément facile à stocker, se présentant sous la forme de cristaux violacés dans ces conditions. Sa haute pression de fusion et vaporisation permet une consommation d'énergie moindre pour une transformation solide à gaz, tandis que sa plus faible énergie d'ionisation pour ses formes mono et diatomique peut engendrer l'augmentation de l'efficacité électrique à plus faible coût (autour de 37 dollars pour 100 g d'iode pur [3]).

On pourrait alors penser que la nature corrosive et la forme solide de l'iode sous les conditions standards de température et de pression pourraient être problématiques pour les pièces les plus fragiles du satellite comme les panneaux solaires ou les détecteurs, aussi problématiques que dans le cas du césium et du mercure. Cependant, des études récentes portant sur l'usage de l'iode comme propergol pour les propulseurs Hall ont montré que l'iode n'affectait pas sérieusement les matériaux typiquement utilisés pour les missions spatiales [49]. De plus, la température de sublimation de l'iode à basse pression est plus faible que celle du mercure ou du césium [93]. L'iode a donc moins de chance de condenser sur les surfaces du satellite chauffées par radiations solaires comme les panneaux solaires [64]. Enfin, le mercure étant toxique aussi bien pour l'humain que pour l'environnement [46], il paraît alors difficile et dangereux d'assembler et de tester des systèmes en contact avec cet élément. Le césium, quant à lui, est très réactif, particulièrement avec l'eau avec laquelle il devient hautement explosif, et pourrait également présenter un risque important lors de son maniement. L'iode n'est ni aussi toxique que le mercure ni aussi réactif que le césium. Il est finalement important de noter que l'agence spatiale américaine NASA montre un réel intérêt dans l'utilisation possible d'iode pour les futures missions spatiales et qu'une mission de validation de technologie sera lancée en 2017 [33].

L'iode apparaît donc comme un concurrent potentiel solide du xénon. Découvert en 1881 par le chimiste français Bernard Courtois [57], l'élément iode fut principalement étudié dans le milieu médical en raison de ses effets sur le corps humain [89]. Certaines de ses propriétés chimiques et réactions telles que la dissociation thermique et la recombinaison de sa forme diatomique furent étudiées depuis le début du 20ème siècle [25, 72, 82]. Depuis la fin des années 50, plusieurs processus chimiques des plasmas d'iode furent l'objet de recherche, dont l'attachement dissociatif [16], la recombinaison ionique [94], l'échange de charge [43], l'ionisation de I_2 et I [7] et les collisions élastiques de I et I_2 [95]. Cependant, certaines réactions telles que l'ionisation dissociative restent pauvrement détaillées.

Afin de comparer les performances d'un plasma d'iode dans un propulseur électrique à celles d'un plasma de xénon, j'ai développé durant ma thèse un modèle global d'un plasma d'iode dans un propulseur électrique et comparé les résultats de ce modèle avec ceux d'un global modèle de xénon [28] tournant dans les mêmes conditions avec la même configuration. Ce modèle est présenté dans cette thèse dans le chapitre II.

1.3.4 PEGASES : Plasma propulsion using Electronegative GASES

Lors de ma thèse, j'ai donc étudié les propulseurs ioniques à grilles, et plus précisément le propulseur PEGASES pour Plasma propulsion using Electronegative GASES, un propulseur à grilles reposant sur la formation d'un plasma ion-ion, plasma composé d'ions positifs et négatifs uniquement pour une accélération alternative des ions positifs et négatifs.

Principe du propulseur PEGASES

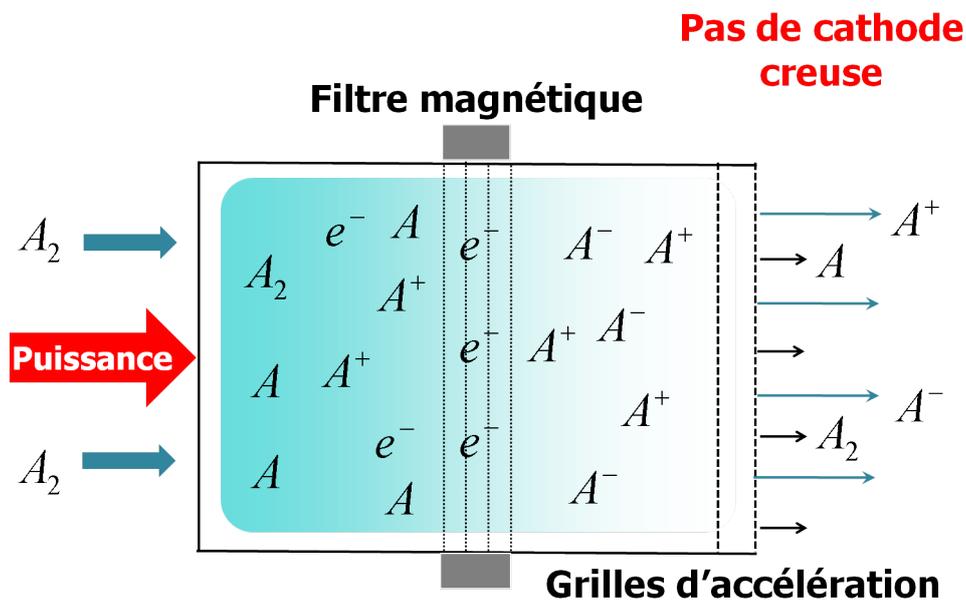


Figure 1.12: Schéma du propulseur PEGASES

Le fonctionnement global du propulseur ionique à grilles PEGASES est visible sur la figure 1.12. Comme pour le propulseur à grilles classique, le gaz neutre est injecté dans la chambre d'ionisation avec la puissance nécessaire pour former un plasma. Une des différences fondamentales est l'utilisation obligatoire d'un gaz électronégatif en entrée, permettant la formation d'ions positifs et négatifs. L'application du filtre magnétique facilite la création des ions négatifs en piégeant les électrons et en les refroidissant. La présence du filtre provoque la formation de deux zones à l'intérieur du propulseur PEGASES : une zone avant le filtre de plasma faiblement électronégatif où la création d'ions positifs domine, et une zone située dans et après le filtre magnétique où la température électronique est bien plus faible, et où la formation d'ions négatifs domine. On obtient alors près des grilles d'accélération un plasma ion-ion, c'est à dire composé d'ions positifs et négatifs. Il est alors possible d'extraire et d'accélérer alternativement les ions positifs et négatifs. Le faisceau sortant est composé d'ions positifs et négatifs, et un processus de recombinaison va s'opérer, permettant la neutralisation du faisceau. L'utilisation de cathode creuse en sortie du propulseur est ici inutile. Détaillons maintenant plus en profondeur les différentes étapes clés du propulseur.

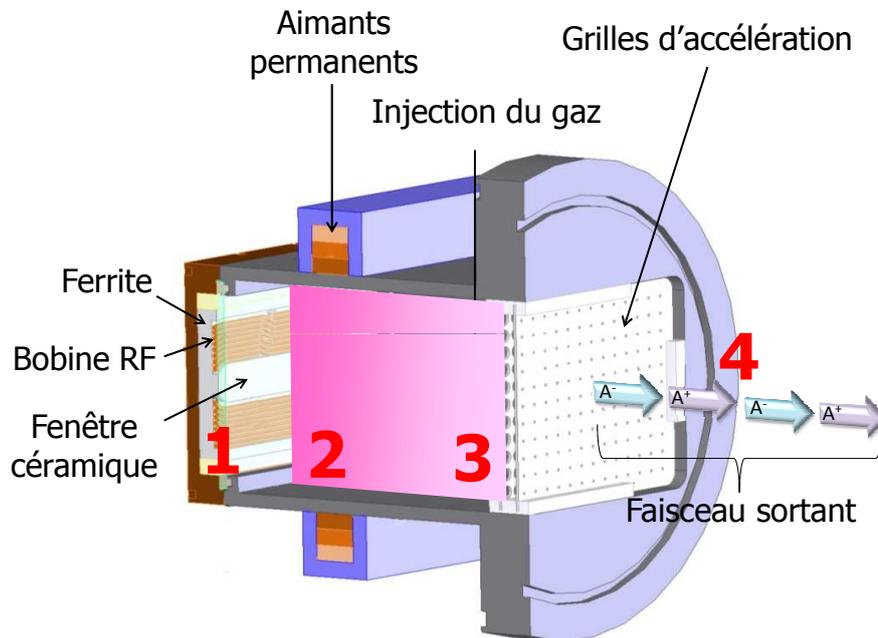


Figure 1.13: Schéma du propulseur PEGASES

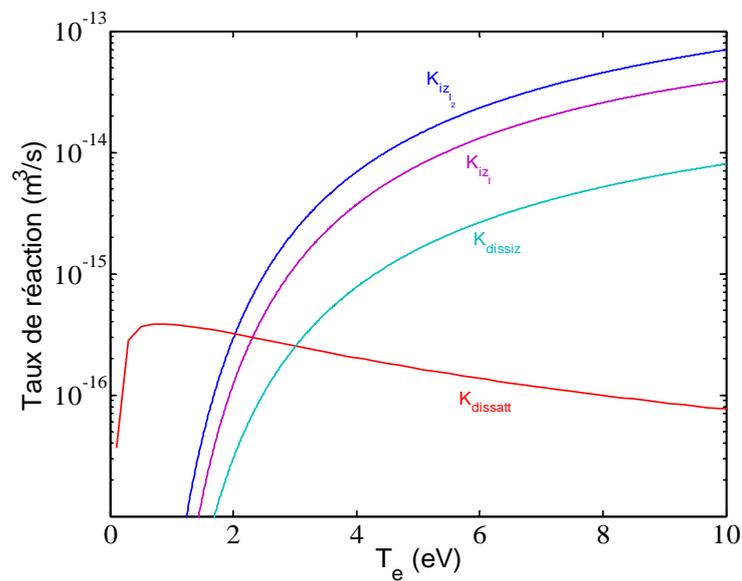


Figure 1.14: Taux de réaction pour l'iode : l'attachement électronique responsable de la formation des ions négatifs, l'ionisation des neutres responsable de la formation des ions positifs

Excitation des électrons et création du plasma Comme expliqué avant, la première étape de fonctionnement du propulseur PEGASES est la formation d'un plasma électronégatif. Une source ICP se situe donc en bout de la chambre d'ionisation comme on peut le voir sur la figure 1.13 au numéro 1. Une bobine RF est entourée de ferrite et séparée de la chambre par une fenêtre en céramique. Le courant alternatif parcourant la bobine permet l'excitation des électrons se situant dans l'épaisseur de peau de la source ICP et la formation de plasma faiblement électronégatif. En effet, la température électronique dans cette zone du propulseur étant supérieur à 1 eV, la formation d'ions négatifs est très limitée et les électrons sont les particules négatives dominantes. Comme le montre la figure 1.14, pour une température électronique supérieure à environ 2 eV, les taux de réaction responsables de la formation des ions positifs sont plus élevés que le taux de réaction de l'attachement dissociatif.

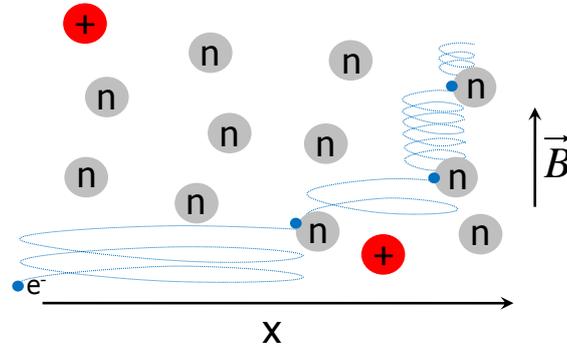


Figure 1.15: Parcours des électrons à travers le filtre magnétique : point de vue particulière

Le filtre magnétique Après la formation du plasma faiblement électronégatif près de la bobine RF vient l'application du filtre magnétique comme le montre la figure 1.13 au numéro 2, mis en place à l'aide de deux aimants permanents placés au-dessus et en dessous du propulseur. Ce filtre va permettre le confinement et le refroidissement des électrons et va favoriser la formation de deux zones distinctes au sein de la chambre d'ionisation, l'une près de l'antenne où la formation des ions positifs domine celle des ions négatifs, et l'autre dans le filtre et après où l'opposé est observé. Une des explications du phénomène de refroidissement est illustrée par la figure 1.15 avec un point de vue particulière. Les électrons vont s'enrouler autour des lignes de champ magnétique et effectuer un mouvement de rotation dont le rayon est donné par l'équation du rayon de Larmor

$$r_L = \frac{mv_{perp}}{qB} \quad (1.2)$$

où m est la masse de la particule considérée, v_{perp} la vitesse perpendiculaire par rapport à l'orientation du champ magnétique de la particule, q la valeur absolue de la charge portée

par la particule et B l'intensité du champ magnétique. Cette équation résume à elle seule pourquoi les ions ne sont pas affectés par le champ appliqué : la masse des ions étant très supérieure à celle des électrons, le rayon de Larmor des ions sera très supérieur à celui des électrons et sera du même ordre de grandeur que les dimensions du propulseur. Une fois piégé autour d'une ligne de champ, l'unique moyen pour l'électron d'avancer sur l'axe x décrit sur la figure 1.15 est d'entrer en collision avec d'autres particules et de perdre progressivement de l'énergie. La progression des électrons à travers le filtre entraîne donc la diminution de la température électronique.

Une étude plus poussée des effets du filtre magnétique sur les espèces chargées du plasma a été réalisée par R. Baude lors de sa thèse [15] ainsi que par Jérôme Bredin [24].

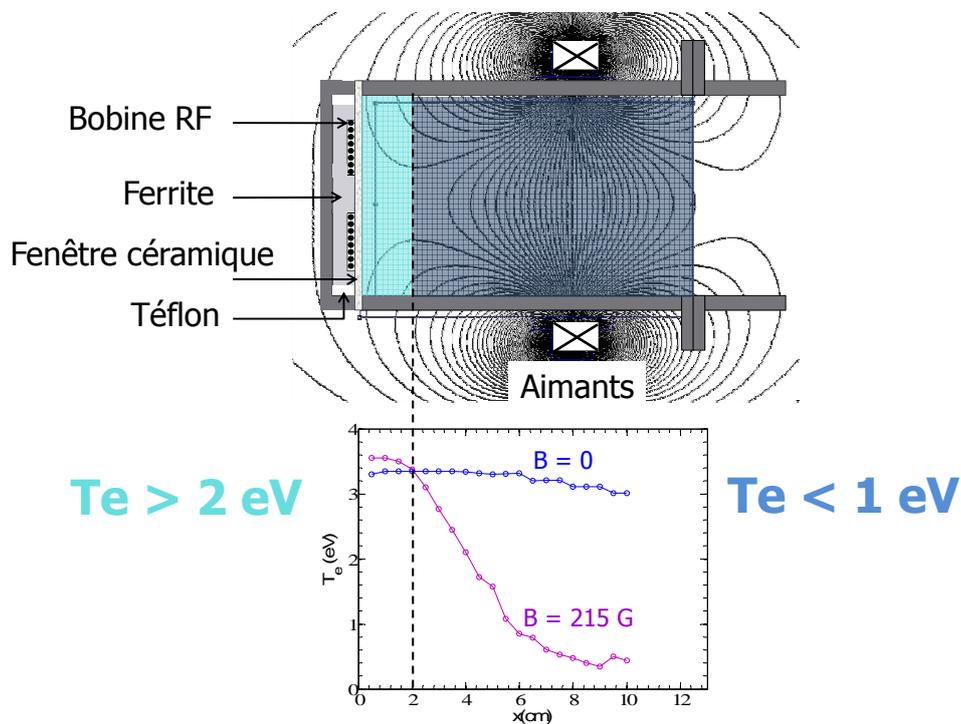


Figure 1.16: Illustration des deux zones à l'intérieur de PEGASES pour un plasma d'iode.

L'application d'un filtre magnétique va donc entraîner la création de deux régions dans la chambre comme on peut le voir sur la figure 1.16 : une proche de la bobine avant le filtre où, comme l'indique la figure 1.14, la formation des ions positifs domine puisque la température électronique est supérieure à 4 eV, et une zone dans et après le filtre où la formation des ions négatifs domine, la température électronique étant inférieure à 4 eV. Le graphe de la température électronique en fonction de la position dans le propulseur de la figure 1.16 montre le profil de T_e avec et sans champ magnétique qui prouve le rôle du champ magnétique dans le refroidissement des électrons. De plus le champ magnétique permet également la ségrégation des électrons restants dans la zone magnétisée, ce qui entraîne la formation d'un plasma

ion-ion proche des grilles d'accélération (numéro 4. sur la figure 1.13).

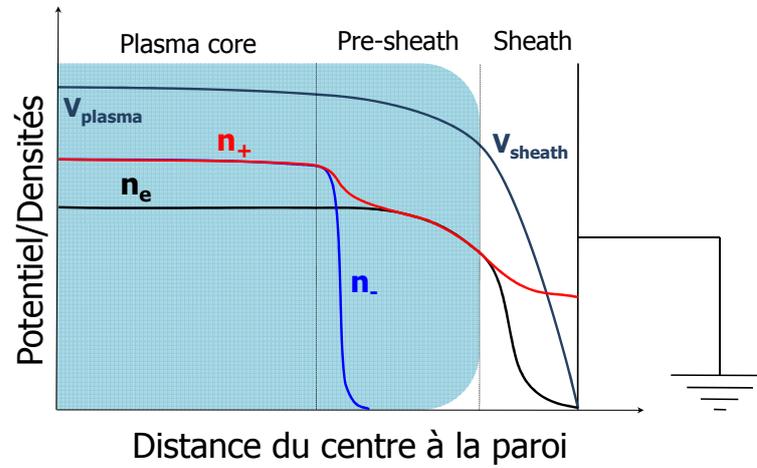
Gaine d'un plasma dans le cas ion-ion et extraction des ions négatifs Un plasma ion-ion est formé près des grilles d'accélération (numéro 3. sur la figure 1.13). La question du mécanisme d'extraction des ions se pose alors. Un plasma ion-ion étant un plasma où la présence d'ions négatifs domine largement celle des électrons, un plasma est ici considéré ion-ion lorsque l'électronégativité α , définie comme

$$\alpha = \frac{n_-}{n_e} \quad (1.3)$$

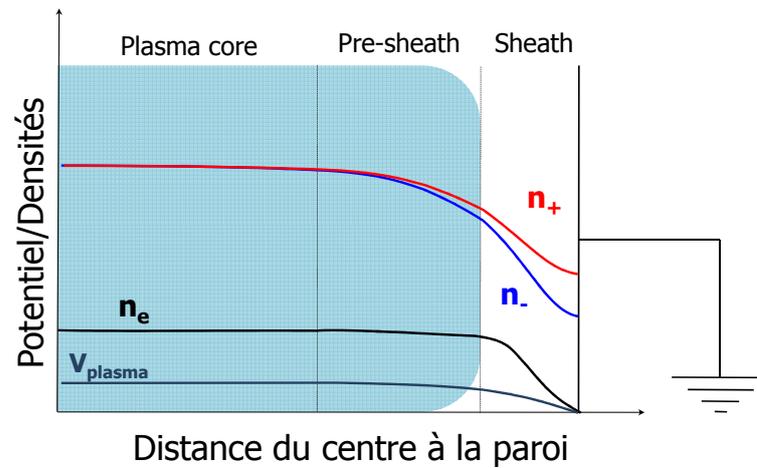
avec n_- la densité des ions négatifs et n_e celle des électrons, est supérieure ou égale à 500. Ce nombre a été fixé d'après Oudini et al. [68] qui montre par modélisation PIC d'une décharge plasma électronégative entre deux électrodes polarisées que l'extraction d'ions négatifs est possible à partir de cette valeur. Cette hypothèse a été par la suite observée expérimentalement avec la symétrisation de la courbe I-V de la sonde de Langmuir (voir Chapitre III) autour de cette valeur. Un changement s'opère donc dans le plasma lorsque l'électronégativité est suffisamment élevée. L'extraction des ions négatifs étant alors possible, on peut en conclure que ce changement s'opère au niveau de la gaine.

Comme on peut le voir sur la figure 1.17 (a), dans le cas électronégatif, les électrons sont dominants et le flux électronique aux parois est encore important : nous sommes dans le cas d'une formation de gaine électronégative. Les ions négatifs sont piégés dans le corps du plasma, le gradient de potentiel entre le centre du plasma et la paroi étant négatif. Les ions négatifs ne peuvent donc pas atteindre le mur ou les grilles dans le cas d'un propulseur à grilles. En revanche, dans le cas de la gaine ion-ion que l'on voit sur la figure 1.17 (b), les ions négatifs sont alors dominants et le flux de particules négatives est principalement composé d'ions négatifs dont la masse est proche ou identique à celle des ions positifs. Les flux négatif et positif étant alors quasiment égaux, le potentiel plasma est proche de celui du mur (nul dans le cas d'une paroi conductrice reliée à la masse). Les ions négatifs peuvent pénétrer la gaine et atteindre la paroi ou la grille. L'extraction d'ions négatifs est alors possible.

Accélération alternative des ions positifs et négatifs L'étape d'accélération n'étant pas le centre de ma thèse, elle sera brièvement décrite ici. Elle est plus amplement détaillée dans le manuscrit de thèse de Lara Popelier [69], ainsi que dans Rafalskyi *et al.* [73]. Comme on peut le voir sur la figure 1.18 la gaine au niveau d'une ouverture de la première grille prend la forme d'une lentille ou ménisque. Cette forme va permettre de concentrer le flux d'ions entrant dans la gaine au niveau de l'ouverture et de focaliser pour qu'il traverse la première grille et atteigne l'espace intergrille. La première grille est polarisée alternativement contrairement à la seconde qui est reliée à la terre. La différence de potentiel permet l'accélération des ions dans cet espace qui vont ensuite être éjectés du propulseur avec la vitesse



(a)



(b)

Figure 1.17: Schéma d'une gaine dans le cas (a) électronégatif et (b) ion-ion pour une paroi reliée à la terre, avec le potentiel plasma et les densités des espèces composant le plasma (électrons en noir, ions positifs en rouge et ions négatifs en bleu).

$$v_{\text{beam}} = \sqrt{\frac{2eV_{\text{grid}}}{M}} \quad (1.4)$$

où V_{grid} est le potentiel aux bornes de la première grille polarisée, e la charge élémentaire et M la masse de l'ion accéléré. Le courant alternatif permet d'accélérer des ions positifs et

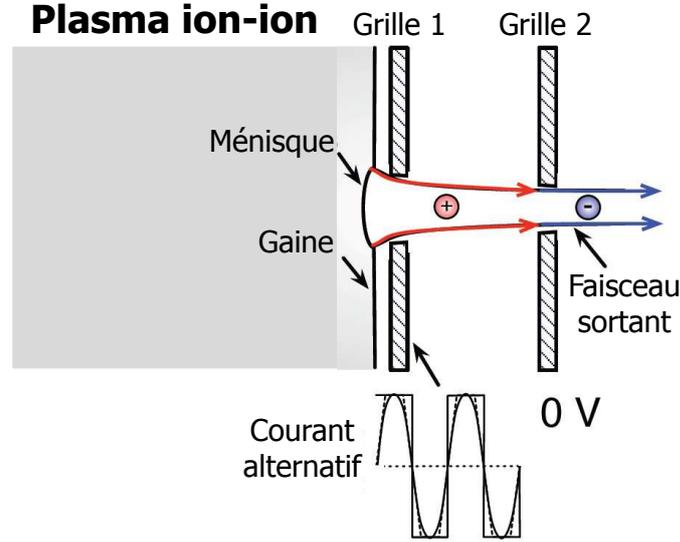


Figure 1.18: Schéma du plasma ion-ion près des grilles d'accélération : formation du ménisque.

négatifs. Le courant limite d'extraction pour les deux types d'ions est donné par l'équation de Child-Langmuir

$$J_{CL} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V_{grid}^{\frac{3}{2}}}{s^2} \quad (1.5)$$

avec s l'espace intergrille, ϵ_0 la permittivité du vide.

Dans cette description du propulseur PEGASES il est question de plasma électronégatif, à différencier des plasmas électropositifs, et plus précisément de plasma ion-ion. Il est important de donner ici les explications nécessaires ainsi que de définir les grandeurs et concepts importants à la compréhension du travail effectué lors de ma thèse.

Plasma électropositif

Les plasmas électropositifs sont composés uniquement d'électrons et d'ions positifs.

Grandeurs caractéristiques Les plasmas sont caractérisés par plusieurs grandeurs physiques. Les plasmas froids basses pressions sont caractérisés principalement par T_e , la température électronique, n_e , la densité électronique, et n_g , la densité de neutre. Dans ces plasmas, la quasi-neutralité est généralement observée, ainsi la densité d'ion positif est égale à la densité électronique $n_+ = n_e$. Les températures des ions et des neutres sont généralement considérées

comme égales à la température ambiante $T_g = T_+ = 300$ K. La température électronique est généralement exprimée en eV (électron-volt) et vaut $T_e(\text{eV}) = \frac{k_B T_e(\text{K})}{e}$ où k_B est la constante de Boltzmann et e est la charge élémentaire. On a alors $T_g = T_+ = 0,026$ eV. Par la suite, toutes les températures en italiques seront exprimées en eV.

La longueur de Debye est une grandeur caractéristique des plasmas en général. Il s'agit de la distance à partir de laquelle une charge est écrantée, c'est-à-dire qu'elle vient à être neutralisée par les autres charges environnantes. Elle est définie comme

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T_e}{n_e e}}, \quad (1.6)$$

avec ε_0 la perméabilité du vide et k_B la constante de Boltzmann. Les ions et les électrons répondent différemment aux variations du champ électrique du fait de leurs masses et températures qui diffèrent. Afin d'évaluer cette différence, la fréquence plasma est la fréquence maximale à laquelle les espèces chargées du plasma sont sensibles. On définit ainsi la fréquence plasma électronique comme

$$\omega_{pe} = \frac{\sqrt{e T_e / m_e}}{\lambda_{De}} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} = \tau_e^{-1}, \quad (1.7)$$

avec m_e la masse des électrons et τ_e le temps de réponse des électrons à une variation de champ électrique. La fréquence ionique peut aussi être exprimée

$$\omega_{pi} = \frac{\sqrt{e T_i / M}}{\lambda_{Di}} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{M \varepsilon_0}} = \tau_i^{-1}, \quad (1.8)$$

avec T_i la température des ions, λ_{Di} la longueur de Debye des ions, M la masse des ions et τ_i le temps de réponse des ions à une variation de champ électrique. Le libre parcours moyen est la distance moyenne parcourue par une particule avant de subir une collision. On suppose que les collisions ont lieu entre deux particules de type sphères dures. La fréquence de collision ν est proportionnelle au libre parcours moyen λ_{lpm} et est définie en fonction des espèces considérées pour les collisions

$$\nu = n_g \sigma v = n_g K = \frac{v}{\lambda_{lpm}} = \tau^{-1}, \quad (1.9)$$

où σ est la section efficace de collision, v la vitesse de la particule incidente, $K = \sigma v$ est le taux d'interaction et τ le temps moyen entre deux collisions.

Formation de la gaine Lorsqu'un plasma est généré, les électrons, qui sont très mobiles, diffusent et atteignent la paroi. Les ions positifs, beaucoup plus lourds que les électrons, ont donc beaucoup plus d'inertie et diffusent moins rapidement vers les parois. Les électrons ayant diffusé aux parois et les ions positifs restant au centre du plasma, celui-ci se charge positivement. Le potentiel positif du plasma entraîne la formation d'une zone de charge d'espace proche des parois, appelée la gaine, où les électrons sont renvoyés vers le centre de la décharge (plus positive que la paroi) et où les ions sont accélérés vers la paroi. Le rôle de la gaine est alors d'égaliser les flux de charges positives et négatives sortant du plasma.

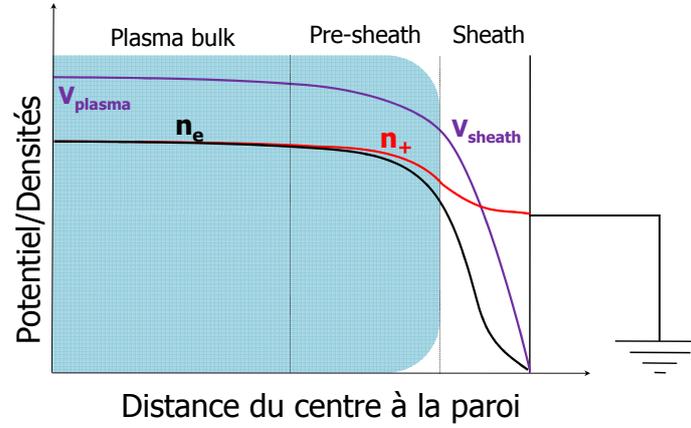


Figure 1.19: Illustration d'une gaine dans un plasma électropositif en fonction de la distance au centre du réacteur.

Le plasma peut donc se diviser spatialement en trois parties, en fonction du potentiel du plasma comme illustré sur la figure 1.19. Tout d'abord le coeur du plasma, où la quasi-neutralité est respectée, le potentiel y est le plus élevé du plasma, généralement de l'ordre d'une vingtaine de volts et relativement constant. Puis vient la pré-gaine, zone entre le coeur du plasma et la gaine dans laquelle le potentiel du plasma décroît légèrement. Dans cette zone, les ions positifs commencent à être accélérés mais la quasi-neutralité est encore respectée. Cependant les densités électroniques et ioniques chutent légèrement. Le facteur $h_L = n_s/n_0$ est alors introduit comme le ratio entre la densité en lisière de gaine et la densité au centre du plasma. Enfin, la gaine se situe proche de la paroi. Cette zone est celle où les ions ont atteint la vitesse de Bohm (u_B) et où une forte chute de potentiel s'opère, passant du potentiel de la pré-gaine (quasiment le potentiel plasma) au potentiel de la paroi. Les électrons qui n'ont pas assez d'énergie sont réfléchis vers le centre de la décharge et les ions y sont accélérés. La vitesse de Bohm est le critère à partir duquel la quasi-neutralité n'est plus respectée.

La vitesse de Bohm est donc le critère qui permet de déterminer l'entrée dans la gaine. Cette vitesse est définie comme

$$u_B = \sqrt{\frac{eT_e}{M}}. \quad (1.10)$$

Il est alors possible de définir le flux de Bohm correspondant au flux d'ions positifs entrant dans la gaine avec une vitesse égale à la vitesse de Bohm.

$$\Gamma_+ = n_s u_B, \quad (1.11)$$

où $n_s = h_L n_0$ est la densité en lisière de gaine et n_0 la densité au centre du plasma. La détermination de ce facteur h_L dépend du régime de pression et n'est pas triviale. Les

différentes méthodes permettant de le calculer sont détaillées dans [27, 63]. Typiquement, le facteur h_L prend des valeurs comprises entre 0,4 et 0,6.

Plasmas électronégatifs

Les plasmas électronégatifs, quant à eux, sont composés d'électrons, d'ions positifs et d'ions négatifs dans une proportion plus ou moins importante.

Grandeurs caractéristiques L'ajout de ces ions négatifs peut entraîner de gros changements dans le comportement du plasma dépendant de leurs proportions. En effet, dans les plasmas électronégatifs les électrons sont remplacés en partie par des ions négatifs ayant une masse et une température équivalentes à celles des ions positifs. Les plasmas électronégatifs sont alors définis par deux paramètres : α et γ [20, 21]. De même que pour les plasmas électropositifs, la quasi-neutralité est respectée dans les plasmas électronégatifs $n_+ = n_e + n_-$. Les températures des neutres et des ions positifs et négatifs sont aussi supposées à température ambiante $T_g = T_+ = T_- = 0,026$ eV.

- α est définie comme l'électronégativité du plasma, c'est à dire la proportion d'ions négatifs par rapport à celles des électrons. Pour calculer ce paramètre il faut déterminer les densités des ions négatifs n_- et des électrons n_e . L'électronégativité se définit alors comme

$$\alpha = \frac{n_-}{n_e}. \quad (1.12)$$

- γ est le ratio entre les températures des électrons T_e et la température des ions négatifs T_- et se définit comme

$$\gamma = \frac{T_e}{T_-}. \quad (1.13)$$

La longueur de Debye, directement dépendante des électrons dans un plasma électropositif, est modifiée par la présence des ions négatifs. Celle-ci s'écrit alors [27]

$$\lambda_{De}^* = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 e T_e}{n_{e0} e^2}} \sqrt{\frac{1}{1 + \gamma \alpha_0}} = \lambda_{De} \sqrt{\frac{1}{1 + \gamma \alpha_0}}, \quad (1.14)$$

avec α_0 l'électronégativité au centre du plasma. On obtient ainsi la longueur de Debye modifiée dans le cas d'un plasma électronégatif.

Formation de la gaine La caractéristique de la gaine dans un plasma électronégatif dépend directement de l'électronégativité α . En effet, la gaine se forme pour égaliser les flux à la paroi. Or si les électrons sont remplacés par des ions négatifs, ayant la même masse et vitesse thermique que les ions positifs, la gaine n'a plus de raison d'exister. Ainsi, des simulations ont été réalisées pour comprendre l'évolution de potentiel plasma en fonction de l'électronégativité [68]. La figure 1.17 représente la variation du potentiel plasma en fonction de la position entre deux parois, la paroi de gauche à la masse et la paroi de droite polarisée à -100 V. En fonction de son électronégativité, le plasma se comporte différemment :

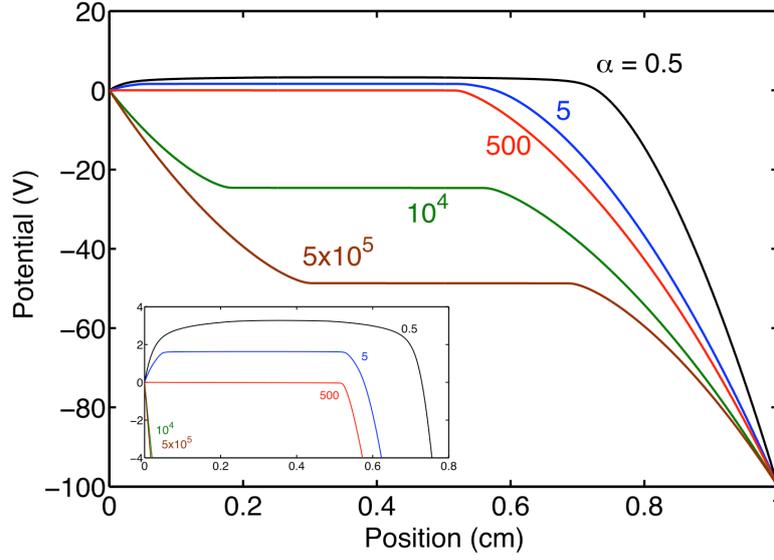


Figure 1.20: Evolution spatiale du potentiel plasma en fonction de l'électronégativité α du plasma entre deux parois, l'une à la masse (à gauche) et l'autre polarisée à -100 V (à droite) [68].

- $\alpha < 500$, le plasma se comporte comme un plasma électropositif, le potentiel plasma est supérieur à la paroi la plus positive, des gaines de charge d'espace se forment devant les deux parois repoussant les électrons et les ions négatifs et accélérant les ions positifs. Ces plasmas sont alors stratifiés, les ions négatifs, beaucoup plus froids que les électrons, sont confinés par la pré-gaine, permettant un plasma électropositif devant la gaine et un comportement "classique" de la gaine.
- $500 < \alpha < 5 \times 10^5$, la dynamique des charges négatives est dominée par les ions négatifs. Ainsi, les ions négatifs peuvent commencer à être extraits puisque accélérés par la gaine présente devant la paroi à la masse. Des électrons sont toujours présents et empêchent la symétrisation du potentiel mais restent minoritaires. Le plasma peut alors être qualifié de ion-ion.
- $\alpha > 5 \times 10^5$, les électrons sont négligeables et ne jouent plus aucun rôle dans la dynamique du plasma, permettant une symétrisation du potentiel plasma déjà observé dans des simulations PIC sans électrons par [65]. Ainsi on obtient des flux d'ions égaux à chaque paroi $\Gamma_-(\text{gauche}) = \Gamma_+(\text{droite})$.

Par la suite, la valeur utilisée pour définir la limite entre plasma électronégatif et plasma ion-ion est égale à 500. La vitesse de Bohm dépend elle aussi de la température électronique. Dans un plasma électronégatif celle-ci se voit modifiée par le remplacement des électrons par des ions négatifs. La vitesse de Bohm modifiée s'exprime alors [27]

$$u_B^* = \sqrt{\frac{eT_e}{M}} \sqrt{\frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma\alpha_s}} = u_B \sqrt{\frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma\alpha_s}}, \quad (1.15)$$

avec α_s l'électronégativité en bordure de la gaine. Comme illustré sur la figure 1.20 (b), en fonction des conditions d'électronégativité, α_s en lisière de gaine peut être totalement différent du α_0 au centre du plasma. Cette différence est due à la chute de potentiel dans la pré-gaine et à la différence de températures et de masses entre les ions négatifs et les électrons. Les ions négatifs auront alors plus de difficultés à entrer dans la pré-gaine que les électrons et cela aboutira à la stratification du plasma. En revanche, avec l'augmentation de α , les ions négatifs remplacent les électrons dans la pré-gaine. Pour une faible électronégativité, $\alpha_s \ll \alpha_0$ alors que pour de très forte électronégativité $\alpha_s \sim \alpha_0$. La relation reliant les deux quantités est issue du ratio entre les populations de Boltzmann électroniques et ioniques négatives donnant [27]

$$\alpha_s = \alpha_0 \exp\left(\frac{e\phi_s}{eT_e}(1 - \gamma)\right), \quad (1.16)$$

où $e\phi_s/k_B T_e$ est la chute de potentiel dans la pré-gaine et peut être exprimée comme

$$\frac{e\phi_s}{eT_e} = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma\alpha_s} \right). \quad (1.17)$$

Propergol idéal pour PEGASES

Group	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	1 H																	2 He
2	3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
3	11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
4	19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
5	37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
6	55 Cs	56 Ba	*	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
7	87 Fr	88 Ra	**	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt	110 Ds	111 Rg	112 Cn	113 Uut	114 Fl	115 Uup	116 Lv	117 Uus	118 Uuo
				57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
				** 89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr

Figure 1.21: Tableau périodique des éléments de Mendeleiev

Comme pour le propulseur à grille classique, la question du propergol idéal se pose pour PEGASES. Afin de former des ions positifs et négatifs dans le plasma, l'utilisation d'un gaz électronégatif est obligatoire. Si l'on regarde le tableau périodique des éléments présenté sur la figure 1.21, on peut voir que la seule colonne pouvant nous intéresser est la colonne 17, celle des éléments appartenant à la famille des halogènes. Dans cette famille sont présents le fluor, le chlore, le brome et l'iode. Les gaz pouvant alors être utilisés sont le SF₆ ou hexafluorure de soufre, le dichlore Cl₂, le dibrome Br₂ et le diiode I₂. Comme pour le propulseur classique, l'élément idéal se doit d'être lourd, par conséquent le gaz Cl₂ peut être écarté de la liste. De plus, une chimie simple de l'élément est préférable afin de ne pas perdre d'énergie dans diverses réactions inutiles à la formation du plasma ion-ion, par conséquent le SF₆ pose un problème de taille, étant composé de 6 atomes de fluor. Enfin, comme pour le propulseur

classique, le temps de vie de l'appareil est un paramètre important à prendre en compte, et un élément de nature trop corrosive n'est par définition pas souhaité. Le Br_2 n'est donc pas le candidat idéal. Il apparaît alors que l'iode semble remplir les conditions fixées et se présente comme le propergol à utiliser dans le propulseur PEGASES lors d'une utilisation dans l'espace.

Pour des raisons pratiques la preuve de principe de PEGASES a été réalisée en utilisant le SF_6 comme gaz électronégatif. Cela étant fait, le but de ma thèse a donc été d'effectuer la transition vers une utilisation de l'iode. Mes premières études de PEGASES ont porté sur l'optimisation du plasma de SF_6 . Un banc d'essai entièrement dédié à l'utilisation de l'iode dans PEGASES est ensuite présenté suivi des résultats de l'étude menée sur ce plasma.

Chapter 2

L'iode comme propergol pour la propulsion électrique ionique : modèle

Sommaire

2.1	Modéliser un propulseur électrique ionique	33
2.1.1	Modélisation des plasmas froids	34
2.1.2	Modélisation de PEGASES : le challenge du filtre magnétique	36
2.2	Modèle global en iode	36
2.2.1	Description du modèle	36
2.2.2	Chimie de l'iode	38
2.2.3	Ecriture des équations bilan	41
2.2.4	Equation de chauffage du gaz	44
2.2.5	Bilan énergétique des électrons	45
2.2.6	Validation tests	47
2.2.7	Résultats et comparaison avec le xénon	48
2.3	Conclusion et discussion	56

2.1 Modéliser un propulseur électrique ionique

Avant de se lancer dans l'entreprise périlleuse de construire de A à Z une expérience tournant en iode pur, il est bon de se forger une idée sur quoi s'attendre en terme de chimie et de possibles résultats pour les paramètres plasma tels que les densités ou températures. La méthode la plus efficace pour cela est de développer un modèle afin de simuler le futur plasma d'iode. Le choix du type de modèle se pose alors.

2.1.1 Modélisation des plasmas froids

Les plasmas froids sont utilisés dans de nombreux domaines industriels et scientifiques. La compréhension de leur fonctionnement apporte donc de nombreux avantages, permettant ainsi l'optimisation de leur emploi et de leur étude. Cette compréhension passe en partie par la modélisation de leurs structure et mécanismes, modélisation pouvant s'effectuer de différentes façons suivant l'angle souhaité ou la précision désirée. L'élément central d'un plasma froid est l'électron qui permet la répartition de l'énergie obtenue par couplage électrique entre les différents processus atomiques tels que l'excitation, la dissociation, l'ionisation ou encore le chauffage du gaz. La caractéristique principale d'un plasma froid est la température électronique bien plus importante que celle des ions ou atomes neutres. Cependant, en fonction du couplage électrique, de la chimie de l'espèce, de la pression et de l'importance des phénomènes de réactions en surface, la méthode adoptée pour simuler la décharge peut varier. Les données d'entrée disponibles sont également un facteur important dans le choix du modèle. Dans cette section je présenterai donc les principaux modèles possibles pour la description d'un plasma non thermique ainsi que leurs avantages et inconvénients.

Il est important de distinguer les modèles de type analytique et les modèles de type numérique. Les modèles de type analytique sont les plus faciles à mettre en place. La résolution analytique et non numérique de certaines équations clefs moyennant certaines approximations permet la description de plasmas ou certaines régions du plasma comme la gaine. Cette approche donne la possibilité d'étudier une décharge sous diverses conditions et de comparer ces résultats à des données expérimentales. Cependant les hypothèses obligatoires pour le fonctionnement de cette technique peuvent limiter grandement son champ d'action. Les modèles numériques, quant à eux, requièrent moins d'approximations et permettent la simulation d'une gamme beaucoup plus large de problèmes. Les trois premières approches décrites ici (PIC, fluide et hybride) sont numériques, la dernière (modèle global) est analytique.

Modélisation PIC (Particle In Cell) ou approche particulaire

La simulation d'une décharge par une approche particulaire repose sur l'étude d'un petit nombre de particules, ou superparticules comme elles sont souvent appelées, représentatives d'une espèce particulière du plasma, et de suivre leur évolution spatiale en fonction du temps. Cette approche décrit avec le plus de réalisme les processus mis en place dans une décharge non thermique en laboratoire [58, 66, 71]. Ces plasmas étant d'une densité comprise entre 10^{14} et 10^{21} m^{-3} en moyenne, une seule superparticule représente en général 10^6 particules réelles. L'évolution spatiale de ces superparticules est déterminée par les équations des lois du mouvement de Newton et une modélisation des collisions peut être faite en utilisant un code Monte-Carlo (MC) [18], qui permet de déterminer si les superparticules entrent en collision et quand, et surtout le type d'interaction engendrée. La simulation est alors de type PIC-MCC pour PIC-Monte Carlo Collisions.

L'avantage majeur des simulations de type PIC-MCC est qu'elles requièrent peu d'hypothèses

de départ et leur fiabilité ne dépend que de celle des données en entrée. Leur capacité de prédire les phénomènes de chauffage sans collisions les rend plus attractives pour décrire des décharges basse pression (typiquement de 1 à 100 mTorr), les trop hautes pressions rendant le travail beaucoup trop complexe en raison du plus grand nombre de collisions. Cependant ce type de simulation est considéré comme complexe et demande plus de temps de calcul que les autres méthodes, imposant un nombre limité de superparticules. Un modèle PIC-MCC à une dimension demande plusieurs dizaines d'heures pour atteindre un état stable, et un modèle de ce type à deux dimensions reste difficile à mettre en place et résoudre. Le problème se pose d'autant plus si la chimie du gaz utilisé est complexe et entraîne de trop nombreuses réactions à prendre en compte. Cette catégorie de simulations reste donc appropriée pour des conditions où le libre parcours moyen des particules n'est pas négligeable comparé aux dimensions du problème. Pour des pressions plus élevées, les approches fluides ou hybrides deviennent alors plus pertinentes.

Modélisation fluide

Dans une description fluide, la décharge est caractérisée par ses propriétés macroscopiques telles que la densité, les flux et l'énergie moyenne, ce qui permet d'éviter la lourde tâche de suivre à la trace un grand nombre de particules. Les équations de ce type de modèle sont élaborées à partir du premier moment de l'équation de Boltzmann afin d'obtenir une équation de conservation pour la masse, l'impulsion et l'énergie. L'avantage majeur de cette description est la rapidité à obtenir des résultats à analyser. Cela implique également la possibilité de l'étude d'un plasma à la chimie plus complexe incluant des centaines de réactions et une application pouvant aller jusqu'au plasma atmosphérique [76, 87]. Cependant, afin de former un ensemble fini d'équations, il est nécessaire de faire plusieurs hypothèses sur la fonction de distribution en énergie des électrons, FDEE(ou de la connaître) pour estimer les taux de réactions et coefficients de transport, requis dans les équation de conservation [44, 54]. Il est évident que ces hypothèses faites sur les FDEE, ou EEDF en anglais, vont limiter son domaine de validité, contrairement au modèle PIC, et la précision de ces hypothèses va bien sûr influencer sur la pertinence des résultats obtenus.

Modélisation hybride

L'approche hybride est un mélange de différentes approches de modélisation. Une possible approche hybride est celle visant à combiner les deux précédentes techniques. Elle est utilisée lorsque les conditions d'opération du plasma sont telles que les approximations inhérentes à un modèle purement fluide sont incapables de rendre compte des phénomènes physiques les plus importants. Le système est alors séparé : certains phénomènes seront traités par le modèle fluide, d'autres par la méthode particulaire, les deux techniques décrivant alors l'ensemble du système. Si la division des processus devant être étudiés par telle ou telle méthode est

optimale, il est alors possible de prendre en compte la complexité totale de la physique en oeuvre, tout en réduisant considérablement le temps de calcul.

Le modèle global

Le modèle global est, cette fois-ci, une description analytique d'une décharge. En effet il permet de prédire des quantités telles que les densités ou les températures, mais moyennées spatialement. Il permet de trouver rapidement des relations entre les différents paramètres clefs et ne nécessite que quelques minutes, voire secondes, de calcul. Il ne donne cependant en général aucune information spatiale, sauf modèle particulier [61], et possède une précision très limitée. Ce modèle repose sur deux types d'équations : les équations de conservation de particule et celles de bilan de puissance. Une équation bilan des particules doit donc être écrite pour chaque espèce considérée afin de déterminer les densités des différentes espèces à l'équilibre du plasma. L'équation bilan de puissance permet la détermination de la température électronique. Il est également possible d'inclure une équation de chauffage du gaz neutre. L'établissement de toutes ces équations nécessite la connaissance des taux de réaction de l'ensemble des réactions incluses dans le modèle. Une liste des processus chimiques pris en compte doit donc être établie avant toute chose. La résolution du système d'équations différentielles formé par les équations bilans est alors effectuée pour obtenir les valeurs des grandeurs plasma à l'état stable.

Pour des raisons pratiques, ma thèse n'étant pas axée uniquement sur la modélisation d'un plasma d'iode, et ayant besoin rapidement de résultats préliminaires pour orienter la mise en place du dispositif expérimental, le développement d'un modèle global fut préféré aux autres méthodes, certes plus précises mais plus demandeuses en terme de temps de recherche.

2.1.2 Modélisation de PEGASES : le challenge du filtre magnétique

Comme expliqué plus haut, le principe du propulseur PEGASES repose sur l'utilisation d'un filtre magnétique appliqué entre la bobine et les grilles d'accélération. La modélisation d'un champ magnétique n'étant pas triviale, elle fut laissée de côté pour le développement du premier modèle global d'un plasma d'iode. Cependant, plusieurs solutions pour son introduction dans le modèle sont en cours de développement et présentées dans les perspectives de la thèse.

2.2 Modèle global en iode

Un modèle global d'un plasma d'iode formé à l'intérieur d'un propulseur ionique à grilles a donc été développé suivant Chabert *et al.* [28].

2.2.1 Description du modèle

Comme le montre la figure 2.1, le propulseur est ici composé d'une chambre cylindrique de rayon interne R et de longueur L . Le volume de plasma et la surface interne totale sont alors

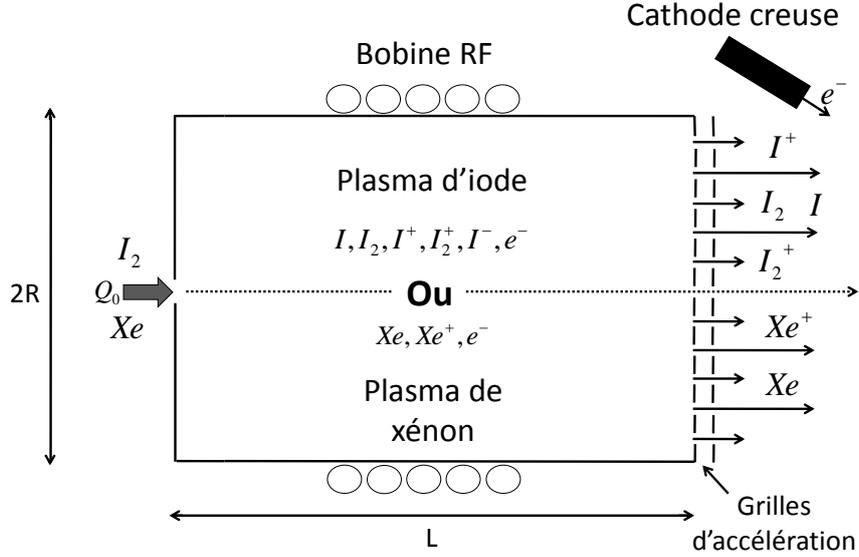


Figure 2.1: Schéma du modèle du propulseur ionique à grilles : la chambre est entourée par la bobine à 13.56 MHz, le gaz (Xe ou I_2) est injecté à gauche et les ions positifs sont accélérés par une paire de grilles sous tension.

Table 2.1: Paramètres utilisés dans le modèle

Dimensions	Grilles	Bobine	Injection du gaz	Constantes
$R = 6$ cm	$\beta_i = 0.7$ $\beta_g = 0.3$	$N = 5$	$Q_0 = 2.1$ $10^{18} s^{-1}$	$M_I = 127$ uma
$L = 10$ cm	$s = 1.5$ mm	$L_{coil} = 4.84 \cdot 10^{-6} H$	$Q_{mg} = 1$ mg.s $^{-1}$	$\sigma_i = 10^{-18} m^2$
$R_c = 7$ cm	$V_{grid} = 1000$ V	$R_{coil} = 2$ Ω		$\kappa = 3.9 \cdot 10^{-3}$ usi [85]

$V = \pi R^2 L$ et $A = 2\pi R^2 + 2\pi RL$. Le gaz est injecté à flux constant Q_0 (en particules/s). La transparence des grilles pour les neutres β_g peut varier entre 0 et 1, et l'ouverture du propulseur pour les neutres peut alors se définir comme $A_g = \beta_g \pi R^2$ avec $\beta_g = 0$ si le gaz ne sort pas de la chambre. La transparence des grilles pour les ions est notée β_i et l'aire par laquelle les ions s'échappent est $A_i = \beta_i \pi R^2$. Nous présumons ici que la transparence ionique est indépendante de la masse et nous ne différencions pas I et I_2 . En raison des effets optiques de focalisation au niveau des grilles, la transparence des ions est habituellement plus élevée que celle des neutres. Il est possible de définir le flux de neutres qui s'écoule à travers la surface A_g par $\Gamma_g = \frac{1}{4} n_X v_X$ avec $X = [I_2, I \text{ ou } Xe]$ où n_X est la densité de gaz neutre et $v_X = (\frac{8k_B T_g}{\pi M_X})^{\frac{1}{2}}$ la vitesse moyenne des particules avec T_g la température du gaz en Kelvin et M_X la masse de l'iode mono ou diatomique, ou des atomes de xénon.

A l'état stable, lorsque le plasma est éteint, il est possible de définir le flux de gaz neutre comme $Q_0 = \frac{1}{4} n_{X0} v_{X0} A_g = \Gamma_{g0} A_g$ avec $X = [I_2 \text{ ou } Xe]$ où n_{X0} est la densité de gaz neutre et v_{X0} la vitesse moyenne sans plasma. On considère la dissociation de I_2 inexistante dans l'état

initial. Par l'utilisation de l'équation d'état $p_0 = n_{X0}k_B T_{g0}$ on obtient la pression initiale dans la chambre

$$p_0 = \frac{4k_B T_{g0} Q_0}{v_{g0} A_g} \quad (2.1)$$

Lorsque le plasma est allumé, les collisions électrons-neutres permettent la production de I^+ et I_2^+ qui sont accélérés par le système de grilles. La tension aux bornes des grilles est notée V_{grid} et donne alors la vitesse d'expulsion des ions

$$v_{beam} = \sqrt{\frac{2eV_{grid}}{M_X}} \quad (2.2)$$

où e est la charge élémentaire.

Le chauffage du gaz est inclus dans le modèle permettant alors la variation des températures T_I et T_{I_2} . On suppose ici que $T_{I_2} = T_I$, la température des neutres étant considérée différente de celle des ions avec $T_{I^+} = T_{I_2^+} = T_{I^-} = 0.1$ eV. L'électronégativité, définie par $\alpha = \frac{n_-}{n_e}$, étant inférieure à 0.5, le plasma est traité comme électropositif et les flux d'ions négatifs aux murs est nul, $\Gamma_- = 0$. En effet, afin de maintenir l'ambipolarité sur les murs de la chambre, le potentiel de gaine s'égalise autour de $5 T_e$. Avec une température d'ions négatifs de $T_{I^-} = 0.1$ eV, tous les ions négatifs sont réfléchis par la gaine vers le centre du plasma.

Sauf indication contraire, tous les paramètres utilisés dans le modèle sont présents dans le tableau 2.1.

2.2.2 Chimie de l'iode

Réactions considérées

L'iode est un gaz corrosif et chimiquement réactif avec certains métaux (titane, cuivre, argent, alliages d'aluminium) [31]. Cependant, dans ce modèle, les effets de surface ne sont pas considérés. La tableau 2.2 recense les réactions utilisées et leur référence associée. La plupart des sections efficaces furent calculées sur demande par Hamilton et al. (Quantemol) pour cause d'un manque de données sur certaines réactions ou de données peu précises et datées ([25, 72, 82]). Les taux de réaction fournis par Quantemol ont été comparés à ceux obtenus dans la littérature [7, 17, 95] comme on peut le voir sur la figure 2.2, afin de valider les calculs de Quantemol. En analysant le graphe, on observe, excepté pour la collision élastique, une différence notable dans les valeurs des taux de réaction. Malgré ce désaccord le modèle a été utilisé en gardant les données fournies par Quantemol. Il est néanmoins évident que la chimie de l'iode modélisée ici doit être améliorée dans le futur.

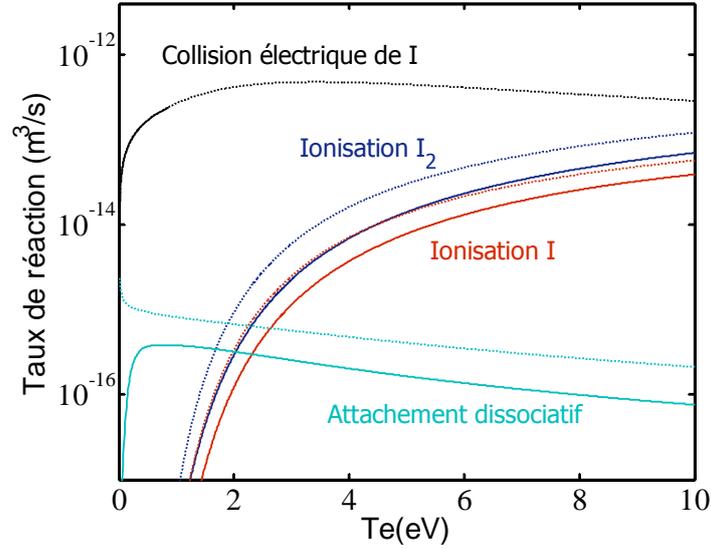


Figure 2.2: Comparaison avec les données Quantemol des taux de réaction pour la collision élastique [95], l'ionisation de I et I₂ [7] et l'attachement dissociatif [17].

Calcul des taux de réactions

La plupart des taux des réactions utilisés dans ce modèle sont calculés à partir de sections efficaces utilisant l'équation suivante [63]

$$\begin{aligned}
 K(T) &= \langle \sigma(v)v \rangle_v \\
 &= \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \sigma(v)v \exp\left(\frac{-mv^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

où m et T sont la masse et la température des électrons respectivement. On suppose la distribution des électrons maxwellienne.

Les taux de réactions obtenus sont présentés dans la figure 2.3 en fonction de la température électronique. Concernant l'échange de charge (K_{cex}), la recombinaison des ions (K_{ionrec}), et la recombinaison en surface de I (γ), les valeurs ci-dessous sont utilisées

- $K_{cex} = 1.22 \times 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$ [43]
- $K_{ionrec} = 9.311 \times 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$ [94]
- $\gamma = 0.02$ [34]

La quasi absence de données expérimentales sur le coefficient de recombinaison en surface γ nous amène à fixer sa valeur à 0.02. Différentes valeurs (entre 0.01 et 0.3) de ce paramètre ont cependant été testées, sans montrer de changement majeur dans les résultats.

Table 2.2: Chimie de l'iode dans le modèle.

Réaction		Références
$e^{-*} + I \longrightarrow e^{-} + I^{*}$	Excitation de I	Hamilton and Tennyson [51]
$e^{-} + I_2 \longrightarrow e^{-} + I_2$	Collision élastique de I_2	Hamilton and Tennyson [51]
$e^{-} + I \longrightarrow e^{-} + I$	Collision élastique de I	Hamilton and Tennyson [51]
$e^{-} + I_2 \longrightarrow I^{-} + I$	Attachement dissociatif	Hamilton and Tennyson [51]
$e^{-} + I_2 \longrightarrow I^{+} + I + 2e^{-}$	Ionisation dissociative	Hamilton and Tennyson [51]
$e^{-} + I \longrightarrow I^{+} + 2e^{-}$	Ionisation de I	Hamilton and Tennyson [51]
$e^{-} + I_2 \longrightarrow I_2^{+} + 2e^{-}$	Ionisation de I_2	Hamilton and Tennyson [51]
$I^{-} + I_2^{+} \longrightarrow I + I_2$	Echange de charge	Greaves <i>et al.</i> (1964) [43]
$I^{-} + I^{+} \longrightarrow 2I$	Recombinaison des ions	Yeung <i>et al.</i> (1957) [94]
$I \longrightarrow \frac{1}{2}I_2$	Recombinaison en surface	Despiau-Pujo <i>et al.</i> [34]
$e^{-} + I_2 \longrightarrow 2I + e^{-}$	Dissociation	Hamilton and Tennyson [51]

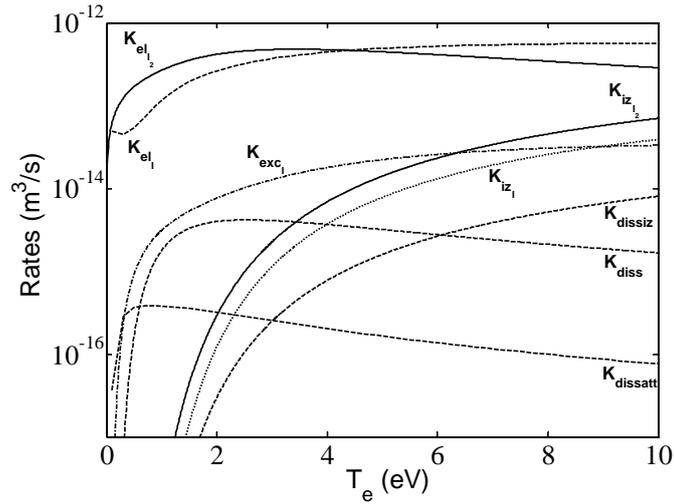


Figure 2.3: Taux de réaction utilisés dans le modèle: I excitation (K_{excI}), collision élastique de I (K_{elI}), collision élastique de I_2 (K_{elI_2}), ionisation de I (K_{izI}) et I_2 (K_{izI_2}), attachement dissociatif ($K_{dissatt}$), ionisation dissociative (K_{dissiz}) et dissociation de I_2 (K_{diss}).

Hypothèses sur le modèle chimique

Certaines espèces d'ions et certaines réactions ne sont pas prises en compte dans ce modèle. Nous n'avons pas inclus

- $e^{-} + I_2 \longrightarrow I_2^{-}$
- $e^{-} + I \longrightarrow I^{-}$



D'après les calculs de Quantemol, le plus bas état excité de I_2 a un palier énergétique de 2.449 eV tandis que l'énergie de dissociation de I_2 est de 1.567 eV. L'excitation de I_2 n'est donc pas prise en compte, étant dissocié avant d'être excité. De plus, l'attachement direct d'un électron à la molécule de I_2 mène à la formation de l'ion I_2^- en état instable [47], l'électron étant rapidement perdu par autodétachement. Concernant la formation de l'ion I^- par attachement direct, aucune donnée ne fut trouvée sur le sujet et cette réaction a donc été naturellement écartée.

2.2.3 Ecriture des équations bilan

Une équation bilan est écrite pour chaque espèce considérée dans le modèle. Les variations temporelles des densités dans ces équations sont décrites comme le résultat de la production et de la perte des électrons, des ions négatifs et positifs et des neutres.

Différenciation des surfaces

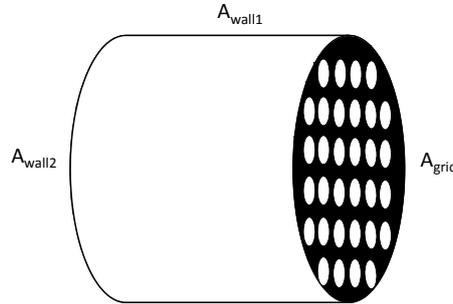


Figure 2.4: Surfaces du propulseur.

Les différentes surfaces utiles dans le modèle sont décrites ci-dessous et dans la FIG 2.4

- $A_{wall1} = 2\pi RL$ et $A_{wall2} = \pi R^2$ sont les surfaces des murs radial et arrière.
- $A_i = A_{wall2}\beta_i$ et $A_g = A_{wall2}\beta_g$ sont les aires effectives ouvertes des grilles à travers lesquelles les ions et les neutres sortent du propulseur.
- $A_{grid_i} = A_{wall2} - A_i = \pi R^2(1 - \beta_i)$ et $A_{grid_n} = A_{wall2} - A_g = \pi R^2(1 - \beta_g)$ sont les surfaces effectives de perte au niveau des grilles pour les ions et les neutres.

- $A_{effi} = A_{wall1}h_R + 2A_{wall2}h_L = 2\pi RLh_R + 2\pi R^2h_L$ est la surface effective totale de perte aux murs pour les ions positifs et les électrons, où les ratios bord-au-centre de densité de plasma h_L et h_R , justifient le profil de densité du plasma à l'intérieur de la chambre et sont donnés par [28] :

$$h_L = 0.86 \left[3 + \frac{L(n_{I_2} + n_I)\sigma_i}{2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

$$h_R = 0.8 [4 + R(n_{I_2} + n_I)\sigma_i]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

où $n_{I_2} + n_I = n_g$. L'équation du ratio bord-au-centre h_L utilisée ici est celle des plasmas électropositifs, choix justifié par la faible électronégativité de la décharge (voir résultats plus bas). Une équation de ce ratio pour les plasmas électronégatifs a récemment été développée [30]. Cette nouvelle expression de h_L a été intégrée un temps au modèle, cependant aucune différence significative avec l'approche électropositive n'a été observée.

- $A_{effp} = A_{wall1}h_L + A_{wall2}h_R + A_{grid_i}h_L = \pi R^2(2 - \beta_i)h_L + 2\pi RLh_R$ représente la surface effective de neutralisation aux murs pour les ions positifs. On peut remarquer que $A_{effi} = A_{effp} + A_i$: les ions perdus sont soit accélérés par les grilles, soit neutralisés pour produire des neutres.
- $A_n = A_{wall1} + A_{wall2} + A_{grid_n} = \pi R^2(2 - \beta_g) + 2\pi RL$ est la surface de perte aux murs pour les atomes neutres d'iode et de production de I_2 par recombinaison.

Electrons

On peut lire ci dessous l'équation bilan des électrons.

$$\frac{dn_e}{dt} = K_{izI}n_enI + K_{izI_2}n_enI_2 + K_{dissiz}n_enI_2 - K_{dissatt}n_enI_2 - \frac{\Gamma_e A_{effi}}{V} \quad (2.6)$$

Les trois premiers termes à droite de l'équation correspondent à la production d'électrons par ionisation de l'iode mono et diatomique, et l'ionisation dissociative de I_2 . Les électrons sont perdus par attachement dissociatif à I_2 et le flux de perte d'électrons aux murs est noté Γ_e avec

$$\Gamma_e = \Gamma_{I^+} + \Gamma_{I_2^+} \quad (2.7)$$

qui assure l'équilibre local du flux des particules chargées sur les murs isolants du propulseur.

Ions négatifs

Une équation bilan pour les ions négatifs a également été écrite.

$$\frac{dn_{I^-}}{dt} = K_{dissatt}n_en_{I_2} - K_{ionrec}n_{I^-}n_{I^+} - K_{chex}n_{I^-}n_{I_2^+} \quad (2.8)$$

Les ions négatifs I^- sont produits par attachement dissociatif de I_2 uniquement et perdus par recombinaison avec I^+ et par échange de charge avec I_2^+ . Comme précisé avant, les ions négatifs ne sont pas perdus au niveau des murs puisqu'ils sont réfléchis par la gaine.

Neutres mono et diatomiques

Les atomes et molécules d'iode ont leur propre équation bilan.

$$\begin{aligned} \frac{dn_{I_2}}{dt} = & \frac{Q_0}{V} + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{4}n_I v_I \frac{A_n}{V} \frac{2\gamma}{\gamma-1}\right) + K_{ionrec}n_{I^-}n_{I^+} + K_{chex}n_{I^-}n_{I_2^+} \\ & + \Gamma_{I_2^+} \frac{A_{effp}}{V} - K_{dissiz}n_en_{I_2} - K_{dissatt}n_en_{I_2} - K_{diss}n_en_{I_2} \\ & - K_{izI_2}n_{I_2}n_e - \frac{1}{4}n_{I_2}v_{I_2} \frac{A_g}{V} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Le gaz I_2 est injecté avec un flux constant Q_0 . Il est également produit par recombinaison des ions et échange de charge. Une partie des atomes I perdus aux murs se recombine pour donner I_2 , et tous les ions I_2^+ perdus sur les murs internes du propulseur sont neutralisés pour obtenir I_2 . L'iode diatomique est perdu par ionisation dissociative, dissociation et ionisation. Enfin, le gaz est éjecté et perdu à travers les grilles du propulseur. On note $v_I = \left(\frac{8k_B T_g}{\pi M_I}\right)^{\frac{1}{2}}$ la vitesse moyenne de I.

$$\begin{aligned} \frac{dn_I}{dt} = & K_{dissiz}n_en_{I_2} + K_{dissatt}n_en_{I_2} + 2K_{diss}n_en_{I_2} + \Gamma_{I^+} \left(\frac{A_{effp}}{V}\right) \\ & + K_{chex}n_{I_2^+}n_{I^-} - K_{izI}n_en_I - \frac{1}{4}n_I v_I \frac{A_n}{V} \frac{2\gamma}{\gamma-1} - \frac{1}{4}v_I n_I \frac{A_g}{V} \end{aligned} \quad (2.10)$$

L'iode atomique est produit par ionisation dissociative, attachement dissociatif, dissociation de I_2 , neutralisation de I^+ et échange de charge. Les atomes I sont perdus par ionisation, recombinaison en surface par production de I_2 et pertes à travers les grilles comme l'iode moléculaire.

Ions positifs monoatomiques

Les ions positifs monoatomiques ont également leur équation bilan.

$$\frac{dn_{I^+}}{dt} = K_{izI} n_I n_e + K_{dissiz} n_{I_2} n_e - K_{ionrec} n_{I^+} n_{I^-} - \Gamma_{I^+} \frac{A_{effI}}{V} \quad (2.11)$$

Les ions positifs I^+ sont produits par l'ionisation de I et l'ionisation dissociative de I_2 . Les deux derniers termes représentent les pertes par recombinaison ionique et le flux d'ions sur les murs de la chambre.

Ions positifs diatomiques

Finalement une équation bilan pour les ions diatomiques a été écrite.

$$\frac{dn_{I_2^+}}{dt} = K_{izI_2} n_e n_{I_2} - K_{chex} n_{I^-} n_{I_2^+} - \Gamma_{I_2^+} \frac{A_{effI}}{V} \quad (2.12)$$

Les ions positifs I_2^+ sont produits par ionisation de I_2 et perdus par échange de charge et pertes aux murs.

2.2.4 Equation de chauffage du gaz

Le chauffage du gaz peut être important du fait des collisions entre particules chargées et neutres. Il est également possible de définir ce chauffage avec une équation bilan d'énergie [62]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} (n_I + n_{I_2}) e T_g \right] &= 3m_e e (T_e - T_g) n_e \left(\frac{n_{I_2}}{m_{I_2}} + \frac{n_I}{m_I} \right) K_{el} + \frac{1}{4} n_e (n_{I_2} m_{I_2} u_{B_{I_2}}^2 K_{in_{I_2}} \\ &\quad + n_I m_I u_{B_I}^2 K_{in_I}) - \kappa \left(\frac{T_g - T_{g0}}{\Lambda_0} \right) \frac{A}{V} \end{aligned} \quad (2.13)$$

où $A = A_{wall1} + 2A_{wall2}$ est la surface totale du propulseur, $K_{in_x} = \sigma_i v_x$ est le taux de collision élastique entre les ions et les neutres, κ est la conductivité thermique de l'iode gazeux et $\Lambda_0 = \frac{1}{\sqrt{(\frac{2.405}{R})^2 + (\frac{\pi}{L})^2}}$ est la longueur de diffusion de la chaleur. A droite de l'équation le premier terme représente le chauffage du gaz dû aux collisions élastiques entre électrons et neutres, le second terme représente le chauffage par collisions ions-neutres et le dernier terme est la diffusion thermique, la température des parois étant fixée à T_{g0} . On suppose ici que la température des deux espèces neutres est identique (i.e. $T_I = T_{I_2}$).

2.2.5 Bilan énergétique des électrons

Dans ce modèle le plasma est généré par le passage d'un courant RF d'amplitude I_{coil} à travers une bobine située autour de la chambre du propulseur. Cette configuration induit un champ magnétique dans la chambre, responsable de la décharge initiale et de la formation du plasma. Dans le cas du chauffage inductif, la puissance délivrée par le générateur RF à la boîte d'accord est la somme de la puissance dissipée par la bobine (due à l'effet Joules), P_{coil} , et de la puissance absorbée par le plasma P_{abs} [27]

$$P_{RF} = \frac{1}{2}(R_{ind} + R_{coil})\frac{I_{coil}^2}{V} = P_{abs} + P_{coil} \quad (2.14)$$

Puissance absorbée

On définit la puissance absorbée par les électrons par

$$P_{abs} = \frac{1}{2}R_{ind}\frac{I_{coil}^2}{V} \quad (2.15)$$

avec R_{ind} la résistance effective du circuit équivalent formé par le plasma et la bobine. La puissance perdue dans la bobine est

$$P_{coil} = \frac{1}{2}R_{coil}\frac{I_{coil}^2}{V} \quad (2.16)$$

avec R_{coil} la résistance de la bobine.

L'impédance totale de la bobine chargée par le plasma, avec N tours et une longueur totale de l_c , est $Z_{ind} = R_{ind} + iL_{ind}\omega$ avec

$$R_{ind} = \frac{2\pi N^2}{L\omega\epsilon_0} \text{Re}\left[\frac{ikR J_1(kR)}{\epsilon_p J_0(kR)}\right] \quad (2.17)$$

et

$$L_{ind} = L_{coil}\left(1 - \frac{R^2}{R_c^2} + \frac{2\pi N^2}{L\omega^2\epsilon_0} \text{Im}\left[\frac{ikR J_1(kR)}{\epsilon_p J_0(kR)}\right]\right) \quad (2.18)$$

où L_{coil} est l'inductance de la bobine

$$L_{coil} = \frac{\mu_0 \pi R_c^2 N^2}{l_c} \quad (2.19)$$

avec R_c le rayon de la bobine, $k = k_0 \epsilon_p^{\frac{1}{2}}$ où $k_0 = \omega/c$ (c étant la vitesse de la lumière), ϵ_0 la permittivité du vide et la permittivité complexe du plasma

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - i\nu_m)} \quad (2.20)$$

Puissance perdue

Les équations ci-dessus déterminent la puissance absorbée par les électrons du plasma. La puissance perdue totale par ces électrons dans le propulseur est donnée par

$$\begin{aligned} P_{loss} = & E_{iz_I} n_e n_I K_{iz_I} + E_{iz_{I_2}} n_e n_{I_2} K_{iz_{I_2}} + E_{dissiz} n_e n_{I_2} K_{dissiz} \\ & + E_{dissatt} n_e n_{I_2} K_{dissatt} + E_{diss} n_{I_2} n_e K_{diss} + E_{exc_I} n_e n_I K_{exc_I} \\ & + 3K_{el} e (T_e - T_g) n_e \left(n_I \frac{m_e}{M_I} + n_{I_2} \frac{m_e}{M_{I_2}} \right) \\ & + 7eT_e (u_{B_I} n_{I^+} + u_{B_{I_2}} n_{I_2^+}) \frac{A_{wall1} h_R + A_{wall2} h_L}{V} \\ & + 6eT_e (u_{B_I} n_{I^+} + u_{B_{I_2}} n_{I_2^+}) \frac{A_{grid_i} h_L}{V} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Les deux premiers termes à droite de l'équation sont la puissance perdue par l'ionisation de I et I_2 . Les troisième, quatrième et cinquième termes sont la puissance perdue par ionisation dissociative, attachement dissociatif et dissociation de I_2 . L'excitation de I engendre également des pertes de puissance, tout comme les collisions élastiques incluant les électrons et les neutres ainsi que les flux de particules aux parois. Les pertes de puissance aux parois sont divisées en deux termes distincts. Les coefficients sont obtenus suivant les calculs décrits dans [63]. Les murs du propulseur étant isolants, il est nécessaire d'avoir un bilan neutre des flux de particules négatives et positives sur chaque surface. L'équation

$$(\Gamma_{I_2^+} + \Gamma_{I^+}) \pi R^2 = \Gamma_e (1 - \beta_i) \pi R^2 \quad (2.22)$$

doit être satisfaite au niveau des murs et des grilles, avec $\beta_i = 0$ pour les murs et $\beta_i = 0.7$ pour les grilles. En développant cette équation on obtient

$$(u_{B_{I^+}} n_{I^+} + u_{B_{I_2^+}} n_{I_2^+}) h_L \pi R^2 = \frac{1}{4} h_L (n_{I^+} + n_{I_2^+}) v_{th_e} \exp\left(\frac{\Phi_w}{T_e}\right) \pi R^2 (1 - \beta_i) \quad (2.23)$$

et donc

$$\Phi_w = -T_e \ln \left[\frac{1}{2} \frac{n_{I^+} + n_{I_2^+}}{n_{I^+} + \sqrt{2}n_{I_2^+}} \sqrt{\frac{2M_I}{\pi m_e}} (1 - \beta_i) \right] \quad (2.24)$$

Les coefficients pour les grilles et les parois sont finalement égaux à $2 + \frac{1}{2} + \frac{\Phi_w}{T_e}$, où le premier terme représente l'énergie cinétique perdue aux murs par les électrons, le second l'accélération des ions pour atteindre la vitesse de Bohm à l'entrée de la gaine et le dernier le gain d'énergie cinétique des ions le long de la gaine.

Equation bilan d'énergie

Finalement la variation de densité d'énergie des électrons est donnée par

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} en_e T_e \right) = P_{abs} - P_{loss} \quad (2.25)$$

2.2.6 Validation tests

Afin de s'assurer que le modèle est valide physiquement parlant, certains points doivent être étudiés en particulier. En premier lieu, la quasi neutralité du plasma modélisé doit être vérifiée, les densités devant être telles que $n_{I^-} + n_e = n_{I_2^+} + n_{I^+}$. Par la suite un test de stabilité est appliqué afin d'étudier l'équilibre atteint par le système après un certain temps t . Les valeurs des paramètres plasma obtenues à ce temps t ont été relevées et les équations utilisées dans le modèle ont été résolues à l'équilibre; si les valeurs calculées sont identiques aux valeurs relevées, alors l'équilibre atteint après le temps t est stable. Enfin, la masse totale du système est supposée être conservée au point d'équilibre : la masse sortant doit être égale à la masse entrant. Afin de vérifier ce point, l'équation suivante a été établie

$$M_{I_2} Q_0 = M_{I_2} Q_{I_2 out} + M_I Q_{I out} + M_I Q_{I^+ out} + M_{I_2} Q_{I_2^+ out} \quad (2.26)$$

avec $M_{I_2} = 2M_I$ les masses de l'iode moléculaire et atomique, Q_0 le flux entrant d'iode moléculaire, $Q_{I_2 out}$, $Q_{I out}$, $Q_{I^+ out}$ et $Q_{I_2^+ out}$ les flux sortant de l'iode moléculaire, atomique, des ions atomiques et moléculaires. La masse se conserve donc si le terme de gauche de l'équation au-dessus égal le terme à gauche. L'ensemble de ces tests a été réalisé sur le modèle global en iode et ils furent passés sans encombres.

2.2.7 Résultats et comparaison avec le xénon

Les résultats présentés dans cette section sont obtenus par résolution du modèle pour les paramètres d'entrée présentés dans le tableau 2.1. Lors de la première étude le flux de gaz neutre entrant est constant et fixé à 1 mg/s, la pression initiale à l'intérieur de la chambre p_0 étant alors de 0.6 mTorr pour l'iode et 0.8 mTorr pour le xénon. Les paramètres plasma sont tracés en fonction de la puissance RF P_{RF} délivrée par le générateur et les performances du propulseur en fonction de la puissance totale utilisée, P_{total} , somme de la puissance RF et de la puissance DC. La puissance DC est la puissance appliquée aux grilles et permettant l'accélération des ions positifs. Elle est définie par $P_{DC} = e(\Gamma_{I_2^+} + \Gamma_{I^+})A_i V_{grid}$ avec V_{grid} la tension d'accélération appliquée aux grilles, égale à 1 kV. Un autre paramètre important à déterminer est le courant limite de charge d'espace (donné par loi de Child Langmuir), défini comme la densité de courant maximum qui peut être extraite entre deux électrodes.

$$J_{CL} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M_X} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V_{grid}^{\frac{3}{2}}}{s^2} \quad (2.27)$$

Avec une distance intergrilles de $s = 1.5$ mm, la limite de Child Langmuir du courant extrait est de $J_{CL} = 68$ A/m² pour l'iode atomique (on ne prend pas en compte les possibles effets de l'iode diatomique, les résultats ci-dessous indiquant une densité des ions I_2^+ bien plus faible que celle des ions I^+), et $J_{CL} = 67$ A/m² pour le xénon. Les valeurs obtenues pour l'iode et le xénon sont proches étant donné que les masses des ions positifs de chaque espèce sont quasiment identiques ($m_I = 127$ uma et $m_{Xe} = 131$ uma). Cette limite est atteinte à $P_{RF} = 713$ W et $P_{total} = 1251$ pour l'iode, $P_{RF} = 830$ W et $P_{total} = 1370$ W pour le xénon, et est indiquée par une ligne pointillée verticale sur chaque figure.

Les efficacités du propulseur sont également calculées en fonction du flux de gaz neutre entrant, les valeurs étant prises à la limite de Child Langmuir. Pour cela, la puissance RF est ajustée afin d'atteindre J_{CL} à chaque débit.

Paramètres plasma

Les figures 2.5 (a) et (b) montrent respectivement les densités des espèces présentes dans le plasma d'iode (I_2 , I , I^+ , I_2^+ , I^- et e^-), et dans le plasma de xénon (Xe , Xe^+ and e^-) en fonction de la puissance RF. On peut alors constater que la densité d'électrons atteint, à la limite de Child Langmuir, 4.8×10^{17} m⁻³ pour l'iode et 5×10^{17} m⁻³ pour le xénon. Les énergies d'ionisation de l'iode mono et diatomique ($E_{I_2} = 9.41$ eV, $E_I = 10.5$ eV) étant moins importantes que celle du xénon ($E_{Xe} = 12.1$ eV), nous aurions pu nous attendre à une densité électronique plus élevée dans le cas du plasma d'iode. Cependant, l'iode gazeux est sous une forme diatomique contrairement au xénon, et possède donc des canaux de perte d'énergie supplémentaires, comme la perte d'énergie par dissociation de la molécule I_2 . De

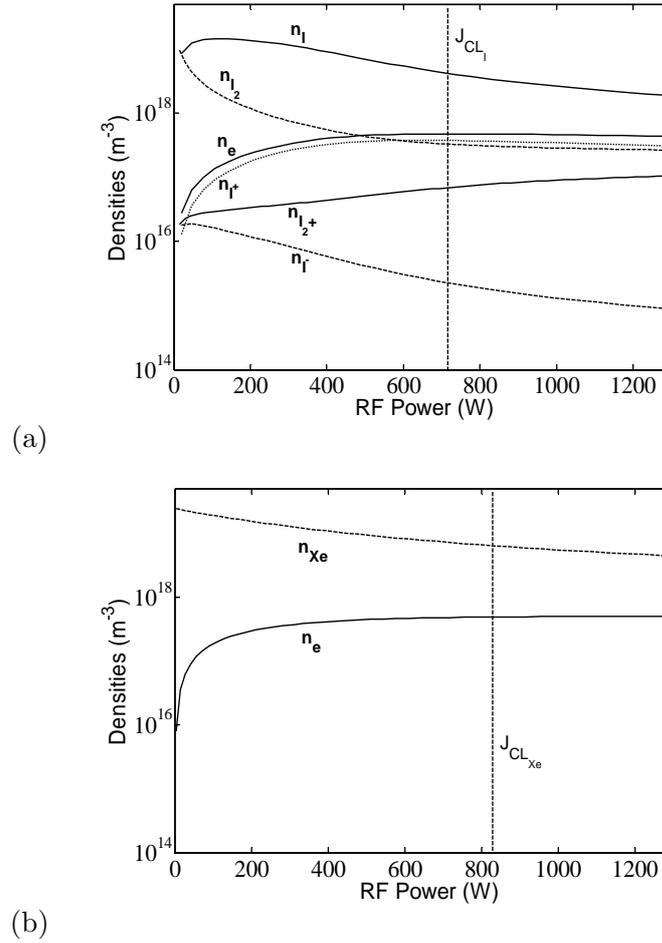


Figure 2.5: Densités des espèces présentes à l'intérieur du propulseur en fonction de la puissance RF pour (a) l'iode et (b) le xénon

plus, la pression initiale est plus importante dans le cas du xénon pour le même débit de gaz neutre, ce qui signifie une plus haute fréquence d'ionisation. Le plus faible potentiel d'ionisation de l'iode est donc compensé par la plus haute pression pour le xénon à débit identique. Sur la figure 2.5 (a) on peut remarquer que le plasma d'iode contient plus d'ions I⁺ que I₂⁺ avec une densité cinq fois supérieure à la limite de Child Langmuir. Cela peut être expliqué par le fort taux de dissociation de l'iode diatomique, comme le montre le graphe 2.3. Cependant la proportion d'ions I₂⁺ demeure substantielle avec une densité de $n_{I_2^+} = 7 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ à la limite de Child Langmuir. La figure 2.5 (a) montre que la densité d'ions négatifs est importante uniquement à très faible puissance RF. Or, la puissance RF, pour des conditions d'opérations usuelles pour un propulseur de la taille de celui modélisé, est typiquement plus grande que 200 W. Par conséquent l'hypothèse électropositive faite dans le modèle est ici justifiée. Cependant, pour des plus faibles puissances RF, l'hypothèse électropositive devient moins pertinente, comme cela a été démontré dans [11].

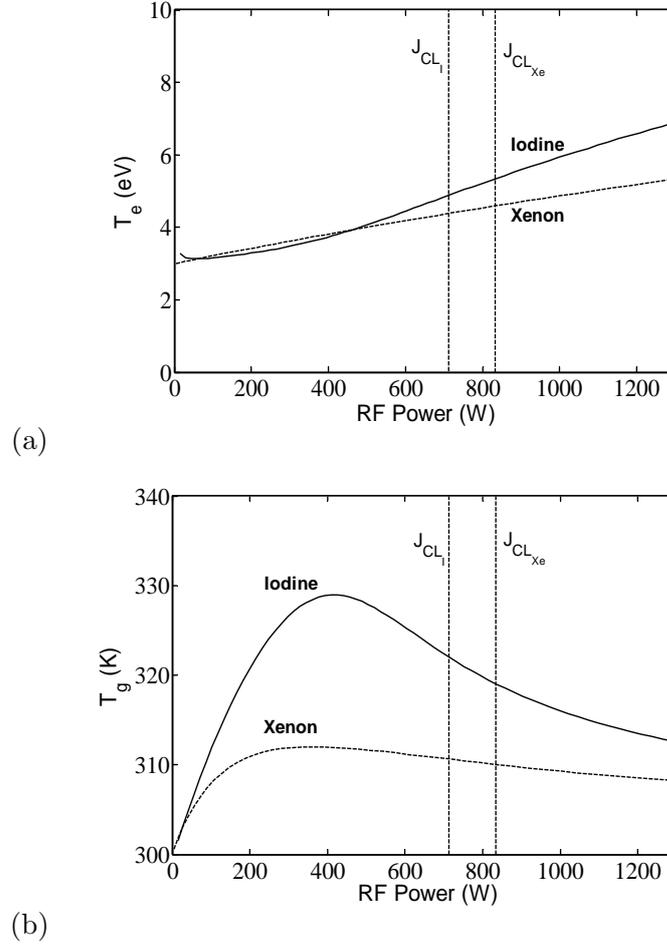


Figure 2.6: (a) Température électronique et (b) Température du gaz neutre à l'intérieur de la chambre en fonction de la puissance RF pour le plasma d'iode et de xénon.

Sur les figures 2.6 (a) et (b) il est possible de voir l'évolution des températures électronique et du gaz neutre respectivement en fonction de la puissance RF. La température électronique augmente de façon continue pour chaque gaz, atteignant 4.9 eV à la limite de Child Langmuir dans le cas de l'iode et 4.6 eV avec le xénon. Afin de maintenir la balance de l'ionisation et de la formation des ions malgré la diminution des densités des neutres n_{I_2} et n_{Xe} avec l'augmentation de la puissance RF, la température électronique se doit d'augmenter avec la puissance. De plus, la pression de départ moins élevée dans le cas de l'iode explique également la plus haute température électronique obtenue. La température du gaz quant à elle semble atteindre un maximum pour les deux gaz : après une légère augmentation de 300 K à 331 K à $P_{RF} = 410$ W, la température de l'iode gazeux diminue finalement pour atteindre 329 K à la limite de Child Langmuir. La courbe dans le cas du xénon atteint également un maximum de 310 W mais suit une tendance plus lisse avec une augmentation de 300 K à 311 K et une diminution progressive. A partir de ces résultats il est possible de constater que la puissance et la densité de neutres ont une influence sur la température du gaz. Puisque la densité de

neutres diminue tandis que la puissance augmente, on observe un maximum dans chacun des cas pour la température du gaz.

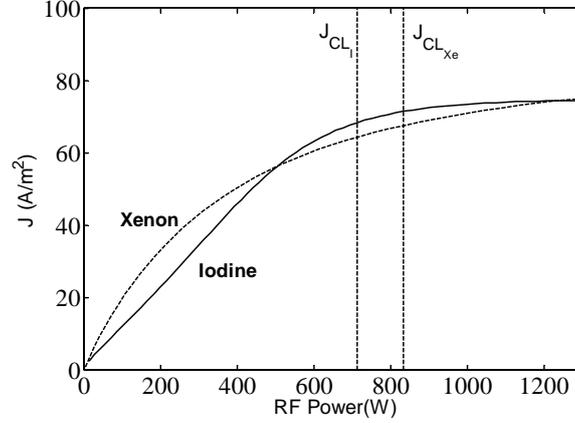


Figure 2.7: Courant extrait pour l'iode et le xénon

Le courant ionique extrait du plasma est défini par le flux de Bohm et est donné par

$$J_+ = eh_L u_B n \quad (2.28)$$

La figure 2.7 montre le courant extrait J pour l'iode et le xénon en fonction de la puissance RF, où la courbe de l'iode est la somme des courants de I^+ et de I_2^+ . J_{Iodine} et J_{Xe} suivent la même tendance et augmentent avec la puissance pour atteindre la limite de Child Langmuir à 68 A/m^2 pour l'iode, 67 A/m^2 pour le xénon. Le courant extrait du plasma d'iode atteint un palier à $P_{RF} = 1000 \text{ W}$ tandis que celui extrait du plasma de xénon atteint cette valeur après $P_{RF} = 1200 \text{ W}$. Le comportement similaire des courants extraits résulte des densités ioniques similaires de $n_{I^+} + n_{I_2^+}$ and n_{Xe^+} (voir figure 2.5 (a) et (b)) et des températures électroniques proches. En effet, puisque l'expression de la vitesse de Bohm est

$$u_B = \sqrt{\frac{eTe}{M}} \quad (2.29)$$

on peut constater que des températures électroniques proches à la limite de Child Langmuir ($Te_{Iodine} = 4.9 \text{ eV}$, $Te_{Xe} = 4.6 \text{ eV}$) et des masses quasiment identiques ($m_I = 127 \text{ amu}$ and $m_{Xe} = 131 \text{ amu}$) entraînent une valeur de u_B à la limite de Child Langmuir très proche pour les deux gaz.

Performances du propulseur

Dans cette section nous étudions les paramètres et efficacités du propulseur afin d'estimer les performances du système fonctionnant en iode et en xénon. On définit la poussée comme ([32])

$$T = \Sigma \Gamma_X M_X v_{beam_X} \pi R^2 \beta \quad (2.30)$$

avec $X = [I_2, I, I_2^+, I^+, Xe, Xe^+]$ où $\Gamma = h_L u_{BX} n_X$ est le flux d'ions extraits et $\Gamma = \frac{1}{4} v_X n_X$ le flux de neutres éjectés de la chambre. Il est alors possible de calculer l'impulsion spécifique I_{sp} , égale à la poussée globale de l'appareil divisée par le débit massique de propergol au niveau de la mer

$$I_{sp} = \frac{T_{total}}{g_0 \dot{m}} \quad (2.31)$$

avec T_{total} la poussée totale, \dot{m} le débit massique total de gaz neutre en kg/s et g_0 l'accélération gravitationnelle à la surface de la Terre.

Afin d'estimer l'efficacité du système nous avons choisi d'étudier l'efficacité électrique, l'efficacité d'utilisation de masse, l'efficacité du propulseur et l'efficacité de transfert ICP. L'efficacité électrique est donnée par

$$\gamma = \frac{P_i + P_N}{P_i + P_N + P_{RF}} \quad (2.32)$$

où $P_i = e \Gamma_i A_i V_{grid}$ est la puissance de poussée ionique, $P_N = \frac{1}{2} M v_g^2 \Gamma_g A_g$ la puissance de poussée des neutres et P_{RF} la puissance RF. L'efficacité d'utilisation de masse η_{mass} est définie comme

$$\eta_{mass} = \frac{\Gamma_i A_i}{Q_0} \quad (2.33)$$

et est donc égale au flux d'ions éjectés divisé par le flux de neutres entrant dans la chambre d'ionisation. L'efficacité du propulseur $\eta_{thruster}$ est le produit de γ et η_{mass} (on ignore ici les possibles effets de divergence du faisceau d'ions en sortie du propulseur)

$$\eta_{thruster} = \gamma \eta_{mass} \quad (2.34)$$

Une autre efficacité importante pour les plasmas inductifs est l'efficacité de transfert ICP ζ définie comme

$$\zeta = \frac{R_{ind}}{R_{ind} + R_{coil}} \quad (2.35)$$

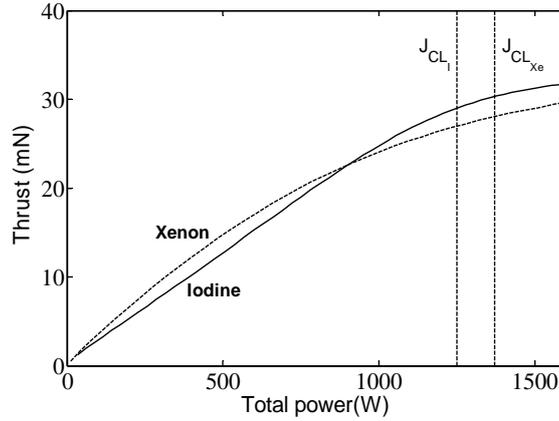


Figure 2.8: Courbe de la poussée pour l'iode et le xénon

où R_{ind} est la résistance du circuit équivalent formé par le plasma et la bobine, R_{coil} la résistance de la bobine. Ce paramètre donne l'efficacité de couplage et d'absorption par le plasma de la puissance RF.

La figure 2.8 montre la poussée obtenue par l'accélération des ions extraits du plasma en fonction de la puissance totale P_{total} , pour l'iode et le xénon. Dans les deux cas la poussée augmente et atteint la valeur de 29 mN à la limite de Child Langmuir pour l'iode, 28 mN pour le xénon. Ces valeurs correspondent à une valeur d'impulsion spécifique de $Isp = 3000$ s pour l'iode et $Isp = 2900$ s pour le xénon. Puisque l'impulsion spécifique dépend de la masse et du flux d'ions extraits (dont les valeurs pour les deux gaz sont proches) et que la même tension est appliquée aux bornes des grilles d'accélération, l'iode et le xénon présentent des performances similaires. On pourrait cependant espérer un résultat légèrement meilleur dans le cas de l'iode du fait de la présence de I_2^+ dans le faisceau positif sortant, cependant la vitesse en sortie pour l'ion I_2^+ est divisée par un facteur $\sqrt{2}$ comparé à celle de l'ion atomique de l'iode ou celui du xénon. De plus la vitesse de Bohm et la densité ionique sont plus faibles pour l'espèce I_2^+ (voir figure 2.5) que pour I^+ . L'impact de la présence d'ions diatomiques dans le faisceau sortant est donc diminué.

Les figures 2.9 (a) et (b) présentent les efficacités de transfert ICP, d'utilisation de masse, électrique et du propulseur en fonction de la puissance totale pour l'iode et le xénon respectivement. On peut voir que l'efficacité de transfert ICP pour l'iode est égale à 0.8 à basse puissance contre 0.7 pour le xénon, et diminue brutalement lorsque la puissance augmente, atteignant 0.37 pour l'iode et 0.2 pour le xénon à la limite de Child Langmuir. Cette tendance est bien connue et a été étudiée précédemment [27]. Cependant, la pression à l'intérieur de la chambre étant plus basse que d'ordinaire, l'efficacité de transfert peut en réalité être plus importante en raison de l'amélioration de l'absorption de puissance comme résultat du chauffage stochastique des électrons [63], un phénomène que nous n'avons pas inclus dans le

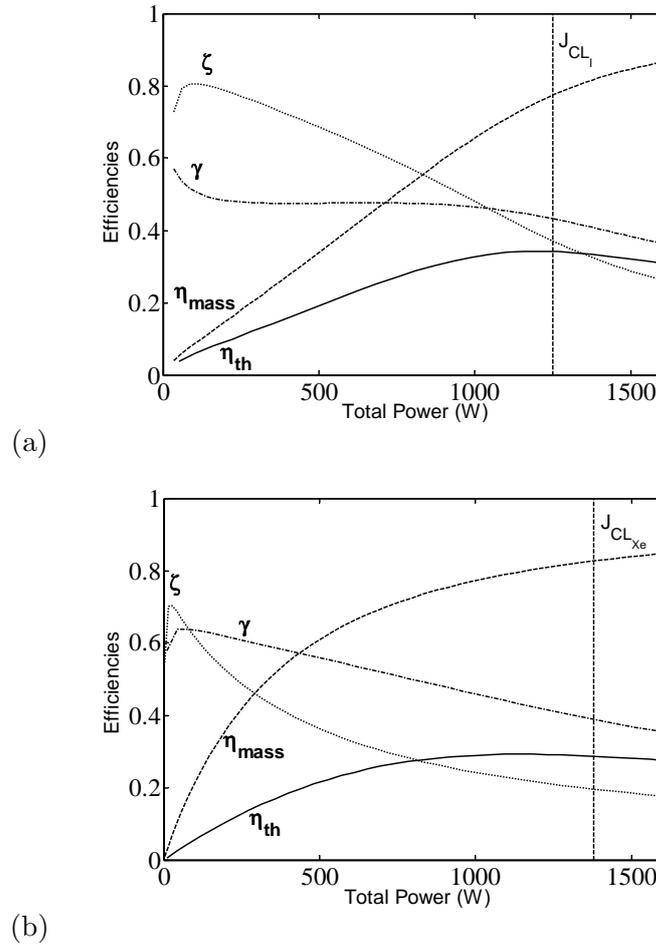


Figure 2.9: Efficacités pour (a) l'iode et (b) le xénon

modèle.

L'efficacité électrique diminue dans les deux cas de 0.6 pour l'iode, 0.58 pour le xénon à basse puissance, à 0.43 pour l'iode, 0.4 pour le xénon à la limite de Child Langmuir. Les courbes de l'iode et du xénon représentant l'efficacité d'utilisation de masse suivent la même tendance que le courant extrait, avec une augmentation constante de basse puissance à la limite de Child Langmuir où elles atteignent les valeurs de 0.78 pour l'iode et 0.82 pour le xénon. L'efficacité du propulseur étant le produit de l'efficacité d'utilisation de masse et de l'efficacité électrique, elle connaît un maximum autour de $P_{total} = 1100$ W de 0.34 pour l'iode et 0.3 pour le xénon.

Les figures 2.10 (a) et (b) montrent les mêmes efficacités qu'étudiées précédemment, mais cette fois-ci en fonction du flux de gaz neutre Q_0 , pour l'iode et le xénon respectivement. Les valeurs ont été obtenues à la limite de Child Langmuir, la puissance totale n'est donc pas constante dans ces graphes. L'efficacité d'utilisation de masse est plus haute à flux réduit avec 0.88 pour l'iode et 0.9 pour le xénon à 0.6 mg/s, diminuant jusqu'à 0.15 pour l'iode et 0.16 pour le xénon à 5 mg/s. Au contraire, l'efficacité de transfert ICP est plus basse à bas

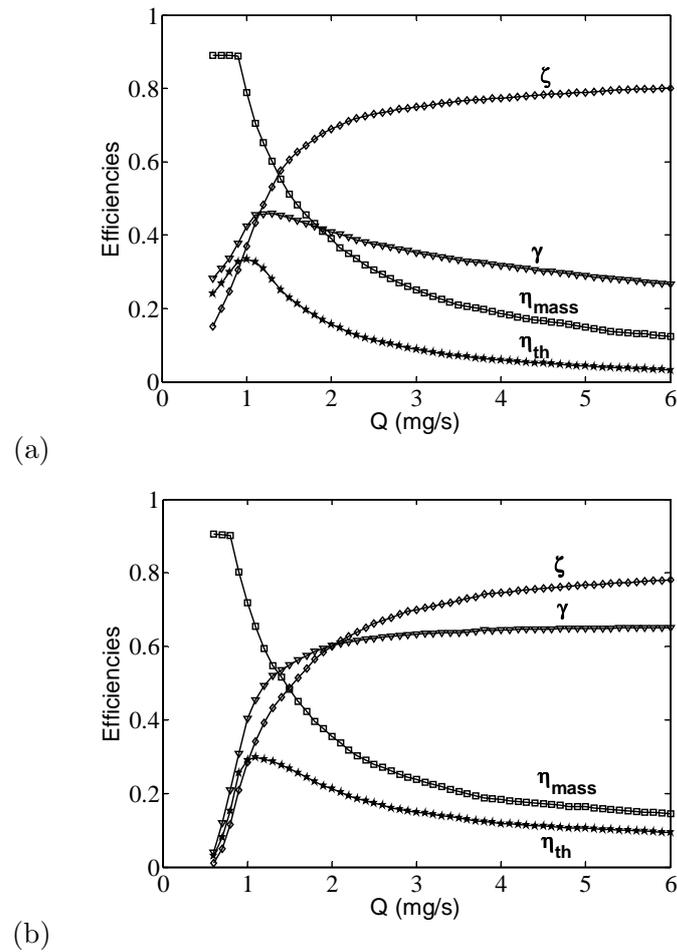


Figure 2.10: Efficacités de (a) l'iode et du (b) xénon en fonction du flux de gaz entrant Q_0

flux dans les deux cas du fait de la plus faible fréquence de collision électrons-neutres. Ce paramètre atteint ensuite 0.8 pour l'iode et 0.78 pour le xénon à plus fort flux (autour de 6 mg/s). L'efficacité électrique de l'iode atteint un maximum de 0.46 à 1.3 mg/set décroît à plus haut Q_0 tandis que celle du xénon augmente de façon continue de bas à haut flux pour atteindre un palier de 0.65 à 5 mg/s. Comme observé précédemment, l'efficacité du propulseur pour l'iode et le xénon atteint un maximum de 0.34 pour l'iode et 0.3 pour le xénon à 1 mg/s. La figure 2.11 montre cette efficacité pour les deux gaz à bas flux. En observant les deux courbes on remarque que l'efficacité d'un propulseur utilisant l'iode comme propergol semble plus grande que celle d'un système utilisant du xénon pour un flux de gaz neutre entrant inférieur à 1.3 mg/s.

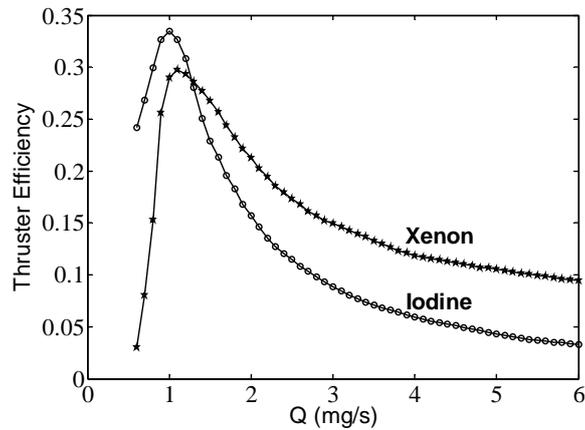


Figure 2.11: Efficacité du propulseur pour l'iode et le xénon à bas flux Q_0

2.3 Conclusion et discussion

Une alternative au xénon en tant que propergol de premier ordre pour les systèmes de propulsion électrique à grilles est nécessaire et l'iode apparaît comme une possible option. Afin de tester cette théorie nous avons développé un modèle global de propulseur électrique à grilles opérant avec de l'iode et avons caractérisé la décharge et les performances du système pour des conditions de fonctionnement représentatives de celles d'un propulseur classique. Une liste exhaustive de réactions pour un modèle chimique de l'iode a été établie, incluant tous les taux de réactions nécessaires, et nous avons modélisé les espèces et réactions les plus importantes en considérant les processus de production et de perte dans les équations de continuité et de conservation d'énergie. Les propriétés de plasmas et les performances du propulseur ont été calculées pour une large gamme de conditions d'opération, et les résultats de l'iode ont été comparés à ceux du xénon sous les mêmes conditions et configuration du système. Le modèle démontre que l'iode montre un comportement similaire et des performances proches de celles du xénon et pourrait mener à une plus haute efficacité globale du propulseur qu'avec le xénon pour un certain débit massique (ici 1.3 mg/s pour les conditions d'opérations utilisées). Le résultat majeur de ce chapitre est donc que l'iode peut être un concurrent viable au xénon pour la propulsion électrique à grilles.

Le développement de ce modèle nous a amené à faire plusieurs hypothèses sur la chimie d'un plasma d'iode, son électronégativité et le couplage de puissance qui ne doivent pas être laissés de côté. Certaines réactions chimiques comme l'attachement direct de l'électron à la molécule I_2 ou l'atome I n'ont pas été considérées, ce qui pourrait amener une sous-estimation de la proportion d'ions négatifs et l'introduction d'un facteur de correction à la vitesse de Bohm et à la valeur du potentiel flottant au niveau de la gaine des murs et des grilles. Nous avons également supposé dans ce modèle un coefficient de recombinaison en surface égal à 0.02, alors qu'une plus grande valeur augmenterait la proportion de neutra diatomique I_2

et par conséquent la densité d'ions négatifs. Finalement, pour les sources ICP opérant à basse pression, il est connu que le chauffage ohmique seul ne peut expliquer la proportion de puissance absorbée et que le chauffage stochastique devient alors conséquent. Ce phénomène étant ignoré dans le modèle, la résistance effective du plasma est plus basse qu'en réalité, ce qui explique pourquoi les efficacités de couplage RF calculées ici sont plus basses que celles observées expérimentalement. Cependant, puisque les masses de l'iode et du xénon sont similaires, et comme le modèle donne des densités et températures électroniques similaires, le chauffage stochastique affecte les deux types de décharge de la même façon, la conclusion principale de ce travail restant alors inchangée. La validation du modèle global présenté dans ce chapitre est soumise à validation dans le chapitre V par comparaison avec l'expérience.

Chapter 3

Dispositif expérimental

Sommaire

3.1 PEGASES : présentation du prototype II	60
3.1.1 Géométrie	60
3.1.2 Injection du gaz	61
3.1.3 Antenne et boîte d'accord	61
3.1.4 Puissance de décharge ou puissance absorbée par le plasma	62
3.1.5 Filtrage magnétique	63
3.2 EPIC : banc d'essai de PEGASES en SF₆	64
3.2.1 Système de pompage et injection des gaz SF ₆ , argon et oxygène	64
3.3 IRIS : étude du plasma d'iode	65
3.3.1 L'iode : un challenge expérimental	65
3.3.2 Dispositif expérimental spécifique à l'iode	68
3.4 Diagnostics	70
3.4.1 Diagnostics électrostatiques	70
3.4.2 Diagnostics optique : spectroscopie d'émission	86

Une partie de ma thèse fut dédiée à l'étude expérimentale du propulseur PEGASES. Pour ce faire, j'ai travaillé sur deux bancs d'essais différents, l'un consacré à l'étude d'un plasma obtenu par mélange gazeux SF₆/argon dans le propulseur et déjà mis en place, le second dédié à l'étude d'un plasma pur iode dans la chambre d'ionisation, dont la conception et l'installation fut une partie non négligeable de mon travail. Le SF₆ est ici utilisé pour la preuve de concept de PEGASES et permet de déterminer s'il est pertinent de passer à l'utilisation de l'iode, gaz électronégatif considéré comme potentiellement optimal pour PEGASES. Ce chapitre présente en détail les deux expériences et les diagnostics utilisés, les résultats étant présentés dans le chapitre IV.

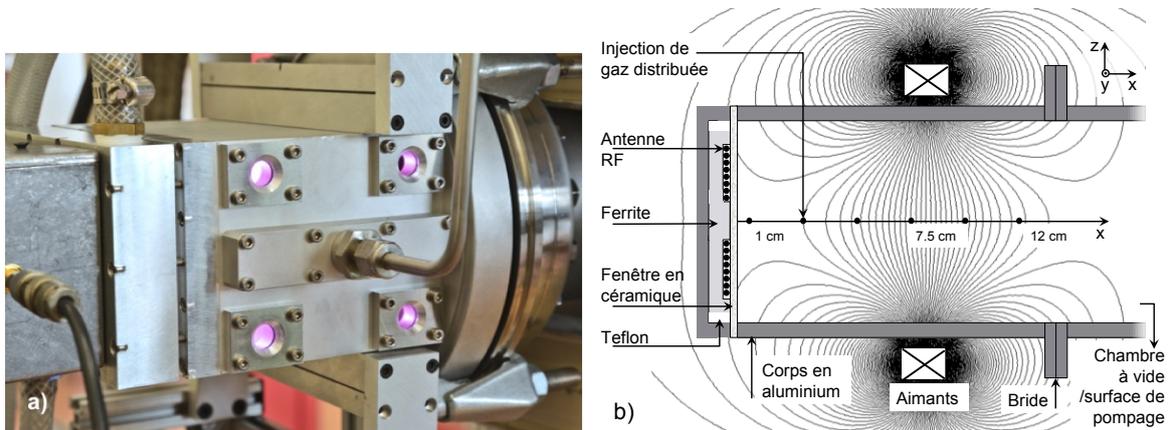


Figure 3.1: Le propulseur PEGASES a) en photo avec un plasma d'argon en opération et b) représenté schématiquement avec lignes de champ magnétique.

3.1 PEGASES : présentation du prototype II

Le prototype de PEGASES utilisé pour les études expérimentales est le même pour les deux bancs d'essai, seul l'injection du gaz variant. Il est détaillé dans cette section, ainsi que la boîte d'accord qui lui est dédiée.

3.1.1 Géométrie

Le prototype PEGASES II (2012) est représenté sur les figures 3.1 (a) et (b). Le propulseur est de géométrie rectangulaire de dimensions internes 12 cm par 12 cm par 8 cm, respectivement x , y et z . Ces dimensions sont contraintes par plusieurs aspects qui ont été déterminés par des expériences antérieures, réalisées dans une décharge hélicon avec PEGASES I [6]. La dimension sur l'axe x du propulseur est dépendante de la formation du plasma ion-ion, sa longueur maximale étant limitée par le rayon de Larmor des ions qui se doit d'être supérieur à la taille du réacteur afin que les ions soient considérés non magnétisés. Elle est également limitée par la recombinaison entre ions positifs et négatifs dans le plasma ion-ion devant les grilles qui ne doit pas impacter les densités ioniques de façon significative.

La hauteur z est limitée par l'application d'un champ magnétique transverse, gaussien dans le plan xz et dont l'intensité doit être suffisante pour influencer les électrons du plasma. Cette hauteur ne doit donc pas être trop importante pour ne pas écarter les aimants de façon trop prononcée. La largeur y n'est quant à elle pas réellement limitée : elle permet de jouer sur le rapport entre surface d'extraction (grille) et surface de perte (parois) afin de minimiser l'énergie nécessaire pour extraire un ion. Une fenêtre de céramique sépare la bobine de la chambre d'ionisation et est située à $x = 0$ cm. La sortie du réacteur est localisée à $x = 12$ cm. Pour le besoin des expériences, une grille peut être positionnée le long de l'axe x entre $x = 0.5$ et 12 cm afin de faire varier le ratio volume/surface du plasma. Le corps du réacteur est en aluminium, un matériau non magnétique nécessaire pour le maintien du champ magnétique

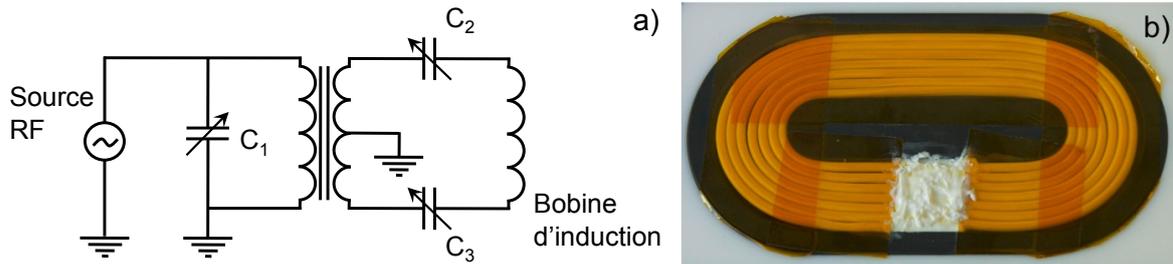


Figure 3.2: (a) Schéma de la boîte d'accord de type *push-pull* et (b) photo de la bobine excitatrice entourée de ferrite.

local dans le réacteur. Une version possédant des parois anodisées (ou non-conductrices) est utilisée pour le banc de test de l'iode présenté plus loin.

3.1.2 Injection du gaz

Le gaz est injecté dans la chambre d'ionisation à l'aide de trous percés des deux côtés de la paroi, comme l'on peut voir sur la figure 3.1 (b). Pour le banc d'essai en SF_6 , 8 trous sont placés tout le long de la paroi entre l'antenne et les grilles d'accélération, de part et d'autre du filtre magnétique. Il est alors possible d'effectuer une étude de l'impact de la configuration de l'injection. Le système d'injection est détaillé plus loin dans les sections 3.1.2 pour le SF_6 et 3.3.2 pour l'iode. Dans le cas du banc d'essai consacré à l'iode, l'injection de l'iode gazeux ne s'effectue qu'avec un seul point d'injection à 1 cm de l'antenne.

3.1.3 Antenne et boîte d'accord

La source plasma du propulseur est une source purement inductive (sans couplage capacitif). La bobine est excitée à 4 MHz et insérée dans une ferrite pour améliorer le couplage. La boîte d'accord, de type *push-pull*, a fait l'objet d'une étude détaillée durant la thèse de Lara Popelier [69]. La bobine est montrée sur la photo de la figure 3.2 (b). Elle est de forme oblongue, composée de sept tours d'un fil multibrin tressé en cuivre argenté de section $1,5 \text{ mm}^2$ gainé de téflon. Ce fil est inséré dans une ferrite, de perméabilité magnétique limitée à 7 MHz, permettant un confinement des lignes magnétiques à l'arrière de la bobine, limitant les pertes. La limitation en fréquence de la ferrite a déterminé la valeur de la fréquence d'excitation qui est de 4 MHz. Une fine fenêtre en céramique de 3 mm d'épaisseur sépare la bobine du plasma, cette finesse permettant un couplage optimal entre la bobine et le plasma par diminution des pertes dans le diélectrique.

La puissance RF est transférée à la bobine au moyen d'une boîte d'accord d'impédance utilisant un transformateur à faible perte et des capacités variables à air avec une symétrie type *push-pull* représentée sur la figure 3.2 (a). Le transformateur permet d'abaisser la tension

pour augmenter le courant circulant dans la bobine afin d'améliorer le couplage inductif et de diminuer le couplage capacitif. Le système *push-pull* a pour but de créer une masse virtuelle au centre de la bobine excitatrice, qui va conduire à une symétrisation de l'excitation et donc à l'élimination du couplage capacitif et la diminution des fluctuations RF du potentiel plasma. Le plasma est excité avec une puissance transmise allant de 100 à 300 W correspondant à une puissance de décharge allant de 50 à 200 W dépendant des conditions d'utilisation.

3.1.4 Puissance de décharge ou puissance absorbée par le plasma

La puissance de décharge P_d est la puissance réelle injectée aux électrons du plasma. Le raisonnement permettant le calcul de la puissance de décharge est extrait de Godyak et al. [40]. On parle plus généralement de puissance transmise P_{tr} au système, qui est la puissance délivrée par le générateur P_{inc} à laquelle on déduit la puissance réfléchie par l'étage d'ionisation (boîte d'accord + bobine) P_{reff} . La puissance transmise s'exprime donc comme

$$P_{tr} = P_{inc} - P_{reff}. \quad (3.1)$$

Cependant les pertes dans le circuit électrique par effet Joule et par courants de Foucault dans les matériaux ferromagnétiques sont inévitables. La puissance de décharge peut être exprimée comme

$$P_d = R_p I^2, \quad (3.2)$$

avec R_p la résistance du plasma et I le courant RMS circulant dans la bobine. En opération, la puissance transmise au circuit électrique s'écrit

$$P_{tr} = I^2 R = I^2 (R_0 + R_p). \quad (3.3)$$

avec $R = R_0 + R_p$ la résistance totale de l'étage d'ionisation, R_0 la résistance du circuit électrique. Pour calculer R_0 , une mesure sans plasma est réalisée et d'après l'équation (3.3) il est possible d'écrire

$$P_{tr,0} = R_0 I_0^2, \quad (3.4)$$

$$R_0 = \frac{P_{tr,0}}{I_0^2}, \quad (3.5)$$

avec $P_{tr,0}$ la puissance transmise au circuit électrique et I_0 le courant circulant dans la bobine sans plasma. En utilisant l'équation (3.3) on peut exprimer la résistance du plasma en fonction de quantités mesurables

$$R_p = \frac{P_{tr}}{I^2} - R_0. \quad (3.6)$$

En utilisant les équations (3.2) et (3.3), il est possible de calculer la puissance de décharge, qui vaut

$$P_d = P_{tr} - R_0 I^2, \quad (3.7)$$

Une fois la résistance du circuit calculée, il est supposé que celle-ci ne varie pas en fonction des conditions d'utilisation. Pour avoir accès à la puissance de décharge, il suffit de mesurer la puissance transmise à l'étage d'ionisation avec le courant circulant dans la bobine. Depuis cette puissance de décharge, il est possible de remonter à l'efficacité de puissance transférée (Power Transfer Efficiency PTE) qui s'écrit

$$\text{PTE} = \frac{P_d}{P_{tr}}, \quad (3.8)$$

qui détermine l'efficacité de couplage de la source.

Les mesures expérimentales, par exemple en iode magnétisé, permettent de calculer les grandeurs précédentes dans ce cas précis. Les expériences sans plasma ont données les valeurs suivantes : $P_{inc,0} = 272$ W, $P_{refl,0} = 71$ W et $I_0 = 9,54$ A. D'après les équations (3.1) et (3.5), il est possible de calculer la résistance sans plasma

$$R_0 = \frac{P_{inc,0} - P_{refl,0}}{I_0^2} = 2,2 \Omega. \quad (3.9)$$

Une fois R_0 obtenue, la puissance de décharge peut être calculée d'après les équations (3.1) et (3.7) et vaut

$$P_d = P_{inc} - P_{refl} - R_0 I^2 = 187 \text{ W}. \quad (3.10)$$

L'efficacité du couplage peut alors s'écrire d'après l'équation (3.8) comme

$$\text{PTE} = \frac{P_d}{P_{tr}} = 0,93. \quad (3.11)$$

Dans ces conditions on constate que pour 200 W de puissance transmise, 187 W sont couplées au plasma et l'efficacité du couplage est de 93%. L'absence de champ magnétique et la faible pression rendent le couplage moins efficace [39]. En effet, dans le cas de l'iodure non magnétisé, l'efficacité tombe à 86%.

3.1.5 Filtrage magnétique

Le champ magnétique est généré au moyen d'aimant permanent en néodyme Zn-N35 de dimensions $150 \times 15 \times 6$ mm placés au dessus et en dessous du propulseur. Les mesures de champ magnétique ont été réalisées avec un Gaussmètre à effet Hall MM (le Matériel Magnétique) modèle GN206 et comparées aux résultats obtenus au moyen du logiciel de simulation FEMM V4.2 (Finite Element Method Magnetics). La figure 3.3 représente les intensités des champs magnétiques mesurés par le gaussmètre et les compare à celles réalisées avec FEMM. Les aimants peuvent être déplacés le long de x afin de modifier la localisation du maximum de champ magnétique et le long de z afin de varier l'intensité du champ magnétique. Les lignes de champ magnétique sont représentées sur la figure 3.1 (b) pour les aimants positionnés à $x = 7,5$ cm contre le réacteur dans le plan xz . Les aimants mesurant 150 mm de long, le champ magnétique est uniforme dans le plan yz sur la largeur y du réacteur. L'intensité du champ magnétique créée par cette configuration est représentée sur la figure 3.3 en noir, avec un maximum de 245 G à 7,5 cm.

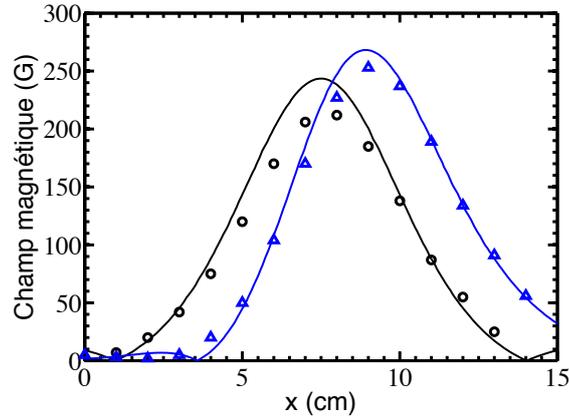


Figure 3.3: Comparaison entre la valeur des champs magnétiques mesurés au moyen d'un gaussmètre représenté par les points et simulés par FEMM en trait continu pour deux configurations de champ magnétique.

3.2 EPIC : banc d'essai de PEGASES en SF₆

Le gaz SF₆ a été utilisé pour le banc d'essai de PEGASES, sa preuve de fonctionnement ainsi que des études portant sur le mélange gazeux. Le SF₆ fut choisi du fait de sa nature très électronégative, de sa forme gazeuse dans les conditions STP et de sa facilité de pompage. Cette section présente l'expérience utilisée pour tester le plasma SF₆, nommée EPIC.

3.2.1 Système de pompage et injection des gaz SF₆, argon et oxygène

Dans l'expérience EPIC le propulseur est attaché par un raccord 4 voies de diamètre interne 150 mm à un système de pompage composé d'une pompe primaire sèche à spirale (Edwards XDS 35i) et d'une pompe turbomoléculaire (Pfeiffer TPH 521 PC). Le vide limite atteint est de 3×10^{-7} mbar. En fonctionnement la gamme de pression peut varier de 0,3 à 30 mTorr (4×10^{-4} à 4×10^{-2} mbar). Les jauges de pression utilisées sont une jauge Pfeiffer D35614 pour le vide limite, une jauge de type Baratron 627 DX pour des pressions comprises entre 1 et 100 mTorr avec une précision de 0,1 mTorr, et une jauge Pfeiffer CPT 100 pour le retour à pression atmosphérique. Les gaz disponibles pour la création d'un plasma sont l'argon, l'oxygène et le SF₆. Les débits sont régulés par ordinateur grâce aux débitmètres Bronkhorst modèle EL-FLOW. Chaque gaz possède son débitmètre avec un débit maximum de 50 sccm calibré pour son propre usage. Une vanne de régulation MeiVac est positionnée entre le réacteur et le système de pompage afin de contrôler la pression avec un débit constant en limitant le pompage.

Le gaz, dans les deux configurations, est injecté de manière symétrique de part et d'autre du réacteur par 16 trous. Ces trous peuvent être obstrués au moyen de vis sans tête. L'injection est divisée entre les huit premiers trous et les huit derniers. Ainsi, des gaz (ou mélanges

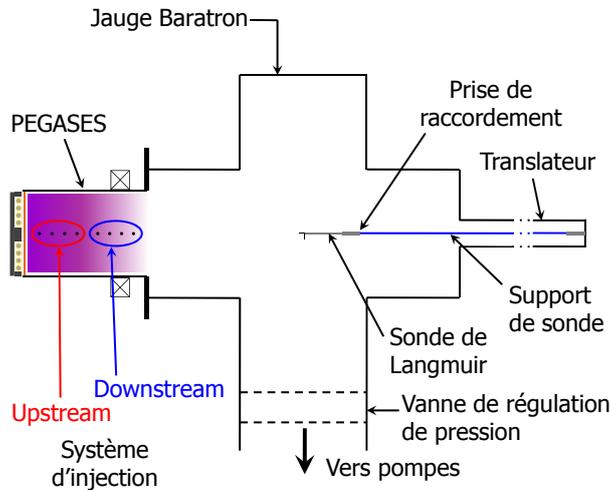


Figure 3.4: Schéma de l'expérience EPIC et du système de pompage.

gazeux) différents peuvent être indépendamment injectés dans les zones de forte température électronique et de faible température électronique comme représenté sur la figure 3.4. L'argon (Ar) est un gaz rare électropositif idéal pour les études préalables pour la compréhension des phénomènes de base. L'oxygène (O_2) est un gaz moléculaire et faiblement électronégatif dont l'intérêt est d'avoir une chimie assez simple. Cependant, l'oxygène n'a pas permis la création d'un plasma ion-ion dans le réacteur mais il permet le nettoyage du dépôt de l'hexafluorure de soufre (SF_6) sur les parois du propulseur. L'hexafluorure de soufre (autre nom du SF_6) est un gaz moléculaire fortement électronégatif permettant la création d'un plasma ion-ion. Les expériences présentées dans cette thèse sont réalisées avec un mélange de SF_6 et d'argon ou de SF_6 pur.

3.3 IRIS : étude du plasma d'iode

Une partie de ma thèse a été consacrée à la mise au point et la mise en place d'un banc d'essai entièrement dédié à l'étude de l'iode. Ce chapitre décrit le dispositif expérimental, plus particulièrement ce qui a été nécessaire de modifier par rapport à EPIC, cette expérience reprenant les bases de celles dédiées au SF_6 .

3.3.1 L'iode : un challenge expérimental

Comme nous l'avons précédemment expliqué, l'iode est un élément appartenant au groupe des halogènes et présente plusieurs caractéristiques pouvant compliquer le dispositif expérimental

à mettre en place pour son étude.

Etat solide dans les conditions standards de pression et température



Figure 3.5: Cristaux d'iode pur à pression atmosphérique et température ambiante.

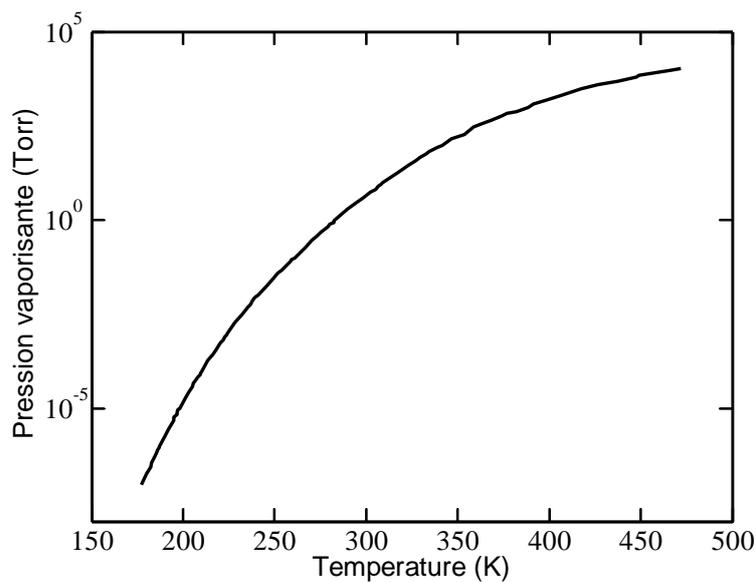


Figure 3.6: Courbe $p(T)$ de l'iode : sublimation de l'iode en fonction des conditions expérimentales [92].

L'iode est un élément chimique solide dans les conditions standards de pression et température, se présentant sous la forme de cristaux bleu-noir avec un éclat métallique, comme le montre la figure 3.5. La figure 3.6 présente le graphe pression-température ou courbe PT de sublimation de l'iode. A gauche de la courbe, l'iode est sous forme solide, et sous forme gazeuse à droite de celle-ci. En effet, lorsque les conditions sont réunies, l'iode se sublime et prend l'aspect

d'un gaz de couleur violette intense et fortement nocif. Si l'on observe en détail ce graphe, on constate que pour une température de 300 K, l'iode se sublimera à une pression de l'ordre du Torr. Inversement, à pression atmosphérique, c'est à dire 760 Torr, il est nécessaire de dépasser les 350 K pour atteindre le point de sublimation. En conclusion, afin d'obtenir l'iode sous sa forme gazeuse, il est nécessaire de jouer sur la pression et la température régnant dans le réservoir.

Certaines restrictions pratiques viennent cependant limiter le champ d'action. En effet, l'utilisation d'un contrôleur de flux massique amène la nécessité d'un gradient de pression minimal entre l'entrée et la sortie de l'appareil. On en peut donc pas diminuer la pression du réservoir de façon trop importante. De plus, maintenir une température trop importante (supérieur à 340 K) dans le réservoir de façon homogène afin d'éviter tout dépôt de matière représente un certain défi technique. Ce paramètre se retrouve également limité.

Chimie de l'iode



Figure 3.7: Effet de l'iode sur les parois : corrosion du tube en inox par l'iode solide à pression atmosphérique [49].

L'autre difficulté présentée par l'iode est due à sa nature chimique. Il appartient au groupe des halogènes, colonne 17 du tableau périodique des éléments (section 1.3.3). Ces atomes possèdent sept électrons dans leur couche électronique extérieure. Pour respecter la règle de l'octet qui énonce que les atomes possédant plus de 4 électrons dans leur couche électronique extérieure cherchent à obtenir la même structure électronique qu'un gaz noble, c'est à dire 8 électrons dans leur couche de valence. Un huitième électron va donc venir compléter la configuration électronique d'un atome halogène, formant ainsi un ion négatif. L'électronégativité des éléments appartenant à ce groupe en fait une de ses caractéristiques principales. Cependant, ils réagissent avec de nombreux métaux (l'argent, le cuivre, le titane, certains alliages d'aluminium du fait de la présence de cuivre, entre autres) et leur corrosivité est importante.

Le dépôt d'un halogène sur une surface métallique peut ainsi entraîner la corrosion de la surface comme on peut le voir sur la figure 3.7. Les propriétés chimiques de l'iode imposent donc des restrictions de matériaux à utiliser pour le dispositif expérimental.

3.3.2 Dispositif expérimental spécifique à l'iode

Un banc d'essai pour l'étude d'un plasma d'iode a donc été mis en place durant ma thèse. Les restrictions évoquées plus haut ont été prises en compte et intégrées au dispositif pour chaque partie de l'installation : le système d'injection de l'iode gazeux, et le piège à azote liquide.

Systeme d'injection

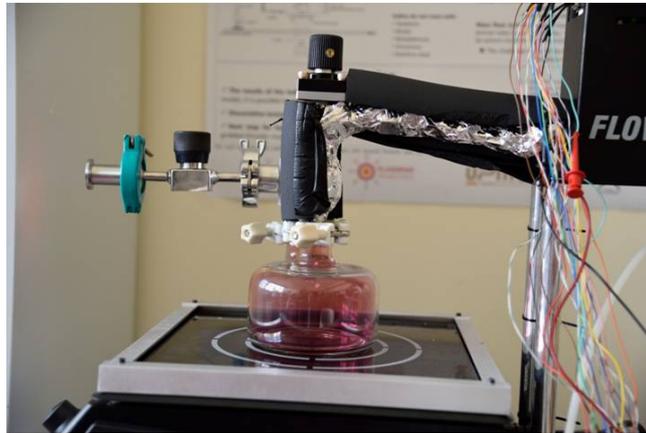


Figure 3.8: Système d'injection de l'expérience en iode : on peut voir sur l'image la plaque chauffante, le réservoir d'iode, les lignes de gaz chauffées et le régulateur de débit massique.

Comme nous l'avons vu plus haut, il est nécessaire de jouer sur la pression et la température de l'environnement de l'iode pour l'obtenir sous forme gazeuse. Un système d'injection que l'on peut voir à la figure 3.8 a donc été élaboré dans ce but. Il est composé d'un réservoir quasi cylindrique en pyrex de 7 cm de rayon et 13 cm de hauteur, offrant alors une contenance de $2.10^{-3}m^3$, ou 2 L, posé sur une plaque chauffante délivrant une puissance suffisante pour y garder une température moyenne de 343 K (70 °C). Le contrôleur de flux massique est un modèle MKS type 1150 C spécialement adapté à l'utilisation de l'iode sous forme gazeuse et muni d'un chauffage interne le maintenant à une température de 386 K (113 °C). Le raccord à ce contrôleur est assuré par une première ligne de tuyaux inox, enveloppée d'un système permettant un chauffage constant et une température homogène de 353 K (80° C) à l'intérieur. Le réservoir est également raccordé à un second système de tuyaux inox permettant le pompage du réservoir ainsi que des lignes précédant le contrôleur de flux massique, afin d'atteindre une pression de 140 Torr (18 665 Pa) après sublimation de l'iode.

Les températures et pression décrites plus haut ne sont pas choisies au hasard. Si l'on analyse la courbe PT de sublimation de l'iode présentée dans la figure 3.6, on constate que pour une

pression de 150 Torr (20 000 Pa), l'iode se sublime pour une température supérieure à 334 K (60 °C). Pour une pression de 140 Torr, les 343 K homogène du réservoir évitent alors toute "zone froide" et donc zone de dépôt de l'iode, tout comme les 353 K des lignes inox et les 386 K du contrôleur de flux massique ne permettent pas la condensation de l'iode sur les parois. La corrosion des matériaux est alors limitée sur l'ensemble du système d'injection. Il est également possible d'obtenir un flux constant d'iode gazeux, condition nécessaire pour une étude précise du plasma.

Système de pompage et piège à azote liquide

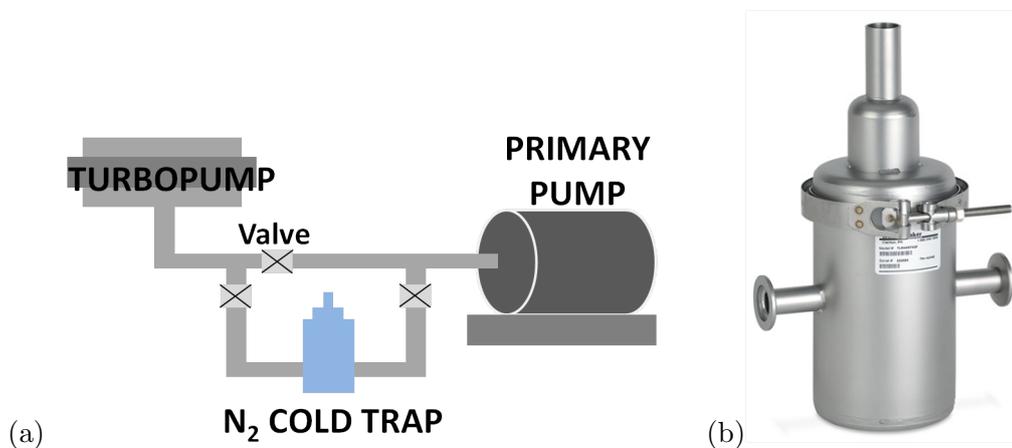


Figure 3.9: (a) Système de pompage du dispositif expérimental et (b) piège à azote liquide.

Le système de pompe du banc d'essai dédié à l'iode reprend les mêmes éléments décrits plus haut pour EPIC. Les mêmes modèles de pompe primaire et turbomoléculaire ont été installés avec cependant un élément supplémentaire disposé entre les deux appareils, comme on peut le voir sur la figure 3.9 (a). En effet, comme il a été expliqué plus haut, il est nécessaire de maintenir une certaine pression et température afin d'éviter tout dépôt de l'iode sur les parois. La ligne se situant entre la pompe turbomoléculaire et la pompe primaire n'est donc pas concernée, la pression dans les tuyaux étant alors de l'ordre de 10^{-3} Torr et la température celle de la pièce (environ 300 K). Cependant le problème se pose à l'intérieur de la pompe primaire, faisant le lien entre cette portion à basse pression et l'extérieur à pression atmosphérique. La condensation de l'iode peut alors se faire à l'intérieur et détériorer rapidement l'appareil. Pour éviter ce phénomène, un piège à azote liquide 3.9 (b) a été disposé entre les deux pompes. Un réservoir d'azote liquide forme une surface froide à l'intérieur du piège, où l'iode gazeux va alors se condenser. Le piège évite alors toute contamination de la pompe primaire. Son diamètre de 15 cm et sa contenance de 1.6 L garanti une efficacité pour 5 h d'utilisation.

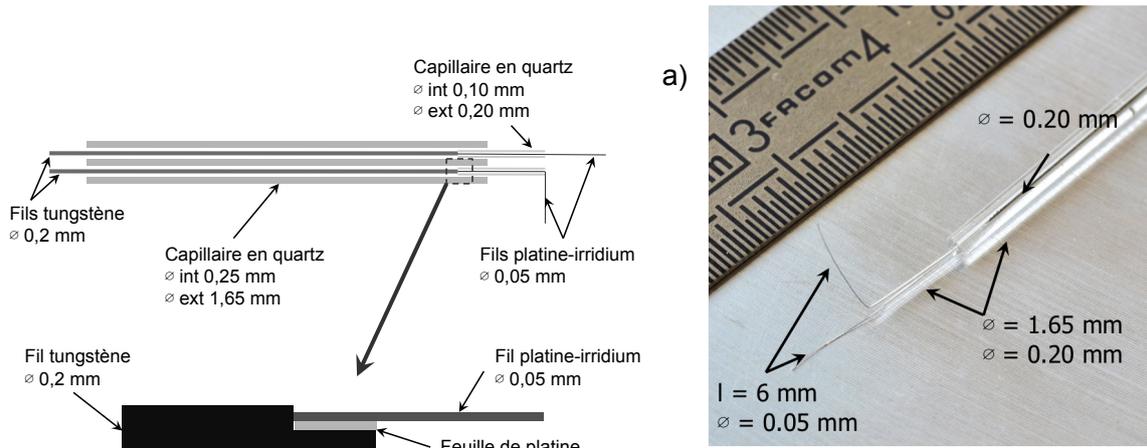


Figure 3.10: a) Schéma et b) photo de la sonde de Langmuir designé et réalisé.

3.4 Diagnostics

Deux types de diagnostics ont été utilisés lors de ma thèse, deux diagnostics électrostatiques (sonde de Langmuir et sonde plane), et un diagnostic optique (spectroscopie d'émission). Cette section présente ces dispositifs et la théorie permettant l'analyse des données obtenues.

3.4.1 Diagnostics électrostatiques

Sonde de Langmuir cylindrique

Une sonde de Langmuir est un instrument de mesure permettant de déterminer les paramètres plasma tel que la température électronique, les densités des espèces présentes, le potentiel plasma, etc. C'est le diagnostic électrostatique le plus utilisé pour caractériser les plasmas depuis sa première utilisation par I. Langmuir dans les années 1920 [56, 67]. Le principe est d'insérer une électrode polarisée dans le plasma que l'on souhaite étudier. En faisant varier le potentiel appliqué à l'électrode et en mesurant le courant collecté à la surface de la sonde, on obtient alors une courbe appelée courbe caractéristique courant-tension ou courbe IV de la sonde de Langmuir. La calcul de la dérivée seconde de cette courbe permet la détermination de la fonction de distribution en énergie des électrons du plasma, ou EEDF, dans le cas des plasmas électropositifs ou faiblement électronégatifs.

Géométrie Les figure 3.10 (a) et (b) montrent un schéma détaillé et une photo de la sonde de Langmuir réalisée et utilisée. Les filaments de mesure de la sonde sont des fils de Platine-Iridium de 50 μm de diamètre et de 6 mm de long. Le Platine-Iridium est employé pour l'étude du plasma de SF_6 , tandis que le tungstène est utilisé dans le cas de l'iode. Ils passent

dans deux capillaires en quartz de 0,2 mm de diamètre extérieur, dont la présence limite les possibles perturbations dans le plasma. Les capillaires sont ensuite insérés dans un tube en quartz de 1.7 mm de diamètre avec deux trous de 250 μm . Les fils de Platine-Iridium sont soudés électriquement à deux fils de tungstène de 200 μm de diamètre chacun dans un espace vide du tube en quartz. Les deux filaments sont utilisés lors des mesures, un pour la mesure en elle-même, l'autre comme référence afin de réduire le bruit et compenser la résistance du circuit.

La réalisation de mesures propres dépend en grande partie du choix des matériaux. Les mesures étant effectuées dans un plasma magnétisé, il est nécessaire qu'ils ne soient pas sensibles au champ magnétique et ne perturbent pas le plasma. Le haut taux de gravure du SF_6 fait du Pt-Ir un choix de premier ordre pour les filaments. De par sa nature amagnétique, il est également possible de l'utiliser dans un plasma magnétisé. Il en est de même pour le tungstène. Il est possible de constater la finesse de la sonde sur la figure 3.10 (b). Elle est dépourvue de filtre RF, composé classiquement d'inductance en série pour filtrer la fréquence excitatrice ainsi que la 2^{ème} harmonique. La source ICP possède en effet un couplage purement inductif prévenant les fluctuations du potentiel plasma. Une étude de ces fluctuations a été réalisée par J. Bredin [24], et démontre que les fluctuations RF sont suffisamment faibles pour s'affranchir du filtre passif présent habituellement dans les sondes de Langmuir utilisées dans les environnements RF [83].

Modèle de gaine La gaine de la sonde de Langmuir cylindrique est un élément important à considérer lors de son utilisation, la surface de collection n'étant pas celle du filament mais de la gaine elle-même. La sonde de Langmuir est un diagnostic pouvant être utilisé aussi bien dans les plasmas électropositifs que électronégatifs. Cependant la théorie d'exploitation de la courbe IV ainsi que la forme de la courbe est différente. Les méthodes utilisées pour les deux types de plasmas sont présentées plus loin dans ce chapitre.

Nous nous plaçons dans un repère cylindrique. La variable d'espace r est comprise dans l'intervalle $a < r < R$ où a est le rayon de la sonde et R est un rayon fixé tel que $r_{sh} < R$, où $r_{sh} = a + s$ est le rayon de la surface de collection et s la taille de la gaine. On considère le courant entrant d'ions en lisière de gaine égal à $J_0 = h_r n e u_B$. La conservation de l'énergie nous donne

$$\frac{1}{2} M u^2(r) = e \Phi(r), \quad (3.12)$$

En utilisant $E = -d\Phi/dr$ on écrit

$$\frac{du}{dr} = -\frac{eE}{Mu(r)}. \quad (3.13)$$

L'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE) = \frac{en(r)}{\epsilon_0}, \quad (3.14)$$

et, une fois simplifiée, peut s'écrire

$$\frac{dE}{dr} = \frac{en(r)}{\epsilon_0} - \frac{E}{r}. \quad (3.15)$$

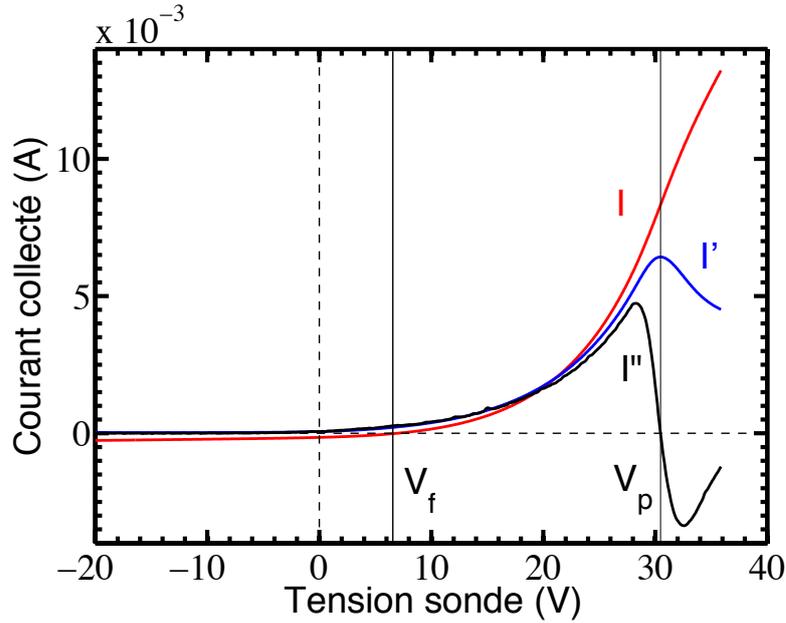


Figure 3.11: Caractéristique courant-tension de la sonde de Langmuir avec la dérivée première et seconde de la courbe IV obtenues expérimentalement.

La continuité du courant dans la gaine signifie qu'aucune perte ni aucune ionisation n'est considérée dans cette zone, le courant entrant dans la gaine est collecté sur la sonde s'écrit $2\pi r l J(r) = 2\pi R l J_0$. L'équation (3.15) peut s'écrire

$$\frac{dE}{dr} = \frac{R J_0}{r \epsilon_0 u(r)} - \frac{E}{r}. \quad (3.16)$$

La résolution numérique des équations (3.13) et (3.16) donne accès à la taille de la gaine dans le cas d'une sonde cylindrique.

Sonde de Langmuir dans les plasmas électropositifs : extraction des paramètres

Exploitation de la courbe IV

La courbe IV de la sonde de Lagmuir, représentée sur la figure 3.11, peut être décrite qualitativement en fonction du potentiel appliqué à la sonde. Pour les potentiels très négatifs par rapport au potentiel plasma, une gaine se forme autour de la sonde qui repousse les électrons et accélère les ions positifs. Le courant de saturation des ions positifs est décrit par le flux de Bohm entrant dans la gaine

$$J_{\text{sat}+} = A e n_{+s} u_B \quad (3.17)$$

où A est la surface de collection de la sonde, e est la charge élémentaire, n_{+s} la densité des ions positifs en lisière de gaine et u_B la vitesse de Bohm. La densité ionique positive peut

être calculée à partir de cette expression. Cependant la surface de collection de la sonde A n'est égale à la surface de la sonde que dans le cas d'une sonde plane. Dans le cas des sondes sphériques ou cylindriques ce calcul est rendu plus délicat par la formation de la gaine qui augmente cette surface.

Lorsque le potentiel augmente, des électrons suffisamment énergétiques vont commencer à être collectés. La sonde va alors atteindre un potentiel où les courants des ions positifs et des électrons sont égaux. Ce potentiel est le potentiel flottant V_f du plasma, le potentiel où le courant collecté par la sonde est nul. Pour les potentiels compris entre le potentiel flottant et le potentiel plasma, les électrons suffisamment énergétiques pour franchir la gaine sont collectés. Les électrons étant animés d'une vitesse thermique

$$v_{\text{the}} = \sqrt{8eT_e/\pi m_e} \quad (3.18)$$

Ils vont alors être sélectionnés en énergie en fonction du potentiel de la sonde par rapport au potentiel plasma. En augmentant à nouveau le potentiel de la sonde, le potentiel plasma (V_p) va être atteint et la courbe IV va alors suivre une inflexion. La dérivée première atteint un maximum à ce point et la dérivée seconde s'annule, indiquant que les électrons ne sont alors plus repoussés mais attirés par la sonde et les ions positifs repoussés. Il s'agit donc du potentiel auquel se positionne le plasma afin de confiner les électrons et permettre de les maintenir dans la décharge.

Pour les potentiels supérieurs au potentiel plasma, la caractéristique devrait saturer car le courant électronique devrait être constant. Cependant, la gaine se formant autour de la sonde grandit et augmente la surface de collection des électrons : pour cette raison, la saturation n'est jamais atteinte.

Le courant électronique collecté par une sonde de Langmuir en fonction du potentiel qui lui est appliqué peut être déterminé par le flux d'électrons arrivant sur la sonde, décrit par

$$I_e(V) = Ae\Gamma_e(V) = Ae\frac{1}{4}n(V)\bar{v}, \quad (3.19)$$

où V est le potentiel de la sonde, A est l'aire de la sonde, $n(V)$ la densité électronique atteignant la sonde au potentiel V et $\bar{v} = \sqrt{8eT_e/\pi m_e}$. En faisant l'approximation que les électrons suivent une distributions boltzmanienne, le courant arrivant sur la sonde en fonction de son potentiel V est défini par la relation suivante

$$n(V) = n_0 \exp\left(\frac{\phi}{T_e}\right), \quad (3.20)$$

où ϕ est la différence de potentiel entre la région où la densité est égale à n et la région où elle est égale à n_0 . Pour le cas spécifique de la sonde de Langmuir, n_0 est la densité au centre du plasma, et n celle arrivant sur la sonde. En supposant qu'il n'y a pas de perte dans la gaine, on obtient alors $n = n_s$ et $\phi = V - V_p$. Le courant électronique est alors défini comme

$$I_e(V) = Ae\frac{1}{4}\bar{v}n_0 \exp\left(\frac{V - V_p}{T_e}\right), V < V_p. \quad (3.21)$$

Pour une tension appliquée à la sonde inférieure au potentiel plasma $V < V_p$, le courant ionique est défini par un flux de Bohm s'écrivant

$$I_i = -A_i e n_s u_B, \quad (3.22)$$

où A_i est la surface effective de collection des ions, n_s la densité en lisière de gaine et $u_B = \sqrt{k_B T_e / M_i}$ la vitesse de Bohm.

Les équations précédentes et l'exploitation de la courbe IV de la sonde de Langmuir permettent d'extraire les paramètres plasmas principaux tels que n_e , T_e et n_+ . Le potentiel flottant étant le potentiel où le courant circulant dans la sonde est nul, ce point de la courbe est facilement repérable. L'inflexion de la courbe IV marque quant à lui l'emplacement du potentiel plasma. Il peut être déterminé plus précisément de plusieurs manières. Tout d'abord en traçant les tangentes à l'I-V avant et après le point d'inflexion, leur point de concours indiquant alors le potentiel plasma, puis par le maximum de la dérivé première de la caractéristique I-V et enfin par l'annulation de la dérivée seconde de la courbe courant-tension. La figure 3.11 montre le potentiel flottant et le potentiel plasma sur une caractéristique I-V ainsi que sur sa dérivé première et seconde. Dans l'appareil de sonde utilisé, les représentations des I-V se font en échelle semi-logarithmique. Cette représentation permet la localisation rapide du potentiel flottant où le courant tend vers $-\infty$.

Théorie de l'exploitation des Fonction de Distribution en Energie des Electrons (EEDF)

Il est possible d'extraire les paramètres plasmas voulus d'une seule courbe IV. Cependant, les possibles structures dans les fonctions de distribution en énergie ne seront pas visibles. Pour des mesures plus précises, l'accès à l'EEDF est nécessaire. Les électrons d'un plasma peuvent être décrits par la Fonction de Distribution des Electrons (EDF) $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ où \mathbf{r} est le vecteur de coordonnées spatiales et \mathbf{v} le vecteur vitesse au temps t . Cette description permet d'obtenir une distribution angulaire des vitesses. Pour un plasma dans lequel les électrons sont isotropes, cette distribution en angle est aussi isotrope : il est alors possible d'écrire $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_0(t, \mathbf{r}, v)$ en prenant en compte que $v = \sqrt{2\varepsilon/m}$ où ε est l'énergie cinétique électronique et m la masse des électrons. On peut alors relier l'EDF à la Fonction de Distribution en Energie des Electrons (EEDF) par

$$F(t, \mathbf{r}, \varepsilon) = 4m^{-3/2} \sqrt{2\pi} \sqrt{\varepsilon} f(t, \mathbf{r}, \sqrt{2\varepsilon/m}), \quad (3.23)$$

La distribution angulaire des électrons étant considérée isotrope, f et F renferment la même information sur les caractéristiques des électrons. On définit la fonction

$$4m^{-3/2} \sqrt{2\pi} f(\varepsilon) = F(\varepsilon) / \sqrt{\varepsilon} \equiv f_p(\varepsilon) \quad (3.24)$$

comme la Fonction de Probabilité en Energie des Electrons (EEDF). L'EEDF permet dans une échelle semi-logarithmique d'observer rapidement si la distribution est Maxwellienne, étant linéaire dans cette représentation. A partir de l'EEDF il est possible d'extraire la densité et

la température électronique effective

$$n_e = \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} f_p(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.25)$$

$$T_e = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty \varepsilon^{3/2} f_p(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty \varepsilon F(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.26)$$

ainsi que des fréquences de collisions électron-neutre élastiques, d'excitation et d'ionisation. La fonction distribution en énergie des électrons (EEDF) va être représentée dans cette thèse comme la Fonction de Probabilité en Energie des Electrons (EPPF). La EPPF ou EEDF est proportionnelle à la dérivée seconde de la caractéristique I-V pour les potentiels inférieurs au potentiel plasma. En considérant la méthode de [36], elle peut s'écrire [41]

$$f(V) = \frac{2\sqrt{2m_e}}{e^{3/2}S} \frac{d^2I}{dV^2}, \quad (3.27)$$

où V est le potentiel de la sonde, m_e est la masse des électrons, e la charge élémentaire, S la surface de la sonde et I la courant collecté par la sonde. Au potentiel plasma, les électrons de toutes énergies sont collectés par la sonde. Le potentiel plasma correspond donc à l'énergie nulle pour la représentation de la EPPF. La variation du potentiel permet une discrimination en énergie des électrons et de récupérer ainsi expérimentalement une distribution énergétique des électrons du plasma. Dans cette théorie, le courant I devrait être le courant électronique $I_e = I - I_+$, où I est le courant mesuré sur la sonde et I_+ un courant ionique extrapolé depuis le courant de saturation. En plus de l'erreur introduite par la soustraction du courant ionique, la théorie derrière ce courant extrapolé est basé sur de nombreuses hypothèses. Ainsi la soustraction d'un courant ionique induit une erreur plus importante que la conservation du courant de sonde, en supposant que le courant ionique est négligeable dans la gamme de tension qui nous intéresse [42].

Sonde de Langmuir dans les plasmas électronégatifs : extraction des paramètres

Cette partie est dédiée à l'étude d'un plasma électronégatif avec une sonde de Langmuir. Dans un plasma électronégatif, les électrons ne sont plus les seules particules chargées négativement, et la présence d'ions négatifs dans le plasma modifie la physique de celui-ci. Comme expliqué dans le chapitre I, certaines grandeurs physiques vont alors être modifiée (vitesse de Bohm, longueur de Debye, etc.) et devenir dépendantes de deux paramètres : $\alpha = n_-/n_e$ et $\gamma = T_e/T_-$. La grande difficulté est alors de déterminer la densité et température des ions négatifs n_- et T_- en fonction du degré d'électronégativité. Les modèles évoqués dans cette partie sont plus amplement détaillé dans la thèse de J. Bredin [24] ainsi que dans Bredin *et al.* [22].

Exploitation de la courbe IV

Du fait de la présence d'ions négatifs dans le plasma, la courbe caractéristique de la sonde de Langmuir va être impactée, cet impact étant proportionnel à la proportion d'ions négatifs par rapport à celles des électrons. La courbe IV dans les plasmas électronégatifs peuvent alors avoir deux formes : symétrique ou non-symétrique. Nous considérons ici qu'un plasma électronégatif est un plasma où la dynamique des charges négatives est assurée principalement

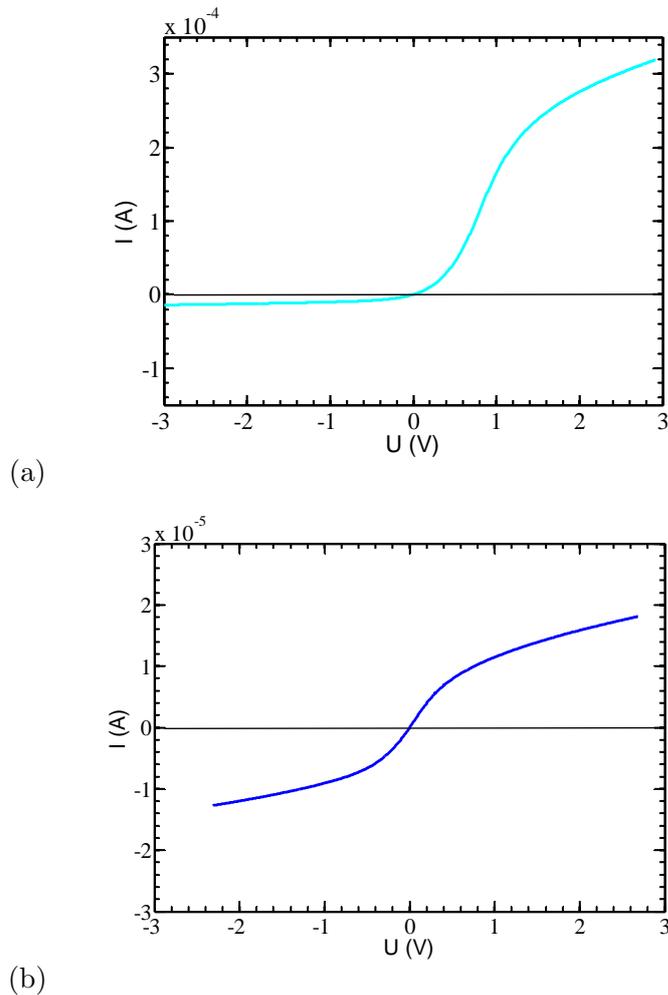


Figure 3.12: Caractéristiques courant tension dans un plasma d'iode pur pour un plasma électronégatif (a) et pour un plasma ion-ion (b) [24].

par les électrons (IV non-symétrique), en opposition au plasma ion-ion à l'intérieur duquel la dynamique des charges négatives est assurée par les ions négatifs (IV symétrique). Néanmoins, un plasma ion-ion possède des électrons mais en infime quantité. Les caractéristiques de Langmuir pour le cas électronégatif étant dominées par les électrons, les courbes peuvent être traitées de manière "classique", c'est à dire de la même manière que pour un plasma électropositif. En revanche, dans le cas ion-ion, avec les caractéristiques symétriques, la dynamique des particules chargées négativement étant régit par les ions négatifs, il est alors difficile d'accéder simplement aux paramètres électroniques. L'extraction des paramètres des ions négatifs est très dépendante des conditions du plasma.

La figure 3.12 illustre deux exemples de courbe IV obtenues dans un plasma plus ou moins électronégatif. Sur la figure 3.12 (a), la caractéristique courant tension en bleu est celle is-

sue de l'étude d'un plasma électropositif où le courant de saturation des charges négatives est très grand devant celui des charges positives. Ce type de caractéristique correspond ici à un plasma faiblement électronégatif, où la mobilité des charges négatives, principalement des électrons, est très grande devant celles des charges positives. Sur la figure 3.12 (b), la courbe IV est symétrique et correspond à une étude d'un plasma ion-ion, où les mobilités des charges négatives (principalement ions négatifs) et des charges positives (ions positifs) sont du même ordre. La symétrisation de la caractéristique I-V d'une sonde de Langmuir est un bon indicateur de la présence de la formation d'un plasma ion-ion, cependant il est difficile d'extraire des données de ce type de caractéristiques [20, 48, 90, 91].

Il est intéressant de pouvoir remonter aux valeurs de α , n_e et n_- depuis les caractéristiques IV en plasma électronégatif et ion-ion. Deux modèles existent et permettent d'extraire les densités des ions positifs et négatifs et des électrons dans toutes les conditions d'électronégativité pour nos régimes de pressions. Dans la littérature, l'une des techniques utilise les courants de saturation pour remonter à la valeur de α [29, 35, 78, 79]. Pour cette méthode, deux sondes sont nécessaires, une sonde plane afin de mesurer le courant de saturation des ions positifs et une sonde cylindrique afin de mesurer le courant au potentiel plasma. Cependant ce type de technique est limité pour les faibles α (< 100 dans la vision la plus optimiste) [29, 77]. Cette méthode nécessite également de faire des mesures à l'aide de deux sondes distinctes, une plane et une cylindrique, dans deux gaz différents : l'argon et le gaz électronégatif que l'on souhaite étudier. Le changement de sonde est un problème, dans la mesure où l'arrêt du système de pompe est nécessaire. Ce retour à pression atmosphérique peut être cause de pollution du réacteur qui va alors légèrement modifier l'environnement expérimentale bien que les mesures soient réalisées dans les mêmes conditions. De plus des mesures en argon sont nécessaires au calibrage de la surface effective de la sonde de Langmuir cylindrique. Une autre méthode consiste à utiliser la théorie OML pour extraire les paramètres plasmas [48, 90, 91]. La théorie OML est cependant très sensible à la géométrie de la sonde et à la taille de la gaine, et le besoin de plus ample développement de la théorie d'analyse des caractéristiques de sondes se fait sentir.

Exploitation des EEDF

Dans la communauté des plasmas électronégatifs, une méthode permettant de remonter aux informations telles que les densités et températures des électrons et ions négatifs consiste à utiliser la dérivée seconde (proportionnelle à la EEDF) [8, 9, 10, 70, 81, 86]. Suivant cette approche, la figure 3.13 montre les mesures de [8] en plasma de I_2 où deux pics sont mesurés sur la dérivée seconde qui sont attribués aux électrons (pic 2) et aux ions négatifs (pic 1). Depuis cette caractéristique sont extraites la température et la densité des électrons et des ions négatifs. Cependant, ce type de dérivée seconde, avec deux pics distincts pour les ions négatifs et les électrons, a été observé seulement pour les hautes pressions ($p > 10$ mTorr) et faible valeur de α (< 10), et ne peut être appliqué à nos conditions.

Dans notre cas, les dérivées secondes sont représentées sur les figures 3.14, la courbe IV dans le cas électronégatif étant de couleur noire et celle dans le cas d'un plasma ion-ion de couleur bleue. Elles font écho aux courbes courant-tension de la figure 3.12. Dans le cas électronégatif, on constate que la dérivée seconde est dominée par les électrons et présente

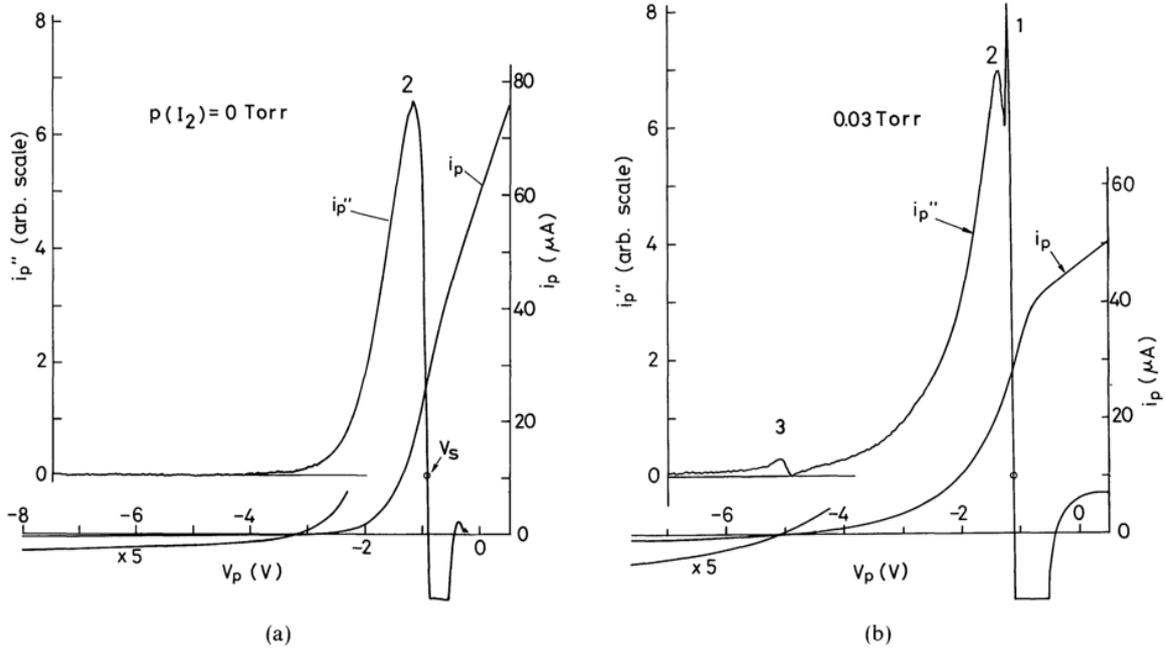


Figure 3.13: Caractéristiques de sonde et leurs dérivées secondes i_p et i_p'' mesurées avec une sonde plane avec une pression partielle de diiode comme paramètre. $p(\text{Ar}) = 640 \text{ mTorr}$ [8].

les caractéristiques d'une distribution Maxwellienne, d'où une certaine facilité d'extraire les densités et températures des électrons. Cependant, dans le cas d'un plasma ion-ion, on observe deux populations de charges négatives, une plus "chaude" de faible densité et une plus "froide" de plus haute densité ainsi qu'une population pour les charges positives. Par la suite, on considérera que les populations négatives sont composés des électrons pour la population "chaude" et des ions négatifs pour la population "froide".

Extraction des paramètres plasmas

Afin d'obtenir les contributions des différentes espèces du plasma par l'étude des dérivées secondes des courbes I-V, un modèle de caractéristique I-V permettant de recréer les caractéristiques I-V de plasmas électronégatifs a été mis au point. En plus des caractéristiques I-V, leurs dérivées secondes seront calculées et utilisées afin d'effectuer un ajustement plus précis des différents paramètres plasma. La dérivée seconde mesurée dans le cas d'un plasma ion-ion montre que toutes les distributions semblent être Maxwelliennes. Les populations observées seront donc toutes considérées comme Maxwelliennes.

Le modèle recrée donc la courbe IV de la sonde de Langmuir pour les tensions inférieures et supérieures au potentiel plasma par la somme des courants des différentes espèces chargées composant le plasma.

$$I(V) = I_e(V) + I_-(V) + I_+(V), \quad (3.28)$$

avec I_e , I_- et I_+ les courants électroniques, ionique négatif et ionique positif respectivement. Pour les tensions inférieures au potentiel plasma, les charges négatives (électrons et ions

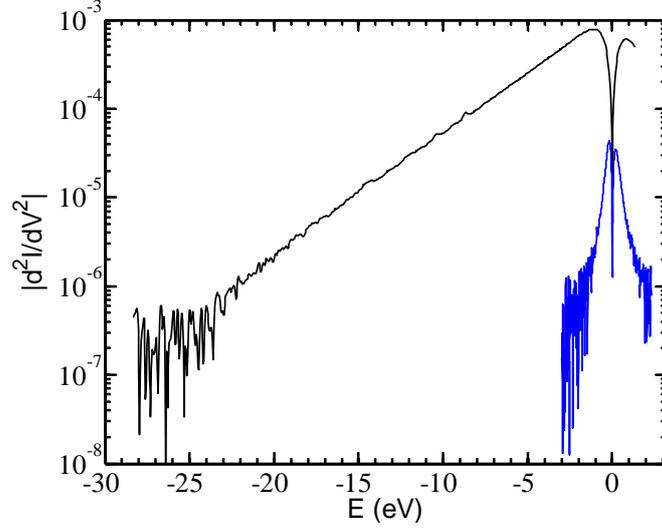


Figure 3.14: Dérivées secondes des caractéristiques courant tension dans un plasma d'iode pur pour un plasma électronégatif en noir et pour un plasma ion-ion en bleu. Le calcul de la dérivée seconde en plasma ion-ion met en évidence les distributions des ions et des électrons[24].

négatifs) sont repoussées par la sonde. Les relations de Boltzmann suivantes sont alors utilisées pour les charges négatives du plasma

$$I_e(V) = \frac{eAn_e\bar{v}_e}{4} \exp\left(\frac{V - V_p}{T_e}\right) \quad (3.29)$$

$$I_-(V) = I_-(V_p) \exp\left(\frac{V - V_p}{T_-}\right) \quad (3.30)$$

où $A = 2\pi al$ est la surface de la sonde avec a et l respectivement le rayon et la longueur de la sonde, $\bar{v}_e = \sqrt{8eT_e/\pi m_e}$ la vitesse thermique des électrons et $I_-(V_p)$ le courant au potentiel plasma donné par l'équation (3.34). Les charges positives sont attirées par la sonde et on définit alors le courant positif comme

$$I_+(V) = -h_r n_+ e u_{B+}^* S_{\text{eff}}(V) \quad (3.31)$$

où h_r est le ratio bord-au-centre et $S_{\text{eff}}(V) = 2\pi l r_{sh}(V) + 2\pi r_{sh}^2(V)$ la surface effective de collection. Cette surface est différente de la surface de la sonde puisqu'une gaine de rayon r_{sh} se forme autour de la sonde. Le rayon de cette gaine ($r_{sh}(V)$) est calculé d'après le modèle de gaine de type cylindrique détaillé plus haut. u_{B+}^* est la vitesse de Bohm modifiée pour les plasmas électronégatifs, définie comme

$$u_{B+}^* = \sqrt{\frac{eT_e}{m_+}} \sqrt{\frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma\alpha_s}}, \quad (3.32)$$

où α_s est l'électronégativité à la frontière de la gaine. La méthode de calcul de α_s est détaillée dans Bredin *et al.* [23]. Si l'on augmente le potentiel appliqué aux bornes de la sonde de

Langmuir, on atteint alors le potentiel plasma. Au delà de ce point, les charges négatives sont attirées par la sonde et le courant de saturation électronique est écrit classiquement [27]

$$I_e(V) = eAn_e \frac{\bar{v}_e}{2} \left(2\sqrt{\frac{(V - V_p)/T_e}{\pi}} + \exp\left(\frac{V - V_p}{T_e}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{V - V_p}{T_e}}\right) \right). \quad (3.33)$$

Le courant d'ions négatifs est alors décrit comme un flux de Bohm

$$I_-(V) = -h_r n_- e u_{B-}^* S_{sh}(V), \quad (3.34)$$

avec $u_{B-}^* = \sqrt{eT_+/m_-}$ et où $S_{sh}(V)$ est encore la surface de collection effective de la sonde calculée pour $V > V_p$. Les charges positives sont ici repoussées par la sonde et peuvent être décrites par la relation de Boltzmann

$$I_+(V) = I_+(V_p) \exp\left(\frac{V_p - V}{T_+}\right), \quad (3.35)$$

où $I_+(V_p)$ est le courant au potentiel plasma donné par l'équation (3.31).

Grâce à ce modèle, en utilisant l'équation 3.28, il est possible de reproduire des caractéristiques I-V de plasmas électronégatifs. L'ajustement des courbes est alors possible. Afin d'extraire les paramètres du plasma, une caractéristique I-V est calculée à partir des variables suivantes : n_e , n_+ , n_- , T_e , T_+ , T_- , m_+ et m_- . Le but est de varier ces paramètres afin d'obtenir le meilleur ajustement possible, et donc de trouver la combinaison de paramètres optimale. L'hypothèse de quasi-neutralité $n_+ = n_- + n_e$ doit être respectée et les masses des ions seront imposées afin de réduire le nombre de paramètres ajustables. Pour améliorer la précision de l'ajustement de la courbe IV, sa dérivée seconde est également calculée et ajustée. En effet, les courants de saturations ioniques de la caractéristique I-V sont sensibles à la densité, et les pentes de la dérivée seconde aux températures. Ainsi en étudiant simultanément la caractéristique I-V et sa dérivée seconde, l'ajustement des paramètres est plus précis et permet de réduire l'écart type des paramètres ajustés à 5%. La figure 3.15 montre les mesures et les courbes ajustées obtenues par le modèle. Un très bon accord est observé pour les caractéristiques symétriques ainsi que pour les régions avec de fort courant électronique, montrant que le modèle est capable de représenter les courbes mesurées dans des plasma possédant différentes électronégativités.

Les effets du filtre magnétique Comme nous l'avons vu précédemment, l'application d'un champ magnétique induit une anisotropie dans le plasma. Le champ magnétique va en effet piéger les électrons autour de ses lignes de champ, ceux-ci effectuant un mouvement de rotation d'un rayon égal au rayon de Larmor $r_{Le}(\varepsilon, |B|)$. La diffusion des électrons est donc différenciée en fonction de l'orientation choisie par rapport au champ B. Afin d'utiliser la théorie classique des sondes de Langmuir malgré l'application d'un filtre magnétique, des restrictions sur l'orientation et la taille de la sonde sont nécessaires.

La figure 3.16 illustre l'importance de l'orientation du filament de mesure par rapport à celle du champ magnétique et de sa force [41, 52]. Si la mesure est effectuée parallèlement aux lignes

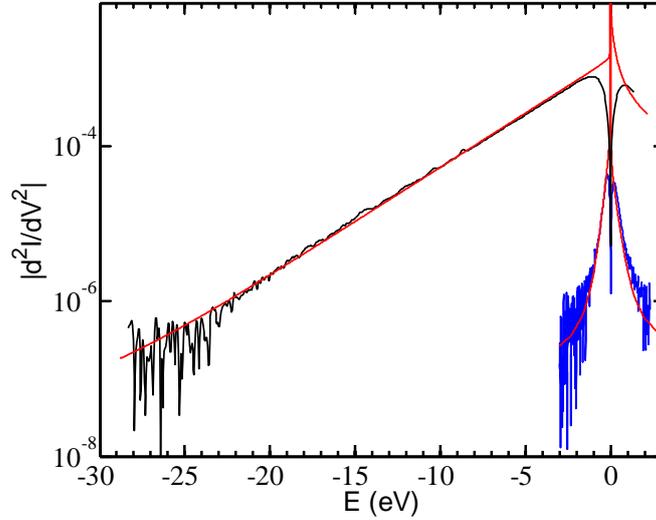


Figure 3.15: Exemple de fit des EEDF et d'extractions des paramètres pour le plasma d'iode. Résultats du modèle (rouge) superposés aux mesures (bleu et noir)

de champ comme illustré sur la figure 3.16 (a) et (b), le courant collecté sur la sonde va alors diminuer avec l'augmentation de l'intensité du champ B appliqué. Les mesures réalisées le long des lignes de champ vont donc collecter plus efficacement les électrons de hautes énergies, dont le rayon de Larmor est plus important, que les électrons faiblement énergétiques. Pour éviter ce problème le diamètre de la sonde doit être plus grand que le rayon de Larmor des électrons ($a \gg r_{Le}$). Cependant, si la mesure est effectuée perpendiculairement au champ magnétique comme montré sur la figure 3.16 (c) et (d), le courant collecté sur la sonde lorsque le champ magnétique augmente demeure quasiment constant dans la condition où la longueur de la sonde est supérieure au rayon de Larmor des électrons ($l \gg r_{Le}$). De plus, la diffusion des électrons n'étant plus isotrope mais plus importante le long des lignes de champ que perpendiculairement $D_{\parallel} \gg D_{\perp}$, les électrons collectés par la sonde ne pourront être remplacés du fait de leur faible diffusion au travers du filtre magnétique. Le courant sur la sonde ne demeurera donc pas constant et diminuera en fonction du temps. Afin de limiter cet effet, la taille de la sonde a un rôle primordial et doit remplir certaines conditions. Pour des mesures parallèles, $l \ll r_{Le}$ et $a \gg r_{Le}$, et pour des mesures perpendiculaires au champ magnétique, $l \gg r_{Le}$ et $a \ll r_{Le}$.

Un étude de l'effet de l'orientation du filament de mesure a été réalisée dans un plasma magnétisé avec différentes orientation du filament, parallèlement puis perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. Les résultats sont présentés et détaillés dans la thèse de J. Bredin [24].

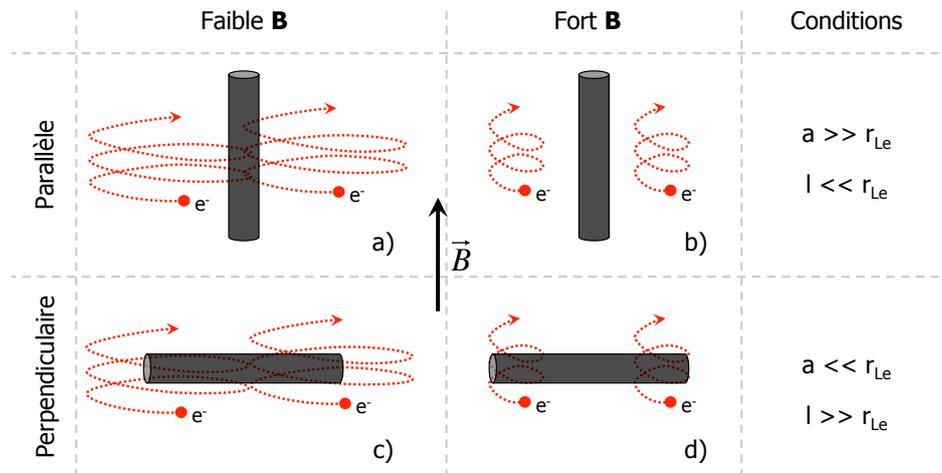


Figure 3.16: Schema descriptif d'une sonde de Langmuir plongée a) et b) parallèlement et c) et d) perpendiculairement au champ magnétique dans un plasma a) et c) faiblement magnétisé et b) et d) fortement magnétisé [24].

Sonde plane

Afin de compléter le set de résultats obtenus à l'aide de la sonde de Langmuir cylindrique et de vérifier la densité ionique positive mesurée, une sonde plane a également été utilisée pour l'étude du plasma dans le propulseur PEGASES. La surface de collection de la sonde plane est similaire à celle de la sonde de Langmuir cylindrique.

Géométrie et principe de fonctionnement Comme on peut le voir sur la figure 3.17, la sonde plane est un diagnostic électrostatique composé d'une partie centrale cylindrique de faible rayon entourée d'un anneau de garde de dimensions plus importantes. La même tension est appliquée aux bornes de la partie centrale et de l'anneau, mais seul le courant collecté par la partie centrale est mesuré. En effet, la présence de l'anneau de garde et son rayon plus important que celui de la sonde intérieure permet d'éviter les possibles effets de bords que l'on pourrait observer. Ainsi, la surface de collection de la sonde interne ne change pas avec la variation du potentiel appliqué à ses bornes. Le courant collecté et mesuré ne dépend alors pas de la tension appliquée mais uniquement de la surface de collection. La sonde plane utilisée est composée de nickel pour la partie centrale, d'un diamètre de 1 mm, ainsi que pour l'anneau de garde, d'un diamètre de 6.5 mm. L'espace entre les deux parties est de 0.5 mm. Le composant isolant entourant le tout est un tube de pyrex d'une longueur de 185 mm et d'un diamètre externe de 8 mm. La sonde est de dimension réduite par rapport aux sondes habituellement utilisées afin de ne pas perturber le plasma par son utilisation et de garder la même surface de collection que dans le cas de la sonde de Langmuir cylindrique.

Modèle de gaine et extraction des paramètres Le modèle de gaine de la sonde plane est simple à développer, n'étant qu'à une dimension. En effet, la sonde plane ne collecte que

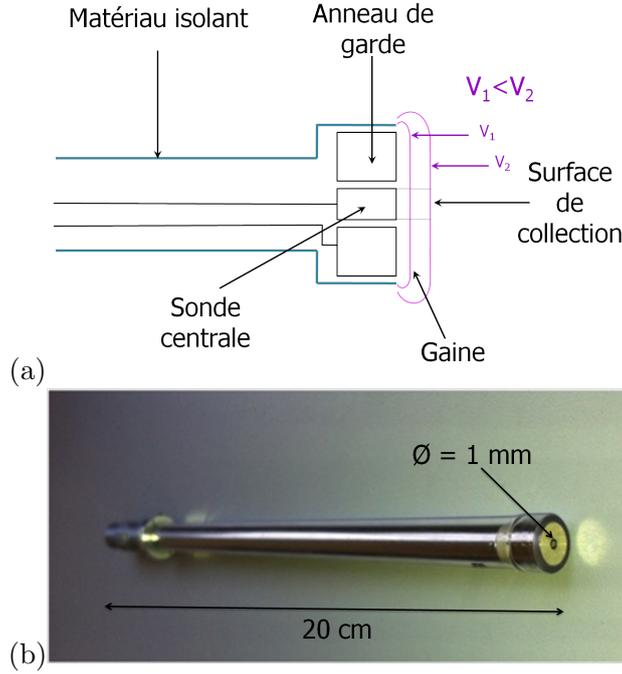


Figure 3.17: (a) Schéma et (b) photo de la sonde plane.

dans la direction normale à sa surface, et il n'est alors nécessaire de définir qu'une variable d'espace x dans l'intervalle $0 < x < X$, où X est une distance fixée telle que $x_{sh} < X$, avec x_{sh} la taille de la gaine. On peut alors aisément écrire la conservation de l'énergie, reprenant la même méthodologie que pour la sonde cylindrique

$$\frac{1}{2}Mu^2(x) = e\Phi(x), \quad (3.36)$$

où M est la masse des ions positifs. En utilisant $E = -d\Phi/dx$ on écrit

$$\frac{du}{dx} = -\frac{eE}{Mu(x)}. \quad (3.37)$$

L'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d}{dx}(E) = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3.38)$$

que l'on peut écrire

$$\frac{dE}{dx} = \frac{J_0}{\epsilon_0 u(x)}, \quad (3.39)$$

où $J_0 = h_r n e u_B$ est le courant d'ions entrant en lisière de gaine. Les équations (3.37) et (3.39) résolues numériquement permettent de remonter à la taille de la gaine en fonction du potentiel imposé à la sonde plane.

Par l'application d'un potentiel fortement négatif aux bornes de la sonde plane, il est possible de mesurer un courant de saturation positif. Comme précisé plus haut dans le cas de la sonde

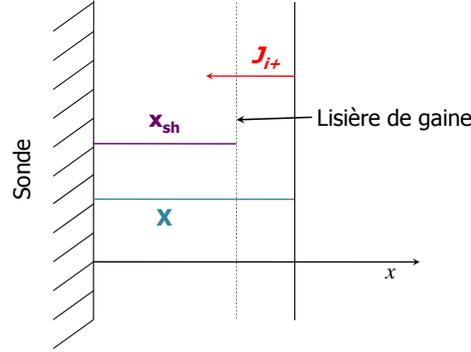


Figure 3.18: Schéma de la gaine pour la sonde plane dans une perspective à une dimension.

de Langmuir cylindrique, le courant mesuré par la sonde peut être décrit par le courant de Bohm des ions pénétrant la gaine :

$$I_+ = h_r n_+ e u_B S, \quad (3.40)$$

où h_r est le ratio bord-au-centre, $S = \pi r_c^2$ la surface de collection de la sonde avec r_c le rayon de la partie centrale, n_+ la densité d'ions positifs et u_B la vitesse de Bohm. La mesure du courant de saturation positif peut donc mener à une valeur de densités des ions positifs. Il est évident que l'emploi de la sonde plane dans des plasmas électronégatifs demandent l'utilisation de la vitesse de Bohm modifiée (équation 3.32), présentée plus haut pour le cas de la sonde de Langmuir dans les plasmas électronégatifs. Il est cependant impossible de mesurer les densités d'ions négatifs ou des électrons séparément, la sonde plane ne permettant pas la mesure des EEDF.

Influence de la taille de la sonde La présence de l'anneau de garde dans le design de la sonde plane assure donc une mesure de courant à partir d'une surface de collection indépendante de la tension appliquée. Cependant, il semble que cette théorie ne puisse s'appliquer que lorsque la sonde est de taille conséquente. Ici, le diamètre de la partie intérieure est de 1 mm, pour une anneau de garde de 6.5 mm de diamètre. Il est alors possible que les effets de bords ne soient pas compensés par la taille de l'anneau et que la surface de collection dépende alors de la tension appliquée aux bornes de la sonde.

Intervient alors la théorie explicitée dans l'article de T.E. Sheridan [84]. La surface de collection dépend alors de la tension appliquée aux bornes de la sonde suivant cette relation

$$A_s = A_p(1 + a\eta_p^b), \quad (3.41)$$

où $A_p = \pi r_p^2$ est l'aire de la partie centrale et r_p le rayon de la sonde, utilisant les paramètres suivant

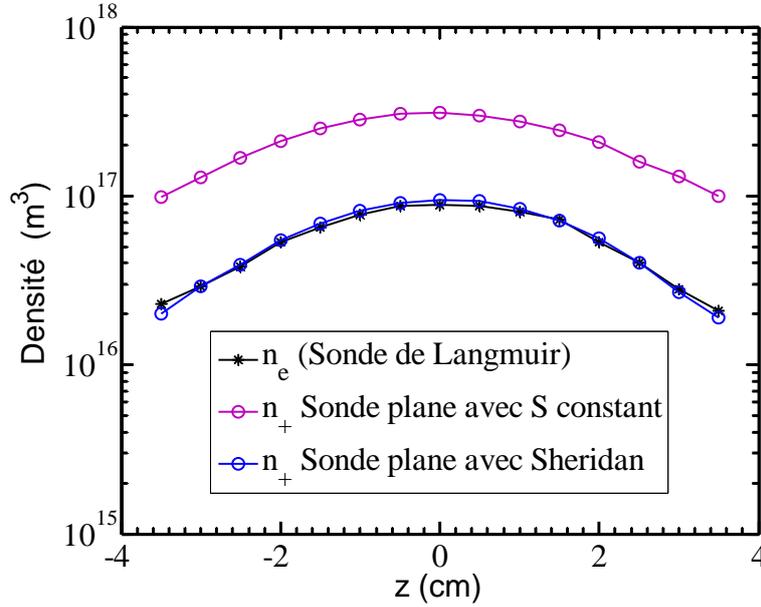


Figure 3.19: Graphe des densités dans un plasma d'argon en fonction de hauteur z dans PEGASES. La densité électronique en noire est mesurée par la sonde de Langmuir, la densité positive en rose est mesurée par la sonde plane en considérant que la surface de collection ne dépend pas de la tension appliquée et la densité positive en bleu est mesurée par la sonde plane en considérant la théorie de [84]

$$a = 2.28\rho_p^{-0.749}, \quad (3.42)$$

$$b = 0.806\rho_p^{-0.0692}, \quad (3.43)$$

et

$$\eta_p = -\frac{e\phi_p}{kT_e}, \quad (3.44)$$

où $\rho_p = \frac{r_p}{\lambda_{e0}}$ avec λ_{e0} la longueur de Debye et $\phi_p = ||V_{probe} - V_{plasma}||$. Le courant mesuré peut être défini par

$$I_+ = h_r n_+ e u_B A_s(\phi_p), \quad (3.45)$$

La figure 3.19 montre un graphe des densités dans un plasma d'argon en fonction de la hauteur z dans le propulseur PEGASES. La densité électronique (supposée égale à la densité ionique par quasi-neutralité) en noire est mesurée par la sonde de Langmuir, la densité positive en rose est mesurée par la sonde plane en considérant que la surface de collection ne dépend pas

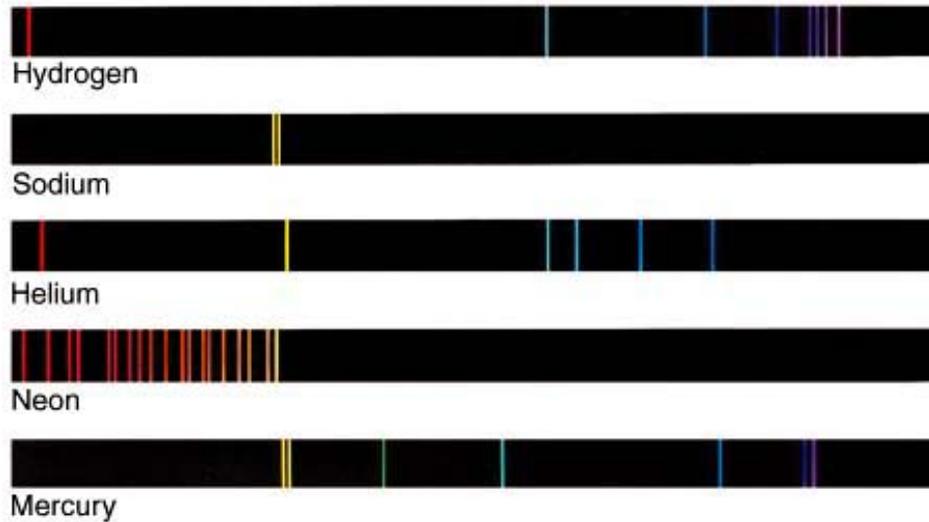


Figure 3.20: Spectre d'émission de différents éléments.

de la tension appliquée (théorie classique) et la densité positive en bleu est mesurée par la sonde plane en considérant la théorie de Sheridan où S dépend de V , décrite plus haut. On voit que le besoin de considérer la surface de collection dépendante de la tension appliquée à la sonde est nécessaire. Si on considère la densité électronique obtenue à l'aide de la sonde de Langmuir comme référence, on peut constater que la densité positive calculée suivant la théorie de Sheridan est plus pertinente puisqu'elle respecte le principe de quasi-neutralité. Cette théorie a donc été utilisée pour extraire la densité positive lors de l'utilisation de la sonde plane.

3.4.2 Diagnostics optique : spectroscopie d'émission

Afin de compléter les résultats obtenus par diagnostics électrostatiques, des mesures optiques de spectre d'émission ont été réalisées sur le plasma d'iode. La théorie utilisée ainsi que le dispositif expérimental sont décrits dans cette section.

Principe de la spectroscopie d'émission appliquée au plasma

Le spectre d'émission d'un élément chimique ou d'un composé chimique est le spectre des fréquences des radiations électromagnétiques émises lorsqu'un atome ou une molécule effectue une transition d'un état de haute énergie à un état de plus faible énergie. L'énergie du photon émis est égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux et sa longueur d'onde est reliée à son énergie par l'équation suivante

$$\lambda_0 = hc/(E_1 - E_2) \quad (3.46)$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et $E_1 - E_2$ la différence d'énergie.

Chaque transitions possède sa propre énergie et chaque élément possède de nombreuses transitions électroniques possibles. Il en résulte un spectre d'émission unique pour chaque élément. La spectroscopie d'émission, qui est la mesure de ce spectre d'émission, peut alors être utilisée pour identifier les éléments d'un échantillon.

La spectroscopie d'émission est donc une analyse du spectre d'émission d'un échantillon, ce spectre étant un ensemble continu des lignes spectrales émises par l'échantillon, à l'aide d'un spectroscopie. Cet appareil va séparer les raies lumineuses du signal reçu, comme on peut le voir sur la figure 3.20, et permettre de tracer le spectre de ce signal, l'assemblage de toutes les lignes spectrales mises côte à côte, et peut se présenter sous la forme d'un graphe représentant l'intensité du signal en fonction de la longueur d'onde. L'intensité absolue d'une longueur d'onde, correspondant à une transition d'un état 1 à un état 2, peut être définie par l'équation suivante

$$I = nA_{12} \quad (3.47)$$

où A_{12} est la probabilité de transition de la transition en question et n la densité de l'espèce dans l'état 1.

Si l'on observe l'équation ci-dessus, on constate qu'il est alors possible, par la mesure de l'intensité directement par spectroscopie, de remonter à la densité de l'espèce excitée. Cette technique pourrait être intéressante dans notre cas pour différencier les contributions des différentes espèces dans les densités des ions positifs ou négatifs. En effet, l'usage de la sonde de Langmuir ne nous permet de mesurer qu'une densité "globale", sans pouvoir séparer I^+ et I_2^+ par exemple dans le cas de l'iode. L'utilisation de la spectroscopie d'émission apporterait un nouveau degré de précision dans les mesures. Cependant, pour ce faire, la connaissance des probabilités de transition A_{pk} pour une transition de p vers k est nécessaire, et l'absence de données pour l'iode limite alors grandement nos possibilités d'analyse des données obtenues. Nous resterons donc sur une observation simple des profils de certaines lignes choisies dans les chapitres IV et V pour le plasma d'iode magnétisé et non magnétisé, ne pouvant aller plus loin pour le moment.

Dispositif

Le dispositif expérimental utilisé pour les mesures de spectroscopie d'émission est présenté sur la figure 3.21. On peut voir sur ce schéma la chambre d'ionisation du propulseur vu du dessus, sur laquelle les aimants peuvent être mis en place ou non pour l'étude d'un plasma magnétisé ou non, attachée à la chambre à vide d'un côté et à la source ICP de l'autre. Comme il est indiqué sur le schéma, la fibre optique guidant la lumière jusqu'au spectromètre est focalisée à l'aide d'une lentille sur le centre du propulseur, identifié à l'aide de la présence de la sonde de Langmuir. La fibre est donc focalisé sur le filament de la sonde pour être sûr

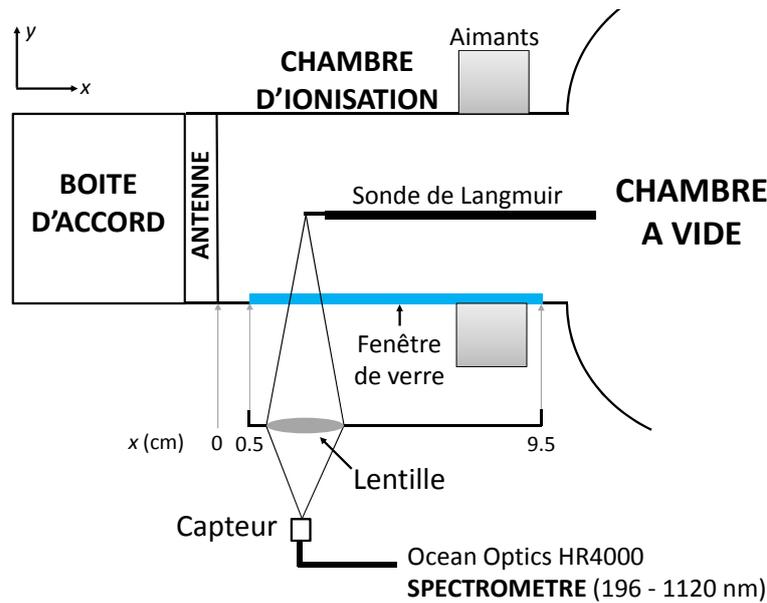


Figure 3.21: Schéma du dispositif de spectroscopie d'émission.

de mesurer la luminescence du corps du plasma. La lentille ainsi que la fibre peuvent être déplacées à l'aide d'un rail sur l'axe x afin d'effectuer des mesures le long du propulseur. On peut donc suivre l'évolution du spectre d'émission le long l'axe x , avec ou sans l'application du filtre magnétique, pour différentes pressions ou puissances de décharge.

La fenêtre, visible sur l'image de la figure 3.22, n'étant pas étendue tout le long de la chambre d'ionisation, il n'est possible d'effectuer des mesures qu'entre les points situés de 1 à 9 cm par rapport à l'antenne. Elle est composée de verre possédant une bande passante de laissant pas passer les UV (en dessous de 350 nm de longueur d'onde). Le spectromètre utilisé est un spectromètre Ocean Optics HR4000, d'un résolution spatiale de 0.26 nm avec une plage de fonctionnement entre 196 nm et 1120 nm. Il a été calibré à l'aide d'une lampe tungstène LS-1-Cal. Chaque point est la moyenne de 128 mesures et le temps d'intégration est ajusté pour obtenir un ratio signal/bruit optimal en fonction des paramètres variant. La calibration et l'extraction de la radiation absolue permet la comparaison entre les données obtenues avec différents temps d'intégration.

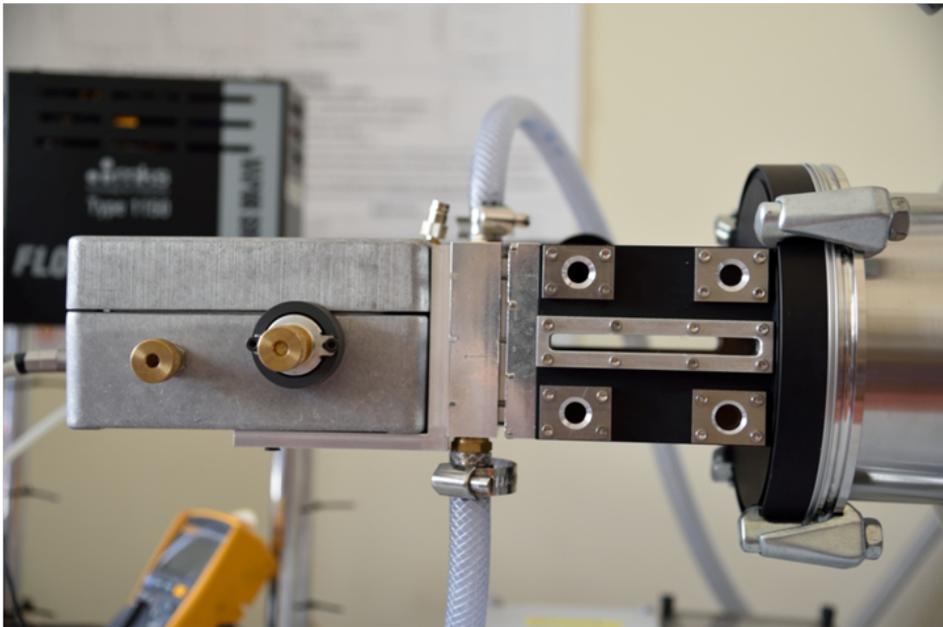


Figure 3.22: Chambre d'ionisation du propulseur.

Chapter 4

PEGASES : du SF₆ à l'iode

Sommaire

4.1 Plasma de SF₆ dans PEGASES	91
4.1.1 Etat de l'art	91
4.1.2 Etude paramétrique de la formation du plasma ion-ion	92
4.1.3 Parameter mapping : conditions d'utilisation optimale	97
4.1.4 Conclusion sur le SF ₆	101
4.2 L'iode et PEGASES	101
4.2.1 Profils des paramètres plasma	101
4.2.2 Impact de la pression	104
4.2.3 Impact de la puissance de décharge	110
4.2.4 Etude du plasma d'iode par spectroscopie d'émission	115
4.2.5 Conclusion sur l'iode	120

Ce chapitre présente les résultats obtenus par l'étude des plasmas SF₆, argon et iode dans l'environnement du propulseur PEGASES, c'est-à-dire dans un environnement magnétisé. Des résultats obtenus par étude d'un plasma d'iode non magnétisé sont présentés dans le chapitre V.

4.1 Plasma de SF₆ dans PEGASES

4.1.1 Etat de l'art

Filtre magnétique et plasma ion-ion

Une étude de l'effet du champ magnétique sur un plasma électronégatif au sein du propulseur PEGASES a été présentée dans la thèse de J. Bredin [24]. Les effets d'un filtrage magnétique sur ce type de plasma ont également été étudiés dans Aanesland *et al.* [5] et Levko *et al.* [59, 60]. Il est démontré que le filtre magnétique a un effet sur les électrons du plasma et agit directement sur la formation du plasma ion-ion.

Accélération

L'étage d'accélération du propulseur PEGASES a été étudié et les résultats sont présentés dans la thèse de Lara Popelier [69]. Depuis lors de nombreux travaux ont été effectués concernant cette partie essentielle du propulseur [73, 74, 75].

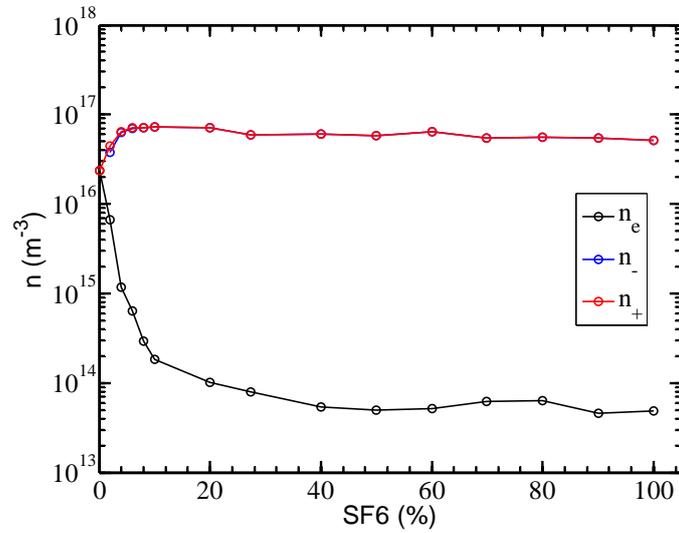
Les deux étapes clefs de PEGASES ont donc déjà été étudiées indépendamment pour la preuve de fonctionnement en SF₆ du propulseur. Le but de mon travail a donc été d'effectuer la transition de l'utilisation du plasma de SF₆ à celle du plasma d'iode.

4.1.2 Etude paramétrique de la formation du plasma ion-ion

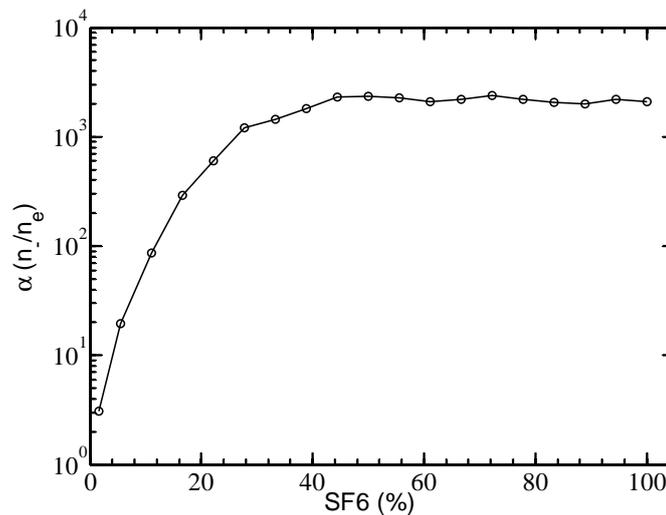
Il a précédemment été prouvé que la formation d'un plasma ion-ion dans PEGASES par l'utilisation d'un gaz électronégatif ainsi que l'extraction et l'accélération alternative des ions positifs et négatifs étaient possibles. Le problème qui se pose désormais est l'optimisation du système et plus précisément celle de la formation du plasma ion-ion. Il est alors intéressant de déterminer quels paramètres impactent réellement cette formation et comment, sachant qu'une haute électronégativité, c'est-à-dire une importante proportion d'ions négatifs dans le plasma, est souhaitée. Le paramètre suivi dans cette section sera donc en majorité l'électronégativité, obtenue au moyen des caractéristiques IV de la sonde de Langmuir cylindrique comme expliqué au chapitre III. Le maximum du champ magnétique est fixé à 7.5 cm de l'antenne.

Impact du mélange gazeux argon/SF₆

Le premier paramètre à être étudié est la composition du mélange gazeux injecté dans la chambre. La pression à l'intérieur de la chambre est de 1 mTorr. Les deux gaz utilisés pour ces expériences sont l'argon et le SF₆, et peuvent être injectés dans des proportions différentes. La figure 4.1 présente les (a) densités des espèces du plasma (ions positifs en rouge, négatifs en bleu et électrons en noir) et (b) l'électronégativité mesurées à 11 cm de la fenêtre en céramique, c'est-à-dire proche de la position des grilles du propulseur, en fonction du pourcentage de SF₆ dans le mélange gazeux. On peut voir que les densités ioniques en sortie du propulseur ne sont pas affectées par le pourcentage de SF₆ dans le mélange gazeux au-delà de 5 %, contrairement à la densité électronique qui atteint son minimum à 50 % de SF₆. En parallèle on observe que la limite de 500 de l'électronégativité est atteinte pour une proportion de SF₆ d'environ 20%. On observe ensuite que α atteint un palier autour de $2 \cdot 10^3$ à 50% de SF₆. On peut alors en conclure qu'il n'est pas nécessaire d'injecter un mélange gazeux uniquement composé de SF₆, un gaz électronégatif corrosif qui peut endommager l'intérieur du propulseur et le système de mesure. Le reste des études présentées plus bas est donc réalisé avec un mélange composé de 50% de SF₆ et 50% d'argon, l'électronégativité du plasma ne pouvant pas être augmentée.



(a)



(b)

Figure 4.1: Etude de l'impact du mélange gazeux Argon/SF₆ sur (a) les densités et (b) l'électronégativité du plasma : augmentation de la proportion de SF₆ dans le mélange entre 0 et 100%.

Impact de la localisation de l'injection

Une seconde étude a été réalisée pour connaître l'impact du système d'injection sur la formation du plasma ion-ion. Dans EPIC, comme on peut le voir sur la figure 4.2, il est possible d'injecter le mélange gazeux dans deux régions différentes, avant et après le filtre magnétique. Il est également possible de jouer sur une composition différente du gaz injecté avant ou après le filtre. Comme nous l'avons précisé avant, le mélange gazeux utilisé pour les expériences est

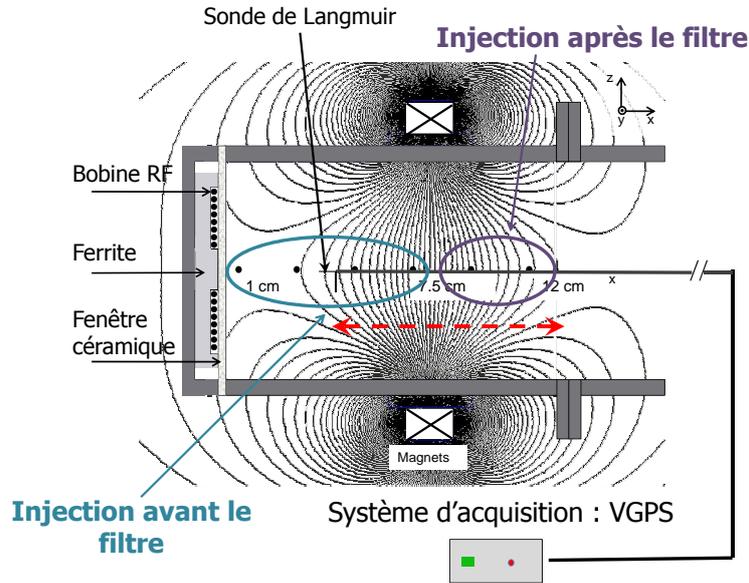


Figure 4.2: Schéma du système d'injection à l'intérieur du propulseur : injection du gaz avant le filtre et après le filtre magnétique.

composé de SF₆ et d'argon dans des proportions que l'on peut varier. Le mélange néanmoins retenu est celui à 50% de SF₆. Il est alors possible d'injecter uniquement le SF₆ avant ou après le filtre. Il est également possible d'injecter l'argon et le SF₆ uniformément dans la chambre. La figure 4.3 présente trois courbes de l'électronégativité du plasma en fonction de la position dans la chambre d'ionisation, mesurée pour trois configurations d'injection différentes : injection du SF₆ seul avant le filtre magnétique, après et uniformément avec l'argon dans le propulseur. La pression mesurée est de 1 mTorr, et le mélange gazeux est composé de 50% de SF₆ et 50% d'argon. On peut observer sur le graphe que les trois configurations suivent la même tendance. L'électronégativité est tout d'abord faible proche de la fenêtre, puis augmente à l'approche du maximum du filtre magnétique et atteint une valeur maximum de 1500 à 11 cm de la fenêtre. Cette première phase est celle attendue : l'augmentation de l'électronégativité est en accord avec la création d'ions négatifs dans la zone du filtre, et l'on obtient bien un plasma ion-ion proche des grilles, à 11 cm de la fenêtre, puisque le palier de 500 est dépassé. On peut conclure que la configuration de l'injection du mélange gazeux ne semble pas ici avoir d'impact sur la formation du plasma ion-ion. Par la suite, l'injection sera réalisée uniformément dans toute la chambre.

On observe cependant un phénomène particulier, une diminution du paramètre α après 11 cm. Cela est également observé dans les autres études menées en fonction de la position dans PEGASES et peut être expliqué par un possible courant électronique proche des grilles. En effet, la présence du filtre magnétique semble induire un courant électronique $\vec{E} \times \vec{B}$ dans la

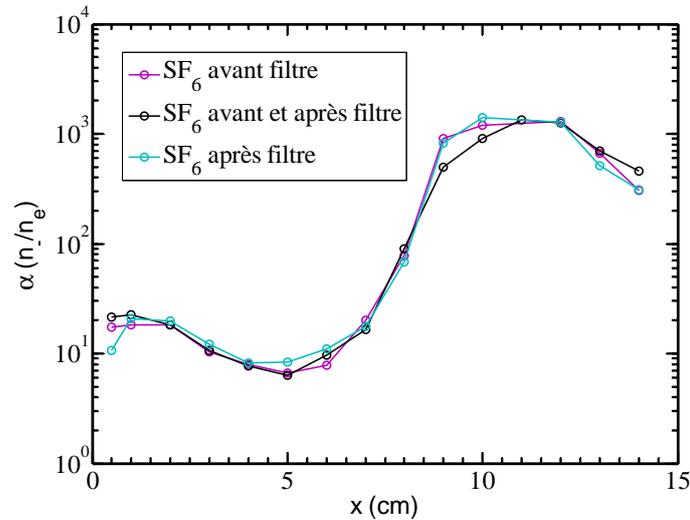
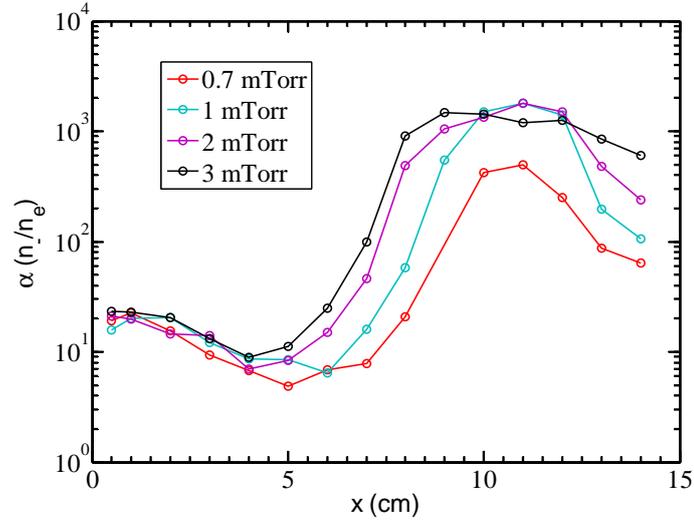


Figure 4.3: Etude de l'impact de l'injection sur la formation du plasma ion-ion : graphe de l'électronégativité en fonction de la position au sein du propulseur pour trois configurations d'injection (SF₆ avant le filtre en violet, SF₆ après en turquoise et injection homogène en bleu marine). Le plasma est obtenu dans le propulseur PEGASES pour une pression de 1 mTorr. Le filtre magnétique est mis en place avec son maximum fixé à 7.5 cm de la fenêtre en céramique. Le mélange gazeux est composé de 50% de SF₆ et 50% d'argon.

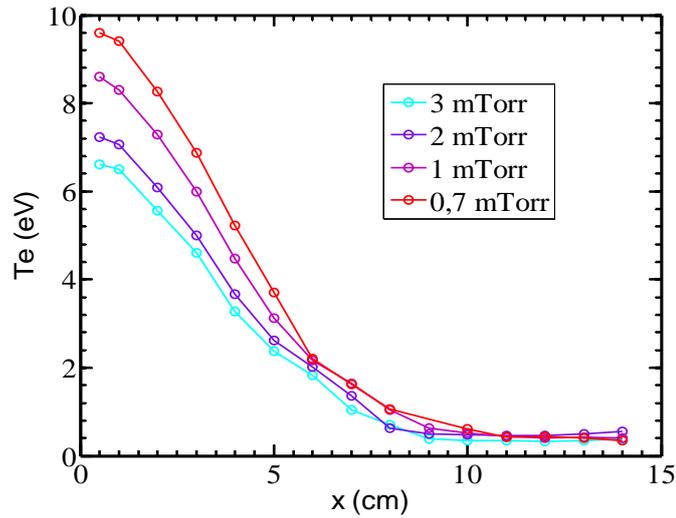
direction de l'axe y , courant qui suivrait la paroi latérale du propulseur, atteindrait les grilles et traverserait la chambre à ce niveau pour atteindre l'autre paroi latérale et repartir dans l'autre sens, formant ainsi une boucle de courant électronique dans le plan xy . La diminution de l'électronégativité proche des grilles serait donc due à la présence de ce courant qui augmenterait alors de nouveau la proportion d'électrons dans le plasma et diminuerait par conséquent le paramètre α dans cette zone. Ce phénomène a été observé à plusieurs reprises et étudié depuis [38, 55]. Sa présence n'est toutefois pas souhaitée, le filtre magnétique perdant alors de son efficacité de confinement électronique.

Effets de la pression

Le troisième paramètre à être étudié est la pression dans le propulseur. La figure 4.4 (a) et (b) montre l'évolution de l'électronégativité et de la température électronique respectivement en fonction de la position dans le propulseur pour différentes pressions (0.7 mTorr, 1 mTorr, 2 mTorr et 3 mTorr). Le mélange gazeux est composé de 50% de SF₆ et 50% d'argon dans chaque cas. Une première observation de la figure (a) montre que les quatre courbes suivent la même tendance, la même observée précédemment dans l'étude sur l'injection, c'est-à-dire une faible électronégativité près de l'antenne, une augmentation dans la zone du filtre pour atteindre par la suite un maximum à 11 cm puis une diminution dans la région des grilles,



(a)



(b)

Figure 4.4: Etude de l'impact de la pression dans la chambre d'ionisation sur la formation du plasma ion-ion : graphe de (a) l'électronégativité et de la (b) température électronique en fonction de la position au sein du propulseur pour différentes pressions (0.7 mTorr en rouge, 1 mTorr en bleu, 2 mTorr en violet et 3 mTorr en noir).

diminution moins observée dans le cas 3 mTorr. Cependant, deux hypothèses peuvent être émises grâce à ces courbes, et la première concerne la zone de formation du plasma ion-ion. En effet, si l'on observe la région où le paramètre α augmente de façon significative, on s'aperçoit que la courbe 3 mTorr amorce sa croissance plus tôt que les autres. En notant le point où chaque courbe dépasse la limite du 500, on constate que la courbe de 3 mTorr dépasse ce palier à 7.5 cm de la fenêtre en céramique, la courbe de 2 mTorr à 8 cm, la courbe de 1 mTorr

à 9 cm et celle de 0.7 mTorr ne dépasse jamais réellement cette valeur mais l'atteint à 11 cm, à son maximum.

On peut alors en déduire que l'augmentation de la pression déclenche la formation du plasma ion-ion plus tôt et que le maximum d'électronégativité est atteint plus rapidement à pression plus élevée. Ce phénomène peut être expliqué par le fait qu'une pression plus élevée favorise les collisions et par conséquent la diminution de la température électronique près de la bobine. Ce phénomène peut être observé sur la figure 4.4 (b) où la température électronique atteinte près de l'antenne est plus faible à plus haute pression. En effet, pour une pression de 0.7 mTorr ce paramètre atteint une valeur de 9.6 eV à 0.5 cm de l'antenne, contre 8.6 eV pour 1 mTorr, 7.2 eV pour 2 mTorr et 6.6 eV pour 3 mTorr. En revanche, la différence de valeur n'est plus significative après le filtre magnétique. Comme nous l'avons vu précédemment, une faible température favorise la formation des ions négatifs dans le plasma pour les gaz électronégatifs. Par conséquent, une plus haute pression étend la zone de formation des ions négatifs et du plasma ion-ion en diminuant le maximum atteint par la température électronique proche de l'antenne. La seconde information pouvant être tirée à partir de ces résultats concerne la pression limite d'obtention d'un plasma ion-ion. En observant la zone de maximum d'électronégativité, on constate que les courbes de 3, 2 et 1 mTorr dépassent la valeur seuil de 500 de loin, contrairement à la courbe de 0.7 mTorr. On pourrait alors penser qu'il existe une pression limite au-dessous de laquelle la formation du plasma ion-ion est impossible dans notre configuration expérimentale. La figure 4.5 présente l'évolution du paramètre α mesuré à 11 cm de la fenêtre en fonction de la pression dans la chambre. On peut alors voir que la limite de 500 pour α est atteinte à partir de 0.6 mTorr, et qu'il faut donc une pression supérieure à cette valeur pour obtenir un plasma ion-ion près des grilles.

4.1.3 Parameter mapping : conditions d'utilisation optimale

Nous savons désormais que la configuration de l'injection n'a pas d'impact sur la formation du plasma ion-ion, contrairement au mélange gazeux et à la pression dans la chambre. Il est maintenant intéressant de se poser la questions des paramètres optimaux de cette formation et de répondre à la question centrale : dans quelles conditions puis-je obtenir un plasma ion-ion? J'ai donc réalisé une carte de paramétrage ou parameter mapping du plasma, avec comme variable la pression dans la chambre d'ionisation, l'intensité du champ B et le mélange gazeux injecté. Pour chaque point de la carte, l'électronégativité du plasma est mesurée à 11 cm de la fenêtre en céramique, c'est-à-dire proche de la position des grilles. Si la valeur dépasse la limite de 500, le plasma est alors considéré comme ion-ion dans cette région. Si ce n'est pas le cas, il est noté électronégatif. Si le plasma ne se maintient pas, le point est noté "no plasma".

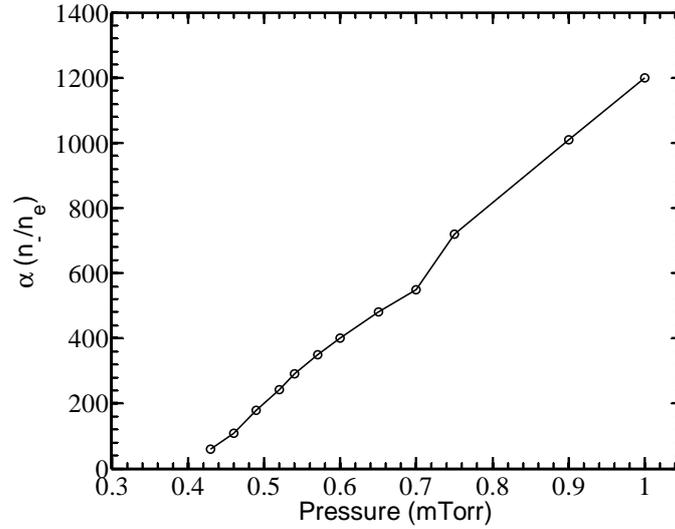
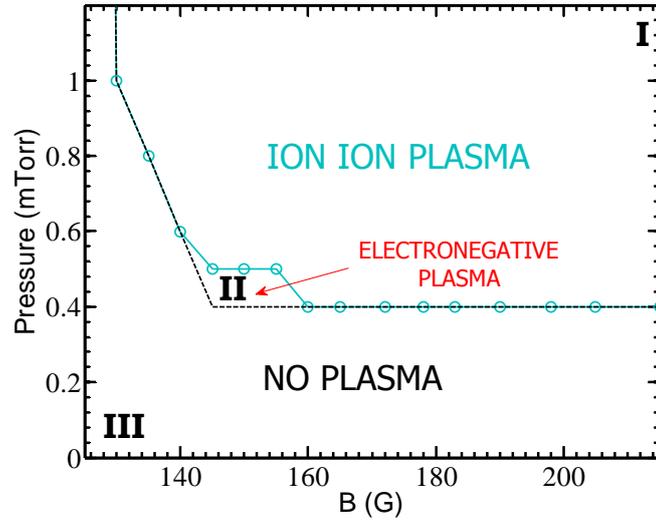


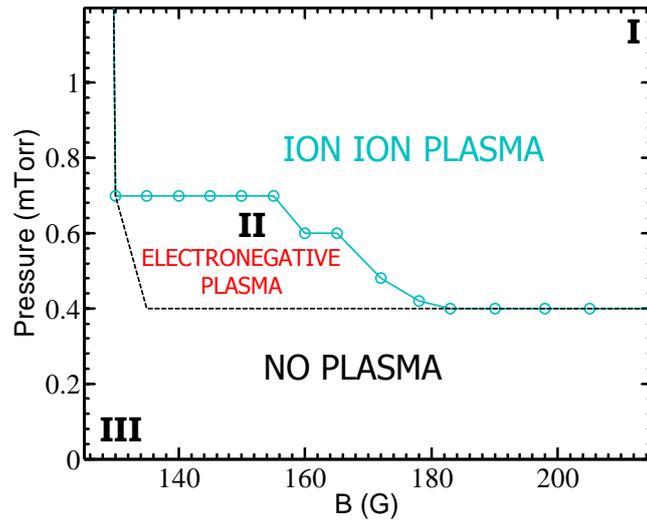
Figure 4.5: Etude de l'impact de la pression dans la chambre d'ionisation sur l'électronégativité du plasma dans la région ion-ion. Le plasma est obtenu dans le propulseur PEGASES pour une pression comprise entre 0.41 et 1 mTorr. Le filtre magnétique est mis en place avec son maximum fixé à 7.5 cm de la fenêtre en céramique. Le mélange gazeux est composé de 50% de SF₆ et 50% d'argon. L'électronégativité est mesurée à 11 cm de la fenêtre, proche des grilles d'accélération

Pression optimale en fonction de l'intensité du filtre magnétique

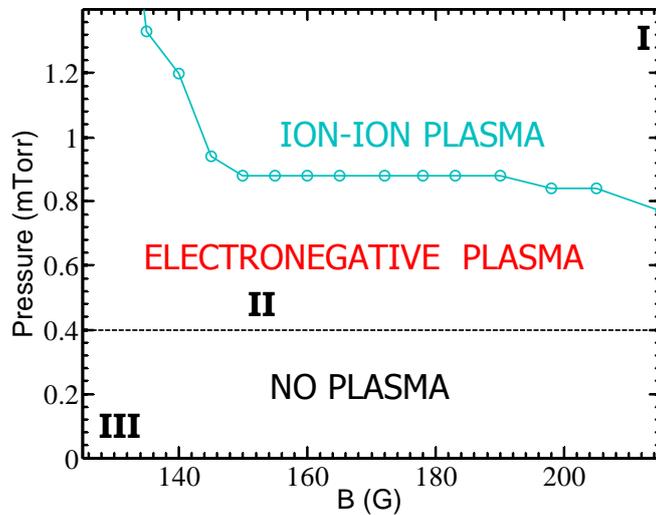
La figure 4.6 montre les cartes de paramétrage des variables pression et intensité du champ magnétique, obtenues pour différents mélanges gazeux ((a) 10% de SF₆, (b) 50% et (c) 100%). Pour réaliser ces cartes, le maximum d'intensité du champ magnétique gaussien a été modifié en faisant varier l'écart entre les deux aimants permanents. Pour chaque carte, il est possible de définir trois zones. La première (I), notée "ion-ion plasma", marque la région de conditions permettant la formation du plasma ion-ion près des grilles, la seconde (II), notée "electronegative plasma", celles des conditions ne permettant la formation que d'un plasma électronégatif et la troisième (III), notée "no plasma", les conditions où le maintien d'un plasma dans le propulseur est impossible. On remarque tout d'abord en comparant les graphes 4.6 (a), (b) et (c) que la région de conditions enclines à la formation du plasma ion-ion augmente avec la proportion de SF₆ dans le mélange gazeux, mais de façon plus exponentielle que linéaire. En effet son expansion semble être plus importante entre 10% et 50% qu'entre 50% et 100% de SF₆. Ceci s'explique par la mise en relation de la figure 4.1 où il a été montré que l'électronégativité du plasma était peu impactée par une proportion de SF₆ supérieure à 50%. Les zones de conditions favorables à la formation du plasma ion-ion sont donc proches en terme de superficie. La région de non plasma, en revanche, demeure conséquente dans chaque cas, augmentant sa superficie avec la proportion de SF₆. Le maintien d'un plasma pur SF₆ semble demander un champ magnétique appliqué plus important qu'un mélange argon/SF₆ pour une même pression.



(a)



(b)



(c)

Figure 4.6: Carte des paramètres pression en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué à 7.5 cm de la fenêtre en céramique. Cette carte est réalisée pour 100% (a), 50% (b) et 10% (c) de SF₆ dans le mélange gazeux, le reste étant complété par de l'argon.

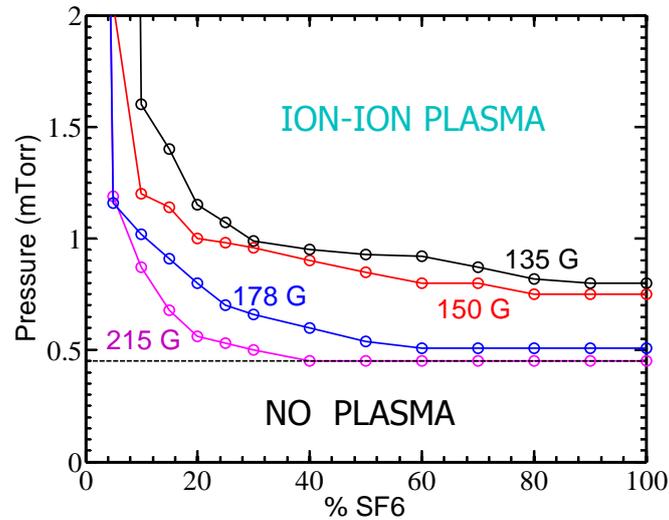


Figure 4.7: Carte de paramétrage de la pression en fonction du mélange gazeux. Cette carte est réalisée pour différentes valeurs de champ magnétique : 135 G en noir, 150 G en rouge, 178 G en bleu et 215 G en mauve.

De ces trois cartes il est alors possible de déterminer des conditions d'opérations optimales du propulseur PEGASES pour un plasma argon/SF₆. La pression dans la chambre d'ionisation ne devant pas être trop importante pour limiter les pertes de gaz neutre à travers les grilles, il faut donc trouver une pression d'opération minimale. Cependant, si l'on retourne à la figure 4.4, nous avons montré que pour une pression de 0.7 mTorr, l'électronégativité du plasma près des grilles atteint la limite des 500 sans réellement la dépasser. Une pression supérieure ou égale à cette valeur est donc nécessaire pour optimiser le paramètre α . Ensuite, un plasma pur SF₆ peut endommager plus rapidement les parois. Une proportion de 100% de SF₆ n'étant pas forcément nécessaire, seul le graphe de 50% de SF₆ sera pris en compte. Finalement, pour être certain de rester dans la zone ion-ion, le maximum de champ magnétique sera pris aux environs de 200 G. Les conditions optimales selon cette étude et pour notre dispositif expérimental sont donc les suivantes : pour un mélange 50% de SF₆ et 50% d'argon, une pression de 1 mTorr environ et un maximum de champ magnétique autour de 200 G.

Intensité du filtre magnétique en fonction du mélange gazeux

La figure 4.7 montre un point de vue différent de ce qui est montré sur la figure 4.6. Ici la carte est réalisée pour les paramètres pression en fonction du pourcentage de SF₆ dans le mélange gazeux pour plusieurs valeurs de maximum de champ magnétique (215 G, 178 G, 150 G et 135 G) et est également divisée en trois régions. La région de plasma ion-ion se situe au-dessus de la courbe, celle du plasma électronégatif en dessous et la région de non plasma

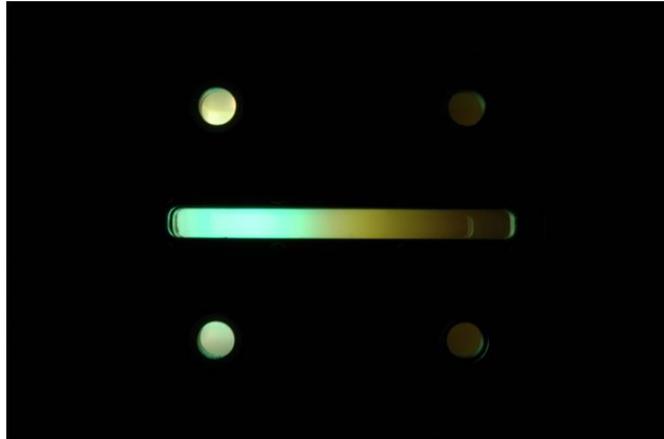


Figure 4.8: Plasma d'iode dans PEGASES : dégradé de couleur du fait de la présence du filtre magnétique.

sous la ligne en pointillé.

4.1.4 Conclusion sur le SF_6

L'utilisation du gaz électronégatif SF_6 a donc permis la validation du principe de fonctionnement du propulseur PEGASES. Il est possible de former un plasma ion-ion près des grilles d'accélération à l'aide du filtre magnétique et d'extraire alternativement les ions positifs et négatifs. Une étude paramétrique du plasma a permis, par la suite, de déterminer les conditions d'opération optimales pour la formation d'un plasma ion-ion dans la chambre à faible pression. Cependant, ce n'est pas l'élément de choix pour une utilisation en situation réelle du propulseur. En effet, il est apparu que l'iode présente toutes les caractéristiques requises pour le bon fonctionnement du propulseur PEGASES.

4.2 L'iode et PEGASES

La preuve de fonctionnement du propulseur PEGASES étant faite pour un plasma formé à partir du SF_6 , j'ai ensuite effectué des mesures électrostatiques et optiques sur un plasma d'iode formé à l'intérieur du propulseur PEGASES, c'est à dire en milieu magnétisé. Les mesures électrostatiques ont été réalisées à l'aide de la sonde de Langmuir cylindrique.

4.2.1 Profils des paramètres plasma

La figure 4.8 montre le plasma d'iode magnétisé dans le propulseur PEGASES. Il est possible de se rendre compte visuellement que le filtre magnétique a un réel impact sur le plasma d'iode, un dégradé de jaune avec une touche de vert étant observé entre la position proche

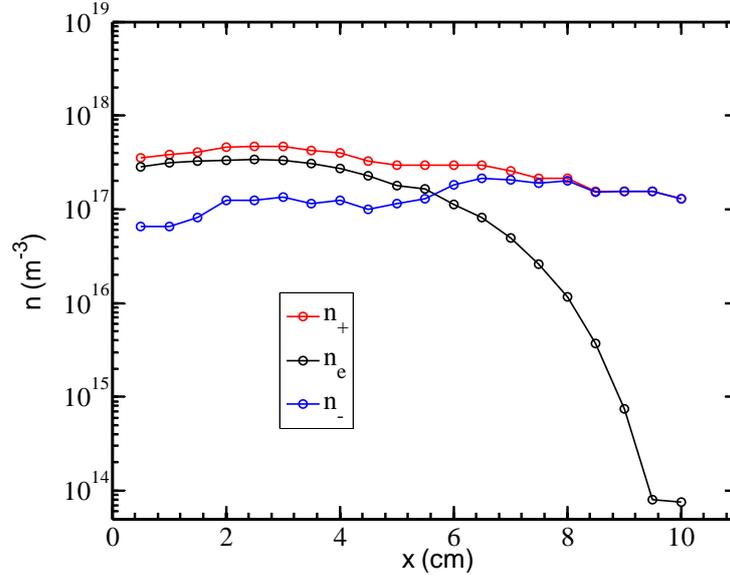


Figure 4.9: Densités dans le plasma d'iode des ions positifs en rouge, des ions négatifs en bleu et des électrons en noir, en fonction de la position dans la chambre d'ionisation.

de l'antenne et celle près de la chambre à vide. L'interrogation porte alors sur la formation ou non d'un plasma ion-ion en sortie du propulseur. L'ensemble des mesures présentées dans cette section sont obtenues pour une pression de 1 mTorr et une puissance de décharge de 45 W. Le maximum du champ B est placé à 7.5 cm de l'antenne.

Densités

Le premier graphe présenté par la figure 4.9 montre les densités des ions positifs en rouge, des ions négatifs en bleu et des électrons en noir en fonction de la position au sein du propulseur PEGASES. On constate que la densité des ions positifs varie de façon moins spectaculaire que celle des électrons, passant de $4,7 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ à 3 cm de l'antenne à $1,3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ à 10 cm de l'antenne. Celle des ions négatifs augmente progressivement entre 0.5 cm et 10 cm, débutant à $6,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ pour atteindre $1,3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Enfin, pour la densité électronique, on observe une diminution importante au niveau du filtre magnétique, dont le maximum se situe à 7.5 cm, avec une chute de $3,4 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ à $8,0 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ entre 3 cm et 10 cm. La première conclusion est que les profils des densités des espèces du plasma d'iode suivent ceux des densités des espèces du plasma de SF₆. On observe cette diminution de la densité électronique caractéristique de la formation des ions négatifs au niveau du filtre magnétique par attachement aux atomes neutres, couplée à une augmentation de la proportion des ions négatifs dans le plasma. Le champ magnétique semble donc avoir l'effet escompté. En comparant avec le graphe 4.3 des densités du plasma SF₆/argon, on peut voir que les densités du plasma d'iode sont plus grandes pour une puissance de décharge plus faible (45 W pour l'iode contre 162 W pour le

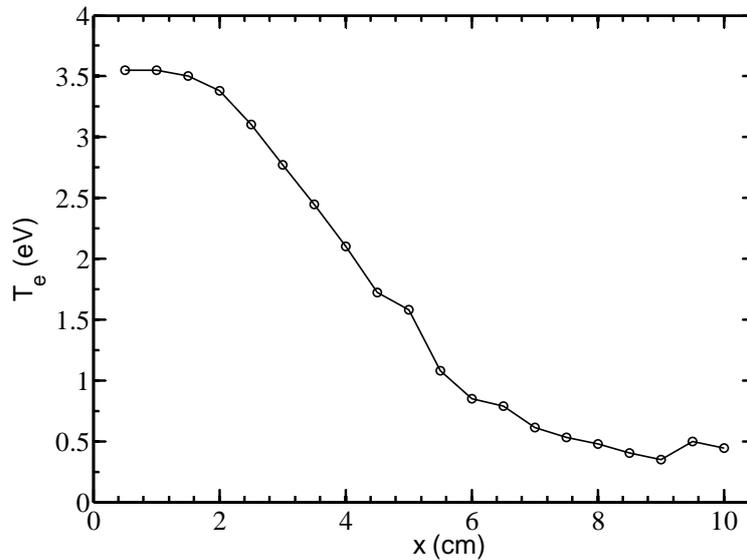


Figure 4.10: Température électronique dans le plasma d'iode en fonction de la position dans la chambre d'ionisation.

SF_6). Il est donc possible d'obtenir une plus grande densité de plasma à moindre puissance par l'utilisation de l'iode. Cette observation renforce l'idée du choix de l'iode comme propergol optimal pour le propulseur PEGASES.

Température électronique

Le second graphe de l'étude présenté par la figure 4.10 montre la température électronique en fonction de la position dans le propulseur. On observe une diminution de ce paramètre, de 3.5 eV proche de l'antenne à 0.4 eV en sortie de la chambre. Ce profil de température rappelle celui observé dans le cas du plasma SF_6 . Cette diminution de la température électronique est en accord avec l'augmentation de la densité des ions négatifs observée sur la figure 4.9, l'attachement des électrons aux atomes neutres étant plus efficace à plus basse température électronique également dans le cas du plasma d'iode. Ce graphe démontre une fois de plus que le filtre magnétique semble influencer la formation des ions négatifs dans le plasma d'iode et favorise donc la formation du plasma ion-ion.

Electronégativité

La figure 4.11 présente l'électronégativité en fonction de la position dans le propulseur. On peut voir que proche de l'antenne, la valeur de l'électronégativité est faible, inférieure à 1, contrairement au plasma de SF_6 dont l'électronégativité près de l'antenne se situe entre 1 et 10, et témoigne de la présence d'un plasma faiblement électronégatif proche de l'antenne. On

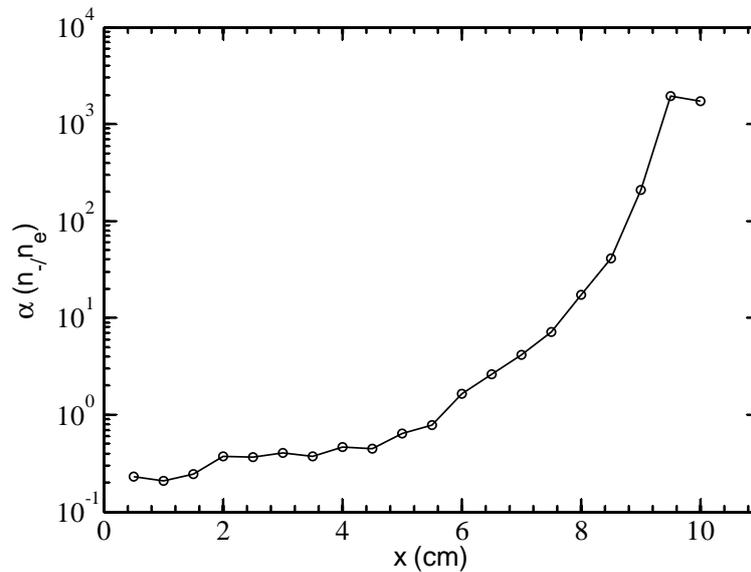


Figure 4.11: Electronégativité du plasma d'iode en fonction de la position dans la chambre d'ionisation.

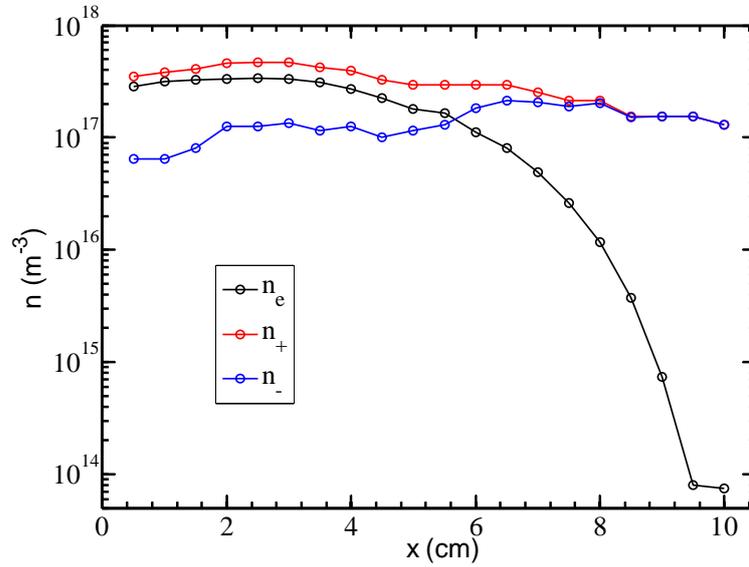
observe ensuite une augmentation du paramètre α dans le filtre magnétique et le paramètre atteint la valeur de 2000 à 10 cm de l'antenne. Le palier de 500 est donc dépassé, marquant alors la formation d'un plasma ion-ion en sortie du propulseur. On peut donc conclure ici, d'après l'analyse des trois graphes de cette étude, que le filtre magnétique influence les électrons du plasma d'iode et parvient à les refroidir, favorisant alors la formation des ions négatifs et la création du plasma ion-ion. Il semble donc possible d'obtenir un plasma ion-ion par l'utilisation d'un plasma d'iode dans le propulseur PEGASES.

4.2.2 Impact de la pression

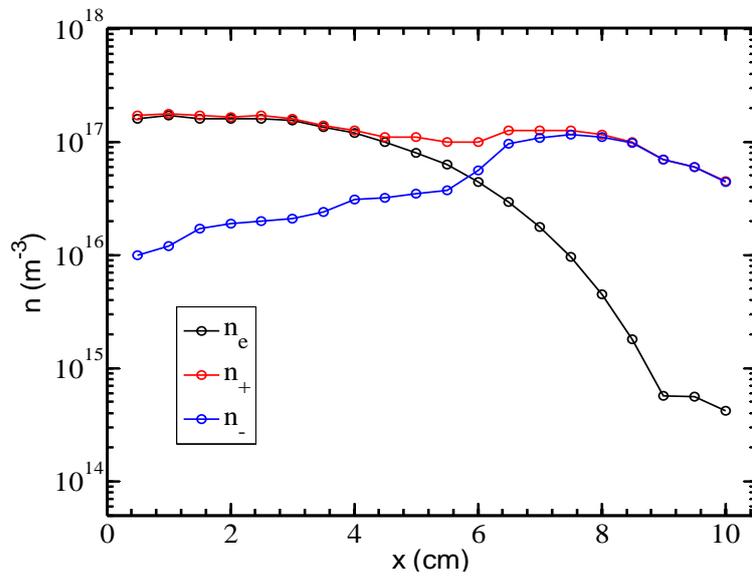
La preuve étant faite qu'il est possible de former un plasma ion-ion dans le propulseur PEGASES, il est alors nécessaire de déterminer les conditions de formation du plasma ion-ion, les figures précédentes ayant été obtenues pour des conditions spécifiques (une pression de 1 mTorr et une puissance de décharge de 45 W). Une première étude de l'impact de la pression sur les paramètres plasma a été réalisée, avec une puissance de décharge constante de 45 W. Le maximum du champ B est toujours situé à 7.5 cm de l'antenne.

Profils des paramètres plasma pour différentes pressions

La figure 4.12 montre les graphes des densités des ions positifs en rouge, négatifs en bleu et des électrons en noir en fonction de la position dans le propulseur, pour une pression de (a)



(a)



(b)

Figure 4.12: Etude de l'impact de la pression : profils des densités des ions positifs en rouge, des ions négatifs en bleu et des électrons en noir en fonction de la position au sein du propulseur pour une puissance absorbée de 45 W et une pression de (a) 1 mTorr et (b) 0.6 mTorr.

1 mTorr et (b) 0.6 mTorr. La première chose que l'on peut constater est la similarité des profils. On observe une légère diminution de la densité des ions positifs, une augmentation progressive de la densité des ions négatifs et une chute de la densité électronique dans le filtre magnétique. On remarque cependant dans le cas 0.6 mTorr que les densités de chaque espèce sont moins importantes tout le long du propulseur par comparaison avec le cas 1 mTorr. La proportion d'ions négatifs est également moins grande dans la région près de l'antenne dans le cas 0.6 mTorr avec 10^{16} m^{-3} à 0,5 cm. L'augmentation de ce paramètre est cependant plus marquée dans ce cas avec une densité de 1.10^{17} m^{-3} à 8 cm, mais voit sa valeur diminuer en sortie avec 4.10^{16} m^{-3} à 10 cm. La dernière différence notable entre les deux graphes est le profil de la densité électronique. La chute est moins significative dans le cas 0.6 mTorr, passant de $1,5.10^{17} \text{ m}^{-3}$ à 0,5 cm à 4.10^{14} m^{-3} à 10 cm. Le paramètre n'est alors divisé que par 400 contre 4000 dans le cas 1 mTorr.

D'après les deux graphes de la figure 4.12, on peut conclure que la pression a un impact sur les espèces positives et négatives du plasma d'iode ainsi que sur leur évolution dans le filtre magnétique, en particulier les électrons. Il peut sembler cohérent que la diminution des collisions entraîne une diminution du taux d'ionisation et d'attachement électronique dans le plasma dans l'ensemble du propulseur, menant à de plus faibles densités de toutes les espèces et une formation des ions négatifs moins importante dans le filtre, et causant donc une chute de densité électronique moins grande dans le cas 0.6 mTorr. Cependant, une plus faible pression entraîne une plus haute température électronique proche de l'antenne, comme il a déjà été montré avec le SF₆. On peut voir sur la figure 4.13 la température électronique en fonction de la position dans le propulseur pour les deux pressions, 1 mTorr en rouge et 0.6 mTorr en bleu. On constate alors que cette température est différente proche de l'antenne avec un maximum de 4.3 eV pour 0.6 mTorr contre 3.5 eV pour 1 mTorr. On observe ensuite la même diminution pour atteindre des valeurs proches en sortie du propulseur.

Comme on peut le voir au chapitre II, l'ionisation moléculaire et atomique de l'iode est plus efficace à plus haute température électronique, et la dissociation de l'iode moléculaire moins importante. On pourrait alors s'attendre à une plus grande densité positive dans le cas 0.6 mTorr, ce qui n'est pas observé sur la figure 4.12. Il semble donc que la diminution de la fréquence de collision avec la pression ait plus d'impact que l'augmentation du taux d'ionisation des espèces neutres avec la température sur les espèces positives et les électrons. Concernant la densité d'ions négatifs, une dissociation moins importante laisserait plus d'iode moléculaire, espèce nécessaire à la réaction d'attachement dissociatif, un processus important dans la création d'ions négatifs. Mais en observant la figure des taux de réactions de l'iode du chapitre II, on peut voir que la plus grande température électronique près de l'antenne dans le cas du 0.6 mTorr explique la plus faible densité d'ions négatifs observée dans cette région, l'attachement dissociatif étant moins efficace à plus faible température électronique. Une augmentation de la température électronique par diminution de la pression ne favorise donc pas la formation d'un plasma électronégatif de plus haute densité, et encore moins la formation d'un plasma ion-ion en sortie du propulseur.

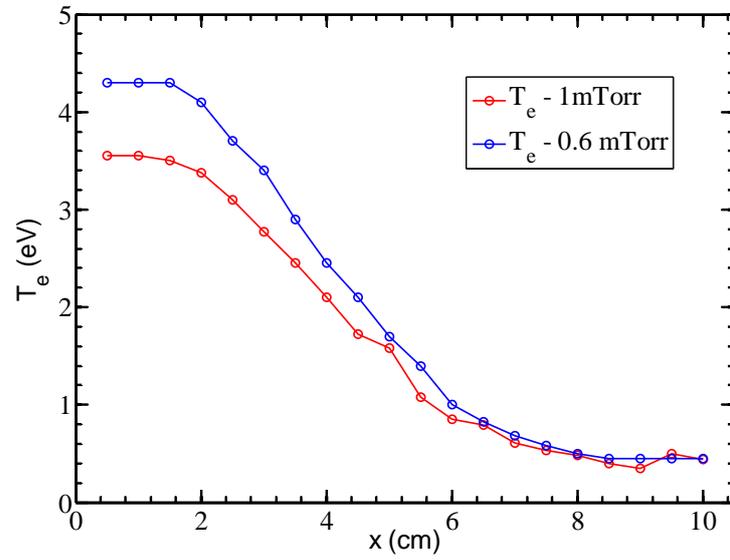


Figure 4.13: Etude de l'impact de la pression : profils des températures électroniques en fonction de la position au sein du propulseur pour une puissance de décharge de 45 W et une pression de 1 mTorr en rouge et 0.6 mTorr en bleu.

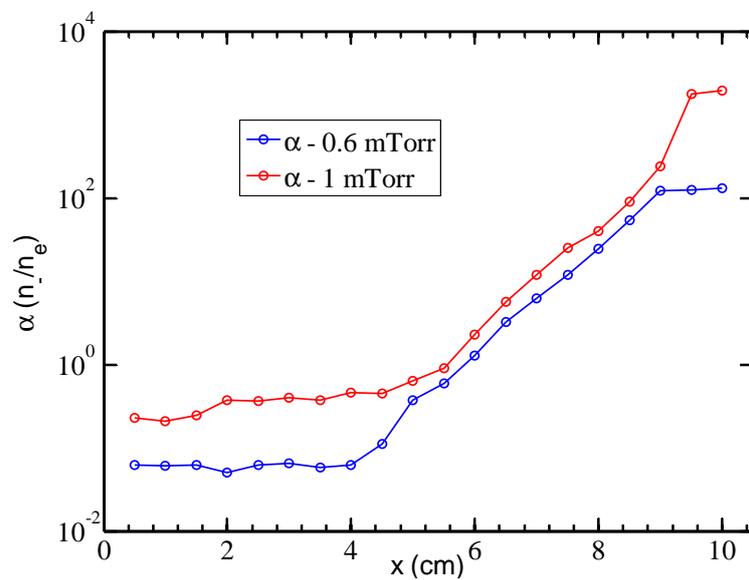


Figure 4.14: Etude de l'impact de la pression : profils des électronégativités en fonction de la position au sein du propulseur pour une puissance de décharge de 45 W et une pression de 1 mTorr en rouge et 0.6 mTorr en bleu.

Le dernier paramètre de cette étude est l'électronégativité du plasma d'iode. Le graphe de la figure 4.14 présente ce paramètre en fonction de la position dans le propulseur pour les deux pressions, 1 mTorr en rouge et 0.6 mTorr en bleu. Les deux courbes présentent des valeurs d'électronégativité faibles dans la région proche de l'antenne, inférieures à 1, témoignant de la présence d'un plasma faiblement électronégatif. Elles augmentent ensuite pour atteindre leur maximum en sortie du propulseur. Cependant, la valeur de maximum atteinte change en fonction de la pression considérée. On obtient une électronégativité de 2000 pour 1 mTorr en sortie du propulseur contre 130 pour 0.6 mTorr. Les observations faites sur ce graphe convergent dans le sens de la conclusion précédemment énoncée, i.d. qu'une trop faible pression ne permet pas et ne semble pas favoriser, dans notre dispositif expérimental, la formation d'une proportion d'ions négatifs suffisante dans le plasma d'iode pour la formation d'un plasma ion-ion en sortie du propulseur. Se pose alors une nouvelle interrogation : à partir de quelle pression la formation du plasma ion-ion est-elle possible dans notre configuration ?

Evolution des paramètres plasma avec la pression

L'ensemble des mesures présentées ici a été réalisé à l'aide de la sonde de Langmuir cylindrique à 10 cm de l'antenne, proche de la sortie du propulseur et de la zone de formation du plasma ion-ion, pour une puissance de décharge de 45 W. La figure 4.15 montre l'étude de l'impact de la pression sur les paramètres. Les courbes des densités des ions positifs en rouge, négatifs en bleu et des électrons en noir sont représentées en fonction de la pression dans la chambre d'ionisation. Les densités des ions positifs et négatifs étant très proches, elles se superposent. La tendance que l'on peut observer sur ce graphe est l'augmentation des densités des ions positifs et négatifs avec la pression couplée à la diminution de la proportion des électrons dans cette région proche de la sortie du propulseur. Ce résultat confirme ce qui a été dit précédemment concernant l'impact de la pression sur la formation des ions négatifs.

La figure 4.16 montre la température électronique en fonction de la pression dans le propulseur. On observe une légère augmentation de la température avec la pression mais rien de significatif, ceci étant en accord avec les précédentes observations sur le faible impact de la pression sur la température électronique dans le filtre magnétique. La figure 4.17 présente la courbe de l'électronégativité dans la zone ion-ion en fonction de la pression. On observe que ce paramètre augmente avec la pression, résultat en accord avec ce qui a été observé avec le graphe des densités, c'est-à-dire l'augmentation des densités des ions avec la pression et la diminution de la densité électronique avec la pression. Ce graphe permet également de répondre à l'interrogation qui a été posée à la fin de la section précédente. On peut voir en effet que la limite de 500 pour l'électronégativité est dépassée pour une pression au-delà de 0.8 mTorr environ. Cette pression est l'une des conditions limites dans notre configuration pour la formation d'un plasma ion-ion dans le propulseur PEGASES.

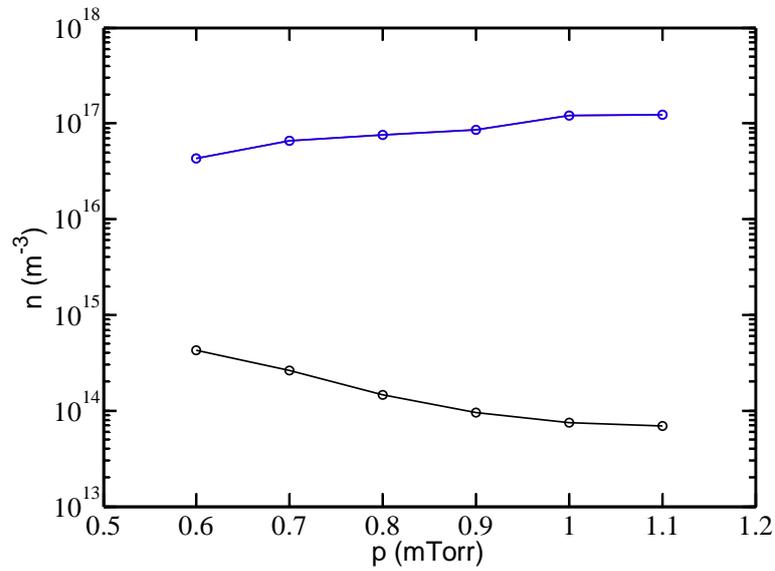


Figure 4.15: Etude de l'impact de la pression : profils des densités des ions positifs en rouge, des ions négatifs en bleu et des électrons en noir en fonction de la pression au sein de la chambre d'ionisation pour une puissance de décharge de 45 W et à 10 cm de l'antenne.

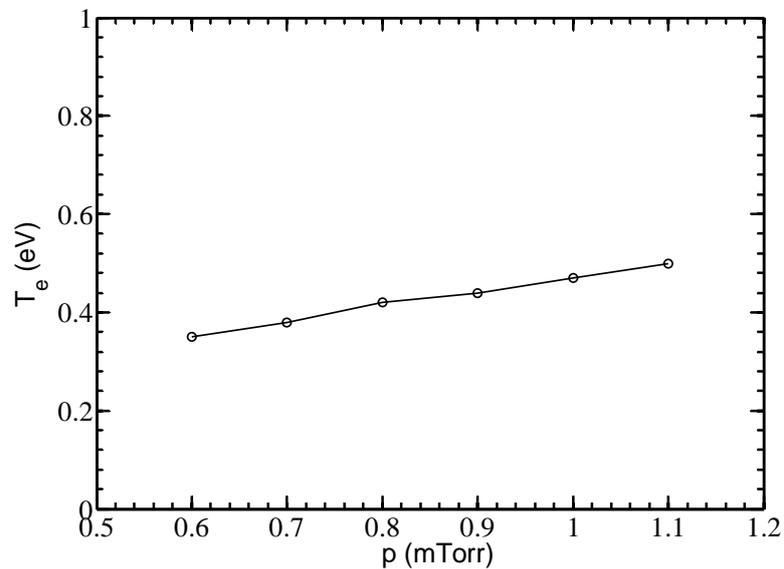


Figure 4.16: Etude de l'impact de la pression : profil de la température électronique en fonction de la pression au sein de la chambre d'ionisation pour une puissance de décharge de 45 W et à 10 cm de l'antenne.

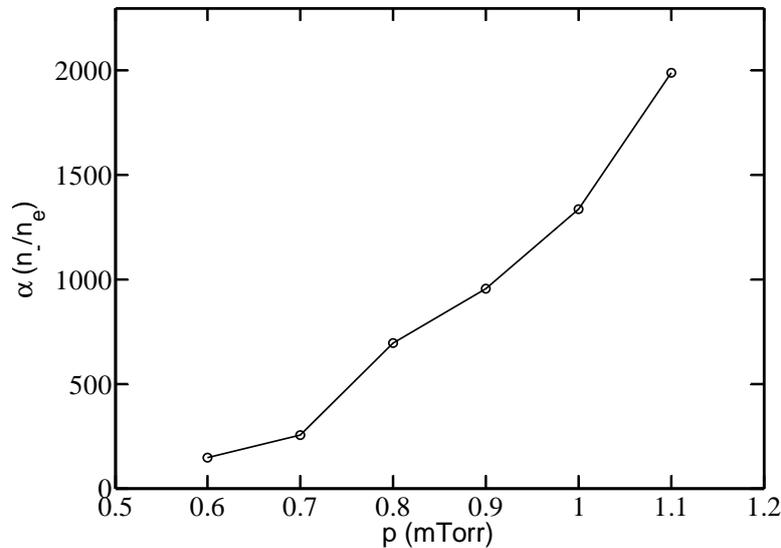


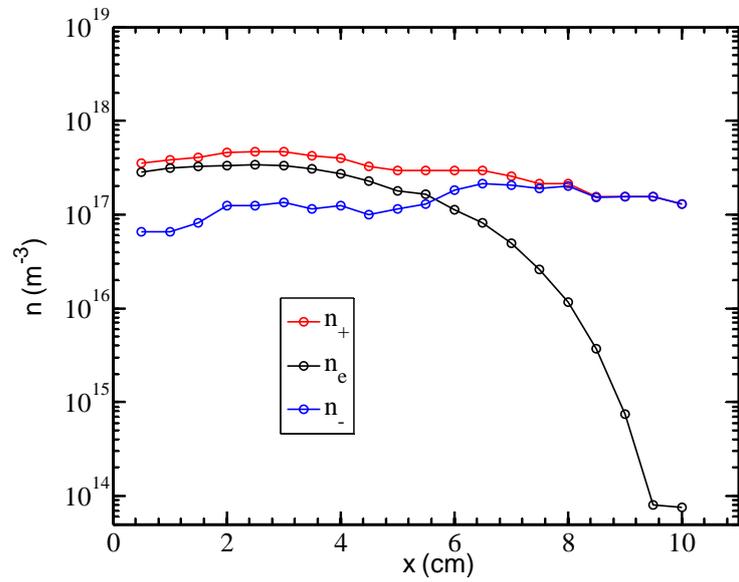
Figure 4.17: Etude de l'impact de la pression : profil de l'électronégativité en fonction de la pression au sein de la chambre d'ionisation pour une puissance de décharge de 45 W et à 10 cm de l'antenne.

4.2.3 Impact de la puissance de décharge

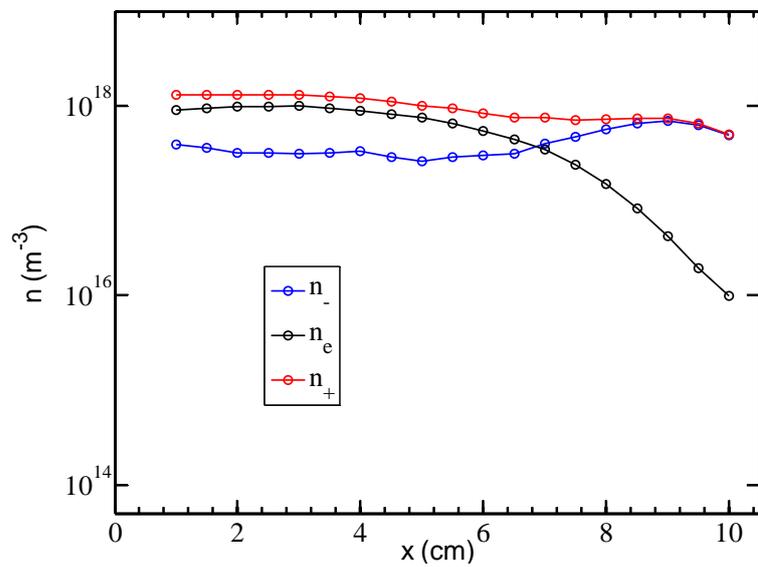
Cette étude porte sur l'impact de la puissance injectée sur les paramètres plasma et la formation du plasma ion-ion. La pression est de 1 mTorr, le maximum de champ magnétique étant toujours placé à 7.5 cm de l'antenne.

Profils des paramètres plasma pour différentes puissances

La figure 4.18 montre le profil des densités des ions positifs en rouge, négatifs en bleu et des électrons en noir en fonction de la position dans le propulseur, pour deux puissances de décharge de (a) 45 W et (b) 187 W. La première remarque que l'on peut faire en comparant les deux graphes est que les densités de toutes les espèces du plasma sont plus importantes à plus haute puissance injectée dans l'ensemble du propulseur. Si l'on compare les profils des densités, on observe les mêmes tendances dans les deux cas, avec une légère diminution de la densité positive entre l'antenne et la sortie, une augmentation de la proportion des ions négatifs et la chute de la densité électronique. Cependant on peut voir que la chute de cette densité n'est pas aussi importante dans le cas 187 W, ce paramètre étant divisé par 4000 dans le cas 45 W contre 100 dans le cas 187 W. La puissance semble donc influencer la production d'ions négatifs par attachement électronique et plus globalement la production des espèces chargées. La figure 4.19 montre la courbe de la température électronique en fonction de la position dans la chambre d'ionisation pour 45 W absorbés en rouge, et 187 W en bleu. Les deux courbes suivent la même tendance avec une diminution dans le filtre magnétique et des



(a)



(b)

Figure 4.18: Etude de l'impact de la puissance : profils des densités des ions positifs en rouge, des ions négatifs en bleu et des électrons en noir en fonction de la position au sein du propulseur pour une pression de 1 mTorr et une puissance de décharge de (a) 45 W et (b) 187 W.

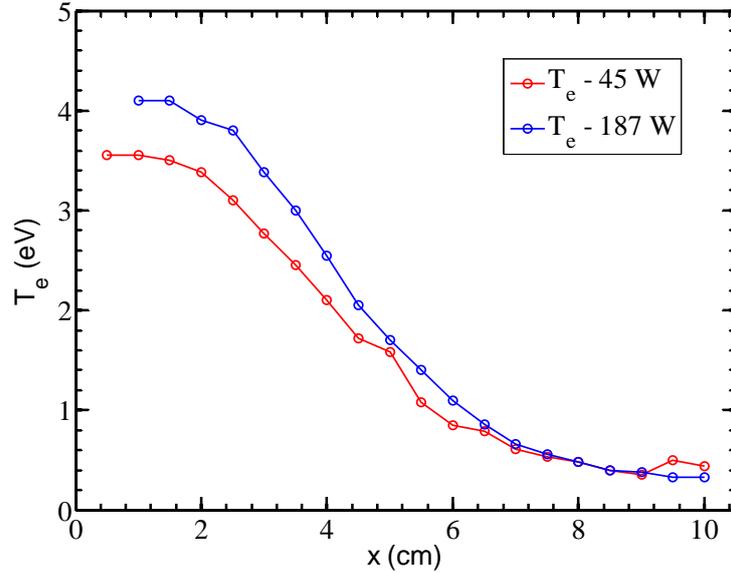


Figure 4.19: Etude de l'impact de la puissance : profils des températures électroniques en fonction de la position au sein du propulseur pour une puissance de décharge de 45 W en rouge et 187 W en bleu, et une pression de 1 mTorr.

valeurs similaires en sortie du propulseur. La valeur près de l'antenne est plus faible dans le cas 45 W avec 3.6 eV contre 4.1 eV pour 187 W.

Le dernier graphique présenté par la figure 4.20 de cette partie de l'étude est celui de l'électronégativité en fonction de la position dans le propulseur pour les deux puissances, 45 W en rouge, et 187 W en bleu. On observe la même tendance pour les deux courbes avec une valeur faible près de l'antenne, inférieure à 1, une augmentation dans le filtre et une plus grande valeur en sortie du propulseur. Cependant le maximum atteint est plus faible dans le cas 187 W avec $\alpha = 50$ contre $\alpha = 2000$ pour 45 W. Il n'y a donc pas de plasma ion-ion en sortie du propulseur pour 187 W de puissance de décharge. La puissance semble donc impacter la formation du plasma ion-ion dans le propulseur et il semble donc également y avoir, comme pour la pression, une puissance limite au-delà de laquelle il n'est pas possible d'obtenir une proportion suffisante d'ions négatifs. Cela peut s'expliquer par l'augmentation du pourcentage de dissociation du gaz neutre avec la puissance. L'attachement dissociatif étant un processus important d'après le modèle global présenté au chapitre II, la diminution de la proportion de I₂ parmi les neutres du fait de la dissociation peut grandement influencer la création des ions négatifs. Comme pour l'étude sur la pression, il est donc important de connaître la puissance limite pour la formation du plasma ion-ion dans le propulseur PEGASES.

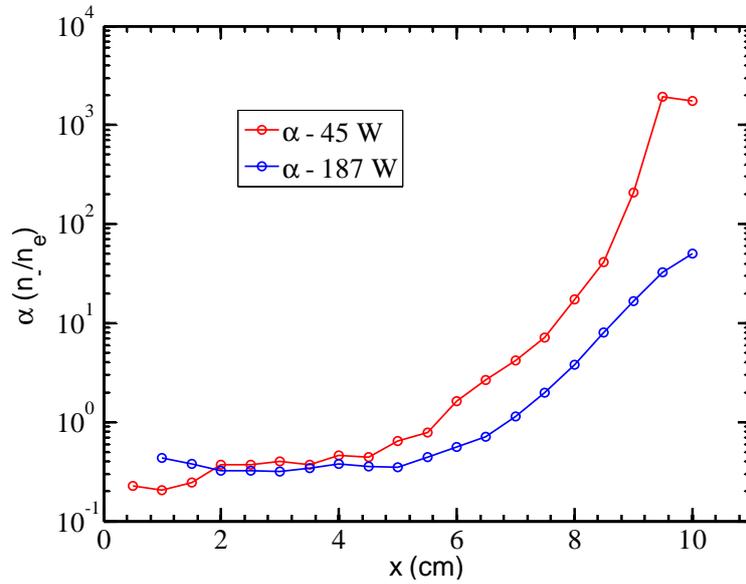


Figure 4.20: Etude de l'impact de la puissance : profils des électronégativités en fonction de la position au sein du propulseur pour une puissance de décharge de 45 W en rouge et 187 W en bleu, et une pression de 1 mTorr.

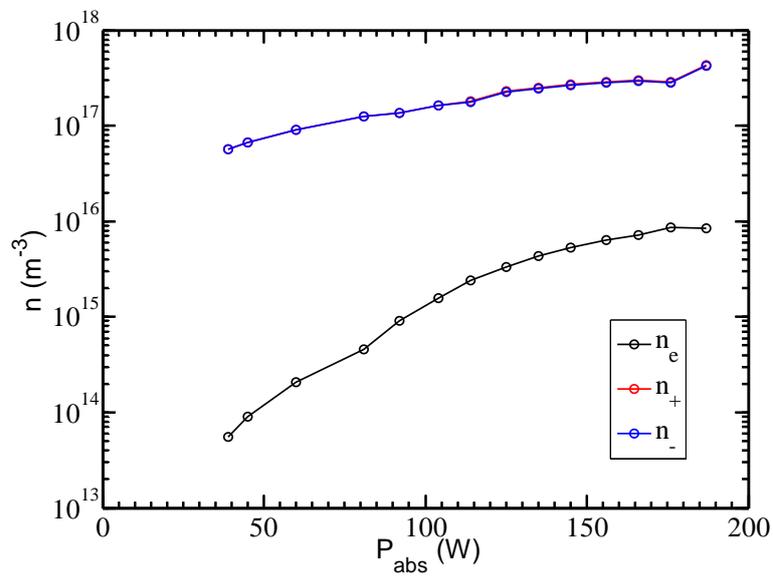


Figure 4.21: Etude de l'impact de la puissance : profils des densités des ions positifs en rouge, des ions négatifs en bleu et des électrons en noir en fonction de la puissance absorbée au sein de la chambre d'ionisation pour une pression de 1 mTorr.

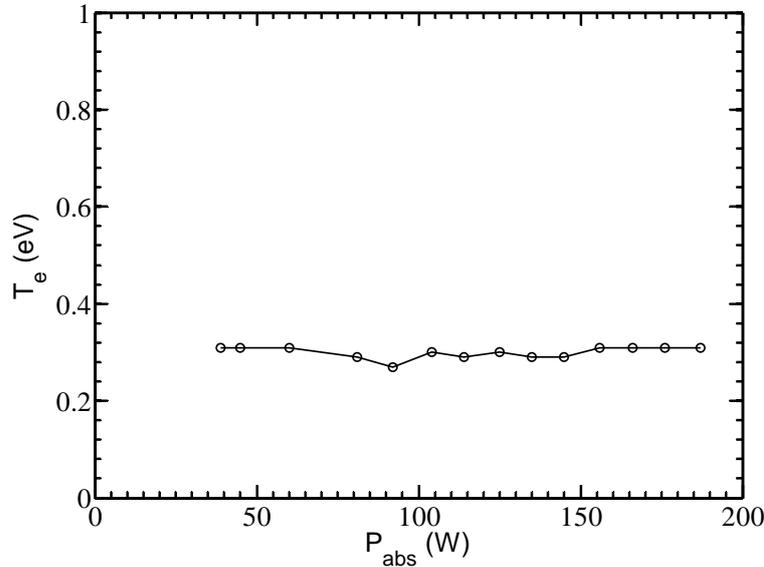


Figure 4.22: Etude de l'impact de la puissance : profils de la température électronique en fonction de la puissance absorbée au sein de la chambre d'ionisation pour une pression de 1 mTorr.

Evolution des paramètres plasma en fonction de la puissance de décharge

L'ensemble des mesures présentées ici ont été réalisées à 10 cm de l'antenne, pour une pression de 1 mTorr. La figure 4.21 montre les densités des ions positifs en rouge, négatifs en bleue et des électrons en noir en fonction de la puissance de décharge. Comme précédemment on observe une augmentation avec la puissance de la densité de toutes les espèces, en sortie du propulseur, et en particulier celle des électrons, multipliée par 150 entre 45 W et 187 W. Ce profil peut être dû à une légère augmentation du taux d'ionisation du plasma non compensé par l'attachement électronique. La proportion des électrons par rapport à celle des ions négatifs va alors se faire plus importante, cela pouvant avoir un impact sur l'électronégativité du plasma. De plus, la température semblant être plus importante à plus grande puissance près de l'antenne (figure 4.19), la formation d'ions négatifs sera moins importante dans cette zone. Du fait de la diffusion bipolaire à travers le filtre, c'est-à-dire de la diffusion positive devant être égale à la diffusion négative, le manque d'ions négatifs avant le filtre peut pousser les électrons à le traverser malgré l'effet de confinement, ce qui expliquerait la plus grande densité électronique et la plus faible électronégativité dans cette zone.

Si l'on regarde la figure 4.22, avec le graphe de la température électronique en fonction de la puissance de décharge, on peut constater que la puissance n'a aucun impact sur ce paramètre en sortie du propulseur. La figure 4.23 montre l'électronégativité du plasma en sortie du propulseur en fonction de la puissance de décharge. On constate que le paramètre α est au-dessus de la limite de 500 pour une puissance absorbée en dessous de 60 W. La conclusion

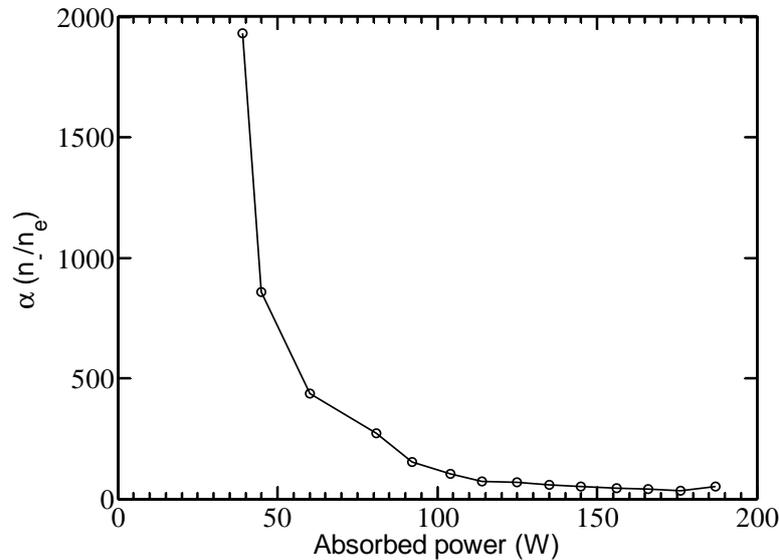


Figure 4.23: Etude de l'impact de la puissance : profils de l'électronégativité en fonction de la puissance absorbée au sein de la chambre d'ionisation pour une pression de 1 mTorr.

ici est donc que la formation d'un plasma ion-ion paraît possible dans notre configuration uniquement pour une puissance de décharge inférieure ou égale à 60 W. L'impact de la puissance sur la formation du plasma ion-ion est donc importante et mène à penser à un remaniement du dispositif expérimental. En effet, une explication de l'effet de la puissance sur l'électronégativité est la possible augmentation de la dissociation avec la puissance. Nous avons vu dans le modèle global (chapitre II) que la dissociation a un impact sur la formation des ions négatifs, la seule façon de les obtenir étant l'attachement dissociatif qui nécessite l'iode moléculaire et non atomique. Dans notre banc d'essai, l'injection de l'iode gazeux à 1 cm de l'antenne, c'est à dire à 1 cm de la source de puissance, peut causer une augmentation de la dissociation de l'iode moléculaire avec la puissance injectée.

4.2.4 Etude du plasma d'iode par spectroscopie d'émission

Après une étude du plasma d'iode par diagnostic électrostatique, qui nous a montré que la formation d'un plasma ion-ion par l'usage de l'iode dans le propulseur PEGASES était possible dans certaines conditions, une étude optique du plasma d'iode a été réalisée. Au vu de l'image du plasma présentée par la figure 4.8, il est clair que le filtre magnétique a un effet sur l'émission des espèces du plasma. Il serait intéressant d'essayer de percevoir cet effet par diagnostic optique. Une analyse du plasma d'iode dans le propulseur PEGASES par spectroscopie d'émission a été effectuée en collaboration avec J. Dedrick et S. Doyle du York Plasma Institute de l'Université de York. Le spectre d'émission de l'iode magnétisé sera en premier lieu analysé, suivi du profil des cinq lignes sélectionnées à travers le propulseur et

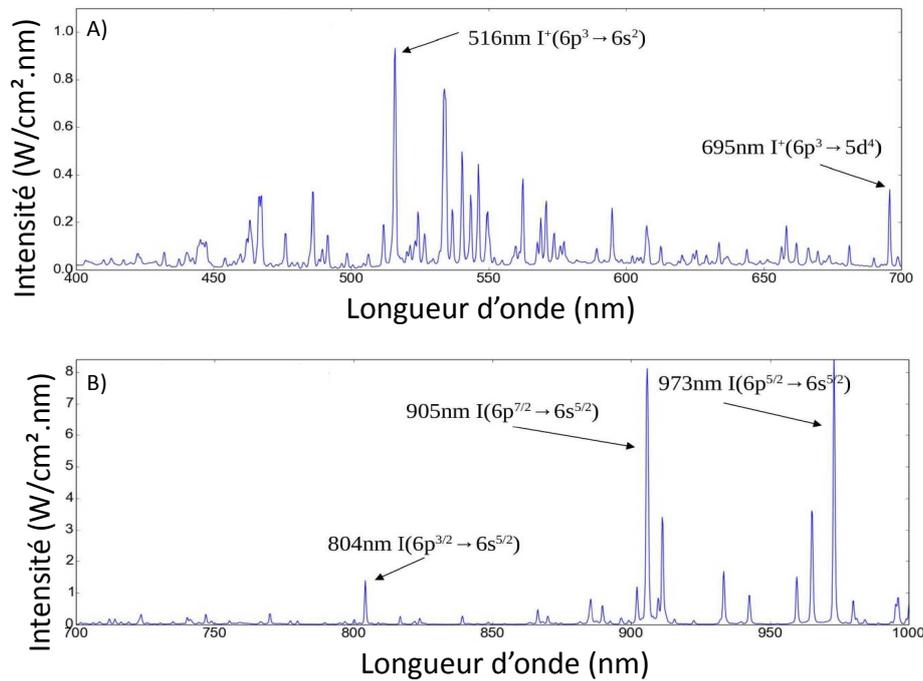


Figure 4.24: Spectre de l'iode magnétisé pris à 7.5 cm de l'antenne, entre A) 400 et 700 nm et B) 700 et 1000 nm, pour une puissance de décharge de 187 W et une pression de 1 mTorr.

leur évolution avec la puissance.

Spectre d'émission de l'iode magnétisé

Le spectre d'émission compris entre 400 et 1000 nm a été mesuré et est présenté en deux parties (figure 4.24 A) et B). Ce spectre a été obtenu à 7.5 cm de l'antenne, au maximum du champ magnétique, au centre de la chambre, pour une puissance de décharge de 187 W et une pression de 1 mTorr. Ces deux segments ne sont pas à la même échelle pour des raisons pratiques, les lignes spectrales de plus faible longueur d'onde n'étant pas aussi intenses que celles situées au-dessus de 700 nm. On peut alors voir les différentes longueurs d'onde présentant des pics et donc un intérêt particulier. Notre attention a été retenue par les longueurs d'onde 516 nm, 695 nm, 804 nm, 905 nm et 973 nm, correspondant aux transitions indiquées sur les figures 4.24 A) et B) pour l'iode atomique. Ces transitions ont été choisies d'après des travaux précédemment menés où elles ont déjà été observées [12, 13, 45]. Les lignes spectrales qui seront suivies dans cette section ainsi que pour le plasma d'iode non magnétisé dans le chapitre 5 sont résumées dans le tableau 4.1.

Table 4.1: Lignes spectrales suivies lors de l'étude du plasma d'iode par spectroscopie d'émission.

Longueur d'onde (nm)	Etat	Transition	Energie de transition (eV)
973	I(I)	$6p^{5/2}6s^{5/2}$	8.047
905	I(I)	$6p^{7/2}6s^{5/2}$	8.142
804	I(I)	$6p^{3/2}6s^{5/2}$	8.315
695	I(II)	$6p^35d^4$	12.448
516	I(II)	$6p^36s^2$	12.448

Profils des lignes 516 nm, 695 nm, 804 nm, 905 nm et 973 nm

Les profils des lignes listées dans le tableau de la figure 4.1 en fonction de la position dans le propulseur PEGASES sont ici présentés, pour une puissance de décharge de 45 W et une pression de 1 mTorr. La figure 4.25 (a) montre les profils des lignes 516, 695 et 804 nm, dont l'intensité est plus faible que les lignes 905 et 973 nm présentes sur la figure 4.25 (b). L'observation majeure que l'on peut tirer de ces graphes est que ces lignes semblent suivre la même évolution, conclusion renforcée par le graphe c) montrant le profil des lignes normalisé, à travers la chambre d'ionisation et gardent le même ordre d'intensité, les lignes de plus faible énergie étant, de façon évidente, toujours plus intenses. En effet, l'énergie correspondant à la ligne 973 nm est de 8.047 eV et est inférieure à celle de la ligne 695 nm, égale à 12.448 eV, et reste donc proportionnellement plus probable. On observe également que le profil des lignes suit celui de la température électronique de la figure 4.10, un résultat logique sachant que les collisions électroniques sont responsables de l'excitation des atomes d'iode. On peut alors conclure que le filtre magnétique a un effet indirect sur ces lignes puisqu'il influence les électrons, à l'origine des processus d'excitation.

Impact de la puissance de décharge

Afin de faire un parallèle avec l'étude des paramètres plasma par diagnostic électrostatique, les profils des lignes montrées précédemment ont été obtenus pour deux puissances de décharge, 45 W et 187 W. Les figures 4.26 (a) et (b) montrent le profil des lignes du tableau 4.1 en fonction de la position dans le propulseur pour les deux puissances, la figure (c) présentant toutes les lignes normalisées pour une puissance de décharge 187 W. Il est alors possible de constater que chaque lignes voit son intensité augmenter avec la puissance. Cependant le graphe (c) montre que le profil des lignes diffère quelque peu dans le cas 187 W contrairement au cas 45 W (figure 4.25 (c)) où les courbes se superposent. La puissance absorbée influence donc l'intensité des lignes spectrales, et semble modifier significativement leur évolution. L'étude du plasma d'iode magnétisé par spectroscopie d'émission nous a donc permis de suivre l'évolution des lignes spectrales identifiées dans le spectre d'émission, et de constater certaines tendances quant à leur profil dans le propulseur et en fonction de la puissance de décharge. Cependant, le manque de certaines informations nécessaires à une étude plus poussée des

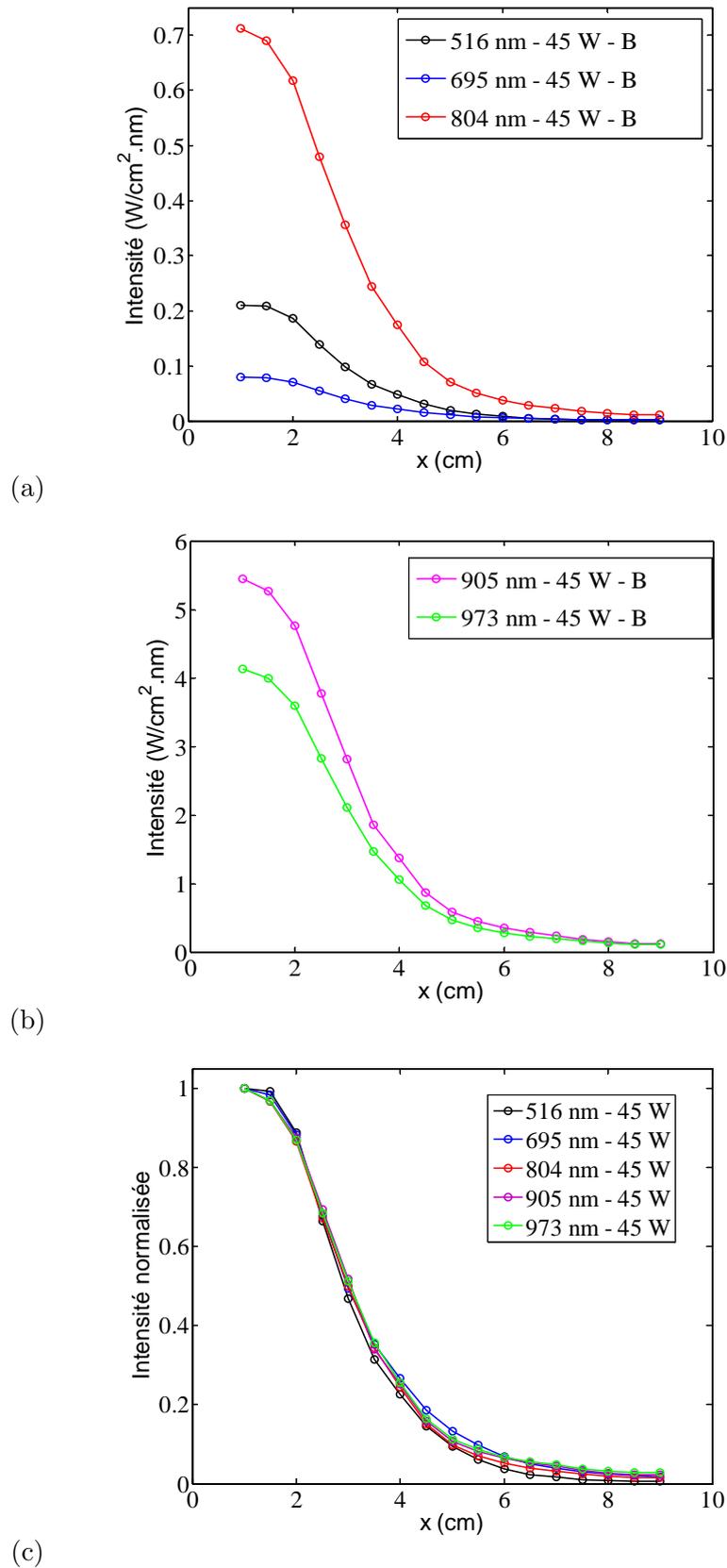
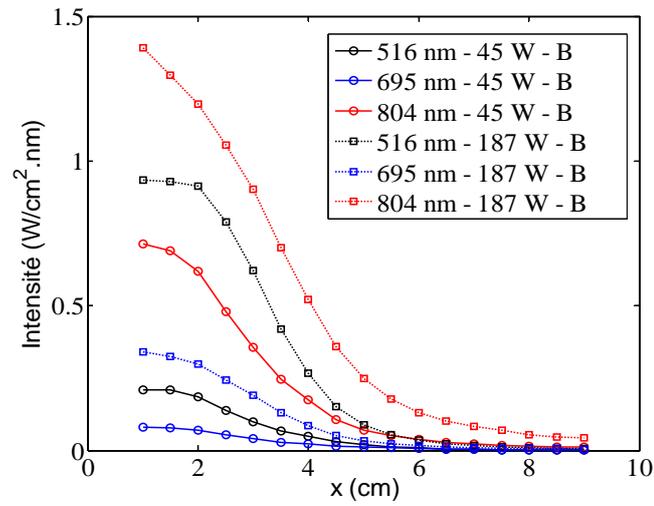
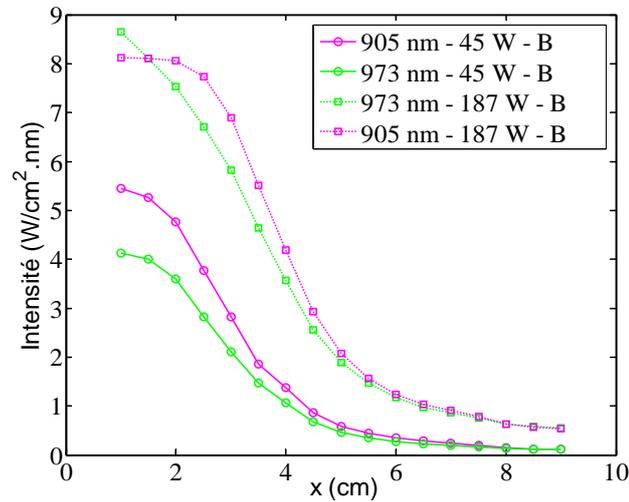


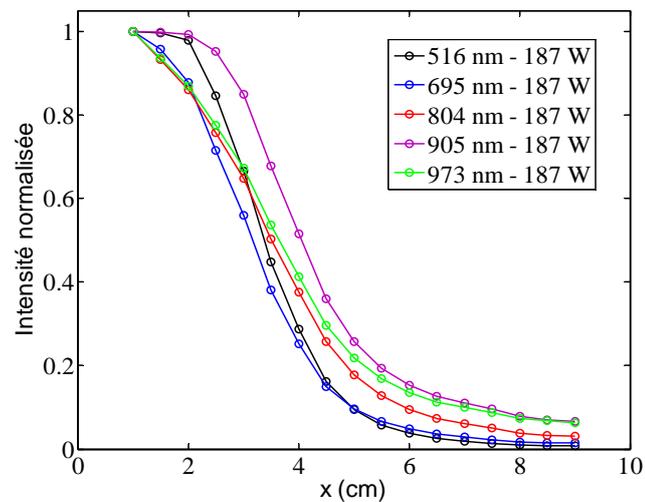
Figure 4.25: Profils des lignes spectrales en fonction de la position dans le propulseur correspondant aux longueurs d'onde (a) 516 nm, 695 nm et 804 nm et (b) 905 nm et 973 nm. Le graphe (c) montre les lignes précédemment citées normalisées.



(a)



(b)



(c)

Figure 4.26: Profils des lignes spectrales en fonction de la position dans le propulseur pour les puissances de décharge de 45 W et 187 W, correspondant aux longueurs d'onde (a) 516 nm, 695 nm et 804 nm et (b) 905 nm et 973 nm.

données ne nous permet pas d'aller plus loin dans l'analyse, comme il a été expliqué dans le chapitre III. On peut cependant conclure que certains phénomènes en lien avec le filtre magnétique semblent se produire et qu'une recherche approfondie dans cette direction serait pertinente.

4.2.5 Conclusion sur l'iode

Après la preuve de fonctionnement du propulseur PEGASES par l'utilisation du SF₆, l'étude de l'iode dans le propulseur a permis de montrer qu'il était également possible de former un plasma ion-ion en sortie de la chambre. Nous avons pu constater que le filtre magnétique avait un effet sur les paramètres plasma. Les électrons voient leur densité diminuer à travers la chambre, tout comme leur température, ceci étant couplé à l'augmentation de la densité des ions négatifs. L'électronégativité dépasse la limite de 500 et atteint une valeur proche de 2000 en sortie du propulseur. Cependant, l'étude en puissance présentée plus haut a montré que, dans notre dispositif, une puissance absorbée supérieure à 60 W provoquait la diminution de l'électronégativité en sortie et donc la disparition du plasma ion-ion. Ce résultat peut être expliqué par la position de l'injection de l'iode gazeux, à 1 cm de l'antenne. Le gaz est alors rapidement dissocié, de plus en plus si l'on augmente la puissance, et la formation d'ions négatifs, principalement par attachement dissociatif d'après le modèle, se fait plus rare, la présence de I₂ étant requise.

Ce résultat lié à la puissance limite peut sembler négatif. Il faut cependant préciser plusieurs points. Le premier est que ce résultat ne doit être appliqué que pour notre dispositif et ne doit pas être généralisé. Le second est que notre dispositif peut être amélioré pour pallier à cette tendance de diminution de l'électronégativité par augmentation de la puissance de décharge. Par exemple, une injection bilocalisée, c'est-à-dire avant le filtre magnétique pour garder un bon taux d'ionisation, et dans le filtre pour injecter plus d'iode moléculaire dans la région de formation des ions négatifs, serait une solution possible. Ce résultat est donc un indice de nécessité d'amélioration du design du prototype. Concernant l'étude par spectroscopie d'émission, elle s'avère être un diagnostic intéressant nécessitant cependant plus de données, que nous n'avons pas, pour une exploitation plus poussée des résultats. Aucune conclusion ne peut donc être tirée ici à partir des résultats optiques.

Chapter 5

Modèle vs. l'expérience

Sommaire

5.1 Etude d'un plasma d'iode non magnétisé par diagnostic électrostatique	121
5.1.1 Profil des paramètres plasma	121
5.1.2 Comparaison avec le modèle global	124
5.2 Etude du plasma d'iode non magnétisé par spectroscopie d'émission	126
5.3 Conclusion et discussion	129

Après l'étude du plasma d'iode dans le propulseur PEGASES, c'est à dire dans un milieu magnétisé, il est désormais intéressant de se pencher sur l'étude d'un plasma d'iode non magnétisé, c'est à dire dans un environnement similaire à celui d'un propulseur électrique ionique classique. Ce chapitre ayant pour but premier la validation du modèle global du chapitre II par l'expérience, les résultats recueillis dans cet environnement sont comparés aux résultats du modèle, ce dernier n'intégrant pas de filtre magnétique. Les données expérimentales sont bien sur obtenus dans des conditions similaires de celles décrites dans le modèle.

5.1 Etude d'un plasma d'iode non magnétisé par diagnostic électrostatique

5.1.1 Profil des paramètres plasma

Les mesures ont été réalisées pour une puissance de décharge $P_d = 174$ W. La pression dans la chambre est de 1 mTorr. Les profils des paramètres plasma de l'iode (densités électroniques, des ions positifs et négatifs, température électronique et électronégativité), ont été obtenus par utilisation d'une sonde de Langmuir cylindrique identique à celle utilisée dans le chapitre IV. Le plasma d'iode non magnétisé est présenté en image sur la figure 5.1 et apparaît plus homogène que dans le cas magnétisé. Cette homogénéité se retrouve dans le profil des paramètres plasma à travers la chambre d'ionisation.

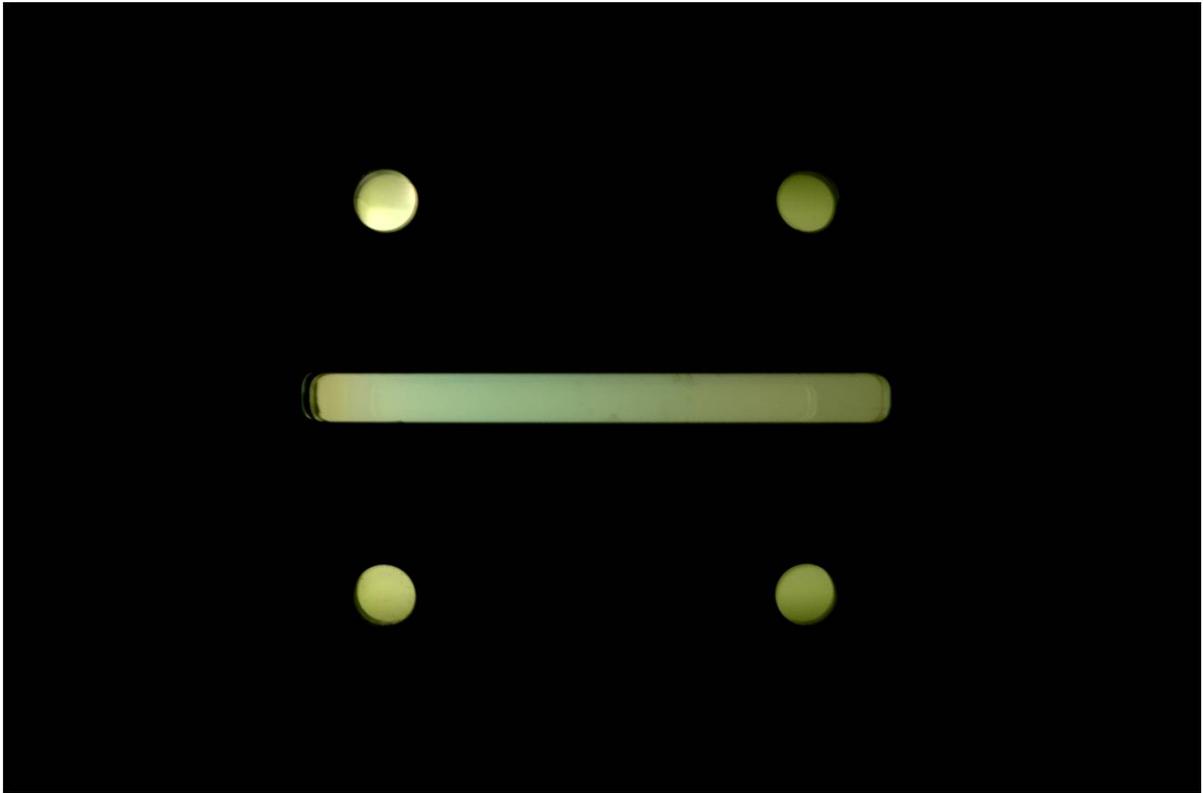
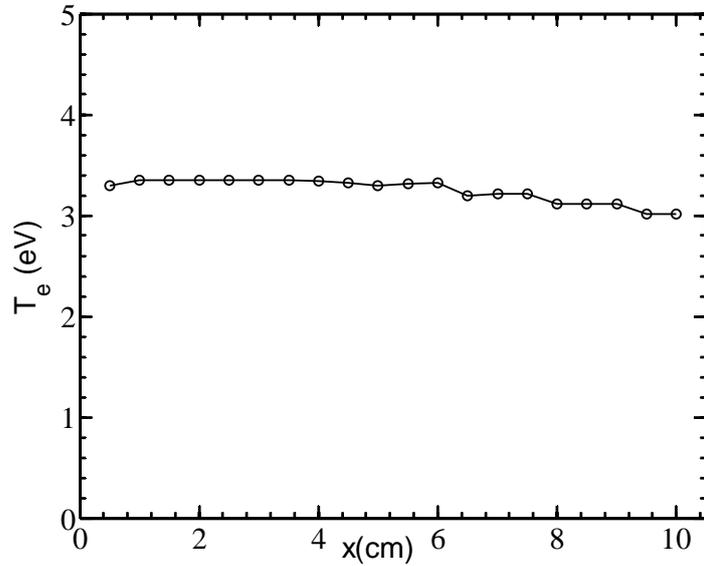


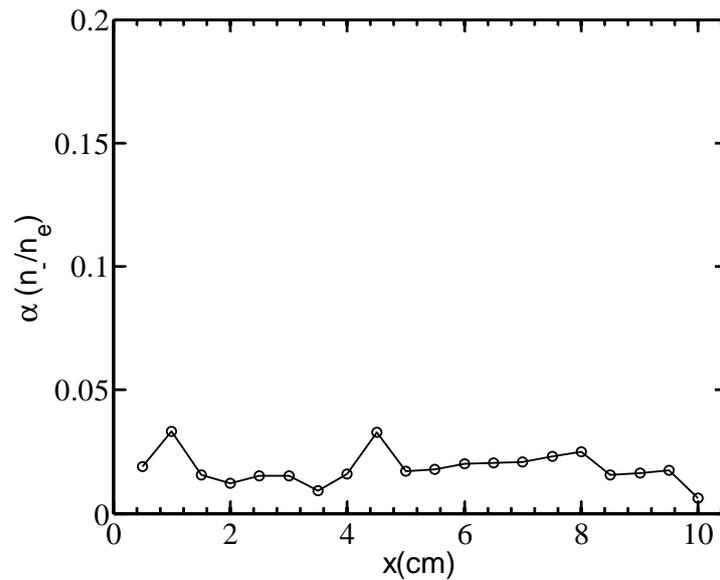
Figure 5.1: Plasma d'iode dans la chambre : couleur jaune intense et constante.

La figure 5.2 montre (a) la température électronique et (b) l'électronégativité en fonction de la position dans la chambre d'ionisation. La configuration expérimentale étant la même que dans le cas du SF_6 , la boîte d'accord et l'antenne se situent du côté de $x = 0$ cm, et la chambre à vide au-delà de $x = 10$ cm. L'unique différence avec la configuration du chapitre IV est l'absence des aimants permanents sur la chambre du prototype. On peut observer en premier lieu que la température électronique est quasi constante dans le propulseur, un résultat attendu étant donné l'absence de filtre magnétique ou tout autre dispositif pouvant influencer cette grandeur. Sa valeur se situe entre 3.3 eV à 2 cm et 3 eV à 10 cm et est en accord avec l'observation visuelle du plasma d'iode (figure 5.1). On observe ensuite la courbe de l'électronégativité, courbe oscillant autour d'une valeur constante et ne dépassant jamais 0.05. Nous sommes alors dans le cas d'un plasma faiblement électronégatif, comme pour le modèle global du chapitre II. Mesurer l'électronégativité du plasma présente donc un certain challenge, la proportion d'ions négatifs dans le plasma étant difficile à mesurer, ceci explique l'aspect bruité de la courbe d'électronégativité. Les deux informations majeures à retenir ici sont que le plasma d'iode non magnétisé possède une température électronique constante dans le propulseur proche de 3 eV et que ce plasma est un plasma faiblement électronégatif.

Les densités des espèces du plasma d'iode non magnétisé sont présentées par le graphe de



(a)



(b)

Figure 5.2: Etude du plasma d'iode non magnétisé dans le propulseur ionique : (a) température électronique et (b) électronégativité dans le plasma en fonction de la position dans la chambre d'ionisation.

la figure 5.3. La densité des ions positifs est en rouge, celle des ions négatifs en bleu et la densité électronique est en noir, et sont représentées en fonction de la position au sein du propulseur. La première observation que l'on peut faire est que la densité des ions positifs et celle des électrons sont quasi constantes dans la chambre d'ionisation, variant entre $1,6 \cdot 10^{17}$

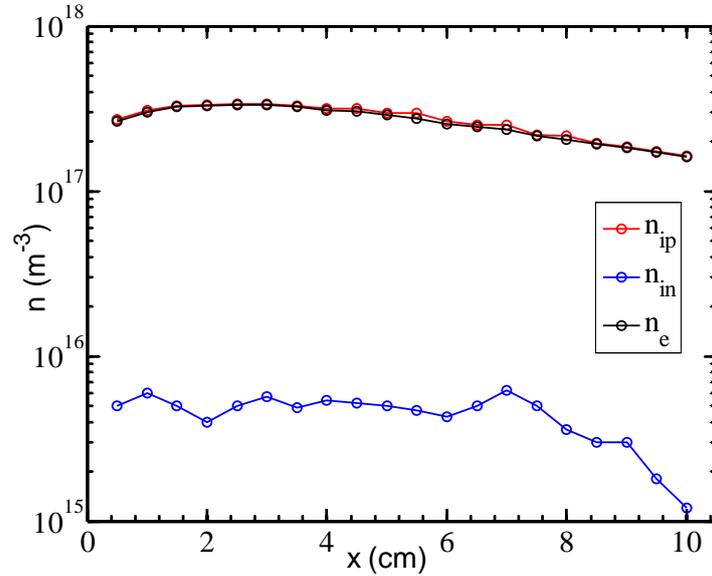


Figure 5.3: Etude du plasma d'iode dans le propulseur ionique : densités des ions positifs en rouge, des ions négatifs en bleu et des électrons en noir, en fonction de la position dans la chambre d'ionisation.

m^{-3} et $3,3 \cdot 10^{17} m^{-3}$ avec un maximum à 3 cm de l'antenne. On n'observe aucune diminution importante de la densité électronique dans ce cas, contrairement à ce qu'on obtient dans le cas magnétisé. Cette observation confirme que le profil de n_e dans l'environnement de PEGASES est bien dû à la présence des aimants permanents, ce profil n'étant pas vu ici. Si l'on observe ensuite la densité des ions négatifs, on constate une évolution moins lisse à travers le propulseur. L'aspect bruité de la courbe est en accord avec le graphe de la figure 5.2 (b), où l'on a vu que l'électronégativité du plasma ne dépassait jamais 0.05. Comme il a été expliqué, nous nous trouvons dans le cas d'un plasma faiblement électronégatif, où la proportion d'ions négatifs est très faible et difficilement mesurable. La densité des ions négatifs est ici proche de celle du niveau de bruit de la sonde de Langmuir (voir la théorie d'extraction des densités au chapitre III), c'est-à-dire à moins de $1.0 \cdot 10^{16} m^{-3}$ de densité. La preuve de la faible électronégativité du plasma d'iode non magnétisé étant faite, la comparaison avec les données du modèle peut s'effectuer.

5.1.2 Comparaison avec le modèle global

De nombreuses hypothèses ont été formulées dans le modèle global concernant la chimie de l'iode et les différentes réactions possibles. Une comparaison avec l'étude expérimentale permet alors une possible validation de ces hypothèses. Pour ce faire, les paramètres d'entrée du modèle ont donc été modifiés pour coller aux dimensions et grandeurs de l'expérience. La pression est donc ici de 1 mTorr, correspondant à un flux massique d'entrée de 1.9 mg/s. Le volume du propulseur est identique dans les deux cas. Les mesures expérimentales ont été

effectuées à 3 cm de l'antenne, au maximum de la densité (figure 5.3) à l'aide de la sonde de Langmuir cylindrique. Il a déjà été montré expérimentalement que l'électronégativité du plasma d'iode non magnétisé était très faible, confirmant l'hypothèse faite dans le modèle. Les paramètres considérés pour comparaison sont la température électronique et les densités des espèces positives, négatives et des électrons.

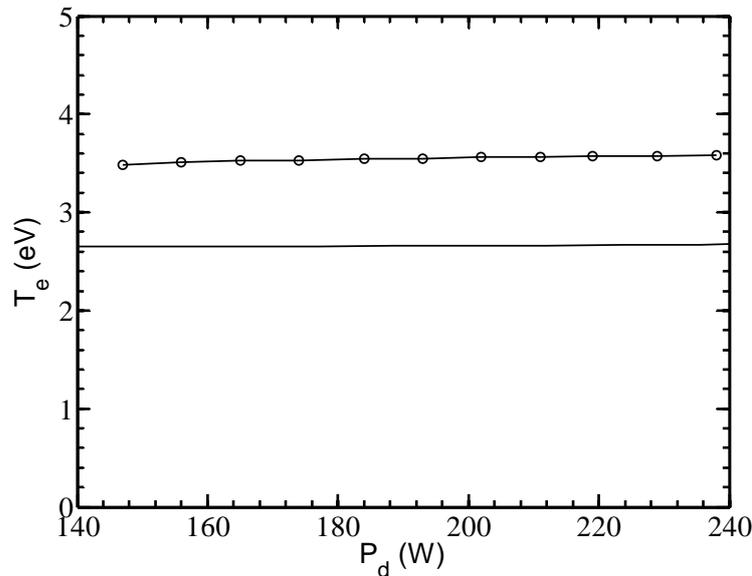


Figure 5.4: Comparaison des résultats du modèle avec ceux de l'expérience : température électronique en fonction de la puissance absorbée par le plasma ou puissance de décharge.

La figure 5.4 montre la température électronique en fonction de la puissance de décharge P_d . Les résultats expérimentaux sont représentés par l'ensemble courbe et points assemblés, la courbe simple étant obtenue par le modèle. On observe des valeurs quasi constantes dans les deux cas, avec néanmoins une température plus importante dans le cas expérimental (3.5 eV contre 2.6 eV). Les valeurs étant cependant proches avec une différence de 0.9 eV, il est possible de dire que l'expérience et le modèle présentent un accord raisonnable en ce qui concerne la température électronique. Cette plus grande température électronique dans le cas expérimental peut être expliquée par la limitation de la modélisation du couplage où les processus inclus dans le modèle et dans lesquels les électrons vont perdre de l'énergie.

La figure 5.5 montre les densités des ions positifs en rouge, négatifs en bleu et des électrons en noir en fonction de la puissance absorbée ou puissance de décharge. Les courbes faites de lignes et de points représentent les données expérimentales, les lignes simples les données du modèle global avec une résolution de 50 points par 100 W. Concernant les densités des ions positifs et des électrons, on constate que les résultats expérimentaux sont en moyenne 1.3 fois plus grands que ceux obtenus par le modèle. Si l'on considère le fait que le modèle présenté dans cette thèse est un modèle global à la chimie simplifiée aux hypothèses nombreuses du fait du manque d'abondance d'informations sur cet élément, la différence paraît raisonnable.

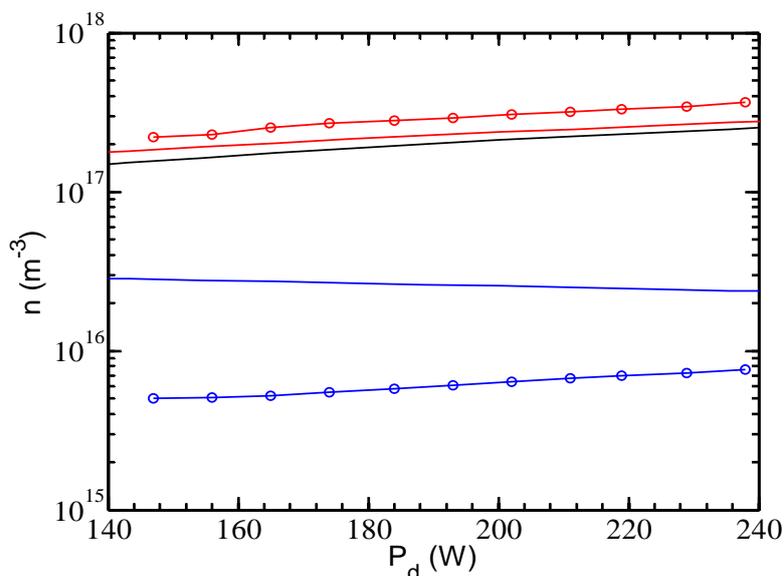


Figure 5.5: Comparaison des résultats du modèle avec ceux de l'expérience : densités des ions positifs en rouge, ions négatifs en bleu et densité électronique en noire en fonction de la puissance absorbée par le plasma ou puissance de décharge.

On peut alors conclure que le modèle et l'expérience présentent des résultats assez similaires pour ces paramètres plasma. Concernant la densité des ions négatifs, comme il a déjà été mentionné, il est difficile de mesurer cette grandeur dans un plasma faiblement électronégatif comme l'est le plasma d'iode non magnétisé ici. Ne dépassant pas le $1,0 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, la densité des ions négatifs est alors proche du niveau de bruit de la sonde et présente une incertitude importante. Une conclusion sur cette grandeur ne peut donc pas réellement être faite pour la comparaison modèle et expérience.

5.2 Etude du plasma d'iode non magnétisé par spectroscopie d'émission

Comme pour le cas de l'iode dans PEGASES au chapitre IV, une étude par spectroscopie d'émission a été réalisée sur l'iode non magnétisé, toujours en collaboration avec J. Dedrick et S. Doyle du York Plasma Institute.

Spectre d'émission de l'iode non magnétisé

Comme pour le plasma d'iode non magnétisé, le spectre d'émission compris entre 400 et 1000 nm a été mesuré et est présenté en deux parties que l'on peut voir sur les figures 5.6 A) et B). Ce spectre a été obtenu à 7.5 cm de l'antenne au centre de la chambre, pour une puissance

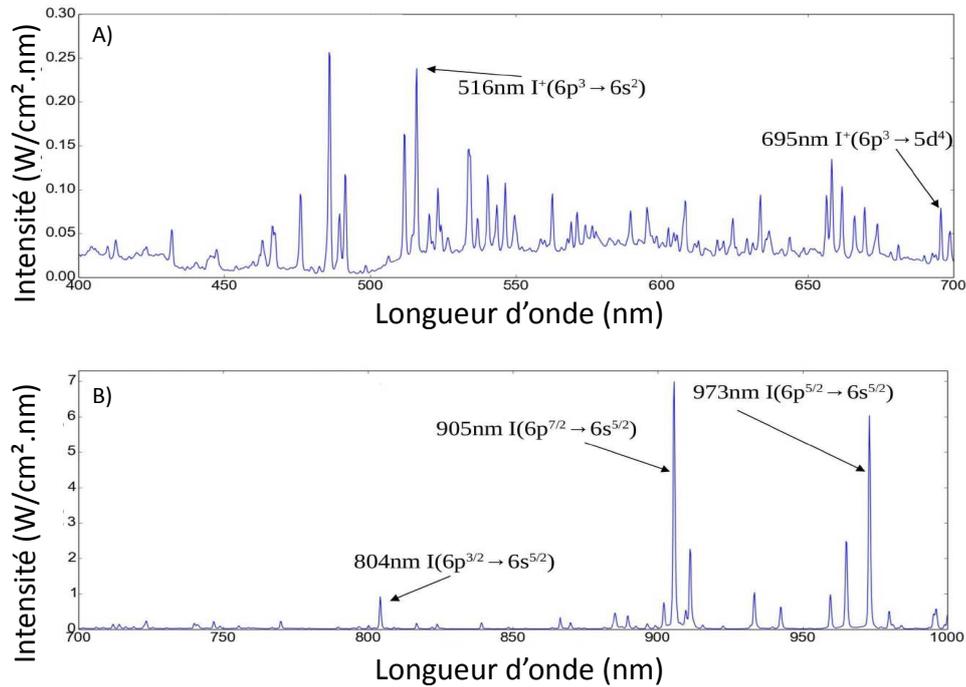
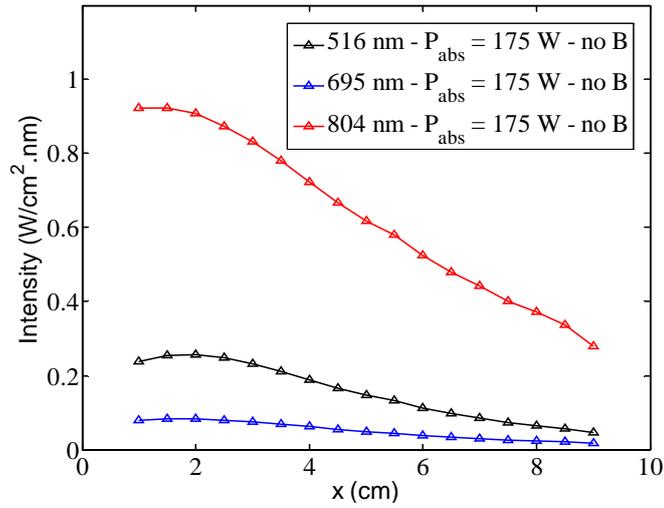
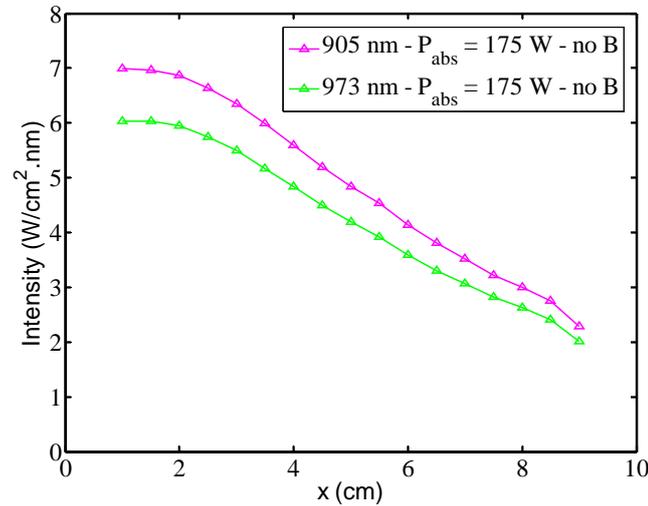


Figure 5.6: Spectre de l'iode non magnétisé pris à 7.5 cm de l'antenne, entre 400 et 700 nm A) et 700nm et 1000 nm B), pour une puissance de décharge de 174 W et une pression de 1 mTorr.

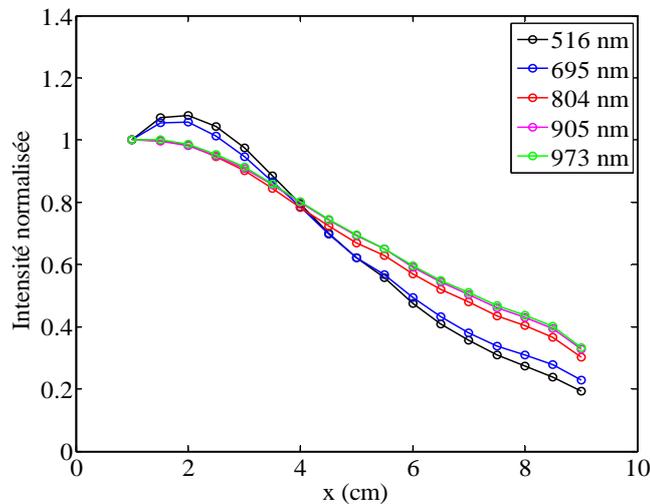
de décharge de 174 W et une pression de 1 mTorr. Ces deux segments ne sont pas à la même échelle pour des raisons pratiques, les lignes spectrales de plus faibles longueurs d'onde n'étant pas aussi intenses que celles situées au-dessus de 700 nm. Il est alors possible de retrouver les lignes spectrales précédemment étudiées et listées sur le tableau 4.1. L'intérêt ici est de comparer ce spectre de plasma d'iode non magnétisé avec celui de l'iode magnétisé. Pour les longueurs d'onde comprises entre 700 et 1000 nm, on observe une diminution de l'intensité des lignes lorsque le filtre est absent. Cependant, le ratio entre les lignes est préservé. Si l'on observe les longueurs d'onde cette fois-ci entre 400 et 700 nm, on peut constater la présence d'un continuum non observé dans le spectre de l'iode non magnétisé. Une hypothèse pour expliquer ce phénomène pourrait être que cette émission est due aux niveaux vibrationnels et/ou rotationnels de l'iode moléculaire. Le filtre magnétique favorisant la formation des ions négatifs par disparition de l'iode moléculaire, il peut être responsable de cela, la présence de I_2 étant possiblement moins importante lors de la présence du filtre. On observe également que le ratio entre les lignes n'est pas forcément gardé, une ligne située à 486 nm devenant plus importante lors de l'absence de champ magnétique.



(a)



(b)



(c)

Figure 5.7: Profils des lignes spectrales en fonction de la position dans le propulseur correspondant aux longueurs d'onde (a) 516 nm, 695 nm et 804 nm et (b) 905 nm et 973 nm pour une puissance absorbée de 174 W et une pression de 1 mTorr. Le graphe c) montre le profil normalisé des lignes précédemment citées.

Profils des lignes

Les profils des lignes listées dans le tableau 4.1 sont représentées en fonction de la position dans la chambre d'ionisation, pour une puissance de décharge de 174 W (200 W injecté) et une pression de 1 mTorr. La figure 5.7 (a) présente les profils des lignes 516, 695 et 804 nm, dont l'intensité est plus faible que les lignes de la figure 5.7 (b) qui montre les profils des lignes 905 et 973 nm. La figure c) montre les profils normalisés des lignes. Contrairement au plasma magnétisé, le profil des lignes semble suivre moins fidèlement celui de la température électronique, ce paramètre étant quasiment constant (figure 5.2) à travers le propulseur. La diminution de l'intensité des lignes se fait plus importante le long de l'axe x. Cette diminution que l'on observe peut alors être tout simplement due à la diminution de la densité du plasma lorsque l'on s'éloigne de la source de puissance. Cependant, si l'on observe le graphe 5.7 c), on peut voir que l'intensité des lignes est divisée par un facteur compris entre 3 et 5 selon la ligne considérée, ce qui est plus que pour les densités. De plus on observe que le profil des lignes à travers le propulseur n'est pas le même pour chaque ligne, comme dans le cas magnétisé. On peut alors penser que le champ magnétique uniformise ces profils.

Impact de la puissance

Une étude de l'impact de la puissance sur les lignes à 7.5 cm de l'antenne a été réalisée, pour une pression de 1 mTorr. La figure 5.8 présente les graphes de l'intensité des lignes (a) 516, 695 et 804 nm et (b) 905 et 973 nm en fonction de la puissance de décharge. On peut voir qu'une augmentation de la puissance absorbée se traduit par une augmentation progressive et quasi linéaire de l'intensité des lignes. L'intensité des lignes semblant être plus influencée par les densités des espèces que par la température électronique, ce résultat est en accord avec le graphe des densités en fonction de la puissance de décharge 5.5.

5.3 Conclusion et discussion

Comme l'a montré le modèle global présenté au chapitre II, l'iode peut être une alternative au xénon pour les propulseurs électriques ioniques. Une étude d'un plasma d'iode non magnétisé a ensuite permis une comparaison des résultats du modèle avec des données obtenues expérimentalement. Les données ont bien sûr été obtenues pour des conditions similaires. Il faut garder à l'esprit que le modèle global est un modèle simple et ici simplifié du fait du peu d'informations concernant la chimie de l'iode. De plus certains phénomènes dans le couplage comme le chauffage stochastique ne sont pas intégrés au modèle, pouvant alors entraîner un décalage dans les valeurs de puissance de décharge entre le modèle et l'expérience. La comparaison a cependant montré des résultats proches et une raisonnable cohérence. Les hypothèses faites sur la chimie de l'iode et de son plasma peuvent être considérées adaptées et pertinentes. Il est donc possible de prendre le modèle comme point de repère pour d'autres études du plasma d'iode, notamment une modélisation du plasma magnétisé de façon non homogène comme dans le propulseur PEGASES.

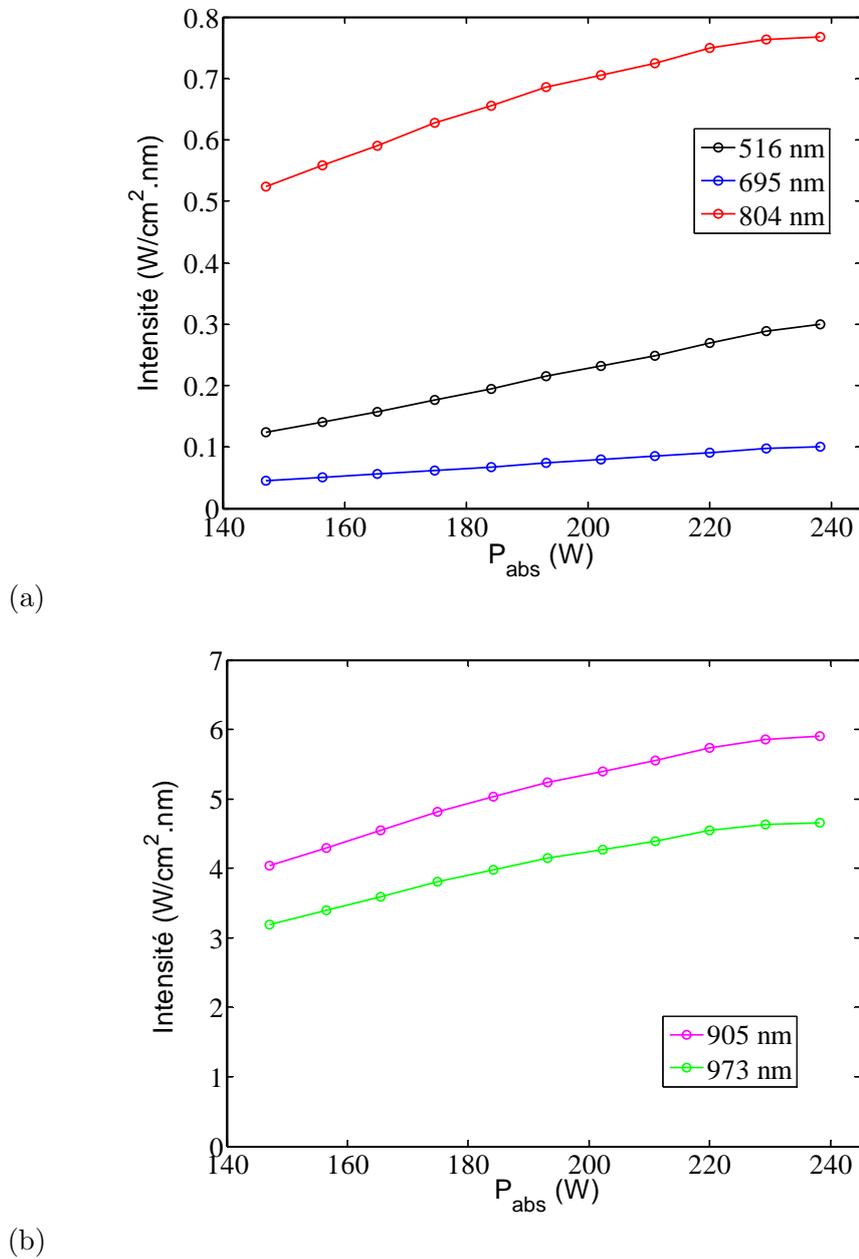


Figure 5.8: Profils des lignes spectrales en fonction de la puissance de décharge dans le propulseur à 7.5 cm de l'antenne, correspondant aux longueurs d'onde (a) 516 nm, 695 nm et 804 nm et (b) 905 nm et 973 nm.

Chapter 6

Conclusion

Sommaire

6.1 L'iode comme propergol pour la propulsion à grille classique . . .	131
6.1.1 Modèle global d'un plasma d'iode	131
6.1.2 Confrontation avec l'expérience	132
6.2 L'iode comme propergol pour le propulseur PEGASES	133
6.2.1 Transition vers l'iode	133
6.2.2 L'iode et PEGASES : oui, mais...	134
6.3 Perspectives	134

6.1 L'iode comme propergol pour la propulsion à grille classique

6.1.1 Modèle global d'un plasma d'iode

Nous avons constaté qu'il était nécessaire de trouver une alternative au xénon en tant que propergol pour les systèmes de propulsion électrique à grilles et que l'iode apparaissait comme une option viable et réalisable. Le développement du modèle global d'un propulseur électrique à grilles opérant en iode a permis de caractériser la décharge et les performances du système pour des conditions de fonctionnement représentatives de celles d'un propulseur classique. Une liste de réactions chimiques pouvant se dérouler dans le plasma d'iode a été établie, limitée par le peu de ressources bibliographiques disponibles sur cet élément. Les résultats de l'iode ont été comparés à ceux du xénon sous les mêmes conditions et la même configuration du système. La conclusion principale émanant de cette section modélisation de la réflexion globale sur l'utilité de l'iode est que l'iode peut être un concurrent viable au xénon pour la propulsion électrique à grilles. Il semble montrer un comportement similaire et des performances proches de celles du xénon et pourrait mener à une plus haute efficacité globale du propulseur qu'avec le xénon pour un certain débit massique (ici 1.3 mg/s pour les conditions

d'opérations utilisées).

Cependant, le développement de ce modèle nous a amené à faire plusieurs hypothèses, en premier lieu sur la chimie de cet élément. Certains processus tels que l'attachement direct de l'électron à la molécule I_2 ou l'atome I n'ont pas été considérés, ce qui pourrait amener une sous-estimation de la proportion d'ions négatifs et l'introduction d'une vitesse de Bohm modifiée. Nous avons également supposé dans ce modèle un coefficient de recombinaison en surface égal à celui couramment utilisé pour le Cl_2 , alors qu'une plus grande valeur augmenterait la proportion de neutra diatomique I_2 et par conséquent la densité d'ions négatifs. L'électronégativité du plasma a également été supposée très faible du fait des résultats préliminaires obtenus. L'utilisation d'un ratio h_L adapté aux plasmas électronégatifs a été envisagé puis écarté du fait de l'absence de changement majeur dans les résultats. Enfin, le couplage de puissance a également été sujet à hypothèses. Pour les source ICP opérant à basse pression, il est connu que le chauffage ohmique seul ne peut expliquer la proportion de puissance absorbée et que le chauffage stochastique devient alors conséquent. Ce phénomène étant ignoré dans le modèle, la résistance effective du plasma est plus basse qu'en réalité, ce qui explique pourquoi les efficacités de couplage RF calculées ici sont plus basses que celles observées expérimentalement. Cependant, puisque les masses de l'iode et du xénon sont similaires, et comme le modèle donne des densités et températures électroniques similaires, le chauffage stochastique affecte les deux types de décharge de la même façon. La conclusion de cette partie reste alors inchangée : l'iode est comparable au xénon en terme de performances dans le contexte de la propulsion électrique ionique, et possède de nombreux avantages comme son prix ou sa forme solide à pression atmosphérique.

6.1.2 Confrontation avec l'expérience

La seconde étape de l'investigation de l'iode comme propergol pour les systèmes ioniques à grilles fut la confrontation des résultats obtenus par modélisation avec l'expérience. La seconde année de ma thèse a donc été consacrée à la mise en place d'un banc d'essai entièrement dédié à l'étude de l'iode. Afin d'élaborer l'ensemble, certains éléments furent repris du banc d'essai consacré au SF_6 . Cependant, l'iode est un élément appartenant au groupe des halogènes et présente plusieurs caractéristiques pouvant compliquer le dispositif à mettre en place pour son étude. Il est solide dans les conditions standards de pression et température. Cependant, lorsque les conditions sont réunies, il se sublime et prend l'aspect d'un gaz de couleur violette intense et fortement nocif. Afin de l'obtenir sous cette forme, il est nécessaire de jouer sur la pression et la température du réservoir. Un ensemble de systèmes de contrôle de ces paramètres a donc dû être installé. De plus, comme les autres éléments du groupe halogène, l'iode réagit avec de nombreux métaux (l'argent, le cuivre, le titane, certains alliages d'aluminium du fait de la présence de cuivre, entre autres) et sa corrosivité est importante. Les matériaux utilisés pour le banc d'essai ont dû être choisis avec précaution et certains éléments présents dans l'expérience dédiée au SF_6 ont dû être écartés, tels que la vanne papillon placée entre la chambre à vide et la pompe turbomoléculaire, par souci de corrosion et de dépôt intempestifs.

Une étude du plasma d'iode non magnétisé, donc dans un environnement de propulseur à grilles classique, a par la suite été réalisée à l'aide de la sonde de Langmuir cylindrique. Les résultats, obtenus dans des conditions similaires, ont été comparés aux résultats du modèle et un accord relativement satisfaisant a été trouvé. La comparaison des deux types de données ne doit bien évidemment pas se faire sans garder à l'esprit que le modèle global est un modèle simple et ici simplifié du fait du peu d'informations concernant la chimie de l'iode. De plus certains phénomènes dans le couplage comme le chauffage stochastique ne sont pas intégrés au modèle, pouvant alors entraîner un décalage dans les valeurs de puissance de décharge entre le modèle et l'expérience. Concernant les résultats expérimentaux, les mesures ont été réalisées au point de maximum de densité maximum pour la comparaison, une décision finalement quelque peu arbitraire. Cet élément ainsi que l'incertitude d'une mesure par sonde de Langmuir doivent également rester en tête lors de la comparaison. Cependant, des résultats proches sont obtenus et une certaine cohérence est observée. Les hypothèses faites sur la chimie de l'iode et de son plasma peuvent alors être considérées adaptées et pertinentes.

6.2 L'iode comme propergol pour le propulseur PEGASES

6.2.1 Transition vers l'iode

Le propulseur PEGASES, un propulseur d'un nouveau genre, est développé et testé au LPP depuis plusieurs années déjà, plusieurs thèses ayant été dédiées à son étude. C'est un propulseur à grilles où l'application d'un champ magnétique permanent permet la formation d'un plasma ion-ion, fait en majeure partie d'ions positifs et négatifs, près des grilles d'accélération. Il est alors possible d'extraire et d'accélérer alternativement les ions positifs et négatifs. Afin de former des ions positifs et négatifs dans le plasma, l'utilisation d'un gaz électronégatif est obligatoire. Il est alors apparu que l'iode remplissait les conditions fixées et se présentait comme le propergol idéal à injecter dans le propulseur PEGASES lors d'une utilisation dans l'espace. Sa preuve de fonctionnement a cependant été réalisée avec le gaz électronégatif SF₆ ou hexafluorure de soufre. Celle-ci ayant été réalisée, ma thèse a donc eu pour but d'effectuer une transition vers une utilisation de l'iode. Ma première année de thèse a donc porté sur l'optimisation du plasma ion-ion par usage du gaz SF₆ dans PEGASES, mélangé à l'argon. Cette étude a permis la mise en place d'une carte des conditions optimales, c'est à dire celles permettant la formation d'un plasma ion-ion à moindre pression et pourcentage de gaz électronégatif dans le mélange gazeux. En effet, une pression plus faible limite les pertes de gaz neutre à travers les grilles, diminue la proportion de gaz corrosif dans le mélange et améliore la durée de vie de l'appareil. Les valeurs obtenues pour le SF₆ pourront par la suite être comparées à celles de l'iode lorsqu'une même étude sera réalisée sur cet élément dans PEGASES.

6.2.2 L'iode et PEGASES : oui, mais...

Après la preuve de fonctionnement du propulseur PEGASES par l'utilisation du SF₆, l'étude de l'iode dans le propulseur avait pour but de montrer qu'il était également possible de former un plasma ion-ion en sortie de la chambre. Par usage de la sonde de Langmuir cylindrique, nous avons pu constater que le filtre magnétique avait un effet sur les paramètres plasma. En effet, les densité et températures électroniques diminuent à travers la chambre, ceci étant couplé à l'augmentation de la densité des ions négatifs. L'électronégativité dépasse la limite de 500 et atteint une valeur proche de 2000 en sortie du propulseur. Cependant, l'étude en puissance présentée plus haut a montré que, dans notre dispositif, une puissance de décharge supérieure à 60 W provoquait la diminution de l'électronégativité en sortie et donc la disparition du plasma ion-ion. Ce résultat peut être expliqué par la position de l'injection de l'iode gazeux, à 1 cm de l'antenne, donc de la source de puissance. Le gaz est alors rapidement dissocié, de plus en plus si l'on augmente la puissance injectée, et la formation d'ions négatifs, principalement par attachement dissociatif d'après le modèle, se fait plus rare, la présence de I₂ étant requise. Ce résultat lié à la puissance limite peut sembler négatif. Il faut cependant préciser plusieurs points. Le premier est que ce résultat ne doit être appliqué que pour notre dispositif et ne doit pas être généralisé. Le second est que notre dispositif peut être amélioré pour pallier cette tendance de diminution de l'électronégativité. Par exemple, une injection bi-localisée serait optimale, avant le filtre magnétique pour garder un bon taux d'ionisation, et dans le filtre pour injecter plus d'iode moléculaire dans la région de formation des ions négatifs. Ce résultat est donc un indice d'amélioration du design du prototype et peut faire penser que la position de l'injection a un impact sur la formation du plasma ion-ion lors de l'usage de l'iode dans le propulseur PEGASES.

A la question, l'iode est-il utilisable dans PEGASES, ma réponse est donc : oui, mais à condition de modifier le dispositif d'injection du mélange gazeux.

6.3 Perspectives

Concernant l'aspect plus technique de ma thèse, il serait intéressant de tester un système d'injection bilocalisé pour vérifier si cette configuration peut effectivement impacter la formation du plasma ion-ion en sortie du propulseur. Un "parameter mapping" comme celui effectué pour le SF₆ serait également un élément intéressant à ajouter au catalogue d'informations concernant l'iode et PEGASES. Enfin, une étude de corrosion de l'iode sur les matériaux envisagés pour PEGASES est bien évidemment indispensable. Il est ensuite possible de reprendre le modèle global comme point de repère pour d'autres études du plasma d'iode, notamment une modélisation du plasma magnétisé de façon non homogène. Une simulation de l'iode magnétisé dans PEGASES serait en effet un atout majeur pour l'étude et la compréhension de cet élément dans ce type d'environnement. Enfin, les mesures de spectroscopie d'émission n'ayant pas permis une extraction importante d'informations concernant le plasma d'iode magnétisé ou non, du fait de l'absence de données nécessaires à cette extraction, l'application d'un autre type de diagnostic comme la spectroscopie d'absorption pourrait

apporter un éclairage nouveau. Concernant la seconde étape du propulseur PEGASES, des tests d'accélération avec les grilles en place devront être effectués, afin de prouver qu'il est possible d'extraire et accélérer les ions positifs et négatifs à partir du plasma d'iode.

Bibliography

- [1] NASA Orbital Debris Program Office. 5
- [2] Préservation de l'environnement spatial. 7
- [3] www.minerals.usgs.gov. 19
- [4] www.nasa.gov. 6, 18
- [5] A. Aanesland, J. Bredin, P. Chabert, and V. Godyak. Electron energy distribution function and plasma parameters across magnetic filters. *Applied Physics Letters*, 100(4), January 2012. WOS:000300064500083. 91
- [6] A. Aanesland, A. Meige, and P. Chabert. Electric propulsion using ion-ion plasmas. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 162:012009, 2009. 60
- [7] M. A. Ali and Yong-Ki Kim. Ionization cross sections by electron impact on halogen atoms, diatomic halogen and hydrogen halide molecules. *Journal of Physics B-Atomic Molecular and Optical Physics*, 41(14):145202, July 2008. WOS:000257370200009. 19, 38, 39
- [8] H. Amemiya. Probe Diagnostics in Negative Ion Containing Plasma. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 57(3):887, 1988. 77, 78
- [9] H. Amemiya. Plasmas with negative ions-probe measurements and charge equilibrium. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 23:999, 1990. 77
- [10] H. Amemiya. Diagnostics of negative ions using probe and laser in plasmas (oxygen discharge). *Vacuum*, 58:100–116, 2000. 77
- [11] M. Bacal and H. J. Doucet. Production of negative ion-rich plasma by electron attachment in low pressure gases. *IEEE Trans Plasma Sci*, 1973. 49
- [12] P.N. Barnes and M.J. Kushner. Formation of XeI (B) in low pressure inductive radio frequency electric discharges sustained in mixtures of Xe and I2. 80, 1996. 116
- [13] Barnes P.N. Ion-ion neutralization of iodine in radio-frequency inductive discharges of Xe and I2 mixtures. 1997. 116
- [14] C. Bartoli, H. Vonrohden, Sp Thompson, and J. Blommers. A Liquid Cesium Field-Ion Source for Space Propulsion. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 17(12):2473–2483, 1984. WOS:A1984TX71900014. 18

- [15] Romain Baude. *Etude du transport de particules chargées dans un plasma froid basse pression magnétisé*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2014. [23](#)
- [16] Ma Biondi. Dissociative Attachment of Thermal Electrons to Iodine Molecules. *Physical Review*, 89(1):337–337, 1953. WOS:A1953UB44800086. [19](#)
- [17] Ma Biondi and Re Fox. Dissociative Attachment of Electrons in Iodine .3. Discussion. *Physical Review*, 109(6):2012–2014, 1958. WOS:A1958WB74300023. [38](#), [39](#)
- [18] C.K. Birdsall. Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 19(2):65–85, April 1991. [34](#)
- [19] C. Bombardelli and J. Pelaez. Ion Beam Shepherd for Contactless Space Debris Removal. *JOURNAL OF GUIDANCE, CONTROL, AND DYNAMICS*, 34(3), 2011. [8](#)
- [20] R. L. F. Boyd and J. B. Thompson. The Operation of Langmuir Probes in Electro-Negative Plasmas. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 252:102, 1959. [29](#), [77](#)
- [21] N. Braithwaite and J. E. Allen. Boundaries and probes in electronegative plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 21:1733, 1988. [29](#)
- [22] J. Bredin, P. Chabert, and A. Aanesland. Langmuir probe analysis in electronegative plasmas. 2014. [75](#)
- [23] Jerome Bredin, Pascal Chabert, and Ane Aanesland. Langmuir probe analysis of highly electronegative plasmas. *Applied Physics Letters*, 102(15), April 2013. WOS:000318269200113. [79](#)
- [24] Bredin Jerome. *Developpement de diagnostics électrostatiques pour le filtrage magnétique et la formation du plasma ion-ion dans le propulseur PEGASES*. PhD thesis, 2013. [17](#), [23](#), [71](#), [75](#), [76](#), [79](#), [81](#), [82](#), [91](#)
- [25] D. Britton, N. Davidson, and G. Schott. Shock Waves in Chemical Kinetics - the Rate of Dissociation of Molecular Iodine. *Discussions of the Faraday Society*, (17):58–&, 1954. WOS:A1954UL20400008. [19](#), [38](#)
- [26] J.W. Campbell. Using lasers in space - Laser Orbital Debris Removal and Asteroid Deflection. *Center for Strategy and Technology Air War College*, December 2000. [8](#)
- [27] P. Chabert and N. Braithwaite. *Radio-Frequency Plasmas*. Cambridge University Press, Cambridge, 2011. [17](#), [29](#), [30](#), [31](#), [45](#), [53](#), [80](#)
- [28] P. Chabert, J. Arancibia Monreal, J. Bredin, L. Popelier, and A. Aanesland. Global model of a gridded-ion thruster powered by a radiofrequency inductive coil. *Physics of Plasmas*, 19(7), July 2012. WOS:000307422800118. [19](#), [36](#), [42](#)
- [29] P. Chabert, T. E. Sheridan, R. W. Boswell, and J. Perrin. Electrostatic probe measurement of the negative ion fraction in an SF helicon discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 8:561, 1999. [77](#)

- [30] Pascal Chabert. An expression for the h_1 factor in low-pressure electronegative plasma discharges. 2016. 42
- [31] Bruce D. Craig and David S. Anderson. *Handbook of Corrosion Data*. ASM International, December 1994. 38
- [32] Dan M. Goebel and Ira Katz. *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*. 12, 51
- [33] John W. Dankanich and Daniel M. Schumacher. Iodine Propulsion Advantages for Low Cost Mission Applications and the Iodine Satellite (ISAT) Technology Demonstration. 12-16 Oct. 2015, Israel, October 2015. 19
- [34] E. Despiaud-Pujo and P. Chabert. Global model of instabilities in low-pressure inductive chlorine discharges. *Plasma Sources Science & Technology*, 18(4):045028, November 2009. WOS:000270680700028. 39, 40
- [35] H. J. Doucet. Production of a quasi electron free plasma using electronic attachment. *Phys. Lett.*, 33A(5):283–284, 1970. 77
- [36] M. J. Druyvensteijn. Der Niedervoltbogen. *Z. Phys.*, 64:731, 1930. 75
- [37] Dg Fearn, R. Hastings, Cm Philip, Pj Harbour, and Hhh Watson. Rae-Culham T4 10-Centimeter Electron-Bombardment Mercury Ion-Thruster. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 11(7):481–487, 1974. WOS:A1974T652300007. 18
- [38] F. Gaboriau, R. Baude, and G. J. M. Hagelaar. Experimental evidence of the increased transport due to the wall bounded magnetic drift in low temperature plasma. page 2014. 95
- [39] V. Godyak. Ferromagnetic enhanced inductive plasma sources. 2013. 63
- [40] V. A. Godyak. Electrical and plasma parameters of ICP with high coupling efficiency. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 20:025004, 2011. 62
- [41] V. A. Godyak and V. I. Demidov. Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas: what can we measure and how can we achieve reliable results? *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 44:233001, 2011. 75, 80
- [42] V. A. Godyak, R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich. Measurements of electron energy distribution in low-pressure RF discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 1:36, 1992. 75
- [43] C. Greaves. Ion-Ion Recombination in Iodine Afterglows. *J. Electron Control*, (17):171, 1964. 19, 39, 40
- [44] G J M Hagelaar and L C Pitchford. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Science and Technology*, 14(4):722–733, November 2005. 35
- [45] William A. Hargus, J.S. Lubkeman, K.E. Remy, and A.E. Gonzales. Investigation of Singly Ionized Iodine Spectroscopy in Support of Electrostatic Propulsion Diagnostics

- Development. 11, August 2012. 116
- [46] William M. Haynes. *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 95th Edition*. CRC Press, June 2014. 19
- [47] Jean Robert Henry. *Etude d'un plasma de gaz electronegatif. Spectrometrie de masse et propagation des ondes ioniques longitudinales*. PhD thesis, Universite Paris VII, November 1972. 41
- [48] Hershkowitz. Improved source of cold plasma electrons and negative ions. 1981. 77
- [49] Adam C. Hillier. *Revolutionizing space propulsion through the characterization of iodine as fuel for Hall-effect thrusters*. PhD thesis, 2011. 19, 67
- [50] Peter Häussinger, Reinhard Glatthaar, Wilhelm Rhode, Helmut Kick, Christian Benkmann, Josef Weber, Hans-Jörg Wunschel, Viktor Stenke, Edith Leicht, and Hermann Stenger. Noble Gases. In *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2000. 18
- [51] J.R. Hamilton and J. Tennyson. Iodine : I₂ molecule and I atom. Technical report, April 2015. 40
- [52] Y. M. Kagan and V. I. Perel. Probe methods in plasma research. *Sov. Phys. Usp.*, 81(3-4):767, 1964. 80
- [53] Donald J. Kessler and Burton G. Cour-Palais. Collision frequency of artificial satellites: The creation of a debris belt. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 83(A6):2637–2646, June 1978. 7
- [54] Mark J Kushner. Hybrid modelling of low temperature plasmas for fundamental investigations and equipment design. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 42(19):194013, October 2009. 35
- [55] Trevor Lafleur and A. Aanesland. Ambipolar and non-ambipolar diffusion in an rf plasma source containing a magnetic filter. 2014. 95
- [56] I. Langmuir and H. M. Mott-Smith. Langmuir probe technique. *Gen. Elec. Rev.*, 27:449, 1924. 70
- [57] Antoine Laurent de Lavoisier and Louis-Bernard Guyton de Morveau. *Annales de chimie ou Recueil de mémoires concernant la chimie et les arts qui en dépendent*. chez Joseph de Boffe, 1813. 19
- [58] Jae Koo Lee and C.K. Birdsall. Particle-fluid hybrid simulations for weak beam-plasma interactions. *Computer Physics Communications*, 64(2):214–220, May 1991. 34
- [59] Levko. Chemical composition of SF₆ low-pressure plasma in magnetic field. 2014. 91
- [60] D. Levko, L. Garrigues, and G. J. M. Hagelaar. Diffusion of low-pressure electronegative plasma in magnetic field. 2013. 91
- [61] L. Liard, J.-L. Raimbault, and P. Chabert. Competitive effects of an axial magnetic field

- and of neutral gas depletion in a positive column. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 16(5):053507, May 2009. 36
- [62] L. Liard, J.-L. Raimbault, J.-M. Rax, and P. Chabert. Plasma transport under neutral gas depletion conditions. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 40(17):5192–5195, September 2007. WOS:000248785700026. 44
- [63] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. John Wiley and Sons, New York, second edition, 2005. 17, 29, 39, 46, 53
- [64] Werner Luft and E.E. Maiden. Temperature Cycling Effects on Solar Panels. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, AES-5(6):943–950, November 1969. 19
- [65] A. Meige, G. J. M. Hagelaar, and P. Chabert. Formation of ion-ion plasmas by electron magnetic filtering: 2d fluid simulation. *Publ. Astron. Obs. Belgrade*, 84:347, 2008. 30
- [66] Albert Meige, Rod W. Boswell, Christine Charles, and Miles M. Turner. One-dimensional particle-in-cell simulation of a current-free double layer in an expanding plasma. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 12(5):052317, May 2005. 34
- [67] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir. The theory of collectors in gaseous discharges. *Phys. Rev.*, 28:727, 1926. 70
- [68] N. Oudini, J.-L. Raimbault, P. Chabert, A. Meige, and A. Aanesland. Particle-in-cell simulation of an electronegative plasma under direct current bias studied in a large range of electronegativity. *Physics of Plasmas*, 20(4), April 2013. WOS:000318241900062. 24, 29, 30
- [69] L. Popelier. *Developpement du propulseur PEGASES : source inductiive radiofrequence a haute performance et acceleration successive de faisceaux d'ion positifs et d'ions negatifs*. PhD thesis, Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique, 2012. 24, 61, 92
- [70] T. K. Popov and S. V. Gateva. Second derivative Langmuir probe measurements of negative oxygen ion concentration taking into account the plasma depletion caused by negative ion sink on the probe surface. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 10:614–620, 2001. 77
- [71] Richard J. Procassini and Charles K. Birdsall. Particle simulation model of transport in a bounded, Coulomb collisional plasma. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, 3(8):1876, 1991. 34
- [72] E. Rabinowitch and W. C. Wood. Kinetics of recombination of iodine atoms. *Journal of Chemical Physics*, 4(8):497–504, August 1936. WOS:000201220300007. 19, 38
- [73] D. V. Rafalskyi. Experimental validation of the dual positive and negative ion beam acceleration in the plasma propulsion with electronegative gases thruster. 2013. 24, 92
- [74] D. V. Rafalskyi and A. Aanesland. Electron-less negative ion extraction from ion-ion plasmas. 2015. 92

- [75] D. V. Rafalskyi and A. Aanesland. Plasma acceleration using a radio frequency self-bias effect. 2015. 92
- [76] Y Sakiyama and D B Graves. Finite element analysis of an atmospheric pressure RF-excited plasma needle. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39(16):3451–3456, August 2006. 35
- [77] T. E. Sheridan, P. Chabert, and R. W. Boswell. Positive ion flux from a low-pressure electronegative discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 8:457, 1999. 77
- [78] M. Shindo, S. Hiejima, Y. Ueda, S. Kawakami, N. Ishii, and Y. Kawai. Determination of negative-ion density in an electron cyclotron resonance C4f8 plasma. *Surf. Coat. Technol.*, 116-119:1065–1069, 1999. 77
- [79] M. Shindo and Y. Kawai. Measurements of negative ion density in O2/Ar electron cyclotron resonance plasma. *Surf. Coat. Technol.*, 142-144:355–359, 2001. 77
- [80] J. S. Sovey, V. K. Rawlin, and M. J. Patterson. Ion propulsion development projects in US: Space electric rocket test I to deep space 1. *Journal of Propulsion and Power*, 17(3):517–526, June 2001. WOS:000168804600005. 12, 18
- [81] E. Stamate and K. Ohe. Determination of negative-ion and electron parameters in an Ar/SF6 plasma. *Journal of Applied Physics*, 84(5):2450–2458, September 1998. WOS:000075590700012. 77
- [82] G. Starck and M. Bodenstein. The dissociation of iodine vapour. *Zeitschrift Fur Elektrochemie Und Angewandte Physikalische Chemie*, 16:961–966, 1910. WOS:000202012100112. 19, 38
- [83] Sudit. RF compensated probes for high-density discharges. 1994. 71
- [84] T.E. Sheridan. How big is a small Langmuir probe? 84, 85
- [85] Natan B. Vargaftik. *Handbook of Thermal Conductivity of Liquids and Gases*. CRC Press, October 1993. 37
- [86] M. Vucelic and S. Mijovic. Information from probe characteristics in negative ion containing plasma. *J. Appl. Phys.*, 84(9):4731, 1998. 77
- [87] Jochen Waskoenig, Kari Niemi, Nikolas Knake, Lucy Marie Graham, Stephan Reuter, Volker Schulz-von der Gathen, and Timo Gans. Diagnostic-based modeling on a micro-scale atmospheric-pressure plasma jet. *Pure and Applied Chemistry*, 82(6), January 2010. 35
- [88] ESA Space Debris Mitigation WG. ESA Space Debris Mitigation Compliance Verification Guidelines, 2015. 7
- [89] R. Winkler. Iodine Effects in Body Tissues - Survey and Biophysical Approach to Interpretation. *Wiener Klinische Wochenschrift*, 88(13):405–412, 1976. WOS:A1976BW35400001. 19

-
- [90] Ay Wong, DI Mamas, and D. Arnush. Negative-Ion Plasmas. *Physics of Fluids*, 18(11):1489–1493, 1975. WOS:A1975AW47100014. 77
- [91] G. A. Woolsey, I. C. Plumb, and D. B. Lewis. Langmuir probe characteristics in a positive-ion/negative-ion plasma. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 6:1883, 1973. 77
- [92] Carl Yaws. *The Yaws Handbook of Vapor Pressure (Second Edition)*. Gulf Professional Publishing, 2015. 66
- [93] Carl L. Yaws. *Handbook of Vapor Pressure*, volume 4 of *Inorganic Compounds and Elements*. Gulf Professional Publishing, 1995. 19
- [94] T.H.Y. Yeung. Recombination Coefficients for Positive and Negative Ions. *Proceedings of the Physical Society of London*, 79(459):341–346, 1957. WOS:A1958WM97200006. 19, 39, 40
- [95] O. Zatsarinny, K. Bartschat, G. Garcia, F. Blanco, L. R. Hargreaves, D. B. Jones, R. Murrie, J. R. Brunton, M. J. Brunger, M. Hoshino, and S. J. Buckman. Electron-collision cross sections for iodine. *Physical Review A*, 83(4):042702, April 2011. WOS:000289315000007. 19, 38, 39