HAL
open science

Caractérisation du propulseur PEGASES : diagnostics du filtre magnétique et du faisceau : optimisation de la géométrie

Denis Renaud

▶ To cite this version:

Denis Renaud. Caractérisation du propulseur PEGASES : diagnostics du filtre magnétique et du faisceau : optimisation de la géométrie. Autre. Université d'Orléans, 2016. Français. NNT : 2016ORLE2018 . tel-01412571

HAL Id: tel-01412571
https://theses.hal.science/tel-01412571v1

Submitted on 8 Dec 2016

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

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

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ÉCOLE DOCTORALE
ENERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement,
CNRS Orléans

THÈSE présentée par :

Denis RENAUD

soutenue le : **20 mai 2016**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline : **Physique**

Caractérisation du propulseur PEGASES : diagnostics du filtre magnétique et du faisceau ; optimisation de la géométrie.

THÈSE dirigée par :

Stéphane MAZOUFFRE	Directeur de recherche, ICARE, CNRS Orléans

RAPPORTEURS :

Gilles Cartry	Professeur, PIIM, université d'Aix Marseille
Alain Simonin	Ingénieur, CEA, Cadarache

JURY :

Ane Aanesland	Chargée de recherche, LPP, École Polytechnique
Laifa Boufendi	Professeur, GREMI, université d'Orléans
Gilles Cartry	Professeur, PIIM, université d'Aix Marseille
Laurent Garrigues	Directeur de recherche, LAPLACE, CNRS Toulouse
Stéphane MAZOUFFRE	Directeur de recherche, ICARE, CNRS Orléans
Alain Simonin	Ingénieur, CEA, Cadarache
Marcel Berger	Ingénieur, Airbus Defence & Space

Remerciements

J'aimerais en premier lieu remercier Iskender de m'avoir accueilli dans le laboratoire ICARE où j'ai pu réaliser ce travail pendant ces 3 années.

Je tiens particulièrement à remercier Stéphane, mon directeur de thèse, d'avoir su me guider le long de mes recherches et découvertes. Ce fut un grand plaisir d'avoir partagé les congrès, les réunions, les pauses café-réunion, les repas de Noël, la galette des rois ... sans oublier les fameuses discussions sur la taille de mes graphiques, trop gros à ton gout.

Un grand merci à Sedina pour toutes ces discussions cinématographiques sur qui est le plus grand des héros, pour ma part je n'accepterai jamais qu' « Iron-man » soit plus grand que « The Batman ». Je te remercie d'avoir agrandi ma liste de surnoms qui au passage était déjà suffisamment longue. Cependant une anecdote restera gravée dans nos mémoires sur le pourquoi cette phrase fut prononcée : « Y en a pas assez ! ».

Un remerciement special pour mon « co-bureau » d'en face, à savoir Julien. Ce fut un grand plaisir d'avoir eu l'opportunité de m'améliorer dans le lancement de boulettes de papier et d'avions. Je te remercie des soirées films notamment : Stargate, Iron Sky etc. sans oublier les fabuleux repas.

Je remercie sportivement Thierry pour les nombreuses voies d'escalade que l'on a pu parcourir ensemble que ce soit en salle ou grâce aux berges d'Orléans. C'est également avec plaisir que j'ai appris chaque semaine un mouvement de tai-chi ... mais attention, pas trop vite ! Je te remercie de m'avoir suivi dans mes folies : de la dégustation de rhum très arrangé aux décorations de bureau du gars d'à coté.

Enfin la dernière personne de notre équipe : Lou Grimaud qui un beau jour d'août (le 18/08/2015 à 15h15) a appuyé sur le bouton on/off de ma jauge de pression, ce fut d'une grande aide, merci encore !

Je remercie l'équipe de PIVOINE 2G composée de Guillaume et Sisouk de m'avoir aidé quand c'était nécessaire.

Merci à la partie mécanique composée de Laurent et Éric de m'avoir conseillé et formé aux joies de la mécanique. C'est avec regret que je quitte cette magnifique scie automatique et perceuse à colonne qui a bercé (ou percé) de nombreuses plaques en aluminium, laiton, cuivre, acier... Toutes mes pièces complexes vous remercient pour votre maitrise de cet art.

Je tiens à remercier la partie électronique composée de Fabrice, Jacques et Nicolas qui m'ont prêté plein de jouets : résistances, capacités, LED, sélecteurs, interrupteurs qui

m'ont permis de fabriquer des sources de lumière (pratiques pour voir dans le noir), des systèmes de mesures pour le photo-détachement etc...

Un grand merci à toute l'équipe administrative, à savoir : Corinne, Marine et Vincent pour toute la paperasse que je vous ai confiée.

Merci à Mahmoud pour ton aide sur les lasers. Tu as été mon master pour le calibrage du laser et les questions d'optique.

Je ne pouvais pas ne pas parler de Ewa qui a collaboré avec nous pendant 6 semaines. Tu as eu d'excellentes idées sur la physique, le matériel optique et les bêtises sur les canards ! Ce fut un grand plaisir de partager cette expérience à la polonaise.

Ce fut un réel plaisir de partager des bouts de ces 3 années avec notre équipe de stagiaires : Audrey, Benjamin, Florian, Ivan, Matthieu et Michael.

Je remercie l'équipe de Nabiha et de Christian pour la caméra rapide et ses objectifs.

Un grand merci à l'équipe du LPP pour les discussions et notamment la découverte du monde merveilleux de PEGASES à commencer par Ane, Lara, Jérôme, Pascaline, Trevor et Dima.

Je remercie bien évidement Airbus qui a financé ma thèse avec le projet ANR.

Pour finir, je remercie mon équipe de traqueurs d'orthographe. J'aimerais citer Agathe, Marie (trop de corrections... mais bon, trop suppose ...), ma mère ainsi que ma sœur (aussi de m'avoir soutenu dans ce combat acharné qu'est la thèse) et pour finir Jef (tes remarques ont été très utiles !). Merci à vous !

Nomenclature

α	Électronégativité	Sans dimension
α_{acc}	Angle d'acceptance de la sonde E×B	rad
β	Électronégativité partielle	Sans dimension
γ	Rapport de température	Sans dimension
Γ	Flux thermique	m^{-2} s^{-1}
δ	Épaisseur de peau	m
ϵ	Émissivité du corps noir	Sans dimension
η	Rendement	Sans dimension
θ, Θ	Angles	rad
λ	Longueur d'onde	m
$\lambda_{e,i,n}$	Libre parcours moyen des électrons, ions, neutres	m
λ_D	Longueur de Debye	m
$ln\Lambda_{e,i}$	Logarithme coulombien	Sans dimension
$\nu_{e,i}$	Fréquence de collision électrons, ions	s^{-1}
ξ	Efficacité de poussée	mN kW^{-1}
ρ_e	Résistivité électrique	Ω m
σ	Section efficace	m^2
$\tau_{e,i}$	Taux de recombinaison	m^3 s^{-1}
φ_A	Alignement de la sonde	rad
ϕ	Chute de potentiel	V
$\varnothing$	Diamètre des orifices d'une grille	m
ψ	Coefficient de réflexion	%
ω, ω_p	Pulsation, pulsation plasma	s^{-1}
a	Accélération	m s^{-2}
A	Surface de collection de la sonde	m^2
A_{ext}	Constante de Richardson–Dushman	A m^{-2} K^{-2}

A_g	Surface d'extraction de la grille	m^2
B	Champ magnétique	T
B_r	Champ magnétique rémanent	T
d	Distance	m
D_v	Débit de pompage	$m^3\ s^{-1}$
e_R	Longueur de Rayleigh	m
E	Champ électrique	$V\ m^{-1}$
E	Énergie	J
f	Fréquence	s^{-1}
F_L	Force de Lorentz	N
$Facteur\ S$	Facteur de symétrie	Sans dimension
G	Gain	Sans dimension
h	Désalignement des collimateurs	m
h_r	Coefficient de sonde	Sans dimension
$h\nu$	Énergie d'un photon	J
H	Paramètre de calibration de la sonde E×B	Sans dimension
$\overline{H}$	Module du filtre	Sans dimension
I_{sp}	Impulsion spécifique	s
I	Courant	A
j	Densité de courant	$A\ m^{-2}$
J_B	Densité de courant de Bohm	$A\ m^{-2}$
J_{CL}	Densité de courant de Child-Langmuir	$A\ m^{-2}$
$k_{att,r}$	Taux d'attachement, recombinaison	$m^3\ s^{-1}$
L	Longueur	m
n	Densité	m^{-3}
N_n	Particules	Sans dimension
m	Masse	kg
M^2	Paramètre d'un faisceau gaussien	Sans dimension
$\dot{m}$	Flux de masse	$kg\ s^{-1}$
p	Pression	Pa

$P_{Coll,NoColl}$	Probabilité de collision,non collision	Sans dimension
P	Puissance	W
Q	Nombre de particules par unité de temps	s^{-1}
r	Position spatiale	m
r_b	Rayon du faisceau laser	m
R_0	Résistance totale de la boite d'accord	3 Ω
s	Taille de la gaine	m
S	Surface de collection	m^2
t	Temps	s
T	Poussée	N
T_n	Température de la particule n	K
T_g	Transparence des grilles	Sans dimension
$\overline{U}$	Module du signal	V
U_B	Vitesse de Böhm	m s^{-1}
v	Vitesse	m s^{-1}
V	Volume	m^3
V_{par}	Potentiel du paramètre	V
V_p	Potentiel plasma	V
x	Distance	m
w_0	Waist	m
W_ϕ	Travail de sortie du matériau	eV
Z	Charge de l'ion	Sans dimension

Constantes

ε_0	Permittivité du vide	$8.8\ 10^{-12}$ H m^{-1}
σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann	$5.67\ 10^{-8}$ W m^{-2} K^{-4}
c	Célérité de la lumière dans le vide	$3\ 10^{8}$ m s^{-1}
e	Charge élémentaire	$1.6\ 10^{-19}$ C
g	Constante de gravitation terrestre	9.81 m s^{-2}
k_B	Constante de Boltzmann	$1.38\ 10^{-23}$ m^2 kg s^{-2} K^{-1}
m_p	Masse d'un proton	$1.66\ 10^{-27}$ kg
m_{univ}	Masse de l'univers	$\simeq 2.10^{53}$ kg
M_{Soleil}	Masse du Soleil	2.10^{30} kg

Acronymes

ANR	Agence Nationale de la Recherche
CEX	Charge EXchange
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
DS	Deep Space
EA	Electron Affinity
EPIC	Electric Propulsion Innovative Concepts
EPIC (ANR)	strongly Electronegative Plasmas for Innovative ion aCceleration
ESA	Europeen Space Agency
GOCE	Gravity field and steadystate Ocean Circulation Explorer
ICARE	Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement
ICP	Inductively Coupled Plasma
JAXA	Japan Aerospace Exploration Agency
LPD	Laser Photo-Detachment
LPP	Laboratoire de Physique des Plasmas
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NIST	National Institute of Standards and Technology
NSTAR	NASA Solar Technology Application Readiness
OML	Orbital Motion Limited
PEEK	PolyEther Ether Kethon
PEGASES	Plasma Propulsion with Electronegative GASES
PTE	Power Transfer Efficiency
RF	Radio Fréquence
RIT	Radio frequency Ion Thruster
RPA	Retarding Potential Analyzer
SERT	Space Electric Rocket Test
XIPS	Xenon-Ion Propulsion System

Table des matières

I Introduction **1**
I.1 La propulsion dans l'histoire . . . 2
I.2 La propulsion électrique . . . 4
I.2.1 Paramètres physiques pour un propulseur électrostatique . . . 5
I.2.2 Le propulseur à grilles . . . 7
I.2.3 Le propulseur de Hall . . . 8
I.3 Les missions d'hier à aujourd'hui . . . 10
I.4 Contenu de la thèse . . . 14

II Le propulseur PEGASES - Instrumentation **15**
II.1 Principe d'un propulseur à plasma électronégatif . . . 16
II.2 Description du propulseur PEGASES . . . 19
II.3 Champ magnétique . . . 21
II.4 Banc d'essai EPIC . . . 24
II.4.1 Description du caisson . . . 24
II.4.2 Pression résiduelle . . . 26
II.5 Sondes électrostatiques . . . 26
II.5.1 Sonde de Langmuir . . . 27
II.5.2 Sonde plane . . . 29
II.6 Sonde E×B . . . 31
II.6.1 Principe . . . 31
II.6.2 Instrument . . . 31
II.6.3 Montage expérimental . . . 33
II.6.4 Méthode de calibration . . . 36
II.7 Photo-détachement par laser . . . 42
II.7.1 Principe . . . 42
II.7.2 Banc optique . . . 44
II.7.3 Système de détection des électrons - Écran laser . . . 45
II.7.4 Caractérisation du banc optique . . . 47

III Mesures avec une sonde E ×B **53**
III.1 Introduction . . . 54
III.2 Mesures en mode continu . . . 54

III.3 Mesures E×B dans la cavité de PEGASES . . . 58
III.4 Mesures en polarisation alternée . . . 62
III.4.1 Tension alternée symétrique . . . 63
III.4.2 Tension alternée asymétrique : cas positif . . . 66
III.4.3 Tension alternée asymétrique : cas négatif . . . 69
III.4.4 Étude des mélanges de gaz . . . 72
III.4.5 Bilan entre les différents modes d'extraction . . . 73
III.5 Simulations du fonctionnement d'une sonde E×B . . . 74
III.5.1 Description des effets observés . . . 74
III.5.2 Estimation du facteur de calibration . . . 77
III.6 Conclusion . . . 79

IV Détection des ions négatifs et dérive électronique 81
IV.1 Introduction . . . 82
IV.2 Expériences préliminaires en LPD . . . 82
IV.3 Mesures LPD dans la cavité . . . 86
IV.3.1 Conditions idéales de fonctionnement . . . 86
IV.3.2 Perturbations de la mesure LPD . . . 88
IV.3.3 Configuration en cavité ouverte . . . 89
IV.3.4 Configuration avec les plaques . . . 91
IV.3.5 Configuration avec les grilles . . . 94
IV.3.6 Estimation de la densité . . . 96
IV.4 Identification des perturbations . . . 97
IV.4.1 Facteur S . . . 97
IV.4.2 Perturbations liées à l'écran . . . 98
IV.5 Structure dans le plasma . . . 102
IV.5.1 Observations . . . 102
IV.5.2 Mesures par photo-détachement laser . . . 104
IV.5.3 Cartographies en sonde de Langmuir . . . 108
IV.5.4 Transport des particules . . . 110
IV.6 Conclusion . . . 111

V Dérive électronique fermée dans une décharge ion-ion 113
V.1 Source en anneau . . . 114
V.1.1 Principe . . . 114
V.1.2 Conception et construction . . . 115
V.1.3 Paramètres de démarrage . . . 120
V.2 Mesures préliminaires . . . 123
V.2.1 Études de la source . . . 123
V.2.2 Mesures du champ magnétique . . . 124
V.2.3 Homogénéité du plasma . . . 125
V.3 Étage d'accélération . . . 128
V.3.1 Mesures en sonde plane . . . 128
V.3.2 Mesures en sonde E×B . . . 130
V.4 Conclusion . . . 132

Conclusion générale **133**

Annexes **137**

A Paramètres physiques **137**
A.1 Libre parcours moyen d'échange de quantité de mouvement 137
A.2 Taux de recombinaison 138
A.3 Couplage de la puissance RF 140
A.4 Estimation de la densité par sonde E×B 140

B Impact environnemental **143**
B.1 L'hexafluorure de soufre : SF_6 143
B.2 Consommation de gaz 143

Chapitre I

Introduction

« L'Homme est né sur Terre, rien ne l'y oblige à y mourir. »

– Interstellar –

★

Sommaire

I.1 La propulsion dans l'histoire 2

I.2 La propulsion électrique 4

I.2.1 Paramètres physiques pour un propulseur électrostatique 5

I.2.2 Le propulseur à grilles 7

I.2.3 Le propulseur de Hall 8

I.3 Les missions d'hier à aujourd'hui 10

I.4 Contenu de la thèse 14

I.1 La propulsion dans l'histoire

DEPUIS la nuit des temps, l'Homme rêve de la beauté des étoiles. Chaque nuit, nos ancêtres les plus lointains contemplaient la voute céleste. L'Homme plus moderne, imagina toutes sortes de moyens d'observer au plus près les étoiles faisant ainsi naître le désir de voyager parmi elles. Cette vision de l'espace inspira de nombreux écrivains tels que Isaac Asimov avec le cycle « Fondation » ou bien Arthur C. Clarke avec la série « Odysée de l'espace » sans oublier les cinéastes de George Méliès à George Lucas. Les récits et images des technologies spatiales et des mondes qui nous entourent comme les exoplanètes dans des systèmes éloignés ont bercé plus d'un enfant. Les astres comme Kepler-16b[1] ont d'abord été imaginés par les scénarios de George Lucas dans sa saga « Starwars ». Qui aurait imaginé pouvoir explorer la bordure extérieure de notre planète, déposer un robot sur une planète lointaine ou tout simplement marcher sur un astre tel que notre satellite naturel ?

L'exploration spatiale commence au milieu du XIIIème siècle lors des nombreuses guerres dans l'empire chinois. Les soldats y utilisaient des fusées composées d'un tube en carton rempli de poudre noire pour attaquer leurs ennemis. Par la suite, cette technique a subi de nombreuses améliorations et vers la fin du XIXème siècle naquit Constantin Tsiolkovski (Portrait fig. 1.1). En 1895, le physicien russe d'origine polonaise imagina une tour de 36000 km permettant d'emmener des charges en orbite, projet que l'on nomme de nos jours « l'ascenseur spatial ». Puis ce physicien a décrit la loi fondamentale de la propulsion spatiale à partir de la conservation de la quantité de mouvement entre le début et la fin de la poussée. En négligeant les forces externes appliquées au vaisseau (gravité, frottements), on obtient :

$$m \cdot d\overrightarrow{v} = dm \cdot \overrightarrow{v_{ej}}, \tag{1.1}$$

où m est la masse de la fusée se déplaçant à la vitesse v, dm la variation de masse et v_{ej} la vitesse d'éjection du carburant. En intégrant cette équation, on retrouve l'équation de Tsiolkovski :

$$\triangle v = v_{ej}\ ln\left(\frac{m_0}{m_f}\right), \tag{1.2}$$

où m_0 est la masse du vaisseau à t = 0, c-à-d avant la mise en route du moteur et m_f la masse finale. L'équation 1.2 correspond au cas idéal, c-à-d sans force extérieure appliquée et démontre qu'il suffit d'éjecter de la masse à très haute vitesse pour incrémenter de façon importante la vitesse du véhicule. La masse éjectée, ou masse d'appui, est en fait la masse de carburant utilisé. Par ailleurs en reformulant l'équation comme suit :

$$m_0 = m_f\ exp\left(\frac{\triangle v}{v_{ej}}\right), \tag{1.3}$$

la masse du carburant peut être réduite par l'augmentation de la vitesse d'éjection. La force exercée sur la fusée est nommée « poussée » T :

$$T = \frac{dm}{dt} v_{ej} = \dot{m}\ v_{ej}, \tag{1.4}$$

où $\dot{m}$ est le flux de masse. Cette équation illustre la possibilité de générer de la poussée en éjectant soit beaucoup de matière, soit de la matière à grande vitesse. La combinaison des deux n'est technologiquement pas réalisable aujourd'hui. De nos jours, la propulsion chimique utilise le principe d'éjection du maximum de matière à faible vitesse ($\sim 3\,\mathrm{km/s}$) et la propulsion électrique celui de l'accélération de peu de matière à grande vitesse (jusqu'à plusieurs dizaines de km/s). La présente thèse porte sur la technologie de propulsion électrique qui est décrite au paragraphe I.2.

L'avantage de la propulsion électrique par rapport à la propulsion chimique réside dans la démonstration suivante. Imaginons un vaisseau spatial de masse $m_{vide} = 1\,\mathrm{kg}$ qui emporterait une masse de carburant équivalente à la masse de l'Univers connu m_{univ} approximée par $M_{Soleil} \times$ Nombres d'étoiles dans la galaxie (10^{11}) $\times$ Nombres de galaxies (10^{12}) soit $m_{univ} = 2.10^{53}\,kg$. A partir de la formule 1.2 et de la vitesse thermique d'un proton à 300 K, l'incrément en vitesse du vaisseau spatial serait de 3.10^5 m/s soit 0.1 % de la célérité de la lumière dans le vide (notons que la température moyenne de l'univers est de 2.7 K). Pour atteindre le même incrément de vitesse en propulsion électrique (accélération du proton à 20 km/s), d'après l'éq. 1.2, la masse nécessaire équivaudrait seulement à celle d'un astéroïde de 10 m de diamètre, soit 3.3 10^6 kg. Ainsi pour voyager à grande vitesse dans l'espace, il est plus intéressant d'augmenter la vitesse d'éjection de l'ergol plutôt que d'augmenter la masse du carburant.

Depuis les premières expériences de vol spatial, la propulsion chimique est utilisée au décollage. En effet, seul ce type de propulsion permet de produire suffisamment de poussée pour vaincre la pesanteur terrestre. Les premières fusées ont été développées par l'ingénieur-physicien Robert Goddard (Portrait fig. 1.1) sur le continent américain. La première fusée utilisant un combustible liquide fut lancée le 1er novembre 1923.

Après la seconde guerre mondiale, la concurrence entre l'URSS et les États-Unis marqua l'ère du développement de la conquête spatiale. Les fusées-missiles (V2) mis au point par les Allemands constituaient un enjeu tactique pour l'époque. Les Américains durant l'opération « paperclip » récupérèrent 126 savants allemands, dont Wernher von Braun et Ernst Stuhlinger (Portrait fig. 1.1) pour développer les lanceurs fusées de la NASA. L'Amérique développa la Saturn V pour le projet Apollo. Le développement spatial de l'URSS se fit en partie par un ingénieur russe, Sergueï Korolev (Portrait fig. 1.1). Les russes ont réalisé de nombreux exploits tels que la mise en orbite de Spoutnik (premier satellite artificiel terrestre) et les envois du premier animal et du premier homme dans l'espace (Youri Gagarine dans la fusée Vostok 1).

De nos jours, de nombreux lancements permettent de mettre les satellites en orbite terrestre essentiellement pour les services de télécommunications et d'observation. Les satellites scientifiques ne sont pas confinés dans la région de la Terre. La sonde Voyager 1, par exemple, a dépassé la zone d'influence magnétique du Soleil. La sonde est donc rentrée dans une zone où les vents solaires interagissent avec le milieu interstellaire, appelée le choc terminal. Les longues missions aux confins du système solaire requièrent des technologies capables de diminuer les coûts de lancement et de délivrer de la poussée pendant une longue période. Les propulseurs électriques sont donc très attractifs pour ce genre de missions étant donné leur capacité à économiser du carburant. Le coût de la mise en orbite d'un satellite est estimé à environ 100 millions d'euros pour un poids de 5000 kg soit 20 k€/kg pour une orbite basse et 30 k€/kg en orbite géostationnaire[2].

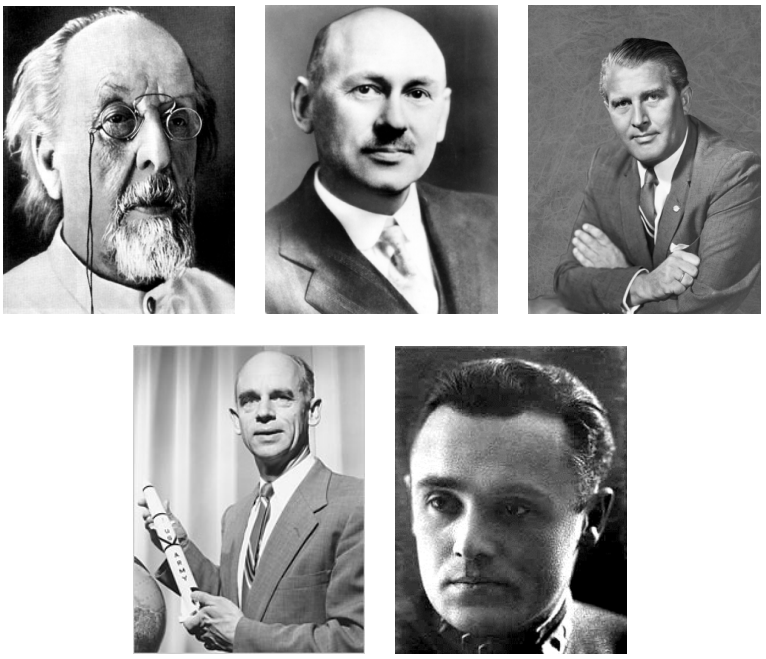


FIGURE 1.1 – De haut en bas, Constantin Tsiolkovski, Robert H. Goddard, Wernher von Braun, Ernst Stuhlinger et Sergueï Korolev.

I.2 La propulsion électrique

Le précédent paragraphe a montré l'importance d'éjecter le carburant à grande vitesse, principal atout de la propulsion électrique comparée à la propulsion chimique. Les nombreux avantages qu'offre la propulsion électrique permettent aux satellites et sondes d'accomplir diverses missions[3]. Un propulseur électrique doit être capable de maintenir un satellite sur une orbite malgré les forces de traînée de l'atmosphère résiduelle et la force d'attraction terrestre subie par les satellites en orbite basse. D'autre part, la poussée délivrée par le moteur permet le transfert depuis des orbites basses jusqu'à l'orbite géostationnaire. Ces manœuvres sont rendues possibles par la faculté de la propulsion électrique à fournir une haute vitesse d'éjection et ainsi limiter la quantité d'ergol utilisée.

Il existe trois grandes familles dans le domaine de la propulsion électrique :
- **L'approche électrothermique** : elle consiste à l'élévation de la température de l'ergol par un chauffage électrique qui est ensuite conduit dans une tuyère pour générer la poussée comme les résistojets (MR-502[4]) et les arcjets (MR-510[5]).
- **La technologie électromagnétique** : la force de Lorentz magnétique en $\vec{j} \times \vec{B}$ permet d'accélérer dans un champ électrique et magnétique un plasma comme les propulseurs magnétoplasmadynamiques (MPD) ou les propulseurs à plasma pulsé (PPT)[6].
- **Le propulseur électrostatique** : il accélère des particules chargées au moyen d'un champ électrique tel que le propulseur à grilles (NSTAR[7,8]) ou le propulseur de Hall (SPT-100[9]).

La présente thèse s'intéresse essentiellement à la propulsion électrostatique et particuliè-

rement sur le propulseur à grilles.

I.2.1 Paramètres physiques pour un propulseur électrostatique

La détente quasi-adiabatique d'un gaz chaud à travers une tuyère ne permet pas d'atteindre des vitesses suffisantes pour économiser significativement le carburant. Par contre, un gaz ionisé contient des charges qui sont facilement accélérées dans un champ électrique. La vitesse d'éjection des ions v_i est calculée en égalisant les énergies cinétique et électrique :

$$v_i = \sqrt{\frac{2|Z|eV_{acc}}{m_i}}, \tag{1.5}$$

où e est la charge de Coulomb, $|Z|$ la charge de l'ion, V_{acc} le potentiel d'accélération et m_i la masse de l'ion. Cette équation montre que pour une tension d'accélération fixe, les ions légers sont beaucoup plus rapides que les ions lourds. Par exemple, les vitesses de l'ion oxygène (O^+) et de l'ion xénon (Xe^+) sont, respectivement, de 51.5 km/s et 18 km/s à 220 V de potentiel d'accélération.

Les sources à plasma délivrent typiquement un plasma faiblement ionisées, par exemple de l'ordre de 1 % pour une source basse pression. Le fluide éjecté est donc majoritairement composé de particules neutres. Cependant, la vitesse d'éjection étant faible pour les neutres (vitesse thermique), la poussée fournie par les ions domine. L'équation 1.4 peut donc se réécrire :

$$T = \dot{m}_i \, v_i, \tag{1.6}$$

avec

$$\dot{m}_i = \frac{j_p m_i A_g}{e}, \tag{1.7}$$

où j_p est la densité de courant dans la plume du propulseur et A_g la surface d'extraction, en supposant que les ions sont chargés 1 fois uniquement. Finalement, la formule 1.6 s'écrit :

$$T = j_p A_g \sqrt{\frac{2 m_i V_{acc}}{e}}. \tag{1.8}$$

Afin d'obtenir une poussée élevée dans le cas de la propulsion électrostatique, le courant d'extraction, la tension d'accélération et la surface d'extraction doivent être importants. Par ailleurs, la poussée est faible si la masse est petite, d'où la nécessité d'avoir des ergols lourds. On caractérise souvent la gamme de performance en vitesse du propulseur par son impulsion spécifique I_{sp}. Ce paramètre est déterminé par la force exercée sur l'engin spatial par rapport à la quantité de carburant utilisée en fonction du temps :

$$I_{sp} = \frac{T}{\dot{m}_i \, g} = \frac{v_i}{g}, \tag{1.9}$$

où g est la constante de gravitation. Une forte I_{sp} traduit une forte vitesse d'éjection. Généralement, pour ce type de propulsion l'I_{sp} est supérieure à 3000 s contrairement au moteur chimique où elle ne dépasse pas 500 s.

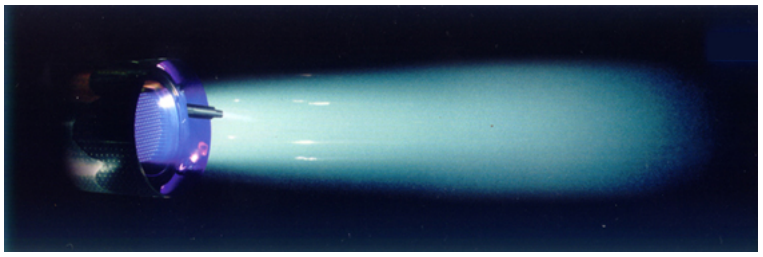


FIGURE 1.2 – Plume du propulseur à grilles RIT 10. Crédit Airbus D&S.

En propulsion électrique, on peut définir plusieurs rendements et facteurs de qualité :

- Le rendement d'ionisation η_i est défini par le rapport du flux en masse d'ion par le flux en masse de gaz injecté $\dot{m}_n$:

$$\eta_i = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_n}. \tag{1.10}$$

L'efficacité d'un propulseur électrique est très grande étant donné le fort courant produit dû au degré d'ionisation qui est de l'ordre de 10 % pour les meilleurs systèmes. Ce rendement dépasse généralement les 50 %.

- Le rapport de poussée sur masse est donné par :

$$\eta_m = \frac{T}{m_{syst}}. \tag{1.11}$$

où m_{syst} est la masse du système propulsif.

- Le rendement de poussée par puissance injectée ξ est donné par :

$$\xi = \frac{T}{P_{prop}}, \tag{1.12}$$

où P_{prop} est la puissance totale du moteur.

- Le rendement de poussée η_T est défini par le rapport de la puissance mécanique délivrée par la puissance électrique injectée P_{inj} :

$$\eta_T = \frac{T^2}{2\,\dot{m}_n\,P_{inj}}. \tag{1.13}$$

Ces rendements et facteurs de qualité sont couramment utilisés, cependant, en propulsion électrique, il en existe d'autres tels que les rendements du coût d'ionisation, d'accélération électrique, etc.

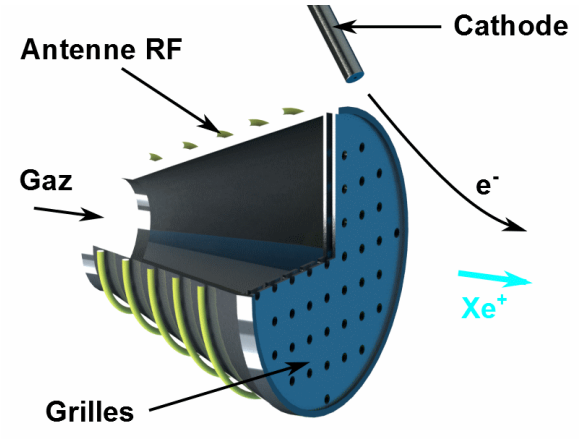


FIGURE 1.3 – Coupe détaillée d'un propulseur à grilles de type RIT.

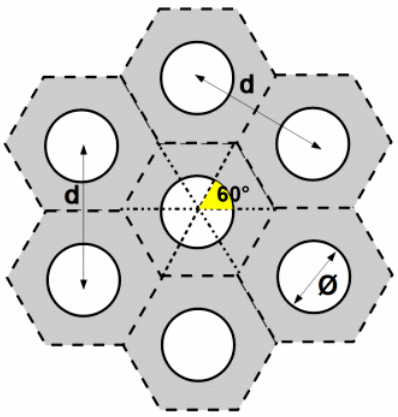


FIGURE 1.4 – Exemple de grille en quinconce.

I.2.2 Le propulseur à grilles

La recherche sur le propulseur électrique à grilles fut menée par le physicien américain Harold R. Kaufman dès 1959 au centre de recherche de la NASA dans le cadre du projet SERT-1. La figure 1.2 représente le propulseur à grilles RIT 10 (Radio Frequency Thruster) de Airbus D&S en fonctionnement. Il existe trois techniques pour ioniser le carburant dans ce type de moteur :

- bombardement électronique avec une cathode émissive, source de Kaufman (NSTAR, NEXT[10]).
- chauffage indirect par une onde RF en couplage inductif (RIT[2,11]).
- chauffage direct par absorption de micro-onde (Hayabusa[12]).

La figure 1.3 montre une coupe d'un moteur de type RIT. L'injection de gaz se fait à l'avant du propulseur. Une antenne d'induction bobinée autour du corps couple l'énergie nécessaire à l'ionisation du carburant via une onde RF. Les ions sont extraits par une différence de potentiel appliquée entre la grille en contact avec le plasma polarisé positivement (grille d'écrantage) et une grille d'accélération polarisée à 0 V (négative par rapport au potentiel plasma) afin de repousser les électrons en provenance du neutraliseur. Ce type de moteur utilise 2 à 4 grilles[13] afin d'améliorer la focalisation du faisceau. L'optique ionique avec plusieurs grilles permet d'atteindre des divergences du faisceau très faible. Dans le faisceau, le neutraliseur permet de combler la charge d'espace générée par les ions. Le neutraliseur extrait des électrons généralement en chauffant une surface ayant une faible tension d'extraction électronique. La technologie du neutraliseur peut se représenter par un filament de tungstène chauffé constituant une cathode thermoémissive[14]. La densité de courant maximale arrivant sur une grille flottante est limitée par la gaine et est définie par la loi de Bohm :

$$J_B = en_e\sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}, \tag{1.14}$$

où J_B est la densité de courant de Bohm, k_B la constante de Boltzmann, T_e la température électronique et n_e la densité électronique. Cette valeur limite impose donc un courant maximum pour ce type de propulseur. Cependant, la loi de Child-Langmuir, qui définit la densité de courant maximum que l'on peut extraire de grilles polarisées à haute tension, fixe une seconde limite, J_{CL}, au courant maximum du propulseur :

$$J_{CL} = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m_i}}\frac{V_{acc}^{3/2}}{s^2}, \tag{1.15}$$

où s, dans le cas d'un moteur, est l'espace entre les grilles et ε_0 la permittivité du vide. La densité de courant J_{CL} d'une tension de 1 kV avec un espacement des grilles $s = 1\,\mathrm{mm}$ est de $15\,\mathrm{mA/cm^2}$ pour le Xe^+ et de $43\,\mathrm{mA/cm^2}$ pour le O^+.

La loi de Child-Langmuir limite donc la poussée et l'éq. 1.8 se réécrit :

$$T = \frac{8\varepsilon_0 A_g}{9}\left(\frac{V_{acc}}{s}\right)^2. \tag{1.16}$$

La poussée maximale est déterminée par la densité de courant J_{CL} soit 47 mN pour $A_g = 60\,cm^2$. Typiquement, la durée de vie d'un moteur à grilles est limitée par l'érosion des grilles et du neutraliseur.

L'érosion impacte la forme et la taille des trous de la grille généralement comprise entre 1 et 4 mm[15]. Les grilles sont généralement en molybdène ou en carbone, matériaux qui résistent assez bien à l'érosion liée au bombardement ionique[16]. En moyenne, un moteur à grilles peut fonctionner 30 000 h[17] avec des exceptions comme le propulseur NEXT de la NASA qui a dépassé les 48 000 h[18].

La surface d'extraction du courant, A_g dépend d'un paramètre que l'on nomme la transparence des grilles T_g, dépendant de la disposition des trous. Les trous de la grille sont disposés en quinconce, un trou quelconque est équidistant des trous voisins. Chaque trou contrôle une surface propre qui représente un hexagone (voir fig. 1.4). De ce fait, le calcul de la transparence géométrique est donné par :

$$T_g = \frac{\pi}{2\sqrt{3}}\frac{\varnothing^2}{d^2}, \tag{1.17}$$

où d est la distance séparant deux centres et $\varnothing$ le diamètre du trou. En pratique, la transparence est définie par le ratio du courant total du faisceau sortant sur le courant précédant les grilles[14].

I.2.3 Le propulseur de Hall

Le propulseur Hall fut développé par l'ingénieur russe Morozov dans les années 1970. Ce moteur a été largement commercialisé puisque plus de 110 de ces propulseurs ont fonctionné sur des satellites russes[19]. Depuis les années 1990, il équipe des satellites américains et européens. Le principe consiste à ioniser et accélérer un gaz dans une dérive électronique en champs croisés E×B. La photographie 1.5 montre un moteur de Hall en fonctionnement avec du xénon. Le principe est expliqué à l'aide du schéma 1.6.

Une cathode émet des électrons qui sont attirés par l'anode située au fond d'un canal en céramique. Un champ magnétique radial vient piéger les électrons au niveau du plan

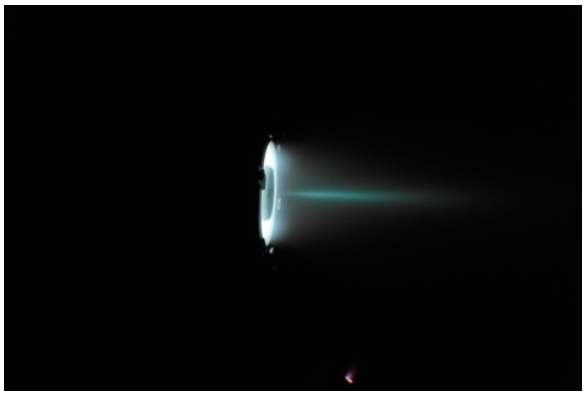


FIGURE 1.5 – Photographie d'un moteur de Hall en tir (PPI-MAG)

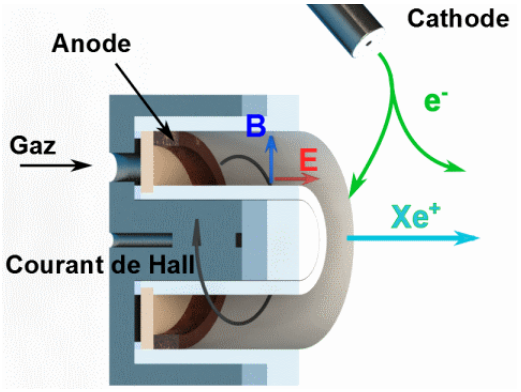


FIGURE 1.6 – Coupe détaillée d'un moteur de Hall.

.

de sortie du moteur. L'augmentation locale de la résistivité électronique localise la chute de potentiel au niveau de la sortie ce qui a pour conséquence la création d'un fort champ électrique principalement axial. La vitesse de dérive des électrons v_{derive} est décrite par l'équation :

$$\vec{v_{derive}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}, \tag{1.18}$$

soit,

$$v \simeq \frac{E_x}{B_y}, \tag{1.19}$$

où E et B sont les champs électrique et magnétique. La vitesse de dérive des électrons est typiquement de l'ordre de la vitesse thermique soit 2.10^6 m/s[20]. Le couplage entre E_x et B_y génère une dérive azimutale des électrons. Le courant qui lui est associé est appelé le courant de Hall.

Une injection de gaz depuis le fond du canal apporte le carburant dans la zone du piège magnétique ($\simeq$200 G). Le gaz arrivant dans la zone de fort champ est ionisé par collisions électron-neutre. Les ions, non magnétisés, sont accélérés par le champ électrique. Les processus d'ionisation et d'accélération des ions sont localisés dans une seule et même région du propulseur, contrairement au cas des moteurs à grilles où les deux processus sont parfaitement découplés. Les ions sont cependant déviés par le champ électrique (composante radiale[21]) pour percuter la céramique du canal dans le plan de sortie et éroder la structure. Simultanément, la cathode émet suffisamment d'électrons pour ioniser et neutraliser le faisceau d'ions.

La densité électronique pour ces moteurs est typiquement de 10^{17} - 10^{18} m^{-3}. La densité de courant de Hall j_{Hall} est de :

$$j_{Hall} = en_e v_{derive} = 32\, A/cm^2. \tag{1.20}$$

Le transport des électrons est un phénomène complexe dans le moteur de Hall et les interactions plasma-paroi sont dépendantes de la configuration du champ magnétique. Actuellement, les moteurs de Hall ont une durée de vie de 10 000 heures à cause de l'érosion de la céramique. Les recherches pour diminuer le flux sur les parois ont conduit à des configurations dites « magnetic shielding » qui protègent les parois de l'érosion en limitant fortement le champ électrique radial[22]. Une autre technique dite « Wall-less » pousse la décharge en dehors du canal protégeant ainsi la céramique[23].

La vitesse d'éjection est typiquement supérieure à 20 km/s pour une poussée de 100 mN et une efficacité de 50 % dans un régime de 1.5 kW[24]. Il est intéressant de comparer la technologie Hall aux moteurs à grilles :

- **Les avantages :**

- La poussée d'un propulseur de Hall est nettement supérieure à celle des propulseurs à grilles car la densité de courant des espèces chargées est supérieure à celle imposée par la loi de Child-Langmuir. Dans le cas d'un propulseur de Hall, le rapport poussée sur puissance est deux fois plus important qu'un moteur à grilles.
- A poussée identique, l'encombrement et la masse du système propulsif (moteur, alimentation en gaz et systèmes électriques) sont inférieurs à ceux du moteur à grilles.
- L'ensemble moteur et alimentation électrique est beaucoup moins complexe.

- **Les inconvénients :**

- La durée de vie est limitée du fait de l'érosion des céramiques et est très inférieure à celle des propulseurs à grilles.
- L'I_{sp} est limitée par des contraintes thermiques et l'érosion des céramiques. Elle est typiquement inférieure à 2000 s à l'opposé du moteur à grilles dont l'I_{sp} est supérieure à 3000 s.
- La divergence est plus élevée dans le cas d'un moteur de Hall ce qui peut augmenter les interactions avec les composants du satellite (panneaux solaires).
- La physique des propulseurs de Hall est complexe et partiellement inconnue. En conséquence, il n'existe pas à ce jour de codes de simulation prédictif. Le développement d'un propulseur de Hall reste donc largement empirique et très couteux.

En conclusion, le moteur à grilles est plutôt destiné à des missions nécessitant une faible consommation de carburant, c-à-d les missions interplanétaires. Le propulseur de Hall, qui a une poussée plus importante, est mieux adapté aux transferts d'orbites.

I.3 Les missions d'hier à aujourd'hui

L'ensemble des images de la figure 1.7 illustre différentes missions qui ont eu lieu au cours des 50 dernières années ainsi que la future mission Bepi Colombo dédiée au survol de la planète Mercure. Les performances de quelques propulseurs à grilles sont répertoriées dans le tableau 1.1.

Les premiers essais en propulsion à grilles dans l'espace ont commencé avec la mission

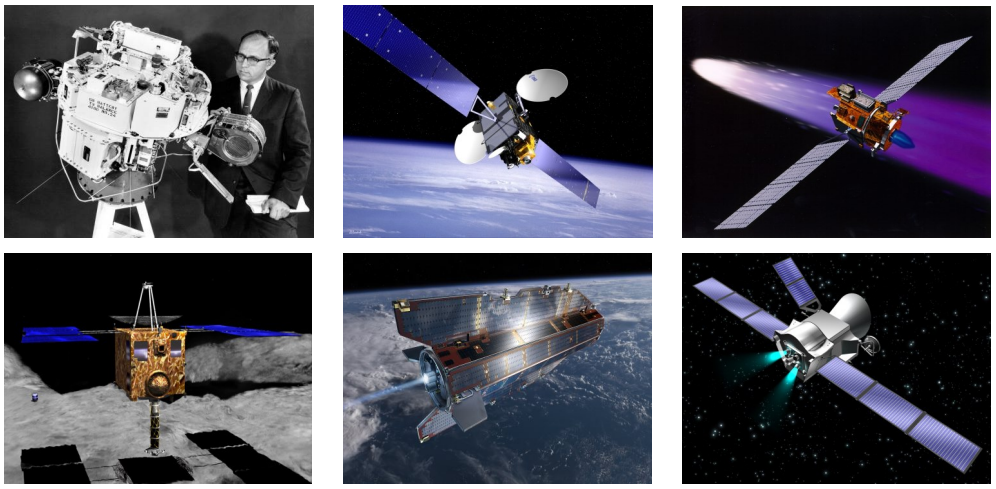


FIGURE 1.7 – Images des missions spatiales. De gauche à droite, en haut : SERT-1, Artémis (ESA-J.Huart©), Deep Space 1. En bas : Hayabusa, Goce (ESA-AOES-Medialab©), Bepi Colombo (ESA - image par C.Carreau©).

SERT-I (*Space Electric Rocket Test*) en 1964. Deux propulseurs ont été envoyés durant cette mission mais un seul a fonctionné. Le premier propulseur à mercure a fonctionné 31 min et 16 s et le second moteur au césium a été endommagé à cause d'un court circuit. Ce premier test réussi est à l'origine des recherches dans ce nouveau type de propulsion. La mission a également prouvé la nécessité de neutraliser la charge d'espace ionique en aval du propulseur.

Une deuxième tentative d'essais de cette technologie fut conduite en 1970. SERT-II fonctionna pendant 3781 heures. Cette réussite a plébiscité l'utilisation des sources de Kaufman à mercure qui sont efficaces grâce à l'ergol qui est ionisé facilement (énergie de première ionisation : 10.4 eV). Cependant, le mercure est un élément toxique, couteux et qui érode le propulseur. Les missions suivantes ont utilisé le xénon qui est un gaz rare avec une énergie de ionisation faible (énergie de première ionisation : 12.1 eV).

En 1992, l'Agence Spatiale Européenne (ESA) développa à l'aide d'Astrium le modèle RIT. Il aura été installé sur de nombreux satellites notamment Artemis, un satellite de télécommunications en orbite géostationnaire.

Dans les années 1990, les satellites à but commercial se sont fortement développés dans le secteur des télécommunications. PanAmSat-5 (pan American satellite), lancé en 1997, fut le premier satellite commercial équipé d'un moteur ionique[25]. Ce domaine devenant un marché clé, d'autres lancements ont eu lieu comme les satellites Galaxy-8i et Galaxy 10.

Les missions scientifiques jouent un rôle essentiel dans le développement de ce type de propulsion. La sonde Deep space I/ DS-I est un satellite conçu pour tester les nouvelles technologies de propulsion. Elle a surpassé toutes les attentes et est devenue célèbre pour son survol de l'astéroïde (9969) Braille en 1999. L'ensemble de ces tests a permis de qualifier les instruments tels que le moteur ionique NSTAR (NASA Solar Technology Application Readiness) et les panneaux solaires pour les futures missions.

La sonde Dawn hérite des moteurs NSTAR de DS-I. La mission consiste en l'étude de

l'astéroïde Vesta et de la planète naine Cérès toutes deux situées dans la ceinture d'astéroïdes. L'étude scientifique devrait donner beaucoup d'informations sur la composition de l'astre (hydrogène, potassium, uranium, thorium), sa densité, sa topologie, etc.

En 2003, la sonde Hayabusa (faucon pèlerin, en japonais) partit du centre spatial Tanegashima. La mission consistait en l'étude de l'astéroïde Itokawa et la collecte de précieux grains issus de celui-ci. La rencontre se déroula en plusieurs étapes étant donnée la très faible gravité de l'astre. Le mini-atterrisseur Minerva devait se poser à la surface mais malheureusement finit par dériver dans l'espace. L'atterrissage de la sonde à la surface fut donc incontrôlé, les moteurs ioniques tombèrent en panne les uns après les autres mais la collecte d'échantillon, bien que mystérieuse, fut réussie. Finalement, la sonde pu ramener 1500 grains, première collecte d'échantillons d'astéroïde réalisée dans l'espace.

Plus récemment en 2009, le satellite GOCE (Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer) de l'ESA fut envoyé en orbite terrestre. La mission avait pour but de mesurer le champ gravitationnel de la Terre depuis une orbite basse à 250 km d'altitude. La mission fut un succès et elle fut prolongée à plus basse altitude (235 km) pour accroître la précision des mesures.

La mission d'exploration BepiColombo, développée par l'ESA, sera lancée au cours de l'année 2017. Le but de la mission est de poursuivre les premières investigations des précédentes sondes ayant survolé la planète Mercure : Mariner 10 et Messenger. L'apport scientifique que fournira ce satellite est impressionnant : géologie, cartographie, étude du magnétisme, test de la relativité générale etc... L'arrivée en orbite de mercure devrait se produire au courant de l'année 2024.

L'ère du satellite de télécommunications à propulsion intégralement électrique a débuté en 2015 avec le succès du transfert d'orbites des satellites EUTELSAT 115 West B et ABS 3A. Les deux satellites sont basés sur la plateforme 702SP de Boeing. La propulsion chimique est remplacée par un propulseur de type XIPS (xenon-ion propulsion system), dérivé du modèle NSTAR. Ce changement garantit des mises en orbites moins onéreuses mais demande beaucoup plus de temps pour les transferts d'orbites (environ 6 mois contre 2 semaines).

Mission, (propulseur)	Date	Puissance [W]	I_{sp} [s]	T [mN]	η_m [%]	Type	Maître d'œuvre
SERT-I (IPS)[7,26,27]	1964	1600	4900	28	80	Kaufman	NASA
SERT-II[7,26,27]	1970	840	4200	28	80	Kaufman	NASA
Artemis (RITA/RIT-10)[2,11]	1992	459	3400	15	51	RIT	Astrium
Galaxy 8i(XIPS-13)[7,26,27]	1997	440	2565	-	90	Kaufman	Hughes
Galaxy 10(XIPS-25)[7,26,27]	1998	1300	2800	-	96	Kaufman	Hughes
DS-I (NSTAR)[7,8]	1998	2300	3100	92.6	63	Kaufman	Hughes
(HIPEP)[28]	2004	39300	9620	670	80	Kaufman	NASA
Hayabusa[12]	2005	350	3000	24	-	μ-onde	JAXA
Dawn (NSTAR)[29]	2007	2318	3074	91.5	59.5	Kaufman	NASA
(NEXT)[10]	2007	500-6900	>4100	236	>70	Kaufman	NASA
GOCE (QinetiQ T5)[30]	2009	625	3500	20	-	Kaufman	ESA
BepiColombo (QinetiQ T6)[31]	2017	5700	4600	250	-	Kaufman	ESA

TABLE 1.1 – Missions et propulseurs ioniques à grilles avec leurs performances.

I.4 Contenu de la thèse

La présente thèse porte sur l'étude du propulseur de PEGASES, de sa décharge électronégative au sein d'une cavité diélectrique et de son faisceau d'ions. Le concept permet d'accélérer un plasma ion-ion au moyen d'une polarisation alternée proche de la fréquence du plasma. Ce modèle fut développé au Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP) à Palaiseau. La propulsion électrique utilisant un gaz électronégatif a de nombreux avantages pour les satellites comme on le verra par la suite.

L'architecture du propulseur utilisée au cours de cette thèse provient de la thèse de Dennis Gerst effectuée au laboratoire ICARE de 2011 à 2014. Cette dernière s'est focalisée sur l'accélération en continu d'un faisceau d'ions en gaz noble pour caractériser la source. La présente thèse décrit les travaux entrepris pour accélérer les paquets d'ions positifs et négatifs présents dans PEGASES. Le gaz essentiellement utilisé est de l'hexafluorure de soufre (SF_6) puisque celui-ci est peu onéreux et non toxique. Cette thèse peut se décomposer en trois parties :

- **Développement de diagnostics adaptés à l'étude d'un plasma ion-ion**.
Une sonde E×B a été conçue et calibrée afin d'identifier et mesurer la vitesse des ions. Un banc de photo-détachement par laser a été développé pour mesurer l'électronégativité du plasma. Les propriétés électroniques du plasma ont été mises en évidence grâce à une sonde de Langmuir et une sonde plane.

- **Extraction des espèces et étude de la décharge**.
Les ions positifs sont sondés dans le faisceau par des mesures de courant pour identifier les espèces présentes lors de la décharge. Les ions ne sont plus uniquement extraits à l'aide d'un neutraliseur grâce au développement d'une alimentation alternée dédiée à l'extraction des espèces présentes. L'extraction des ions positifs et négatifs permet d'étudier l'influence du champ magnétique sur la formation des ions négatifs.

Les diagnostics ont permis d'étudier la décharge et ainsi optimiser la production d'ions négatifs. De plus, il a été mis en évidence que le champ magnétique induit une dérive électronique dans le plasma. Cette dérive radiale donne naissance à une structure au sein de la décharge pouvant décroitre les performances du propulseur.

- **Conception, construction et validation d'un prototype de propulseur à plasma ion-ion en anneau.**
Pour palier cette dérive, la géométrie de PEGASES a été revue à travers la conception d'un propulseur en anneau. Ce prototype propose une nouvelle configuration magnétique et repositionne la zone d'extraction au niveau des aimants. Ce concept a donné lieu à un dépôt de brevet avec Airbus D&S.

La présente thèse s'intéresse donc à la fois à la fois à la propulsion électrique et aux diagnostics des plasmas.

Chapitre II

Le propulseur PEGASES - Instrumentation

« La lumière de la science est unique, et lorsqu'elle éclaire quelque part, elle éclaire partout. »

– Isaac Asimov –

★

Sommaire

II.1 Principe d'un propulseur à plasma électronégatif 16
II.2 Description du propulseur PEGASES 19
II.3 Champ magnétique 21
II.4 Banc d'essai EPIC 24
II.4.1 Description du caisson 24
II.4.2 Pression résiduelle 26
II.5 Sondes électrostatiques 26
II.5.1 Sonde de Langmuir 27
II.5.2 Sonde plane 29
II.6 Sonde E×B 31
II.6.1 Principe 31
II.6.2 Instrument 31
II.6.3 Montage expérimental 33
II.6.4 Méthode de calibration 36
II.7 Photo-détachement par laser 42
II.7.1 Principe 42
II.7.2 Banc optique 44
II.7.3 Système de détection des électrons - Écran laser 45
II.7.4 Caractérisation du banc optique 47

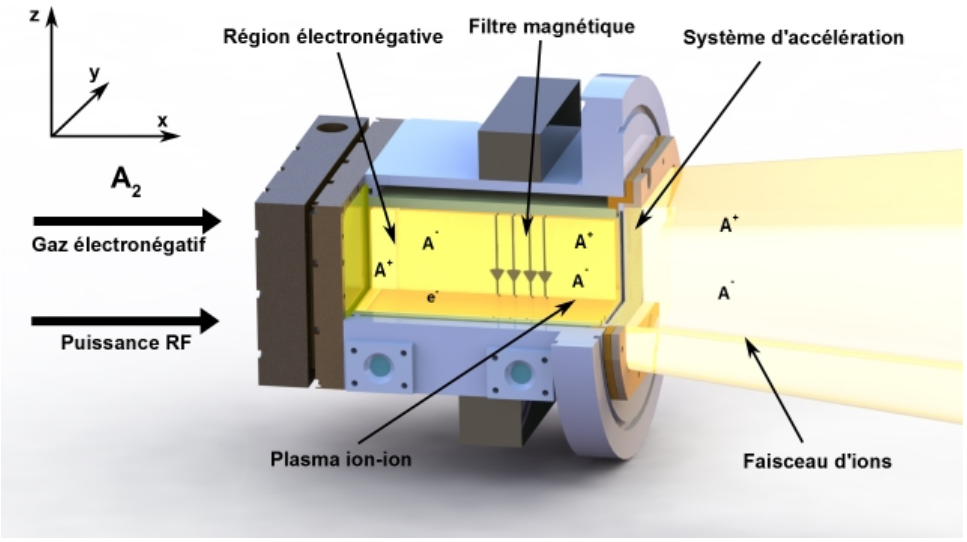


FIGURE 2.1 – Le propulseur PEGASES en vue 3D.

II.1 Principe d'un propulseur à plasma électronégatif

PEGASES est un propulseur dont l'acronyme signifie « Plasma propulsion with Electronegative GASES ». C'est un moteur à grilles non conventionnel qui crée une décharge avec un gaz électronégatif tel que l'hexafluorure de soufre (SF_6)[32–36] ou le di-iode (I_2)[37]. Le concept de propulsion par plasma électronégatif a été développé et breveté par P. Chabert en 2007[38]. Depuis cette période, plusieurs designs ont vu le jour[39,40]. Le principe est illustré sur la figure 2.1. PEGASES produit et éjecte des ions positifs et négatifs contrairement aux propulseurs à grilles classique, voir chapitre I. PEGASES peut se décomposer en trois parties distinctes : l'étage d'injection du gaz et d'ionisation, la barrière magnétique et l'étage d'accélération électrostatique. Une décharge radio-fréquence (RF) inductive est générée dans une cavité diélectrique de forme rectangulaire à l'aide d'une antenne plane. Ce plasma est principalement composé d'électrons et d'ions positifs bien qu'une fraction d'ions négatifs et des fragments moléculaires soient produits lors de la dissociation de molécules neutres.

Le plasma électronégatif est interrompu par une barrière magnétique créée par des aimants permanents. Le champ magnétique permet de confiner les électrons dans ce filtre et de diminuer leur température par collision avec les neutres[35]. Par ailleurs, en diminuant la température des électrons, l'attachement électronique sur les neutres est favorisé. Ainsi, la production d'ions négatifs est intensifiée à travers la réaction suivante :

$$A_2 + e^-_{(froid)} \longrightarrow A^- + A, \tag{2.1}$$

où A est un atome ou une molécule. En aval du piège magnétique, le plasma est uniquement composé d'ions négatifs et positifs. Ce type de plasma sans électron se nomme : plasma ion-ion[41]. Les plasmas électronégatifs sont définis par le paramètre d'électronégativité α tel que :

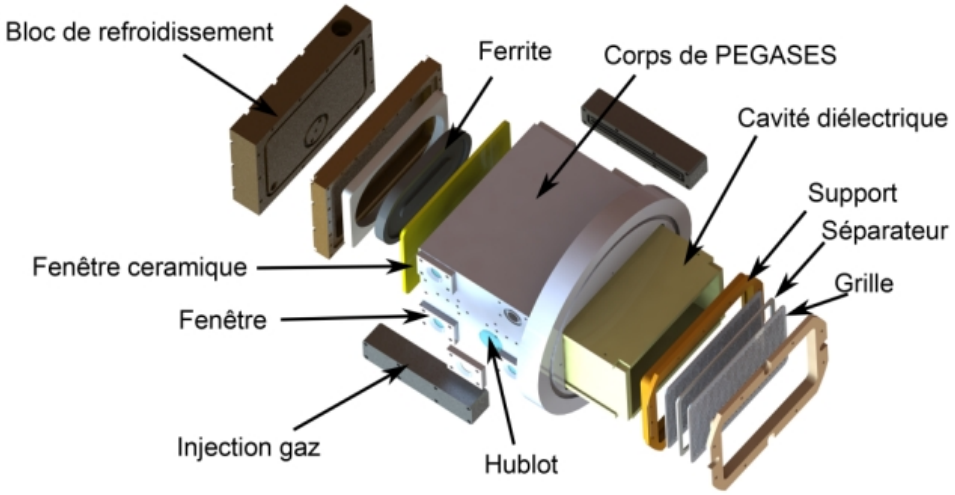


FIGURE 2.2 – Dessin en vue éclatée du moteur.

$$\alpha = \frac{n_-}{n_e}, \tag{2.2}$$

où n_- et n_e correspondent à la densité des ions négatifs et des électrons. On établit trois régimes de décharge déterminés par le coefficient α :

- $\alpha << 1$, la décharge est faiblement électronégative. Les ions négatifs ont peu d'influence dans le plasma.
- $\alpha = 1$, la décharge est fortement électronégative. Les ions négatifs modifient le comportement du plasma.
- $\alpha > 100$[42], la décharge est un plasma ion-ion. C'est un régime où les électrons n'interfèrent plus dans la dynamique du plasma (formation de gaine, instabilités ...).

Une polarisation alternée est appliquée sur la grille en contact avec le plasma. La cavité diélectrique permet de contrôler le potentiel flottant du plasma en appliquant de façon alternée une tension positive et négative. La seconde grille est à la masse. Les deux paquets d'ions sont éjectés alternativement puis les paires d'ions se recombinent rapidement en aval du fait du fort taux de recombinaison d'une paire A^+-A^-, voir annexe A.1. Les ions négatifs ne sont pas extraits efficacement s'il reste des électrons car la haute mobilité des électrons écrante la grille. L'étape du piégeage magnétique est l'élément clé de ce propulseur. Ce moteur ionique est innovant grâce aux nombreux avantages dont il fait preuve, par rapport à un moteur à grilles standard. La capacité d'éjecter des ions négatifs rend la cathode de neutralisation obsolète. De plus, les collisions entre ions, et donc la recombinaison, sont plus rapides que les collisions électron-ion ce qui diminue les interactions avec le satellite qui serait propulsé par PEGASES.

Paramètres	Electron-ion	Ion-ion
Fréquence $[s^{-1}]$	$\nu_e = \frac{4\pi n_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 m_e^2 v_e^3} ln\Lambda_{ei}$	$\nu_i = \frac{4\pi n_i e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 m_i^2 v_i^3} ln\Lambda_{ii'}$
Libre parcours moyen $[m]$	$\lambda_e = \frac{v_e}{\nu_e}$	$\lambda_i = \frac{v_i}{\nu_i}$
Taux de recombinaison $[m^3/s]$	$\tau_e = \frac{\nu_e}{n_e}$	$\tau_i = \frac{\nu_i}{n_i}$

TABLE 2.1 – Description coulombienne des fréquences, libre parcours moyen et taux de recombinaison de collision.

▪ Importance d'une bonne neutralisation

Neutraliser les espèces responsables de ces interactions permettrait d'augmenter la durée de vie des satellites en évitant l'endommagement du matériel embarqué ainsi que des panneaux solaires[43]. En effet, tout le long de son existence, un satellite subit des agressions venant du milieu spatial (vent solaire, particules engendrées par le moteur ionique, particules piégées dans la ceinture de Van-Hallen, etc.).

L'efficacité de la neutralisation est étudiée suivant le type de neutralisation : électron-ion (ie) ou ion-ion (ii). Une approche coulombienne est adoptée étant donné l'existence de collisions ion-ion à faible énergie ($T_e < 10\,eV$). Le tableau 2.1 donne les équations et les paramètres utilisés : $\nu_{e,i}$ la fréquence, $n_{e,i}$ la densité, $ln\Lambda$ le logarithme coulombien, λ le libre parcours moyen et τ le taux de recombinaison[44,45]. Dans le cas d'un moteur avec cathode utilisant du xénon, la densité électronique est de l'ordre de $10^{18}\,\mathrm{m}^{-3}$ et la température des électrons en sortie de cathode est de l'ordre de 4 eV. Le libre parcours moyen de recombinaison électron-ion λ_{ie} est de 0.2 m pour ces conditions. En comparaison, un moteur qui éjecterait uniquement des ions aurait un libre parcours moyen $\lambda_{ii} = 0.2\,\mathrm{mm}$ pour une densité équivalente et une température ionique de 500 K. Le rapport entre les deux libre parcours moyens montre que la recombinaison ion-ion est 1000 fois plus efficace.

Un autre type de neutralisation s'avère plus probable que celle à deux corps vu ci-dessus : la neutralisation à trois corps (deux électrons et un ion). Ce modèle à trois corps permet de dire que le taux de recombinaison ion-ion pour un plasma de SF_6[46] est 10 000 fois plus efficace, voir annexe A.2. Par conséquent, parmi tous les modèles de recombinaison étudiés (à deux ou trois corps), c'est la recombinaison ion-ion qui est la plus intéressante.

II.2 Description du propulseur PEGASES

Une vue éclatée du propulseur est représentée sur la figure 2.2. Cette architecture est très similaire à celle du premier prototype développé au LPP dans le cadre de la thèse de Lara Popelier[40]. La décharge est produite dans une cavité céramique en BN-SiO_2 de dimensions intérieures 6 cm × 10 cm et 12 cm en profondeur. Cette céramique est couramment utilisée dans les moteurs de Hall[47] pour sa propriété de forte émission secondaire d'électrons[48]. L'émission secondaire, par définition, génère des électrons froids par l'impact sur la paroi des ions et des électrons. Les électrons chauds créent d'avantage d'ions multichargés, ce qui diminue les performances d'un moteur. Dans le cas de PEGASES, l'émission secondaire permettrait d'augmenter la quantité d'électrons froids et d'accroître ainsi la production d'ions négatifs. Ce type de céramique présente donc un intérêt pour le moteur de PEGASES. De plus, elle est facilement usinable et relativement peu onéreuse.

Le plasma est produit par une onde radio fréquence provenant d'une antenne plane à 7 spires, voir la photographie 2.3. Cette antenne est dotée d'une plaque en ferrite afin de maximiser le flux magnétique dans la cavité. La forme particulière de la ferrite permet d'accroitre le transfert d'énergie au plasma et de diminuer les pertes de flux[49]. Cette énergie est ensuite redistribuée sous la forme d'un champ électromagnétique sur une distance équivalente à l'épaisseur de peau ($\sim$ 1 cm). L'onde RF chauffe les électrons via le champ électrique induit. Les électrons chauds génèrent le plasma par collision avec les neutres. L'antenne est couverte d'une céramique en alumine afin de la protéger du plasma. L'alumine permet aussi de garder la cavité électriquement flottante. Le plasma étant très peu capacitif, il est considéré comme purement inductif (ICP).

L'ensemble ferrite-antenne est assemblé dans un bloc de laiton où un circuit d'eau permet le refroidissement de la structure. Une boite d'accord est positionnée à l'arrière du circuit d'eau permettant d'adapter l'impédance du système. L'étude de cette boite d'accord a fait l'objet d'une précédente thèse[40]. Ce système permet de régler l'impédance à 50 Ω et ainsi de maximiser la puissance dans la décharge. La gamme de puissance utilisée dans ce moteur est de 80 à 250 W pour une fréquence RF de 4.2 MHz.

Deux injecteurs situés de chaque côté du corps de PEGASES, permettent de diffuser le gaz à travers 8 trous de 1 mm situés sur la cavité en céramique. Afin que les électrons ne diffusent pas en dehors de la cavité, entre celle-ci et les injecteurs, deux parois poreuses en céramique de type mullite sont insérées. Ceci permet de limiter les risques de court-circuit et de maintenir le potentiel flottant de la cavité. La photographie 2.4 représente en vraies (haut) et fausses (bas) couleurs de la céramique en BN-SiO_2 cernée par les parois de mullite, après fonctionnement du propulseur. On peut distinguer sur les fausses couleurs que le plasma a marqué les parois poreuses en passant à travers les trous d'injection. Par ailleurs, les parois poreuses permettent de distribuer le gaz de façon plus homogène au sein de la cavité. En assurant cette configuration, les performances du propulseur ne sont pas diminuées. Le propulseur a fonctionné avec des gaz électronégatifs comme le SF_6 ou du di-oxygène (O_2) ainsi que des gaz nobles comme l'argon (Ar), le krypton (Kr) et le xénon (Xe). Ces derniers sont utilisés pour estimer les performances du moteur et les comparer avec les technologies déjà existantes.

Deux aimants permanents sont disposés horizontalement de part et d'autre de la cavité, voir la figure 2.1. La polarité des aimants est inversée de telle sorte que les lignes de champ

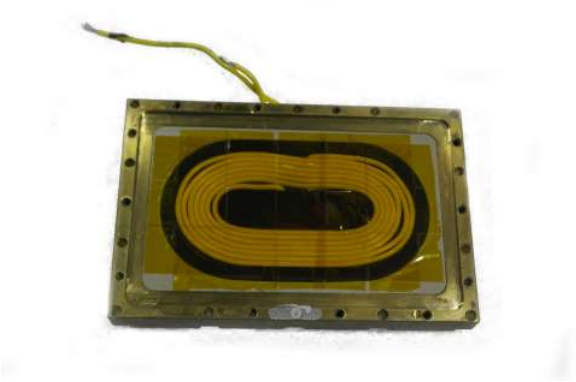


FIGURE 2.3 – Photographie de la bobine d'induction permettant l'allumage du plasma.

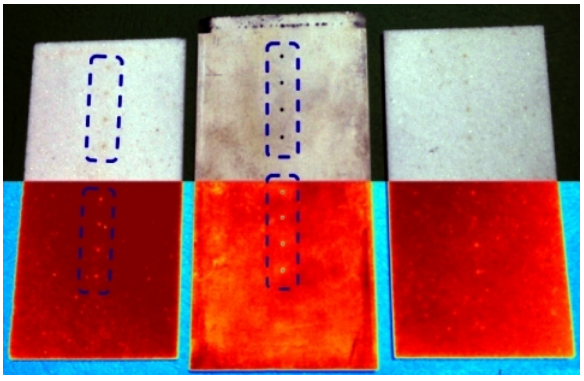


FIGURE 2.4 – Photographie en vraies (haut) et fausses (bas) couleurs de la céramique en BN-SiO_2 cernée par les parois de mullite. Le plasma a marqué la mullite au niveau des trous d'injection.

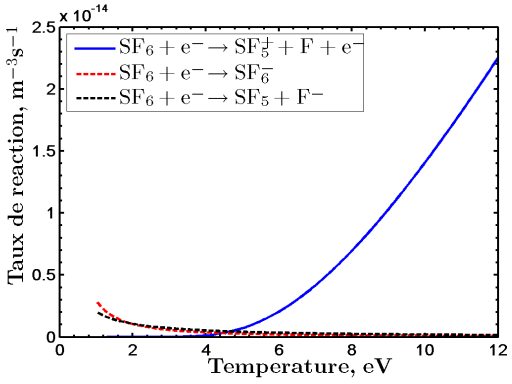


FIGURE 2.5 – Taux de réaction pour l'ionisation et l'attachement du SF_6.

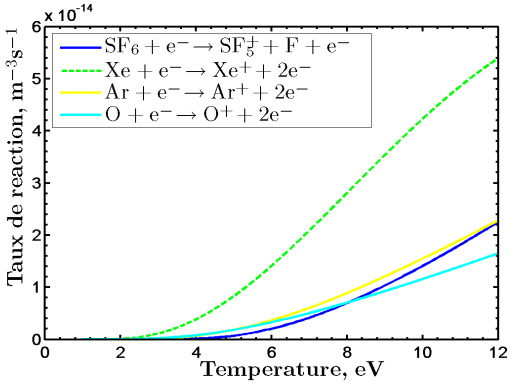


FIGURE 2.6 – Taux de réaction pour l'ionisation du SF_6, Xe, Ar et O.

magnétiques soient verticales. On crée ainsi un filtre magnétique efficace pour les électrons. Le filtre est choisi afin de piéger uniquement les électrons (typiquement 200 G). Le piégeage des électrons diminue leur température par collision avec les neutres et favorise le taux d'attachement.

La figure 2.5 montre le taux d'ionisation et d'attachement du SF_6[46]. Ces courbes prouvent que l'attachement d'un électron sur un neutre se fait à de faibles énergies contrairement à l'ionisation. L'originalité du propulseur de PEGASES est de favoriser la production d'ions positifs et négatifs. Le choix du carburant et du filtre magnétique est primordial. La figure 2.6 représente le taux d'ionisation du SF_6, Xe, Ar et O. Dans le cas des plasmas électronégatifs, on remarque que l'hexafluorure de soufre s'ionise plus aisément que l'oxygène. Cependant, le SF_6 s'ionise beaucoup moins facilement que le xénon. L'intensité du champ magnétique est variable par l'ajout de barres aimantées et par la nature des aimants. La variation du champ magnétique est discutée dans la paragraphe II.3.

Deux grilles sont placées dans un support en PolyEtherEtherKetone (PEEK) avec un séparateur en tissu céramique (Al_2O_3-SiO_2) ou en PEEK de 1 à 2 mm d'épaisseur. Les

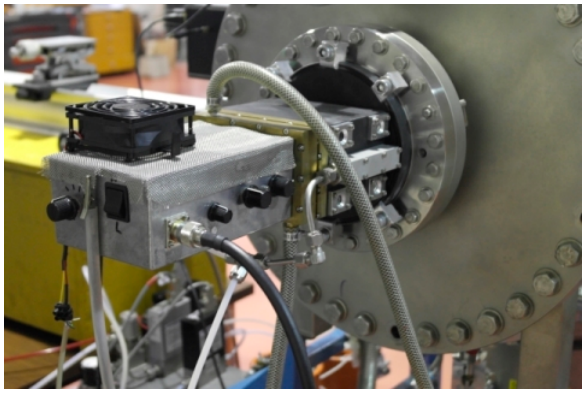


FIGURE 2.7 – Photographie de PEGASES sur le banc d'essai EPIC avec la boite d'accord.

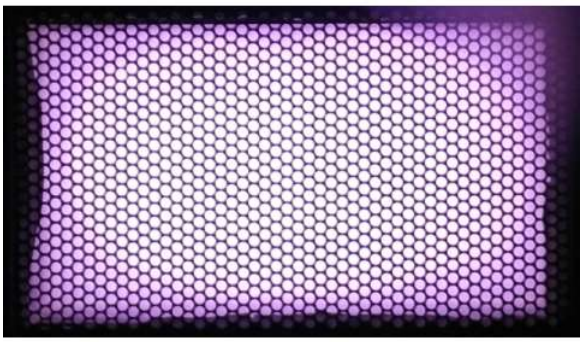


FIGURE 2.8 – Vue de face de PEGASES en fonctionnement avec du Kr.

deux grilles planes sont en alliage d'acier inoxydable. Les grilles font 0.8 mm d'épaisseur avec des trous en quinconce de diamètre 2 mm. La transparence des grilles T_g est de 63 %. La polarisation est assurée par une alimentation SM-400-AR8 pour le mode continu et une alimentation fabriquée en interne de ± 1000 V avec une fréquence de 0-35 kHz pour le mode alterné.

La photographie 2.7 montre le propulseur PEGASES sur le banc d'essai EPIC avec la boite d'accord. La photographie 2.8 représente une vue de face du propulseur en fonctionnement avec du krypton. La pression en fonctionnement dans le caisson est de 2.10^{-4} mbar pour un flux de 10 sccm de Kr. Dans le cas d'un gaz noble, le moteur fonctionne avec une cathode qui éjecte des électrons pour neutraliser le faisceau d'ions et sans champ magnétique.

II.3 Champ magnétique

Le champ magnétique du propulseur est l'un des éléments les plus importants du concept PEGASES. Afin d'expliquer l'optimisation de la barrière magnétique pour la production d'ions négatifs ou pour le filtrage d'électrons, plusieurs configurations magnétiques sont discutées dans cette partie. Ce paragraphe présente des configurations mesurées et simulées par le logiciel de simulation numérique Comsol® Multiphysics. Cet outil permet de simuler plusieurs phénomènes physiques par la méthode des éléments finis. Cette technique résout numériquement des systèmes aux dérivées partielles dans le cas d'objets continus. Avec ce logiciel, les équations de Maxwell et la mécanique des milieux continus sont facilement résolues.

Dans le but de caractériser le champ magnétique en 3 dimensions au sein de la cavité, il est nécessaire de déterminer la valeur du champ magnétique rémanent B_r. Dans le cas d'un barreau aimanté, la valeur de B_r peut être déterminée par la formule[50] :

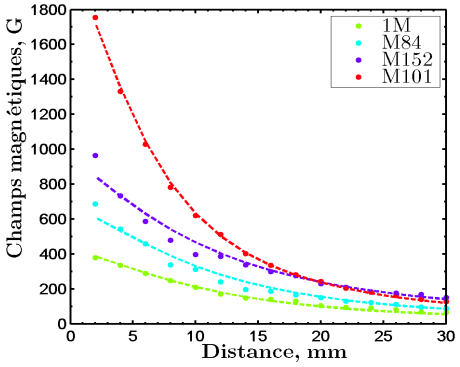


FIGURE 2.9 – Les points représentent les valeurs expérimentales du champ magnétique. La ligne tiretée représente l'ajustement du champ. Les paramètres des aimants sont donnés dans le tableau 2.2.

Dénomination	Br (G)	Dimensions ($x_1 \times x_2 \times x_3$)	B_{max} (G)
1M	2288.4	24×13×260	52
M84	3579.1	24×13×166	84
M152	2674.2	25×25×166	152
M101	11015.6	15×5×120	101
2M	NA	Assemblage : 1M & M84	110
3M	NA	Assemblage : 1M & M84 & M152	190

TABLE 2.2 – Champ magnétique rémanent calculé pour différents aimants permanents.

$$B_x(x) = \frac{B_r}{\pi}\left[arctan\left(\frac{x_1 x_3}{2x\sqrt{4x^2 + x_1^2 + x_3^2}}\right) - arctan\left(\frac{x_1 x_3}{2(x+x_2)\sqrt{4(x+x_2)^2 + x_1^2 + x_3^2}}\right)\right] \tag{2.3}$$

où x représente la distance entre la surface de l'aimant et le point de mesure dans la direction du champ magnétique, x_1 la largeur de l'aimant, x_2 sa hauteur et x_3 sa longueur. La figure 2.9 montre les points de mesure pour différents aimants et l'ajustement de ces points par la formule précédente.

Les valeurs du champ magnétique sont répertoriées dans le tableau 2.2. L'ensemble des aimants, à l'exception des aimants avec la désignation M101, sont de composition samarium-colbalt (SmCo). Ils résistent à des températures supérieures à 500°C avant de perdre leurs propriétés magnétiques. Les aimants M101 sont en alliage néodyme, fer, bore (NdFeB). Leur température de fonctionnement doit être inférieure à 150°C, ce qui est acceptable puisque la température du corps du propulseur reste inférieure et qu'il est refroidit.

La figure 2.10 représente les variations du champ magnétique, simulées dans la cavité de PEGASES dotée de 2 aimants. La première colonne de figures montre les champs

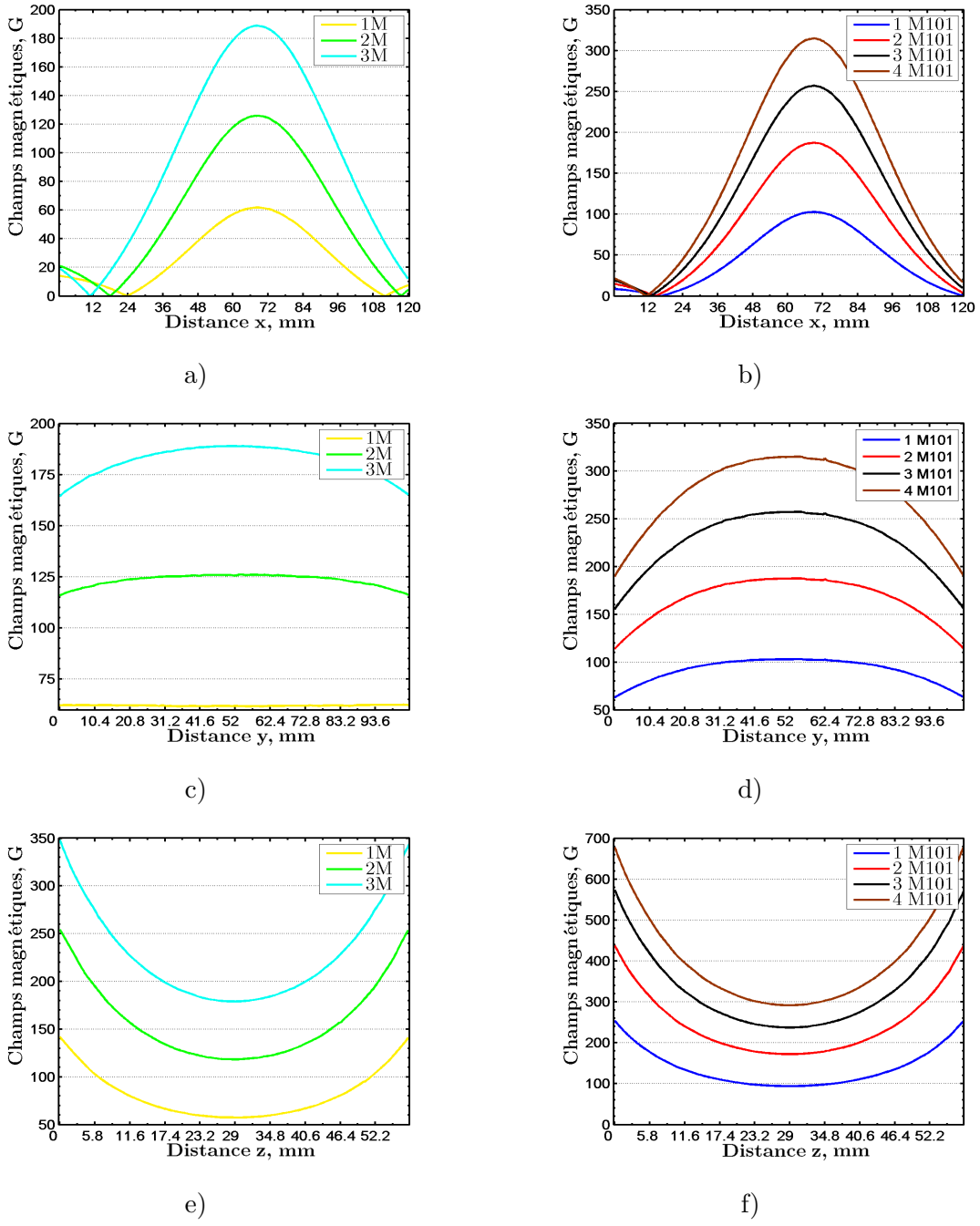


FIGURE 2.10 – Champs magnétiques B_z simulés dans la cavité de PEGASES. Les figures de gauche, respectivement de droite, représentent les configurations pour les aimants en SmCo, respectivement NdFeB. Les figures a) et b) montrent les champs magnétiques suivant l'axe x et c) et d) illustrent les champs suivant l'axe y. Enfin, e) et f) représentent le champ dans la direction z.

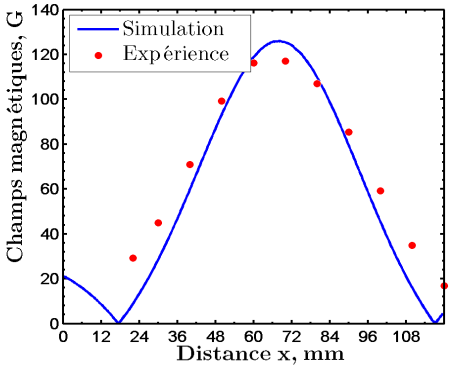


FIGURE 2.11 – Champ magnétique 2M simulé en bleu et valeurs expérimentales en points rouges suivant l'axe x.

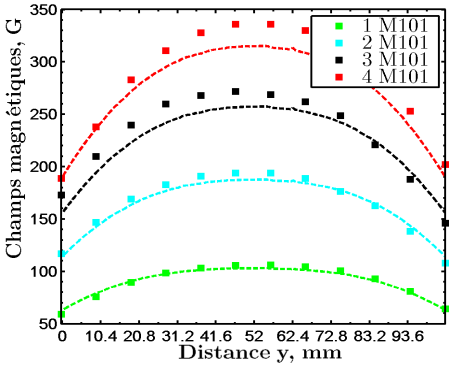


FIGURE 2.12 – Champs magnétiques pour x M101 simulés (traits en pointillés) et valeurs expérimentales (symboles) suivant l'axe y.

magnétiques suivant l'axe x, y et z pour les aimants en SmCo. Il en est de même pour la colonne de droite qui illustre le champ magnétique pour les aimants en NdFeB. Les valeurs de la simulation sont données dans le plan des aimants pour les axes y et z. La valeur indiquée devant la désignation M101 correspond aux nombres d'aimants empilés. Le champ magnétique est maximal pour $x = 7$ cm. Par ailleurs, un gauss mètre permet de mesurer le champ magnétique.

Les figures 2.11 et 2.12 montrent la comparaison entre les valeurs mesurées et simulées. La figure 2.11 montre le champ magnétique suivant l'axe x du moteur pour la configuration 2M. La sonde intègre la mesure sur une distance de 10 mm ce qui ne permet pas d'avoir une mesure avec une résolution idéale. Ainsi, on observe une légère différence entre la simulation et l'expérience. Les différences sont minimes dans le cas de la figure 2.12. Cependant, les tendances entre la simulation et l'expérience sont identiques. Les champs magnétiques présentés dans les chapitres suivants correspondent aux valeurs simulées.

II.4 Banc d'essai EPIC

II.4.1 Description du caisson

Le banc d'essai EPIC est une chambre cylindrique de 0.4 m de diamètre et 0.75 m de longueur. EPIC a pour but de se rapprocher des conditions du vide spatial en terme de pression résiduelle afin de tester le propulseur PEGASES dans les conditions réalistes. Cependant, les moteurs montés sur les satellites subissent de nombreuses contraintes[2,51] dues à l'environnement hostile que représente l'espace. On peut citer les impacts de météorites, les radiations des rayonnements cosmiques ou des particules piégées dans la ceinture de Van Hallen. Ces contraintes ne sont malheureusement pas reproductibles dans les chambres à vide sur Terre.

La photographie 2.13 montre le caisson avec le système de pompage. La pompe primaire à palette possède une capacité de 65 m^3/h. Elle est reliée à une vanne en contact avec le caisson pour atteindre un vide primaire inférieure à 10^{-2} mbar. Elle est suivie d'une

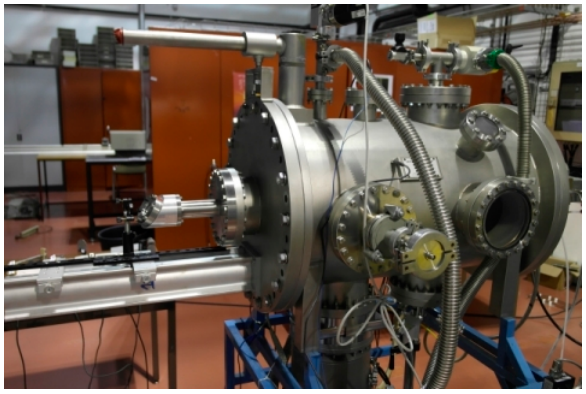


FIGURE 2.13 – Photographie du banc d'essai EPIC.

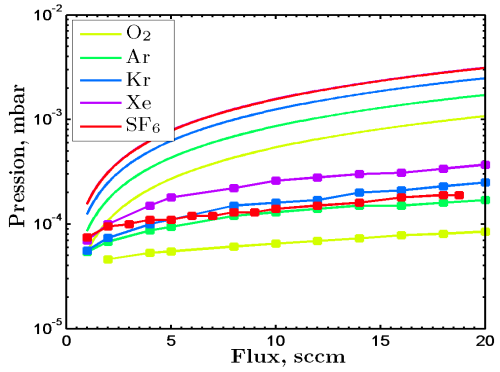


FIGURE 2.14 – Pression mesurée dans le caisson (symboles) et pression calculée dans la cavité (lignes) de PEGASES pour différents gaz.

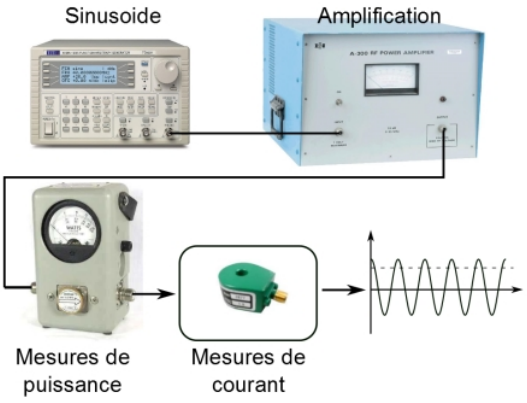


FIGURE 2.15 – Chaîne d'acheminement de la puissance RF du générateur d'onde à l'antenne d'induction.

pompe turbo-moléculaire d'une capacité de pompage de 1000 l/s en azote et possède un système de nettoyage des roulements à billes par injection de di-azote lorsque des gaz chimiquement actifs sont employés. Une vanne tiroir permet d'isoler la turbo-pompe de l'enceinte. La pression à vide est de 10^{-6} mbar. Elle atteint typiquement une gamme de 10^{-4} à 10^{-3} mbar avec le moteur en fonctionnement. Le débit de gaz est assuré par deux débitmètres : 50 sccm pour les gaz nobles et 20 sccm pour le SF_6. La pression de 10^{-3} mbar correspond à une altitude d'environ 100 km dans l'atmosphère terrestre.

Le propulseur PEGASES est installé sur la face arrière (figure 2.7 et 2.13). La connexion du moteur et de la chambre EPIC se fait au niveau des grilles. Le piège magnétique est situé à l'extérieur et il est donc facilement accessible. La face avant fait office de porte pour un accès à l'intérieur.

La puissance RF est générée via une onde sinusoïdale autour de 4 MHz par un générateur de fonction, voir figure 2.15. Cette onde est amplifiée par un amplificateur 300 W ou 500 W. La mesure de puissance est réalisée avant la boite d'accord qui contient une boucle de Rogowski permettant de mesurer le courant circulant dans l'antenne.

II.4.2 Pression résiduelle

Le propulseur injecte du gaz dans une cavité fermée par un jeu de grilles. Par conséquence, la pression au sein de la cavité est supérieure à la pression dans la chambre. Le débit de particules sortant de la cavité du propulseur Q s'écrit en fonction de la surface d'extraction :

$$Q = \frac{1}{4} n_n v_n A_g, \tag{2.4}$$

où v_n est la vitesse thermique du gaz et n_n est la densité des neutres. En utilisant la loi des gaz parfaits, la pression dans la cavité du propulseur p_0 s'écrit :

$$p_0 = \frac{4 k_B T_n Q}{v_n A_g}. \tag{2.5}$$

où $A_g = S_g T_g^2$ avec S_g la surface de la grille. La figure 2.14 montre la pression mesurée dans l'enceinte et la pression calculée dans la cavité du propulseur pour les différents gaz utilisés au cours de cette thèse. La pression dans la cavité est environ 10 fois plus élevée que dans le caisson. Notons que les pressions calculées ne tiennent ni compte de l'ionisation, ni des différences de température.

Le caisson n'atteint pas un vide parfait puisque la pression résiduelle est de $p_r = 2.10^{-6}$ mbar du fait de la perméation gazeuse et les défauts d'étanchéité. Le flux d'air de l'ensemble des fuites peut être estimé à partir de cette pression et de la vitesse de pompage des turbos $D_v = 1300\,\mathrm{l/s}$.

$$Q = p_r D_v = \frac{dn_n}{dt} k_B T_n, \tag{2.6}$$

où dn_n/dt est la densité de particules par seconde dans le volume du caisson. Le flux calculé est de $1.8\ 10^{15}$ part/s $= 8.6\ 10^{-5}$ mg/s $= 0.005$ sccm. Les impuretés sont donc inférieures à 0.05 % puisque le flux typique de fonctionnement est de 10 sccm.

II.5 Sondes électrostatiques

Les diagnostics électrostatiques sont couramment utilisés pour les mesures en milieu plasma en laboratoire ou dans l'espace[52]. Il est en effet très simple de construire et d'introduire un simple fil conducteur ou une barre métallique dans un plasma. Ce conducteur est alors utilisé pour mesurer la réponse du plasma à l'application d'une tension. Cependant, avec ce type de sonde, l'interprétation de la courbe courant-tension (I-V) est délicate car la théorie à mettre en œuvre dépend de la géométrie de la sonde et des conditions locales. Par ailleurs, les différentes sources de plasma telles que les décharges RF et micro-onde imposent certaines précautions d'utilisation des sondes. Par exemple, dans une décharge RF en mode capacitif, une sonde de Langmuir doit être compensée pour diminuer les fluctuations du plasma et obtenir une caractéristique courant-tension correcte. Une large gamme de sondes existe. Dans cette thèse ne sont utilisées que la sonde de Langmuir et la sonde plane.

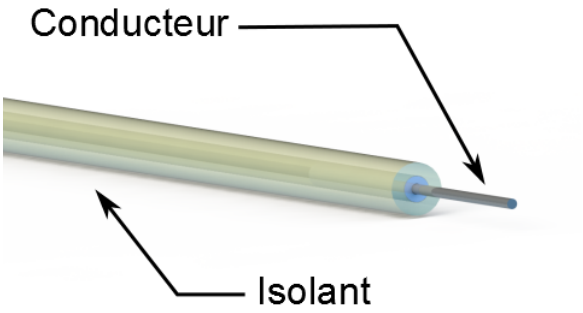


FIGURE 2.16 – Schéma d'une sonde de Langmuir.

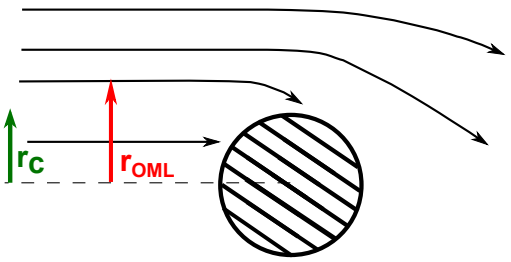


FIGURE 2.17 – Schéma du rayon de collection des particules dans la théorie des sondes cylindriques.

II.5.1 Sonde de Langmuir

Une sonde de Langmuir est un outil facile à concevoir. Le dessin 2.16 représente une sonde simple composée d'un fil conducteur et d'un isolant qui l'entoure. Ce diagnostic fut pour le première fois utilisé par Langmuir pour déterminer le comportement d'un plasma via la polarisation du fil conducteur. Le conducteur collecte un courant dépendant de la tension appliquée. L'idée est de repousser les électrons en polarisation négative et de collecter les ions positifs. A l'inverse, en polarisation positive, seuls les électrons sont collectés. Un balayage en tension permet ainsi de déterminer la caractéristique courant-tension. A partir de cette courbe, les paramètres du plasma peuvent être déterminés : la fonction de distribution en énergie des électrons, la température, la densité électronique, le potentiel plasma V_p et flottant V_f[53]. Le potentiel plasma est établi à partir de la dérivée de la courbe I-V et correspond au pic de la figure 2.18 a). Quant au potentiel flottant, il correspond au potentiel où le courant des ions et des électrons s'annule.

Le courant d'ions positifs I^+ est défini lorsque la tension de la sonde est bien inférieure à V_f :

$$I^+ = h_r e n_i \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} A, \tag{2.7}$$

où h_r est un coefficient dépendant des conditions plasmas en bordure de gaine[54] et A est la surface de collection de la sonde. Le courant collecté dépend de la température électronique du fait de l'écrantage de la sonde par les électrons. La distance sur laquelle s'applique ce phénomène est définie par la longueur de Debye λ_D :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}}. \tag{2.8}$$

Cette méthode de détermination de la densité d'ions positifs est approximative puisque les ions sont collectés à la vitesse de Bohm au lieu de leur vitesse thermique. Ainsi par continuité du courant, la densité diminue. Par ailleurs la gaine de collection (quelques

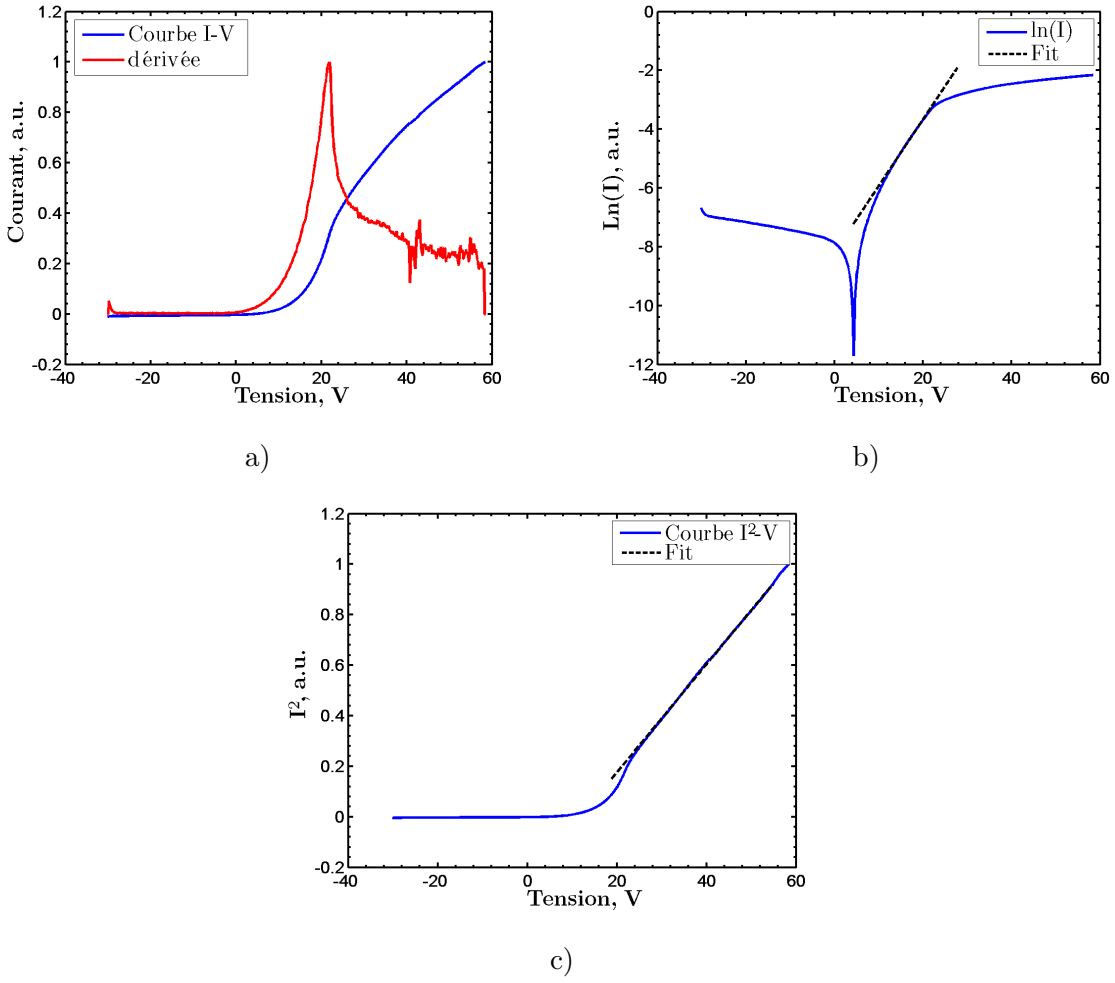


FIGURE 2.18 – Exemples d'extractions des paramètres d'une courbe I-V : a) Dérivée de la courbe I-V, b) Logarithme népérien du courant en fonction de la tension et c) courbe I^2-V.

λ_D) est mal déterminée pour une sonde cylindrique puisqu'elle dépend de la tension de polarisation. D'autre part, la collection n'est pas unidimensionnelle puisque la surface de collection est en trois dimensions.

Idéalement, le courant des électrons collecté par la sonde est défini par :

$$I_e(V_s) = I_{es} exp\left(\frac{e(V_p - V_s}{k_B T_e}\right), \tag{2.9}$$

où, V_s est le potentiel de la sonde et

$$I_{es} = eAn_e v_e. \tag{2.10}$$

Il est intéressant de noter que la pente de la courbe $\ln(I_e(V_s))$ donne directement l'information sur la température électronique dont on déduit la densité d'électrons, voir figure 2.18 b).

Plusieurs théories existent sur la détermination des densités ioniques : OML, Laframboise, Mott-Smith, ABR[55] etc. Dans les sources à basse pression où les collisions sont faibles, telle que l'expérience PEGASES, la théorie « Orbital Motion Limit » (OML) est applicable[56–58]. La figure 2.17 montre le rayon de collection r_{OML} d'une sonde cylindrique. Cette théorie met en évidence le fait qu'en intégrant le flux de particules sur la surface de collection de la sonde et en utilisant leur fonction de distribution en vitesse supposée Maxwellienne, on obtient la relation au courant suivante :

$$I_e = \frac{eAn_e}{2\sqrt{\pi}}\sqrt{1 + \frac{e(V_s - V_p)}{k_B T_e}}, \tag{2.11}$$

L'équation I_e^2 en fonction de la tension donne une droite dans la région de saturation du courant, voir figure 2.18 c). Cette relation permet de déterminer la pente qui donne accès à la densité électronique ou ionique. Cette fonction mathématique est le résultat de la conservation de l'énergie et du moment cinétique. Cette technique fonctionne bien pour les densités électroniques, cependant, les ions ont un mouvement angulaire important et peuvent ne pas être collectés par la sonde. Ainsi la densité ionique reste une approximation.

Cette sonde, relativement simple, présente cependant quelques inconvénients : elle a une nature intrusive et son interaction avec le plasma perturbe la courbe courant-tension (chauffage et émission électronique secondaire lorsque le courant électronique devient grand) et limite sa durée de vie (évaporation et pulvérisation). Par ailleurs, dans les plasmas électronégatifs, le courant des ions négatifs et des électrons n'est pas dissociable ce qui rend l'interprétation des résultats difficile. Cependant, des modèles sont disponibles dans la littérature qui permettent de déterminer les paramètres des deux espèces[35,59,60].

De plus, la sonde collecte le rayonnement en provenance du plasma et des alimentations. Elle doit être compensée par un circuit constitué de capacités et de bobines dans le cas des plasmas RF[61]. Dans le cas de PEGASES, la boite d'accord a été spécialement conçue pour que la décharge produite par l'antenne soit purement inductive. On limite ainsi les effets capacitifs de l'onde RF haute tension qui rendent la mesure plus délicate.

L'utilisation de cette sonde nécessite quelques précautions. Lors de la collecte des charges dans le propulseur PEGASES, il faut que celui-ci soit référencé à la masse. Cela peut se faire via une électrode additionnelle ou tout simplement en reliant une grille à la masse. Le plasma doit compenser les pertes de charges qui ont été drainées par la sonde en évacuant les charges opposées[62]. Le potentiel plasma augmente dans le cas d'une collection d'électrons puisque le plasma ne peut pas évacuer les ions positifs en surplus. Ceci à lieu dans le cas ou les parois sont diélectriques et les grilles sont flottantes. La collection du courant est réalisée au moyen d'un système de polarisation ALP de la société IMPEDANCE ou d'un SourceMeter 2410 de la société Keithley. Le post-traitement des données est réalisé avec le programme développé par P. Kudrna du département d'électronique et de physique du vide de l'université de Prague.

II.5.2 Sonde plane

La sonde plane est une sonde de Langmuir ayant une forme particulière. La sonde consiste en un disque de taille variable relié à un câble coaxial. La surface est alors polarisée

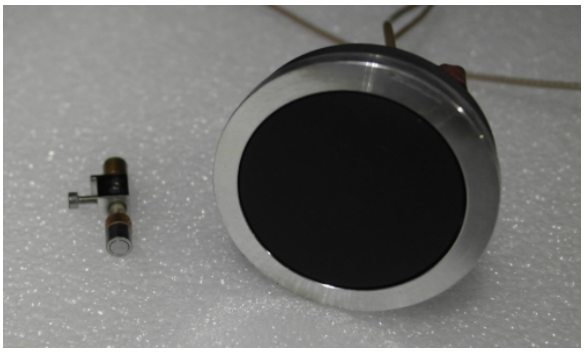


FIGURE 2.19 – Photographie de deux sondes planes avec anneaux de garde.

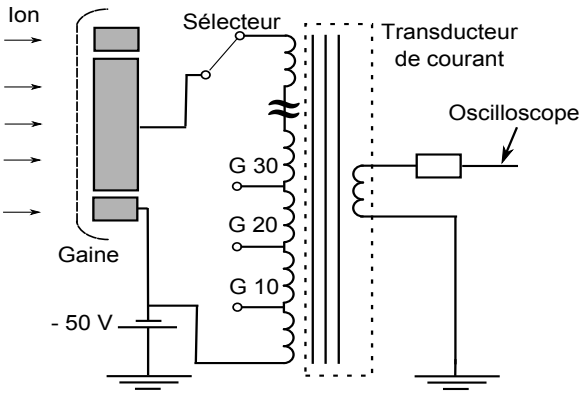


FIGURE 2.20 – Schéma électrique du système d'acquisition de la sonde plane.

pour former une gaine de collection dite plane et ainsi s'affranchir de l'augmentation de la surface de collection avec la tension que l'on observe en géométrie cylindrique. Les ions sont collectés suivant la formule 2.7 avec une grande précision grâce à la large surface de collection. Cependant, au bord de la sonde, la gaine n'est pas plane. Cette anomalie qui modifie la surface de collection peut être compensée par un anneau de garde positionné autour de la surface de collection[63]. L'anneau de garde dont le potentiel est celui de la partie collectrice, est espacé de quelques longueurs de Debye pour que la surface de collection soit plane. Ainsi, la mesure est indépendante de l'effet de la gaine.

La photographie 2.19 présente 2 sondes planes avec un anneau de garde. La première sonde a un diamètre de collection de 5.5 mm et l'anneau de garde est espacé de 100 μm. La seconde, beaucoup plus grande afin de détecter les faibles signaux dans la plume ionique du propulseur, a un diamètre de 55 mm et l'anneau de garde est espacé de 800 μm.

Le schéma 2.20 montre le système d'acquisition connecté à la sonde. Une alimentation polarisée à -50 V permet d'appliquer la même tension sur l'anneau de garde et le collecteur. Un jeu de bobines enroulées sur un transducteur de courant est monté en série sur la branche du collecteur. Ce transducteur est relié à un oscilloscope qui détermine le courant circulant dans le circuit par une mesure de tension V_{plane} au secondaire du transducteur de courant. Un sélecteur permet de varier le nombre de spires sur la bobine primaire et ainsi augmenter ou décroitre la résolution de la mesure du courant. La tension mesurée est proportionnelle au courant collecté par la sonde plane I_{plane} étant donné :

$$I_{plane} = \frac{0.1 V_{plane}}{5G}, \tag{2.12}$$

où G est le gain sélectionné, variable entre 10 et 90.

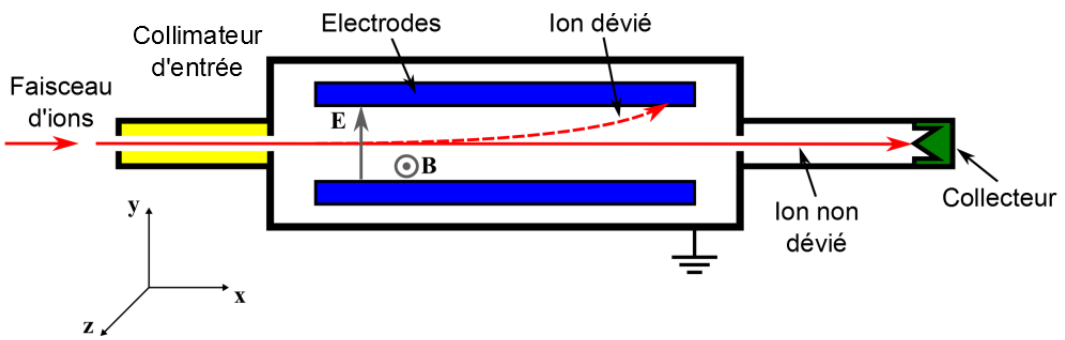


FIGURE 2.21 – Principe de fonctionnement de la sonde E×B.

II.6 Sonde E×B

II.6.1 Principe

Une sonde en champ croisé (E×B) également appelée filtre de Wien, est un filtre en vitesse dans une direction donnée[64–71]. Cette sonde fonctionne sur le principe de la dérive de particules dans une région où règne des champs électrique et magnétique perpendiculaires. La figure 2.21 décrit le principe de cette sonde.

Le mouvement d'une particule dans un champ magnétique et électrique est décrit par la force de Lorentz, F_L :

$$F_L = Ze(E + v \times B), \tag{2.13}$$

où E est le champ électrique, v la vitesse de la particule et B le champ magnétique. Dans la sonde représentée en figure 2.21, E et B sont orthogonaux. Il existe donc une valeur de v pour laquelle la force de Lorentz F_L s'annule :

$$v = \frac{E}{B}. \tag{2.14}$$

Les ions arrivant à la vitesse v ne subissent aucune force et suivent une trajectoire rectiligne à la différence des ions avec une vitesse inférieure ou supérieure à v qui sont eux déviés.

II.6.2 Instrument

La sonde contient deux collimateurs pour accroître la résolution de la vitesse mesurée. Elle comporte également deux électrodes de polarisation symétrique avec deux aimants permanents. Ainsi l'équation 2.14 devient :

$$v = \frac{V_{E\times B}}{dB}, \tag{2.15}$$

où $V_{E\times B}$ est la différence de potentiel sur les électrodes et d la distance entre les électrodes. La fonction de distribution des ions peut être construite en balayant la tension appliquée sur les électrodes.

La photographie 2.22 montre la sonde E × B et le dessin 2.23 est une vue éclatée de la sonde.

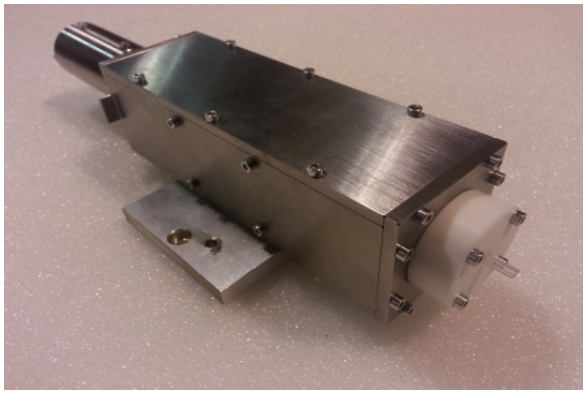


FIGURE 2.22 – Photographie de la sonde E×B.

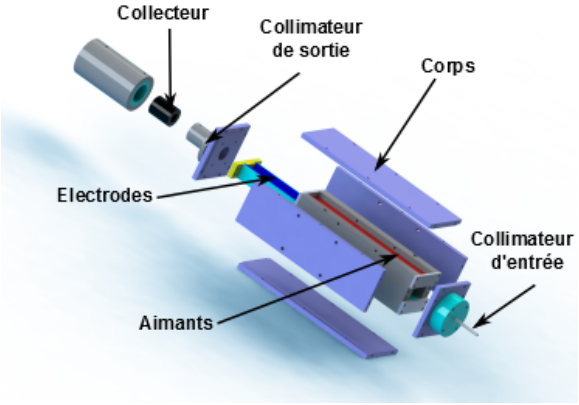


FIGURE 2.23 – Dessin en vue éclatée de la sonde E×B.

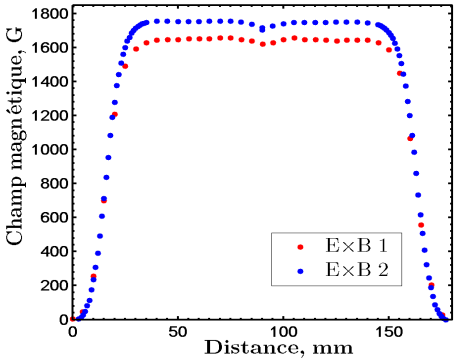


FIGURE 2.24 – Champ magnétique pour les deux sondes E×B.

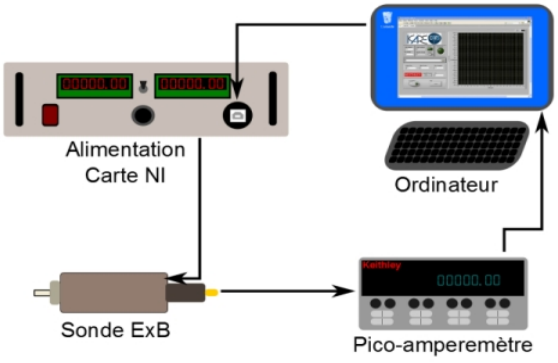


FIGURE 2.25 – Système d'acquisition de la sonde E×B.

La sonde est constituée d'un assemblage d'aimants permanents espacés de 18 mm et de deux électrodes distantes l'une de l'autre de 16 mm. Un collimateur d'entrée en quartz ou en acier permet d'augmenter la résolution angulaire. Le collimateur de sortie est une plaque avec une perforation de quelques millimètres. Le collecteur est placé dans un tube en téflon isolé du reste du corps. La forme conique permet de prévenir de l'émission secondaire due à l'impact des ions sur la surface du collecteur, voir figure 2.21. Le corps est fait en acier magnétique pour conduire le flux des aimants permettant ainsi d'augmenter le flux magnétique et de le maintenir constant dans la zone en champ croisé. La figure 2.24 montre le champ magnétique dans les deux sondes fabriquées dans l'équipe. La sonde n°2 a été construite au cours de cette thèse. Le champ magnétique pour les deux sondes est de 1650 G et 1750 G. Les aimants sont en $SmCO_5$. Ils ont une température de Curie de 740°C, idéale pour les conditions plasmas. En effet, un thermocouple permet de mesurer la température de la sonde E×B qui ne dépasse pas les 60°C.

La sonde pèse 3.520 kg. Les dimensions sont $290 \times 58 \times 58\,\mathrm{mm}^3$. L'ensemble du corps est flottant ou relié à la masse du caisson. Dans les expériences sur le propulseur PEGASES,

Elements	Masse atomique, amu	Tension d'accélération, kV
O	16	4.29
F	19	5.09
O_2	32	8.57
S	32	8.57
Ar	40	10.72
Kr	84	22.51
Xe	131.3	35.18
SF_6	146	39.12

Table 2.3 – Tension d'accélération pour différents ions nécessaire pour atteindre la vitesse maximale de détection de la sonde E×B.

le corps est relié à la masse de la chambre.

Un système de polarisation permet de générer deux tensions symétriques jusqu'à ± 300 V. La vitesse maximale mesurée est de 227 km/s d'après la formule 2.15. Le tableau 2.3 montre la tension d'accélération nécessaire pour atteindre la vitesse maximale détectable par la sonde pour plusieurs types d'ions. Il est intéressant de comparer cette tension avec la tension maximale utilisée sur les moteurs ioniques qui est de 2 kV. L'ensemble des atomes et molécules présents dans le tableau restent bien en deçà de la limite haute en vitesse de la sonde pour les tensions d'accélération utilisées dans les propulseurs.

Le système d'acquisition est représenté sur le schéma 2.25. L'ordinateur est relié aux alimentations par une carte « National Instruments USB-6211 » afin de contrôler la tension aux bornes des électrodes de la sonde. Le collecteur est relié à un pico-ampèremètre qui est lui même connecté à l'ordinateur. Un logiciel développé au laboratoire permet d'acquérir facilement les données. Le pico-ampèremètre Keithley permet de collecter des courants de 0.5 pA avec une résolution de 10 fA.

En conclusion, cette sonde permet de mesurer des vitesses ioniques comprises entre 0 et 227 km/s avec une résolution théorique de 80 m/s. Le système complet permet de mesurer la fonction de distribution des ions à de faibles courants. De plus, la sonde distingue les ions multi-chargés à la différence d'une sonde RFA (Retarding Field Analyzer)[72], fonctionnalité utile pour le diagnostic des sources plasmas. Par ailleurs, dans le cas où la tension d'accélération des ions est connue, cette sonde peut agir comme un spectromètre de masse.

II.6.3 Montage expérimental

- **Phénomènes collisionnels**

La sonde E×B est montée dans le caisson et positionnée dans le jet du moteur à 20 cm des grilles. La figure 2.26 montre la disposition de la sonde. La sonde doit être parfaitement alignée avec l'axe du propulseur afin que les ions puissent être collectés, voir photographie

2.27. Par ailleurs, la pression doit être suffisamment basse pour diminuer les collisions qui détruisent les ions du faisceau. Le libre parcours moyen de collision est estimé à partir de la section efficace d'échange de charge. L'échange de charge est l'ionisation d'un neutre par un ion rapide. En d'autres termes, l'ion devient un neutre rapide et le neutre devient un ion lent. Dans le cas du xénon, la section efficace σ_{CEX} se définit par[73] :

$$\sigma_{CEX}(v_i) = (-23.3\ log_{10}(v_i) + 188.81)1.1872\,10^{-20}. \tag{2.16}$$

En prenant en compte la vitesse de l'ion, le libre parcours moyen λ est défini comme :

$$\lambda = \frac{1}{n_g \sigma_i} = \frac{k_B T}{p \sigma_{CEX}}, \tag{2.17}$$

où n_g est la densité du gaz et p la pression. Le libre parcours moyen est compris entre 38 et 40 cm pour une vitesse ionique entre 200 et 450 eV et une pression de 10^{-4} mbar. Le libre parcours moyen est suffisamment grand pour que les ions ne subissent que quelques collisions. En effet, la probabilité de non collision P_{NoColl} est définie par :

$$P_{NoColl}(t) = exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = exp(-\nu_{CEX} t). \tag{2.18}$$

Or $\nu_{CEX} = \frac{v_i}{\lambda}$, par ailleurs, v_i multiplié par un temps donne la distance de collision x. La probabilité de collision est donc $P_{Coll} = 1 - P_{NoColl}$:

$$P_{Coll}(x) = 1 - exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \tag{2.19}$$

à x = 0	$P_{Coll} \to 0$ (pas de collision)
à x = 20 cm	$P_{Coll} \simeq 0.42$
à x $\to \infty$	$P_{Coll} \to 1$ (la collision a eu lieu)

D'après ce calcul à $x = 20$ cm, la sonde détecte 58 % des ions en provenance du faisceau. L'échange de charge ainsi que les autres collisions (électron-neutre, ion-ion etc.) participent à la formation d'un plasma local en aval du propulseur. Les collisions sont fréquentes à haute pression. Diminuer la pression au maximum est nécessaire dans un caisson sous vide pour simuler correctement les conditions du vide spatial.

▪ Neutralisation

Le propulseur PEGASES est un moteur ionique à grilles qui permet d'extraire des ions positifs et négatifs. Cependant, il peut être utilisé comme un propulseur classique avec un gaz électropositif et une cathode de neutralisation. Pour cela, un filament de tungstène chauffé émet des électrons pour la neutralisation du faisceau. La photographie 2.28 montre le filament de tungstène thorié sur son support. Le tungstène (W) a des propriétés intéressantes notamment sa haute température de fusion qui est de 3422°C. A partir des paramètres physiques de la cathode, on peut estimer la température du filament,

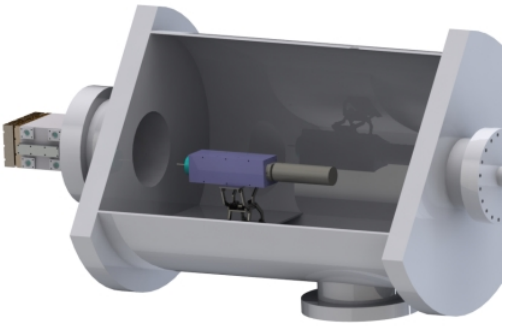


FIGURE 2.26 – Schéma d'une coupe du montage de la sonde E×B dans le caisson EPIC.

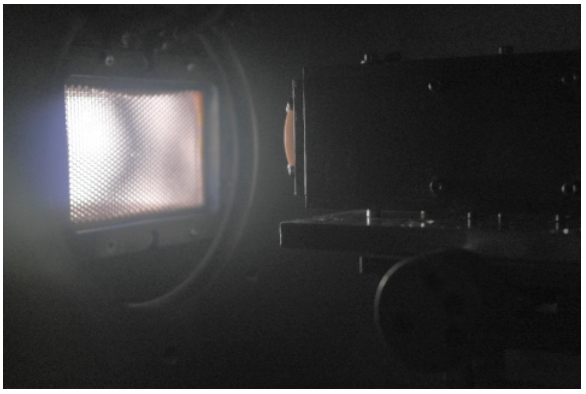


FIGURE 2.27 – Sonde E×B dans le faisceau de PEGASES.

les pertes se faisant uniquement par rayonnement. Le courant de chauffage I_{fil} est défini à l'aide de la puissance dissipée par effet Joule, de la résistivité d'un conducteur et de la loi de Stephan-Boltzmann qui se retrouvent dans la formule suivante :

$$I_{fil} = \sqrt{\frac{S_{fil} S_{aire} \epsilon \sigma_{SB} T^4}{\rho_e L}}, \tag{2.20}$$

où ϵ est l'émissivité, σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann. S_{fil}, S_{aire} sont respectivement la surface du fil et l'aire de la section du fil et ρ_e la résistivité du W en $10^{-8}\,\Omega m$ défini par[74] :

$$\rho_e = -1.72573 + 2.14350\ 10^{-2}T + 5.74811\ 10^{-6}T^2 - 1.13698\ 10^{-9}T^3 + 1.1167\ 10^{-13}T^4. \tag{2.21}$$

Le courant maximal atteint par le filament de diamètre 0.38 mm et d'une longueur de 20 cm et d'une émissivité de 0.4 est de 22 A avant la rupture. Par ailleurs, l'éq. 2.20 peut être réécrite en fonction de la température, équation d'ordre 4, et permet d'estimer la température. On estime donc la température du filament à 2107°C pour un courant typique de chauffage de 10 A. La densité de courant thermoionique $J_{neutraliseur}$ émise par le neutraliseur est définie à partir de la loi de Richardson-Dushman[75] :

$$J_{neutraliseur} = A_{ext} T^2 exp\left(\frac{-eW_\phi}{k_B T}\right), \tag{2.22}$$

où A_{ext} est une constante qui dépend des propriétés du matériau et W_ϕ est le travail de sortie du matériau. En utilisant les constantes trouvées dans la littérature[76], on calcule un courant thermoionique de $\backsim$ 5 mA pour notre filament en tungstène thorié. En pratique, le courant est de l'ordre de 200 mA. La différence est due à la mauvaise connaissance de la surface du filament qui est pulvérisée dans le temps, à la qualité du dopage en thorium et à la constante de A_{ext} qui est déterminée de manière empirique.

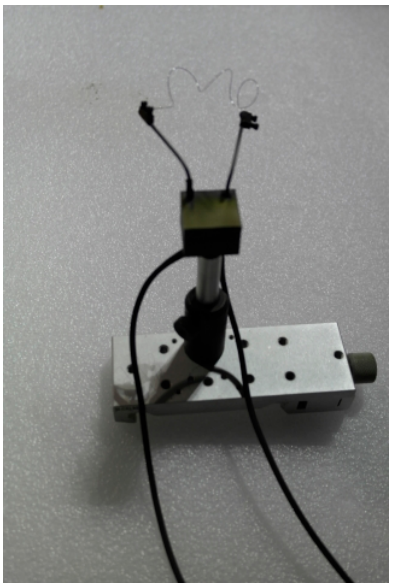


FIGURE 2.28 – Filament de neutralisation pour le mode DC du propulseur.

De plus, le filament émet du tungstène dans le caisson et dans la décharge principalement par évaporation. Ce tungstène réagit avec le fluor pour former des composés WF_x tel que le WF_6 qui a une faible résistance électrique[77]. Le dépôt de ces éléments peut engendrer des courts-circuits entre les grilles du propulseur. Par ailleurs, le taux de pulvérisation est accru lorsque le filament de neutralisation subit un bombardement ionique[78]. L'importance de l'émission du tungstène est étudié dans le paragraphe III.2.

II.6.4 Méthode de calibration

- **Résolution**

La sonde E×B permet de mesurer la vitesse des ions qui arrivent parallèles à l'axe de la sonde. Cependant, la sonde a un angle d'acceptance, autrement dit, la sonde collecte des ions dont le vecteur vitesse n'est pas parfaitement parallèle à son axe et est décrit par l'équation 2.23 :

$$\alpha_{acc} = 2arctan\left(\frac{d_{col}}{L}\right), \tag{2.23}$$

où L est la longueur de la sonde E×B et d_{col} est le diamètre du collimateur. Réduire le diamètre des collimateurs d'entrée et de sortie est donc une solution d'optimisation de la sonde. La figure 2.29 illustre le signal par sonde E×B pour différentes tailles de collimateurs d'entrée répertoriées dans le tableau 2.4. Dans notre cas, les collimateurs d'entrée sont des tubes en quartz. Le collimateur d'entrée 3 est utilisé dans les sources à fort courant. Dans le cas de PEGASES, le signal en utilisant le « Col. 3 » est trop faible car le niveau de courant est inférieur à la résolution du pico-ampèremètre.

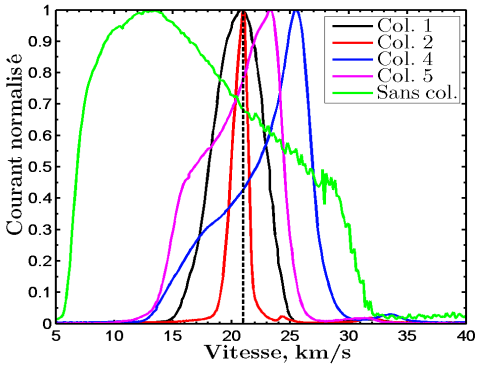


FIGURE 2.29 – Mesures de signaux E×B en fonction de la taille du collimateur d'entrée pour 2.5 sccm de xénon à 150 W et 300 V d'accélération.

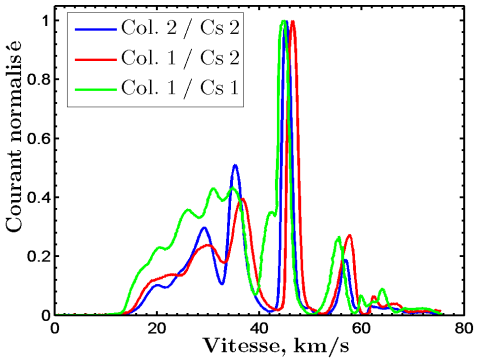


FIGURE 2.30 – Mesures de signaux E×B en fonction de la taille du collimateur de sortie pour 6 sccm de SF_6 à 200 W et 300 V d'accélération.

	d_{col} (int), mm	d_{col} (ext), mm	Longueur, mm
col. 1	1.4	4	27
col. 2	1.4	4	48
col. 3	1	1.8	103
col. 4	3	4	66
col. 5	1.8	3.9	24

TABLE 2.4 – Tableau récapitulatif des collimateurs testés pour la sonde E×B.

La ligne verticale en tirets représente la vitesse théorique d'accélération de Xe^+ à 300 V pour un flux de 2.5 sccm à 150 W. Les spectres E×B sont réalisés pour les mêmes conditions, seule la taille du collimateur d'entrée change. On remarque que seuls les collimateurs d'entrées « Col. 1 » et « Col. 2 » reproduisent correctement l'amplitude et la position du pic d'ions accélérés à 300 V. Le collimateur « Col. 2 » est le plus adapté dans le cas de PEGASES en xénon. En effet, le xénon a un potentiel de ionisation de 12,13 eV, le courant est donc élevé. Dans le cas du SF_6, le « Col. 1 » sera utilisé afin de maximiser les signaux puisque la longueur du collimateur permet de réduire l'angle d'acceptance de la sonde. En d'autre terme, la longueur du collimateur modifie la résolution de la sonde.

Le collimateur de sortie « Cs » est une plaque d'acier percée d'un trou de taille variable. Le collimateur « Cs 1 » est percé d'un trou de diamètre 3.6 mm et le « Cs 2 » a une perforation de diamètre 2.4 mm. La résolution de la sonde est montrée sur un spectre E×B en plasma de SF_6, voir fig. 2.30. Le détail de ces spectres sera expliqué dans le chapitre III. Les pics sont mieux définis avec une taille de collimateur réduite. La configuration choisie par la suite est le « Col. 1 » pour l'entrée et « Cs 2 » pour la sortie.

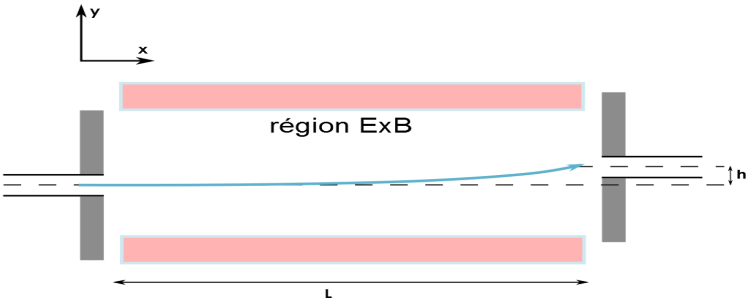


FIGURE 2.31 – Schéma de la sonde E×B avec un ion dévié.

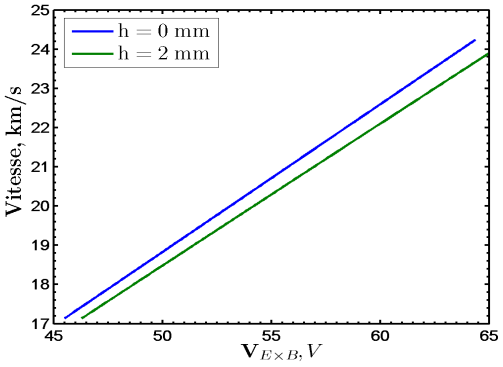


FIGURE 2.32 – Vitesse de détection de l'ion en fonction de la tension appliquée sur la sonde E×B pour h = 0 mm et h = 2 mm.

▪ Paramètre de désalignement

La sonde possède donc deux collimateurs de diamètre interne de quelques millimètres espacés l'un de l'autre de 18 cm. L'alignement des deux collimateurs est donc critique. Dans le cas d'un mauvais alignement, on collectera des ions déviés par les champs E×B, au lieu de collecter les ions non déviés, voir fig. 2.31. En présence d'un désalignement h, on peut déterminer une accélération parasite a[65,79] :

$$a = \frac{2h}{L^2} v_i^2, \tag{2.24}$$

puis à l'aide de la description de Lorentz, éq. 2.13 :

$$V_{E\times B} = v_i B d + v_i^2 \frac{2mdh}{ZeL^2}, \tag{2.25}$$

La tension de détection de la sonde à une vitesse donnée dépend du paramètre h. Lorsque les collimateurs sont parfaitement alignés, c-à-d $h \longrightarrow 0$, on retrouve la formule théorique de la sonde E×B, cf. éq 2.14.

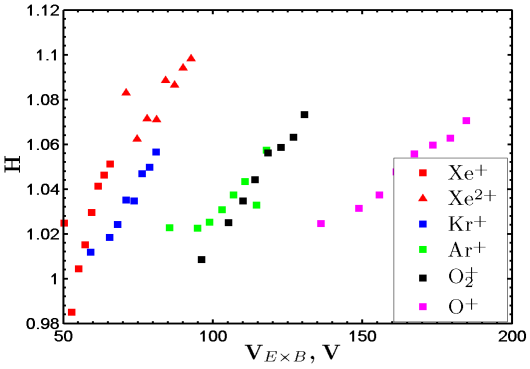


FIGURE 2.33 – Le paramètre de calibration H en fonction de la tension mesurée sur les électrodes pour plusieurs gaz.

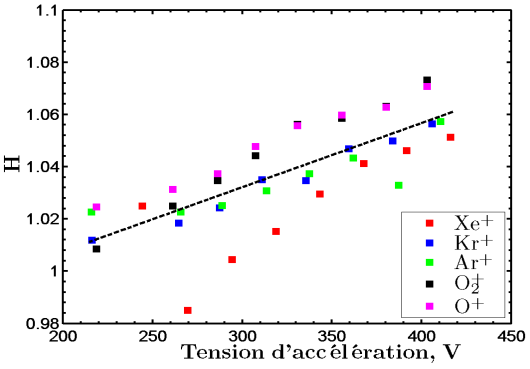


FIGURE 2.34 – Le paramètre de calibration H en fonction du potentiel d'accélération pour plusieurs gaz.

La figure 2.32 illustre l'équation 2.25 pour l'accélération du Xe entre 200 et 400 V. Le paramètre de désalignement met en évidence le fait que pour une vitesse d'ion donnée, la sonde ne détecte pas l'ion à la même tension. Par exemple, à 23 km/s, la différence des tensions de détection de l'ion est de 1.43 V, i.e. 538 m/s.

▪ Paramètre de calibration

L'exemple du paramètre h permet d'illustrer qu'une sonde n'est pas parfaite et qu'elle possède un paramètre de calibration H que l'on définit par :

$$v_{mes} = H v_i, \tag{2.26}$$

où v_{mes} est la vitesse de l'ion mesurée par la sonde. Dans le cas idéal, le paramètre H tend vers 1. Il est nécessaire de connaitre la vitesse réelle de l'ion v_i afin de déterminer le paramètre de calibration. Dans ce but, une sonde de Langmuir est placée dans la cavité de PEGASES pour mesurer le potentiel d'accélération des ions. A partir de cette information et du potentiel plasma résiduel en aval du propulseur, la vitesse réelle des ions est estimée. On réécrit l'éq. 2.26 avec 2.14 :

$$H = \frac{V_{E\times B}}{dB}\sqrt{\frac{m_i}{2eV_{acc}}}, \tag{2.27}$$

La figure 2.33 montre le facteur H en fonction de la tension mesurée de la sonde testée dans de nombreux gaz. Pour plus de simplicité, le paramètre de calibration est déterminé dans le cas d'un gaz simple tel que le Xe puisque seules les espèces multi-chargées du Xe sont présentes. La nécessité de calibrer s'impose dans le cas d'un gaz complexe qui génère beaucoup de fragments moléculaires comme le SF_6. Les points expérimentaux montrent une forte dépendance de la nature du gaz et de sa vitesse :

$$H = H(m, v_i). \tag{2.28}$$

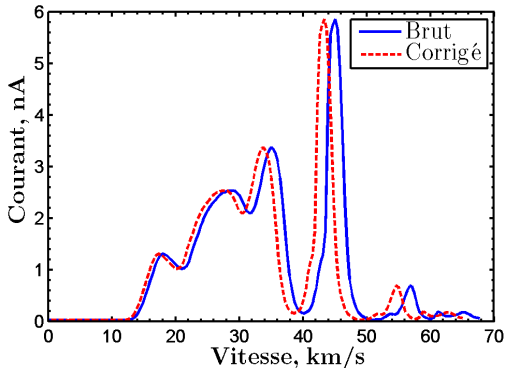


FIGURE 2.35 – Courbe E×B en vitesse pour un plasma de SF_6 brut et corrigé par le paramètre H.

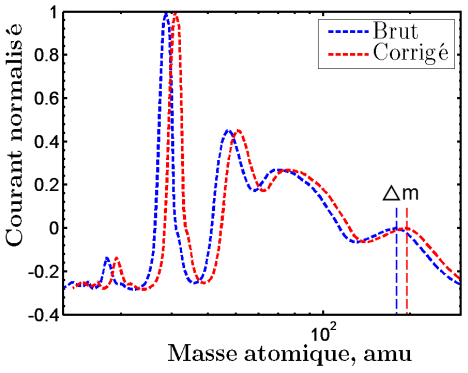


FIGURE 2.36 – Courbe E×B en masse pour un plasma de SF_6 brut et corrigé par le paramètre H.

Dans un plasma de SF_6, les fragments moléculaires sont nombreux et la calibration demande des simplifications pour utiliser le facteur H. En traçant le facteur de calibration en fonction de la tension d'accélération des ions, le paramètre H ne semble plus dépendre de la masse, bien que la dispersion soit grande, voir fig. 2.34. Un ajustement de courbe linéaire permet de déterminer la fonction affine de H d'équation :

$$H = 2.45\ 10^{-4} V_{acc} + 0.9586. \tag{2.29}$$

C'est donc à partir de ce paramètre que les courbes seront calibrées par la suite. Pour illustrer l'importance de la calibration, la figure 2.35 montre deux spectres brut et corrigé de 5 sccm de SF_6, 200 W de puissance injectée et 300 V d'accélération. Pour le pic dominant, la différence de vitesse est de 1.8 km/s entre le spectre brut et corrigé. Par ailleurs, la sonde est utilisable comme un spectromètre de masse si l'on connait V_{acc} puisque à partir de la vitesse des ions v_i :

$$m_i = 2eV_{acc}\left(\frac{dB}{V_{E\times B}}\right)^2. \tag{2.30}$$

La figure 2.36 montre le spectre de la figure 2.35 en fonction de la masse. L'intérêt de calibrer la sonde est évident puisque la différence de masse $\triangle_m$ pour les ions lourds entre le spectre calibré et le spectre brut est de 14 amu.

▪ Erreur de mesure

Toute mesure physique est affectée par une erreur de mesure d'origine humaine ou instrumentale (biais expérimental, résolution de l'outil etc.). L'incertitude du paramètre de calibration ΔH est définie par :

$$\frac{\Delta H}{H} = \left|\frac{\partial H}{\partial V_{E\times B}}\right| \Delta V_{E\times B} + \left|\frac{\partial H}{\partial V_{acc}}\right| \Delta V_{acc} + \left|\frac{\partial H}{\partial B}\right| \Delta B + \left|\frac{\partial H}{\partial d}\right| \Delta d, \tag{2.31}$$

d'où,

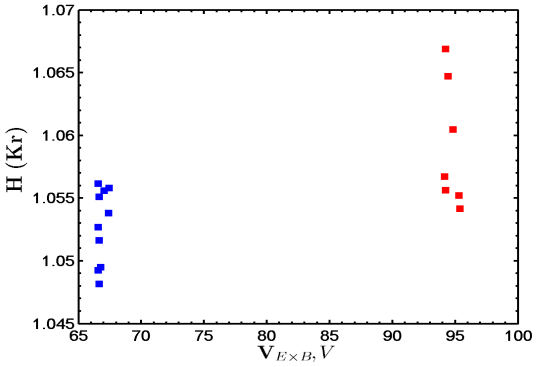


FIGURE 2.37 – Erreur de mesure du paramètre H pour un plasma de Kr à 250 V d'accélération.

Paramètres	$\Delta V_{E\times B}$	$V_{E\times B}$	ΔV_{acc}	V_{acc}	ΔB	B	Δd	d
Valeurs	0.1 V	66 V	15 V	250 V	10 G	1660 G	0.2 mm	16 mm

TABLE 2.5 – Paramètres pour la détermination de l'erreur de mesure en plasma de Kr à 250 V d'accélération.

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{\Delta V_{E\times B}}{V_{E\times B}} + \frac{\Delta V_{acc}}{2V_{acc}^{3/2}} + \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta d}{d}, \tag{2.32}$$

Finalement à partir des incertitudes, voir tableau 2.5,

$$\frac{\Delta H}{H} = 0.0219. \tag{2.33}$$

La figure 2.37 montre la dispersion du paramètre H expérimentalement obtenue dans un plasma de Kr de 10 sccm , 125 W à 250 V d'accélération. Les points bleus représentent le krypton ionisé 1 fois et les rouges le Kr^{2+}. La figure montre que le paramètre de calibration a une dispersion statistique. Cette dispersion est une conséquence de la stabilité de la décharge et du domaine de collection de la sonde, voir paragraphe III.5. L'erreur de mesure est résumée dans le tableau 2.6.

La valeur ΔH / H est très inférieure à la valeur calculée à l'éq. 2.33. En effet, seule l'erreur statistique est comptabilisée dans le cas expérimental. Les erreurs de mesure du système de polarisation et des paramètres de la sonde doivent être évaluées afin d'estimer

	H	ΔH	ΔH / H
Kr^{+}	1.0527	0.0008	0.0008
Kr^{2+}	1.0579	0.0011	0.0010

TABLE 2.6 – Valeurs expérimentales de H et de son erreur statistique ΔH pour le krypton ionisé 1 et 2 fois pour 10 sccm, 125 W à 250 V d'accélération.

l'erreur totale de cette mesure. Cependant, la plupart des erreurs sont très difficilement estimables. De plus, certain biais expérimentaux rajoutent de la complexité sur l'estimation du paramètre H.

▪ Alignement de la sonde

L'alignement de la sonde est une source d'erreur puisque les ions arrivant avec un léger angle ($< 1°$) passent la région E×B (c-à-d passent aux travers des deux collimateurs), voir éq. 2.23. De plus, le champ magnétique n'étant pas homogène au voisinage des collimateurs, un effet de bord modifie la trajectoire des ions (voir simulation de particules, paragraphe III.5). Une grande proportion d'ions peut ainsi être collectée puisque l'angle d'acceptance pour le collimateur d'entrée est compris entre 4 et 6°.

Ce paramètre d'alignement φ_A étant très difficile à estimer, il sera uniquement mentionné sous la forme suivante :

$$H = H(m, v_i, h, \varphi_A). \tag{2.34}$$

Le paramètre de calibration utilisé dépend donc des conditions expérimentales. La sonde doit donc être calibrée avant les mesures ou être calibrée à partir d'un spectre complexe dont on connait les espèces présentes dans la décharge.

II.7 Photo-détachement par laser

II.7.1 Principe

La technique du photo-détachement laser (LPD) est une technique non intrusive qui permet de détecter les ions négatifs A^-, d'accéder à l'électronégativité locale du plasma et à la densité absolue des ions négatifs[80]. La technique consiste à impacter l'ion négatif par un faisceau laser avec une énergie supérieure à l'affinité électronique de l'ion (EA). L'électron est alors libéré et ensuite collecté par une sonde ou détecté par un système optique. La formule 2.35 résume la technique de LPD :

$$A^- + h\nu \longrightarrow A + e^-, \tag{2.35}$$

où A est l'atome neutre et e^- un électron. La technique conserve la charge totale du plasma puisqu'elle transforme un ion négatif en un neutre et un électron. L'électron est ensuite collecté par une sonde de Langmuir ou une sonde Hairpin. On peut aussi le détecter par interférométrie micro-onde[81,82,82].

Les sondes de collection mesurent le rapport du courant des électrons photo-détachés sur le courant du plasma. Ce rapport donne une information sur l'électronégativité du plasma, α :

$$\frac{\Delta I_e}{I_{dc}} = \frac{\Delta j_{e,lpd} S_{lpd}}{j_{e,dc} S_{dc}} = \frac{e \Delta n_{e,lpd} v_{e,lpd} S_{lpd}}{e n_{e,dc} v_{e,dc} S_{dc}} \approx \frac{\Delta n_e}{n_e} = \frac{n_-}{n_e} = \alpha, \tag{2.36}$$

où j est la densité de courant, S la surface de collection de la sonde, v_e la vitesse des électrons et n la densité. Les indices e et $-$ font respectivement référence à l'électron et à

Éléments	SF_6^-	SF_5^-	SF_4^-	SF_3^-	SF_2^-	SF^-	F_2^-	S^-	F^-
EA, eV	1-1.2	3.85-4.2	1.5	2.88-3.07	0.9	2.285	3.08	2.077	3.4
EA, nm	1031	295	825	403	1375	542	402	596	364
σ_{LPD}, 10^{-22} m^2	>3	–	–	–	–	–	–	–	5

TABLE 2.7 – Valeurs des affinités électroniques des ions négatifs en plasma de SF_6. Les valeurs de sections efficaces de photo-détachement sont données pour le SF_6^- et F^-[83–96].

l'ion négatif. L'indice *lpd* se réfère à l'incrémentation de courant obtenue durant l'impulsion laser qui permet le photo-détachement. L'indice *dc* signifie « en continu ». Le symbole Δ indique le changement de courant après l'impulsion du laser. Cette équation se base sur deux hypothèses :
1) la surface de collection pour les électrons photo-détachés est identique à la surface de collection pour les électrons du plasma.
2) la vitesse des électrons est supposée identique avant et après l'impulsion laser. La population électronique photo-détachée a une énergie $E_{e-detach}$ équivalente à la différence entre l'énergie de photon $h\nu$ et l'affinité électronique de l'ion :

$$E_{e-detach} = h\nu - EA. \tag{2.37}$$

A l'aide des deux hypothèses, le rapport des courants donne accès à l'électronégativité du plasma.

Le tableau 2.7 répertorie les valeurs des affinités électroniques[83–92] et les sections efficaces de photo-détachement σ_{LPD}[93–96] pour l'ion SF_6^- et F^-. Le taux d'ions photo-détachés $\Delta n_-/n_-$ par le laser peut être déterminé par la formule :

$$\frac{\Delta n_-}{n_-} = 1 - exp\left(-\frac{\sigma_{LPD} E_L}{h\nu S_L}\right), \tag{2.38}$$

où E_L/S_L est la densité d'énergie du laser. La puissance du laser adéquate ainsi que la longueur d'onde du laser sont déterminées à partir des informations du tableau 2.7 et de l'équation 2.38.

La figure 2.38 illustre le calcul de la quantité d'ions F^- détachés en fonction de la densité de puissance laser pour 3 longueurs d'ondes. La quantité photo-détachée augmente avec la longueur d'onde et la densité de puissance du laser. Un des ions présents dans les sources de plasma en SF_6 pour des conditions proches de celles de PEGASES est le SF_5^-[35,97,98]. D'après le tableau 2.7, l'ion SF_5^- se détache à une longueur d'onde inférieure à 295 nm. Il est donc nécessaire d'utiliser une longueur d'onde de 266 nm à fort rapport E_L/S_L. La figure 2.39 montre le rapport d'ions détachés en fonction de la densité de puissance laser pour l'ion SF_6^- et F^- pour une longueur d'onde de 266 nm. La section efficace de photo-détachement du fluor étant plus grande que celle de l'hexafluorure de soufre, le rapport $\Delta n_-/n_-$ sature plus rapidement à 1.

Notons que l'équation 2.38 est valide pour une seule espèce d'ion négatif. Dans les gaz complexes comme le SF_6, la section efficace de photo-détachement s'écrit :

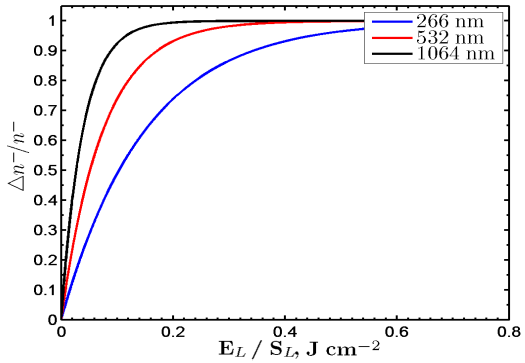


FIGURE 2.38 – Rapport d'ions F^- détachés en fonction de la densité de puissance pour $\lambda = 266$, 532 et 1064 nm.

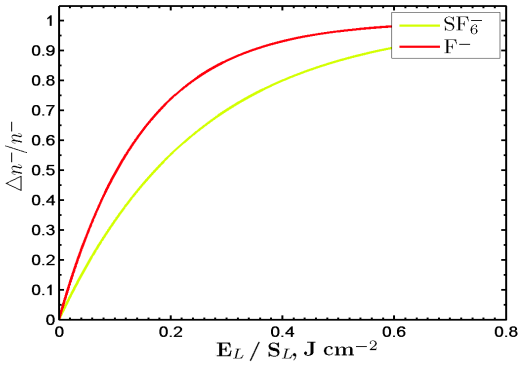


FIGURE 2.39 – Rapport d'ions négatifs détachés en fonction de la densité de puissance pour $\lambda = 266$ nm.

FIGURE 2.40 – Photographie du banc de photo-détachement avec en arrière plan le caisson d'expérimentation EPIC. Le moteur PEGASES est à l'arrière du caisson.

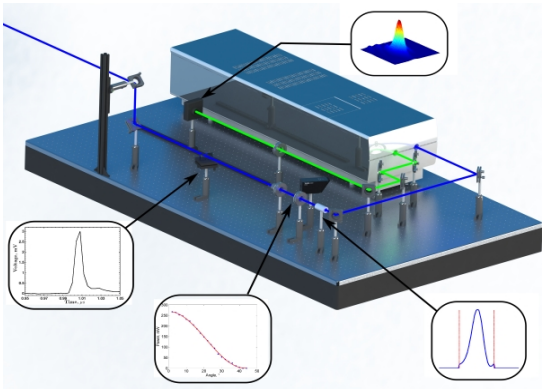


FIGURE 2.41 – Vue 3D du banc de photo-détachement avec les optiques et le trajet du laser.

$$\sigma_{LPD} = \sum \sigma_{i-} = \sigma_{SF6} + \sigma_{SF5} + \sigma_{SF4} + ... + \sigma_F, \tag{2.39}$$

où σ_{i-} représente la section efficace de chacun des ions négatifs.

II.7.2 Banc optique

Le banc est décrit sur la photographie 2.40. L'image représente la table optique où repose le laser, les optiques et en arrière plan le caisson EPIC. Le laser dispose de deux sorties : l'une à 532 nm (vert) et l'autre à 266 nm (UV). Le faisceau UV parcoure 5.6 m avant d'atteindre la cavité de PEGASES. Dans cette configuration, le faisceau laser entre suivant la direction axiale du caisson. Un jeu de miroir, placé à l'intérieur du caisson, est nécessaire pour effectuer une visée radiale. Une représentation 3D du banc est montrée sur la figure 2.41. Le laser est composé d'un cristal de Nd-YAG qui émet à 1064 nm avec une fréquence de pulsation de 10 Hz. Ce laser de Quanta-Ray a une divergence inférieure à 0.5 mrad pour

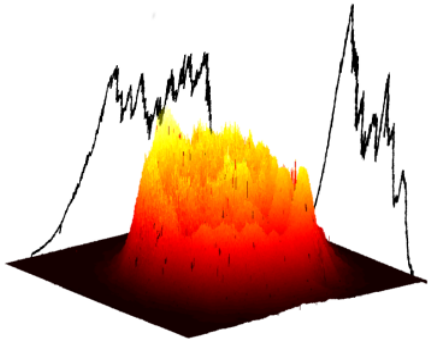


FIGURE 2.42 – Profil à 532 nm en sortie du laser.

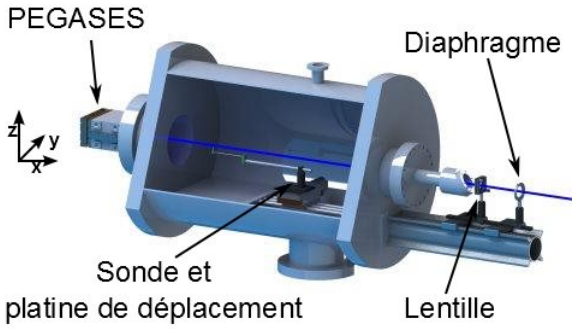


FIGURE 2.43 – Chambre à vide avec une sonde de Langmuir montée sur une platine de déplacement. Le laser est parallèle à l'axe du caisson.

un diamètre inférieur à 10 mm et une énergie de 450 mJ par impulsion. La durée d'une impulsion est de 8 ns. Deux optiques non linéaires génèrent la deuxième harmonique de la fréquence IR fondamentale permettent de transformer l'infrarouge (1064 nm, 1.21 eV) en UV (266 nm, 4.65 eV) dans le but de détacher l'ensemble des ions négatifs. Le faisceau est ensuite dirigé par 4 miroirs diélectriques à l'intérieur de la cavité de PEGASES. Sur le chemin du laser, un collimateur en aluminium d'une longueur de 50 mm et d'une ouverture de 7 mm permet de couper les bords du faisceau laser. Le contrôle de la puissance est assuré par deux optiques : un polariseur et un prisme de Glan. Le prisme sélectionne seulement une composante de polarisation du faisceau. Cela permet de modifier la puissance du laser en ajustant l'angle du polariseur. Cependant, le prisme provoque la perte de 20 % de la puissance à 266 nm. L'énergie par impulsion peut varier de 0 à 28 mJ à l'entrée du caisson. Un séparateur permet de diviser le faisceau en deux au-delà du système de contrôle de puissance. Le faisceau principal est transmis dans la décharge de PEGASES (98 %) et le second avec une faible intensité laser est dirigé vers une photo-diode permettant de mesurer le profil temporel du laser. Une caméra CCD permet d'enregistrer le profil spatial du laser vert afin de déterminer le profil spatial du faisceau. En effet, la CCD ne permet pas de mesurer dans l'UV puisqu'elle collecte les photons dans la gamme 300 à 1150 nm. Ce capteur de 1280 $\times$ 1024 a pour une dimension de pixel $5.2 \times 5.2\,\mu m$. Un filtre permet de diviser le flux par 10^5 pour protéger la camera. La distribution spatiale du faisceau se rapproche d'un profil carré ayant pour diamètre 8 mm, voir fig. 2.42. On suppose que le profil vert est identique au profil en UV puisque les deux faisceaux proviennent de la même source.

II.7.3 Système de détection des électrons - Écran laser

Les expériences sont réalisées dans le caisson EPIC présenté sur le dessin 3D de la figure 2.43. L'image montre la face avant où est monté un rail optique avec un diaphragme pour le contrôle de la taille du laser et une lentille de focale 1500 mm. Le laser est focalisé dans le propulseur PEGASES positionné sur la face arrière. Une platine de déplacement permet de translater la sonde de Langmuir sur le chemin du laser dans la direction x et

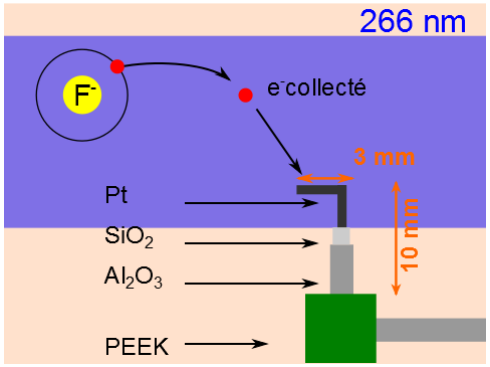


FIGURE 2.44 – Illustration de la sonde de Langmuir pour les mesures de photo-détachement par laser.

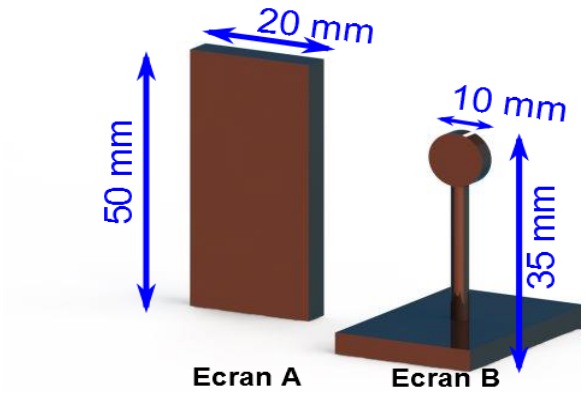


FIGURE 2.45 – Dessin des écrans pour la protection de l'antenne.

y. La sonde de Langmuir a une forme en L, illustrée en figure 2.44. Ce type de géométrie permet de limiter la surface exposée à l'impulsion et donc les problèmes liés à l'ablation laser. La sonde doit être immergée entièrement dans le faisceau afin de saturer le ratio du courant en collectant l'intégralité des électrons détachés. Le support est en Al_2O_3 pour assurer la rigidité avec une partie en SiO_2 pour diffuser le rayonnement UV et résister à l'ablation. La sonde a d'abord été réalisée et testée en tungstène puis en platine pour résister à l'attaque chimique du fluor.

Le faisceau laser UV est très intense et pulvérise la céramique (Al_2O_3) protégeant l'antenne d'induction. Cette céramique est percée en moins de 5 min. Un écran en cuivre est donc positionné dans la cavité de PEGASES pour bloquer le faisceau laser UV et protéger ainsi la céramique, voir fig. 2.45. L'écran est situé entre 3 et 4 cm de l'antenne pour ne pas perturber la décharge, c-à-d hors de la zone principale d'ionisation. Deux formes d'écrans ont été testées : une grande (écran A) qui autorise une plus grande flexibilité de la position du laser et une plus petite (écran B) qui a un effet de sillage (perturbation du plasma) moins important. Les dimensions sont indiquées sur la figure. Différents matériaux ont été sélectionnés et testés pour les écrans : Al_2O_3, BN-SiO_2, Acier, Aluminium et cuivre. Le cuivre a finalement été sélectionné car c'est le matériau qui résiste le mieux au bombardement par des photons UV[99].

La sonde électrostatique est connectée à un circuit RC pour détecter les variations de courant générés par le laser, voir photographie 2.46. Le schéma 2.47 montre le circuit dont la partie référencée « courant LPD » est montée dans une cage de Faraday pour bloquer les interférences électromagnétiques provenant des lampes flash du laser, des fluctuations RF du moteur etc. Les résistances sont variables et sont connectées à la sonde afin d'augmenter ou de décroitre la sensibilité. Le signal est ensuite collecté par un oscilloscope. Le design du circuit a été sélectionné après la lecture de différentes publications[100,101]. Les valeurs des résistances sont pour R1 de 47 Ω , R2 de 100 Ω, R3 de 4.7 $k\Omega$ et le condensateur C est de 1.08 μF. Ce circuit de détection forme un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure est définie par la constante de temps R3 × C de l'ordre de 200 Hz. Il est nécessaire de vérifier que la fréquence de coupure du système soit compatible avec les temps de réponse attendus. Le courant DC est collecté par un second appareil de mesure composé d'une alimentation et

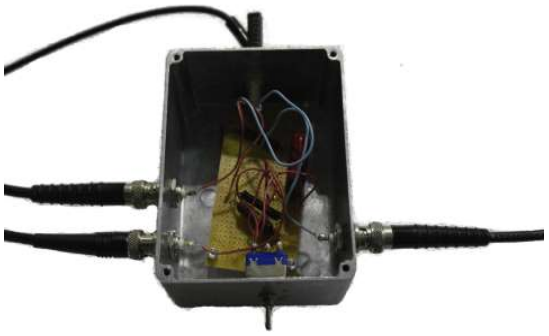


FIGURE 2.46 – Photographie du circuit électrique pour l'acquisition du signal de photo-détachement enfermé dans une cage de Faraday.

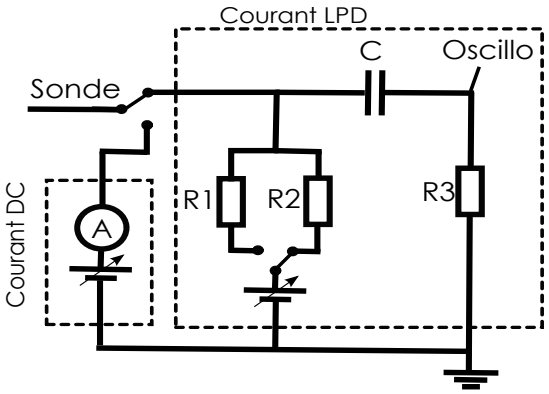


FIGURE 2.47 – Schéma du circuit pour le photo-détachement.

d'un ampèremètre. Le signal de photo-détachement dépend de la dynamique du plasma[100].

Le temps de transit des ions négatifs t_{tr} est défini par :

$$t_{tr} = \frac{r_b}{v}, \tag{2.40}$$

où r_b est le rayon du faisceau laser. La fréquence f requise est calculée à l'aide du temps de transit :

$$f = \frac{1}{t_{tr}} = \frac{v}{r_b}. \tag{2.41}$$

La fréquence limite basse est définie par la vitesse de l'ion négatif la plus basse. Dans une décharge en SF_6^-, la vitesse thermique à 400 K est de 240 m/s. La fréquence basse est donc de $\simeq$ 160 kHz pour un $r_b = 1.5$ mm. Le circuit passe-haut décrit plus haut ne perturbera donc pas les signaux de photo-détachement en plasma de SF_6.

Une caractéristique courant-tension (I-V) est acquise par la sonde avec le système de polarisation ALP ou par le SourceMeter 2410 dans le but d'obtenir le courant d'électrons DC, c-à-d les électrons du plasma.

II.7.4 Caractérisation du banc optique

La distance parcourue par le faisceau laser à 266 nm est supérieure à 5 m pour des raisons pratiques, voir fig. 2.48. La distance entre l'entrée du caisson et les grilles de PEGASES est de 1200 mm. Afin de focaliser l'énergie du faisceau, une lentille en quartz de focale 1500 mm est positionnée à l'entrée du hublot sur la face avant de la chambre à vide EPIC. Les mesures de photo-détachement nécessitent de connaitre parfaitement la fluence de notre laser autrement dit, la taille et l'énergie du faisceau. Le constructeur fournit les informations suivantes : une divergence inférieure à 0.5 mrad et un diamètre de faisceau inférieur à 10 mm. Ces valeurs sont imprécises et ne permettent pas une bonne estimation de la fluence.

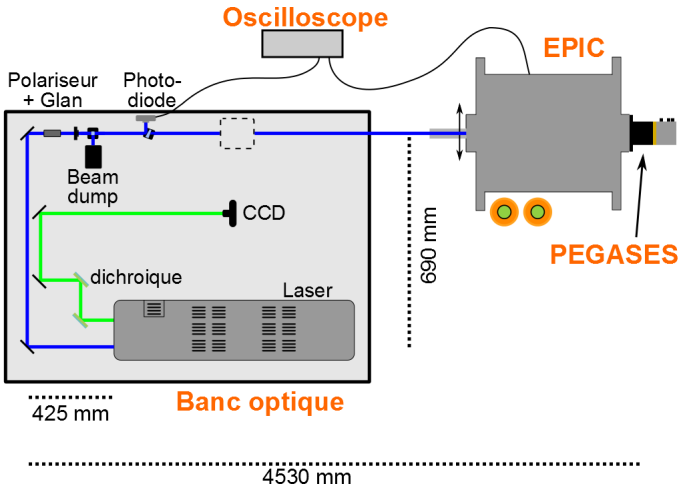


FIGURE 2.48 – Schéma du banc optique avec le caisson EPIC et PEGASES.

Les formules de propagation du faisceau s'appliquent à des lasers dont la distribution d'intensité est gaussienne. Une technique pour caractériser le laser consiste à déterminer la largeur à mi-hauteur de la gaussienne (waist en anglais) $w(d)$ afin d'ajuster une courbe par la formule[102] :

$$w(d) = w_0\sqrt{1+\left(\frac{d}{e_r}\right)^2}, \tag{2.42}$$

où w_0 est le minimum du waist et e_r la longueur de Rayleigh définie par :

$$e_r = \frac{\pi w_0^2}{M^2\lambda}, \tag{2.43}$$

où M^2 est un paramètre qui caractérise l'écart à une forme gaussienne. Le facteur M^2 est égal à 1 pour un laser parfaitement gaussien. La détermination de ce paramètre permet de calculer le waist sur l'ensemble du banc optique. Cependant, le profil du laser Quanta-Ray est très éloigné d'un faisceau gaussien et il est donc nécessaire d'employer une autre méthode de mesure.

Notre caméra CCD permet de déterminer le profil spatial du laser dans une gamme de longueur d'onde réduite mais ne peut pas mesurer dans le domaine UV. Nous faisons ici l'hypothèse que les caractéristiques du faisceau vert sont identiques aux UV puisqu'ils sont originaires de la même source. Pour confirmer cette hypothèse, la technique dite knife-edge (bord du couteau) permet de mesurer la taille du faisceau. Cette technique est illustrée par la figure 2.49. Un puissance-mètre est positionné sur le trajet du faisceau laser UV et une lame vient couper une partie de ce faisceau. La mesure permet de définir le diamètre du faisceau par le maximum et le minimum de puissance. La figure 2.50 montre une mesure faite en knife-edge de la puissance en fonction de la distance parcourue par la plaque. Les cercles bleus représentent les points de mesures, les points sont ajustés par une fonction en rouge composée de trois lignes droites et en noir la dérivée de cette fonction. La dérivée

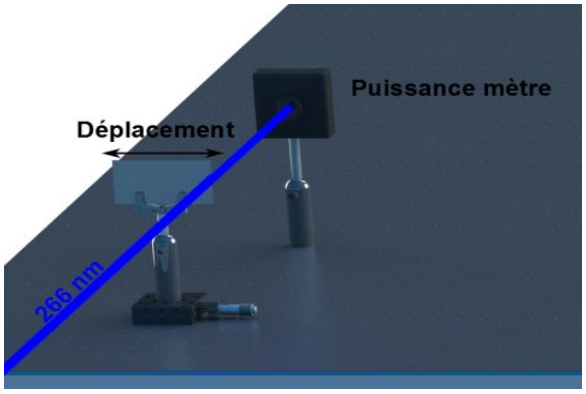


FIGURE 2.49 – Illustration de la technique de knife edge.

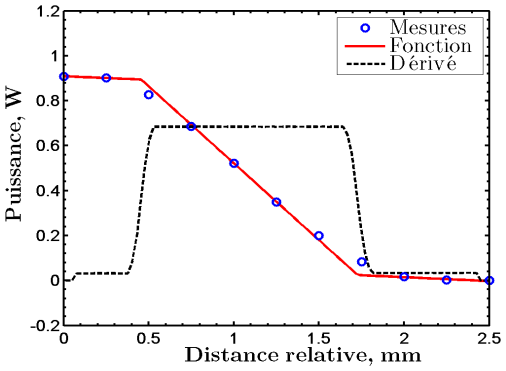


FIGURE 2.50 – Exemple d'une mesure en knife edge. En bleu, les points de mesures, en rouge, fonction représentative approximant les mesures du faisceau et en noir, la dérivée de cette fonction.

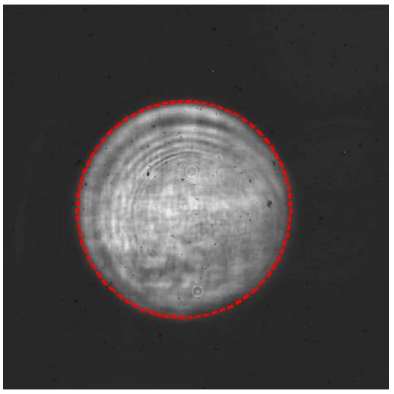


FIGURE 2.51 – Image CCD du faisceau à 532 nm à 50 cm après une lentille de focale 1500 mm. La bordure rouge représente le fit du profil laser.

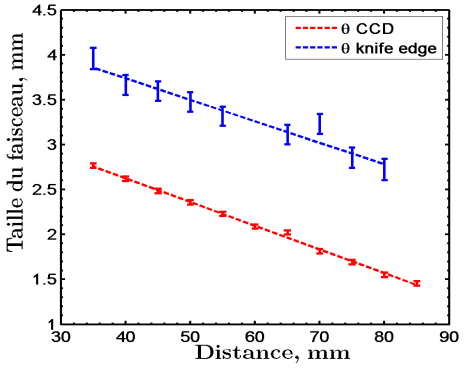


FIGURE 2.52 – Comparaison de la divergence du faisceau entre les deux techniques.

représente pratiquement un trapèze qui permet de déterminer le diamètre du faisceau soit 1.4 mm pour cet exemple.

Grâce à cette technique nous pouvons comparer les mesures en 532 nm avec la camera et la technique de knife-edge. Cette mesure doit être faite après le passage au travers d'une lentille afin de diminuer le diamètre du faisceau laser ($\simeq$50 mm^2) puisque la surface du capteur CCD est de 35.4 mm^2. Afin de protéger la caméra, des filtres optiques à densité neutre sont positionnées avant la lentille, divisant l'intensité par 10^x où x varie de 1 à 5. Un cercle est ajusté à partir de l'image de l'intensité et permet de déduire le diamètre du faisceau, voir figure 2.51. La méthode knife-edge et la détermination du diamètre par la caméra sont alors comparées sur la figure 2.52. La technique knife-edge montre une taille de faisceau plus importante du fait des phénomènes de diffraction. Par ailleurs, les ailes du faisceau ne sont pas prises en compte dans la mesure de l'intensité sur la CCD. Les deux droites sont quasiment parallèles et montrent que les deux techniques permettent de mesurer la divergence du faisceau.

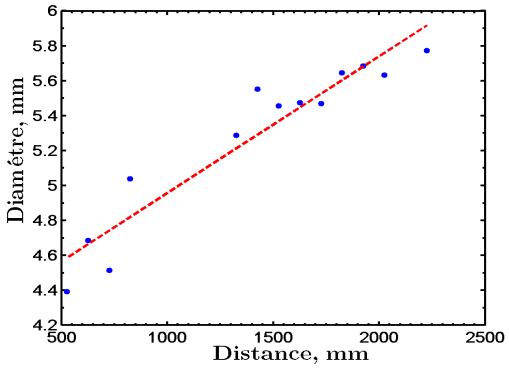


FIGURE 2.53 – Mesure de la divergence du faisceau en UV.

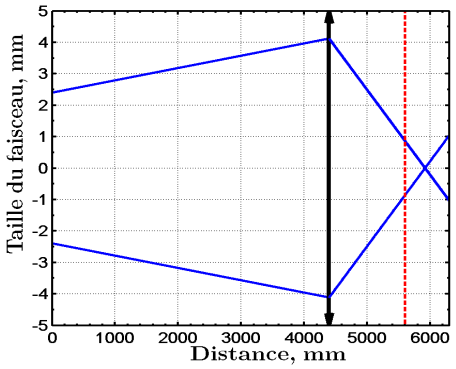


FIGURE 2.54 – Taille du faisceau laser sur l'ensemble de la longueur du banc. Le trait vertical rouge représente la position des mesures dans la cavité de PEGASES.

La figure 2.53 montre une mesure de knife-edge en UV après la sortie de laser. La mesure réalisée entre 500 et 2200 mm permet de calculer une divergence de 0.4 mrad, valeur très proche de la donnée constructeur. De plus, cette courbe permet de déterminer le diamètre du faisceau en sortie du laser à plus de 4.0 mm. L'optique gaussienne ne s'appliquant pas dans ce cas-là, c'est donc l'optique géométrique qui permettra de déduire la taille du faisceau tout le long du trajet optique. La figure 2.54 représente la taille du faisceau laser sur l'ensemble de la longueur du banc. Le trait noir et le trait rouge représentent respectivement la lentille et la position de la mesure dans la cavité de PEGASES. Le diamètre du faisceau laser varie entre 4.8 et 8.2 mm en amont de la lentille. Il est de 1.8 mm à la position des mesures. A première vue, cette technique peut sembler peu fiable du fait de l'approche géométrique. Cependant, la photographie 2.55 montre du papier thermique brulé par l'impact du laser pour 3 positions : 1) point de mesure, 2) hublot (avant lentille) et 3) en sortie du laser. Les diamètres mesurés pour les tâches 1, 2 et 3 sont respectivement de < 2 mm, 8 mm et > 4 mm. La technique de knife-edge est donc bien valide pour mesurer la divergence et le diamètre du faisceau pour un trajet optique de 5.5 m.

Le contrôle de la puissance du faisceau UV est réalisé par l'ajustement de l'angle d'inclinaison du polariseur demi-onde ($\lambda/2$). Cela est illustré sur la figure 2.56. La courbe montre la puissance moyenne mesurée sur 10 impulsions en fonction du polariseur. Les cercles bleus représentent les points de mesures et la courbe rouge est l'ajustement de la distribution d'énergie d'un laser mesurée par la loi de Malus :

$$I_{laser} = I_0 cos^2(\Theta), \tag{2.44}$$

où I représente l'intensité du laser et Θ est l'inclinaison de la $\lambda/2$. La mesure de la puissance permet d'estimer le nombre de photons n_{ph} disponible pour détachements des ions négatifs. La quantité de photons dans le faisceau laser est calculée à partir de l'énergie du laser E_{laser} et de l'énergie d'un photon décrite par la formule :

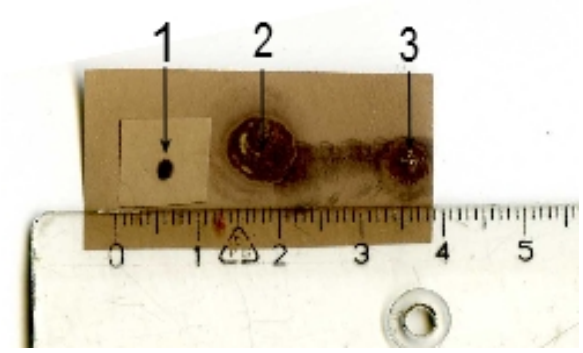


FIGURE 2.55 – Photographie du papier thermique brulé par le laser UV. 1) point focal, 2) hublot (avant lentille) et 3) en sortie du laser.

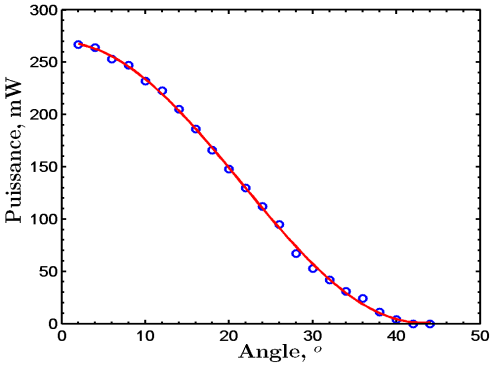


FIGURE 2.56 – Contrôle de la puissance du laser en fonction de l'angle du polariseur.

$$E_{ph} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \tag{2.45}$$

Soit $n_{ph} = E_{laser}/E_{ph} = 2.7\ 10^{16}$ pour $E_{laser} = 20\,\text{mJ}$. La densité ionique du plasma est de $\sim 10^{16}$ m^{-3}, ce qui donne un nombre d'ions négatifs à détacher de 3.8 10^8 ions dans un volume laser V$= \pi \times (2\,mm)^2 \times 3\,mm$ (diamètre de la sonde). Le nombre de photons est bien supérieur à la quantité d'ions négatifs, ce qui permet de supposer que tous les ions seront détachés même s'il faudrait prendre en compte la section efficace de collision entre un photon et un ion négatif. On peut d'ailleurs vérifier cette hypothèse de détachement de l'intégralité des ions en calculant la fluence du laser F_{laser} et en se reportant à la figure 2.38. La fluence à la position des mesures est calculée à partir de l'énergie du laser :

$$F_{laser} = \frac{E_{laser}\psi}{S_{laser}}, \tag{2.46}$$

où ψ est un terme de perte dû aux réflexions par les fenêtres (7 %). La fluence est maximale pour un angle Θ de 0 ^{o} soit ici 1 J.cm^{-2}, ce qui est largement suffisant pour détacher les ions négatifs en plasma de SF_6.

La figure 2.57 montre la dispersion de l'amplitude du laser mesurée par la photo-diode en fonction de la puissance du laser. Les points se répartissent dans une zone de forme conique (marron clair). L'incertitude sur la mesure de la puissance laser s'accroît donc à haute puissance. La figure 2.58 représente la fluctuation de la puissance qui est en moyenne de l'ordre de 6 % ce qui est en accord avec la valeur donnée par le constructeur (<8 %).

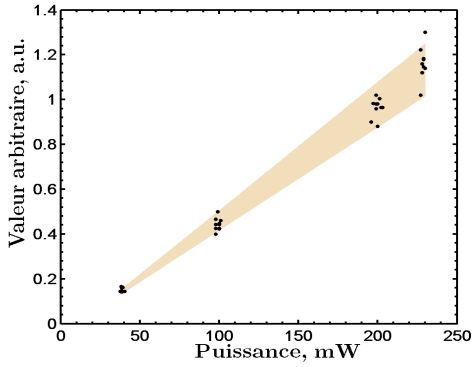


FIGURE 2.57 – Évolution de l'amplitude du signal laser collecté par la photo-diode.

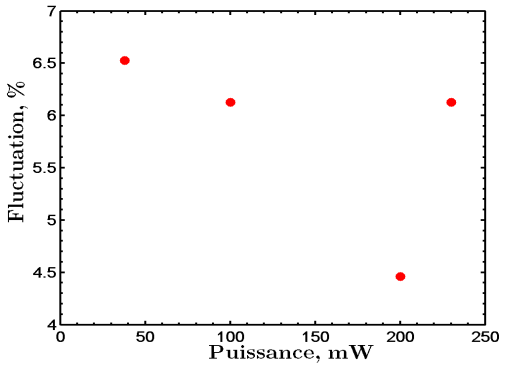


FIGURE 2.58 – Fluctuation de la puissance moyenne du laser.

Chapitre III

Mesures avec une sonde E×B

« Attention, on n'est jamais à l'abri d'une découverte. »
– André Verméglio –

★

Sommaire

III.1 Introduction **54**
III.2 Mesures en mode continu **54**
III.3 Mesures E×B dans la cavité de PEGASES **58**
III.4 Mesures en polarisation alternée **62**
III.4.1 Tension alternée symétrique 63
III.4.2 Tension alternée asymétrique : cas positif 66
III.4.3 Tension alternée asymétrique : cas négatif 69
III.4.4 Étude des mélanges de gaz 72
III.4.5 Bilan entre les différents modes d'extraction 73
III.5 Simulations du fonctionnement d'une sonde E×B **74**
III.5.1 Description des effets observés 74
III.5.2 Estimation du facteur de calibration 77
III.6 Conclusion **79**

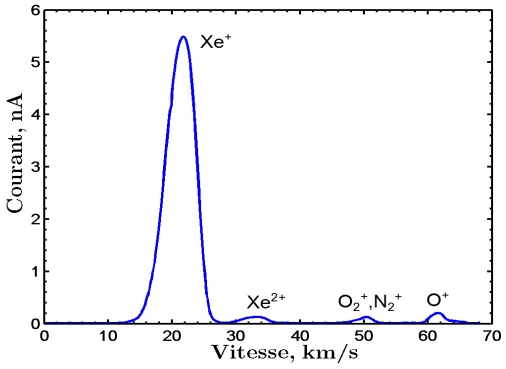


FIGURE 3.1 – Un spectre E×B en plasma de Xe de 2.5 sccm, 180 W, 4.35 A de courant dans l'antenne et 293 V d'accélération appliquée.

III.1 Introduction

La calibration de la sonde E×B, décrite dans le chapitre II, a pour objectif de permettre une mesure précise de la distribution de vitesses des ions et d'en déduire la composition du plasma. Ce type de sonde n'a jamais servi à la caractérisation d'un plasma électronégatif bien que ce diagnostic soit couramment utilisé. La complexité de la décharge impose de réaliser des mesures selon différents modes d'extraction. Chacun de ces modes d'extraction a pour but de comprendre la dynamique du plasma.

III.2 Mesures en mode continu

Le mode continu de PEGASES, c-à-d dans lequel la tension d'accélération est constante au cours du temps, est identique au fonctionnement standard des propulseurs à grilles comme le RIT de Airbus D&S. Le carburant utilisé est un gaz noble, essentiellement du Xe. La neutralisation est assurée par le filament de tungstène chauffé par un courant supérieur à 10 A. Par ailleurs, les spectres E×B sont calibrés avec le paramètre H pour identifier les espèces. Dans ce chapitre, la sonde E×B est montée directement dans le faisceau du propulseur suivant la figure 2.26.

▪ Identification des espèces

La figure 3.1 montre un spectre E×B en plasma de Xe de 2.5 sccm, 180 W, 4.35 A de courant dans l'antenne et 293 V d'accélération appliquée aux ions dans le moteur. La sonde détecte plusieurs pics correspondants aux ions Xe^+ et Xe^{2+} de la décharge ainsi qu'à des impuretés dues aux fuites et au dégazage des céramiques. Les pics de Xe^+ et Xe^{2+} sont séparés par un rapport $\sqrt{2}$ en accord avec l'éq. 1.5. La fraction d'ions multi-chargés est de l'ordre de 2.5 %.

Ce spectre démontre la capacité de la sonde à séparer et identifier les espèces présentes dans le plasma. Cette particularité est nécessaire pour le cas du SF_6 qui est relativement complexe, voir fig. 3.2. La complexité des gaz moléculaires est une conséquence de la

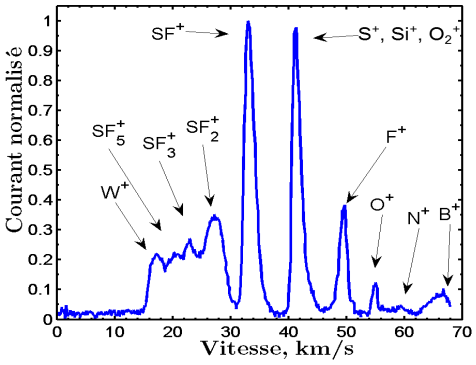


FIGURE 3.2 – Spectre E×B typique en plasma de SF_6 (4 sccm, 120 G, 210 W, 300 V appliquée et 5.2 A).

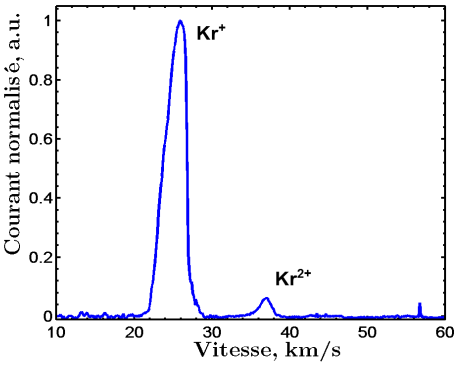


FIGURE 3.3 – Un spectre E×B en plasma de Kr de 10 sccm, 200 W, 3.2 A de courant dans l'antenne, 120 G et de 277 V d'accélération appliquée.

fragmentation de la molécule de départ. Le spectre E×B montre des ions positifs présents dans le faisceau de PEGASES pour 4 sccm, 120 G, 210 W, 300 V appliqués et 5.2 A. Dans ce cas, plusieurs sous-espèces SF_x^+ apparaissent et sont considérées comme des masses lourdes ainsi que des ions légers comme le S^+ et le F^+. Une molécule entièrement dissociée comporte uniquement des fragments atomiques à la différence des ions présents dans ce type de décharge. Le courant des ions de masse atomique 32 est toujours dominant dans les spectres E×B du plasma SF_6. La littérature montre que le soufre peut être présent en grande quantité[103]. La création des ions soufre S^+ dans ce type de décharge se fait soit par l'ionisation d'atomes de soufre soit par des réactions d'ionisation dissociative du SF_6. Ces dernières réactions nécessitant des électrons très énergétiques, les ions S^+ observés dans notre cas proviennent donc très majoritairement des atomes[104]. La présence d'une grande quantité d'atomes S est d'ailleurs mise en évidence par la formation d'un dépôt diélectrique sur les parois et les grilles.[105]

D'autre part, le fluor présent dans le SF_6 fait que le gaz est très réactif. Le fluor peut venir attaquer chimiquement le tube d'arrivée des gaz en téflon ainsi que les parois de la céramique BN-SiO_2. Le spectre E×B en plasma de SF_6 montre des composés provenant des parois (B, N, O, Si ?, O_2 ?) et du neutraliseur (W). Ces composés ne sont pas présents dans des plasmas de gaz noble, voir fig. 3.3. Le spectre E×B en plasma de Kr a été réalisé juste après le spectre de la figure 3.2. Les paramètres sont 10 sccm de Kr, 200 W, 3.2 A de courant dans l'antenne, 120 G et 277 V d'accélération appliquée aux particules du plasma. Les composés de tungstène et d'oxygène ne sont pas observés puisque le Kr est un gaz chimiquement inerte. Une paroi en alumine (Al_2O_3) ou en quartz (SiO_2) permettrait de déterminer l'impact de la réactivité du SF_6 sur les composés B et N. L'oxygène étant présent dans la plupart des céramiques, il est évident qu'on le retrouve dans les mesures en sonde E×B, l'ion O_2^+ perturbant la détection de l'ion S^+.

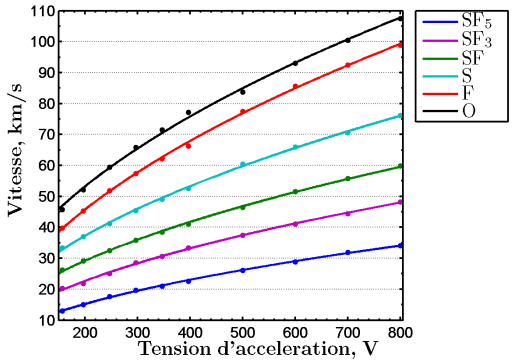


FIGURE 3.4 – Vitesse des ions en fonction de la tension appliquée pour plusieurs fragments moléculaires. Les points représentent les valeurs mesurées et le trait représente l'ajustement à partir de l'éq. 1.5.

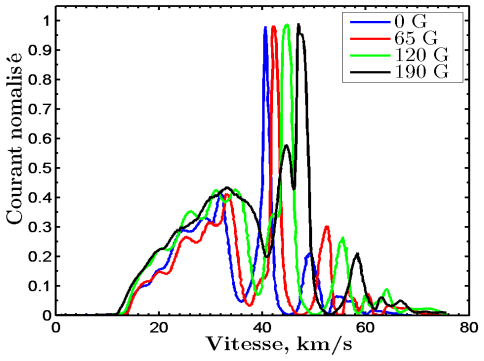


FIGURE 3.5 – Spectre E×B en fonction du champ magnétique pour 6 sccm de SF_6, 200 W et 298 V d'accélération appliquée.

▪ Étude de l'accélération

PEGASES est un propulseur à grilles qui extrait des ions à une vitesse proportionnelle à la racine carrée de la tension. La figure 3.4 représente la vitesse la plus probable de la distribution en fonction de la tension d'accélération pour les ions SF_5^+, SF_3^+, SF^+, S^+, F^+ et O^+ dans un plasma de SF_6 de 5 sccm, 200 W et 190 G. Les points correspondent aux valeurs mesurées par la sonde E×B et les courbes sont des ajustements à partir de l'éq. 1.5. A 800 V, la vitesse des ions légers comme le fluor (19 amu) atteint 100 km/s ($I_{sp} > 10000\,s$), 5 fois la vitesse typique des ions Xe (131.3 amu) présents dans les moteurs Hall. D'autre part, la vitesse du SF_5^+ (127 amu) atteint 32 km/s. Les ions sont donc correctement extraits avec ce type de décharge.

▪ Effet du filtre magnétique

La figure 3.5 montre les mesures de sonde E×B en fonction du champ magnétique pour 6 sccm de SF_6, 200 W et 298 V d'accélération appliquée. La vitesse des espèces semble dépendre du champ magnétique en observant les pics des espèces légères. Le couplage du plasma ainsi que l'augmentation de l'électronégativité modifie le potentiel plasma, c'est-à-dire une partie de l'accélération des ions. Cependant, les variations du potentiel plasma ne permettent pas d'expliquer les vitesses mesurées.

La vitesse réelle des ions v_i est estimée à partir de la vitesse des ions S^+ mesurée à $v_{mes}(0\,G)$= 40.5 km/s et $v_{mes}(120\,G)$ = 44.7 km/s et du paramètre de calibration (éq. 2.29). La vitesse $v_i(0\,G)$ est donc de 42.06 km/s soit 293.6 V d'accélération et la vitesse $v_i(120\,G)$ = 46.4 km/s soit 357.4 V d'accélération. Cette tension d'accélération est bien supérieure à la tension appliquée puisque le potentiel plasma est de quelques volts. On suppose que cette tension additionnelle de l'ordre de 50 V provient de la polarisation de la cathode à -50 V. En effet, le neutraliseur étant situé dans le faisceau ionique, avant d'entrer dans la sonde, les ions peuvent avoir une vitesse d'accélération supérieure à V_{acc}.

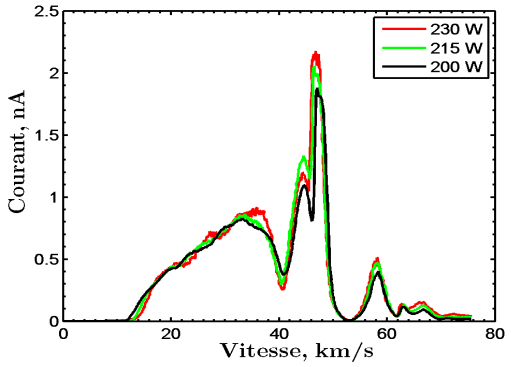


FIGURE 3.6 – Spectre E×B en fonction de la puissance pour 6 sccm de SF_6, 190 G et 296 V d'accélération appliquée.

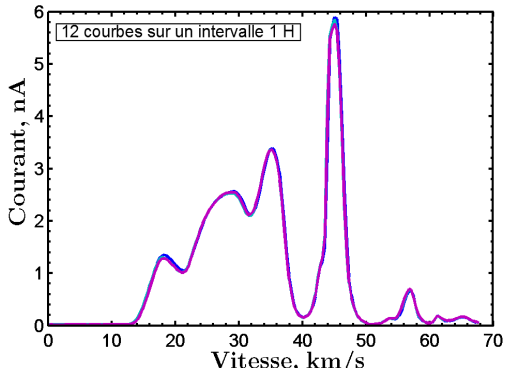


FIGURE 3.7 – Evolution temporelle des courbes E×B en SF_6 (5 sccm, 200 W, 4.7 A et 190 G).

Le collimateur d'entrée étant flottant, l'ion décélère à son arrivée sur le collecteur, après avoir traversé la région de dérive E×B. L'ion est donc mesuré à une vitesse supérieure. Pour confirmer l'hypothèse de l'accélération des ions par le neutraliseur, une étude sur l'impact de la polarisation du filament serait nécessaire, mais n'a pas pu être réalisée au cours de cette thèse.

▪ Effet de la puissance et de la pression

L'effet de la puissance injectée dans la décharge est illustré sur la figure 3.6. Les spectres montrent qu'en augmentant la puissance transmise dans la décharge, le flux d'ions augmente. L'ionisation est dépendante de la densité d'électrons qui s'accroît avec la puissance. De plus, le couplage s'améliore avec l'accroissement de la puissance, voir annexe A.3.

Dans le cas de la pression, il est nécessaire de faire une étude au préalable puisque la densité dans la sonde varie au cours du temps à cause du flux thermique des neutres entrant dans la sonde. Le temps d'équilibre de la pression au sein de la sonde t est déterminé par le flux de particules dn_s/dt :

$$V\frac{dn_s}{dt} = \Gamma_c A - \Gamma_s A = \frac{1}{4}n_c v_{th} A - \frac{1}{4}n_s v_{th} A, \tag{3.1}$$

où Γ est le flux de neutre, v_{th} est la vitesse thermique et les indices s et c se rapportent respectivement à la sonde et au caisson. La pression étant proportionnelle à la densité dans la loi des gaz parfaits, la solution de l'équation différentielle a la forme suivante :

$$p(t) = p_c + (p_s - p_c)exp\left(-\frac{1}{4}v_{th}\frac{A}{V}t\right), \tag{3.2}$$

où V est le volume de l'enceinte. Pour un diamètre de collimateur de 1 mm et une température de Xe de 300 K, le temps caractéristique t pour égaliser les pressions entre la chambre et la sonde est d'environ 1 min. Ce temps est très court et une surpression pourrait avoir

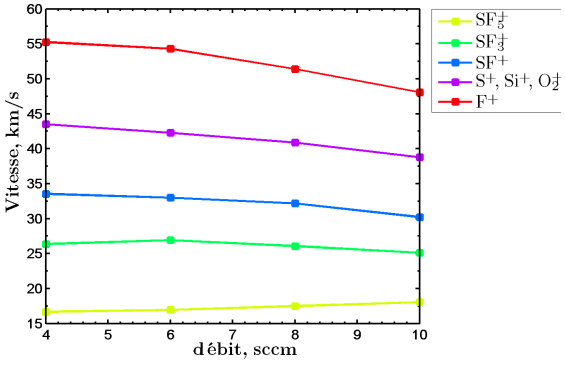


FIGURE 3.8 – Vitesse la plus probable pour plusieurs espèces en fonction du débit (200 W, 190 G et 298 V d'accélération appliquée).

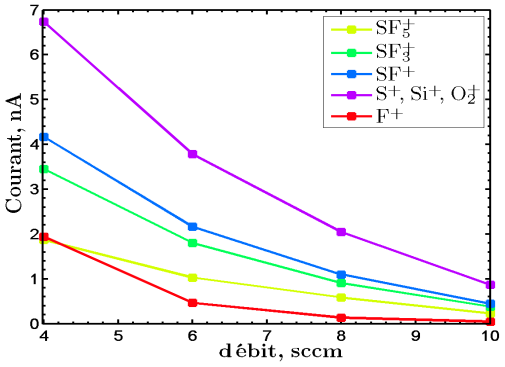


FIGURE 3.9 – Courant pour plusieurs espèces en fonction du débit (200 W, 190 G et 298 V d'accélération appliquée).

lieu puisque la sonde n'est pas pompée. La pression résiduelle pourrait créer des effets parasites dus aux collisions. Afin de vérifier cet effet, la figure 3.7 montre la superposition de 12 spectres mesurés en fonction du temps, sur une période d'une heure pour un flux de 5 sccm de SF_6, 200 W, 4.7 A et 190 G. Les spectres sont parfaitement reproductibles dans le temps. L'effet de la pression dans la sonde est donc totalement négligeable permettant ainsi de diagnostiquer à l'aide de celle-ci s'il y a un effet présent dans la décharge.

Les figures 3.8 et 3.9 représentent l'évolution de la vitesse la plus probable et l'amplitude de courant en fonction du débit, qui est proportionnel à la pression. L'effet de la pression diminue légèrement la vitesse la plus probable. En effet, l'éq. 2.17 montre que le libre parcours moyen diminue au fur à mesure que la pression augmente et, la sonde étant positionnée à 20 cm, les collisions deviennent plus fréquentes. Les ions perdent donc de l'énergie lors de l'accélération. Par ailleurs, les collisions diminuent la température électronique T_e réduisant le potentiel plasma V_p (l'accélération des ions diminue). Il y a trois hypothèses pouvant expliquer la diminution du courant : les collisions par échange de charge, la recombinaison avec les ions négatifs ou une modification de l'ionisation dans la cavité. La littérature montre que le taux de recombinaison est très haut en comparaison avec le taux de collision par échange de charge[106]. Le débit a une conséquence sur la production des ions positifs. En effet, à faible pression, l'ionisation augmente puisque les électrons ont beaucoup d'énergie. L'ensemble de ces mécanismes peut conduire à une diminution du courant d'ions positifs. A ce stade, le terme dominant peut être soit une modification de l'ionisation dans la décharge soit la recombinaison des espèces. Une mesure plus proche des grilles permettrait de définir l'hypothèse la plus probable, mais n'a pas été réalisée au cours de cette thèse.

III.3 Mesures E×B dans la cavité de PEGASES

Les spectres présentés dans cette partie sont non calibrés, car le potentiel à l'origine de l'accélération des ions n'est a priori pas connu.

▪ Modèle de diffusion des ions négatifs

En mode continu du propulseur de PEGASES, il n'y a pas d'extraction d'ions négatifs car le filament ne permet pas de neutraliser ces ions. Afin de détecter les ions négatifs présents dans la cavité et d'étudier la dynamique du plasma, on insérera la sonde E×B dans la cavité, à l'aide d'une grille qui est percée par un orifice de 2.8 cm de diamètre. La grille est portée à un potentiel fixé à 0 V. Les ions peuvent alors diffuser à l'intérieur de la sonde sans accélération. Un calcul de la chute de potentiel proche d'une paroi ϕ permet de comprendre la diffusion des espèces dans la sonde puisque le collimateur est en céramique non conductrice. Une approche basée sur la conservation du flux permet de déterminer ce potentiel aux parois. Le flux d'ions positifs Γ_{i+} et d'électrons Γ_e est à considérer pour un plasma électropositif. Dans le cas d'un plasma ion-ion, le flux d'électrons est négligeable en comparaison avec le flux d'ions négatifs Γ_{i-}. Les flux sont déterminés par les équations :

$$\Gamma_{i+} = U_B n_+, \tag{3.3}$$

$$\Gamma_e = -\frac{1}{4} n_e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} exp\left(-e\frac{\phi}{k_B T_e}\right), \tag{3.4}$$

et

$$\Gamma_{i-} = \frac{1}{4} n_- \sqrt{\frac{8k_B T^-}{\pi m_-}} exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T^-}\right), \tag{3.5}$$

où n_+ est la densité en lisière de gaine et U_B est la vitesse de Böhm définie par[35] :

$$U_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_+}} \sqrt{\frac{1+\alpha}{1+\gamma\alpha}}, \tag{3.6}$$

où α est le coefficient d'électronégativité défini par le rapport entre la densité d'ions négatifs par la densité d'électrons et où γ est le rapport de la température électronique sur la température des ions négatifs. Dans un plasma électropositif, $\alpha = 0$. A partir des équations 3.3 à 3.6, la chute de potentiel en plasma électropositif devient :

$$\phi = \frac{k_B T_e}{e}\left(\frac{1}{2} ln\left(\frac{m_+}{2\pi m_e}\right)\right). \tag{3.7}$$

La chute de potentiel $\phi = V_p - V_f$ est gouvernée par la température des électrons. Dans le cas d'un plasma ion-ion : $\alpha >> 1$ et $\gamma = 1$ ($T_e \simeq T^-$), les électrons ne gouvernent plus la dynamique de la gaine. La gaine est donc contrôlée par la vitesse des ions. La formation d'un ion négatif est généralement réalisée par attachement dissociatif dans les gaz moléculaires. Les électrons excitent les molécules qui en se dissociant produisent des ions négatifs avec une forte température. Les ions négatifs ont donc une température supérieure à celle des ions positifs ($T^+ \simeq T_n$). A la différence d'un plasma électropositif, la valeur de ϕ est proche de 0 dans le cas d'un plasma ion-ion pour des températures et masses similaires. Les ions négatifs et positifs peuvent diffuser simultanément. Lorsqu'un ion est plus énergétique que l'ion de charge opposée, le potentiel plasma peut tout de même

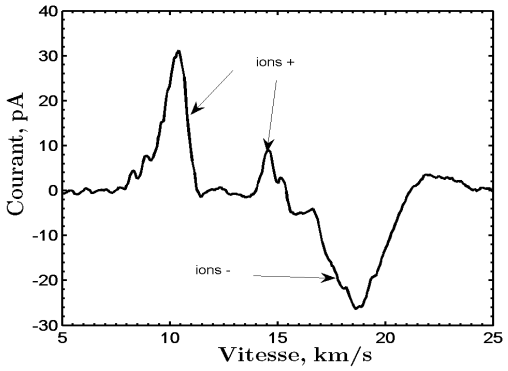


FIGURE 3.10 – Spectre E×B dans la cavité de PEGASES (6 sccm de SF_6, 190 G, 200 W, 5.3 A).

valoir quelques volts. On suppose donc que les ions négatifs et positifs diffusent ensemble dans la sonde.

▪ Observation d'ions négatifs

La figure 3.10 montre un spectre E×B brut dans la cavité de PEGASES pour 6 sccm de SF_6, 200 W, 5.3 A et 190 G. Le spectre montre 2 pics dominants pour les ions positifs et un pic d'ion négatif. Un premier constat est que le plasma n'est pas symétrique, c-à-d les ions négatifs et positifs ne sont pas dans les mêmes proportions. En effet, lorsque deux ions de charges opposées arrivent au collecteur avec la même vitesse, la somme du courant est nulle.

La vitesse mesurée pour les deux types d'ions est cependant trop importante puisque le système d'accélération n'est pas activé. Un mécanisme de détente isentropique est exclu pour expliquer le phénomène observé. En effet, pour atteindre des vitesses de l'ordre de 12 km/s, les ions F^+ et SF_6^+ doivent respectivement atteindre une température de 6 et 25 eV. La littérature sur ce type de propulseur nous montre que les ions qui diffusent dans un filtre magnétique sont froids[34,106,107]. En fait, les ions peuvent diffuser en dehors de la source à condition que le potentiel du plasma soit inférieur à leur vitesse thermique, voir modèle de diffusion des ions négatifs. Une température raisonnable d'un ion F^- est de 1 eV, ce qui correspond à une vitesse thermique de 6 km/s, 3 fois moins que la vitesse mesurée pour l'ion négatif. Une explication est que le paramètre de calibration H ne varie pas linéairement avec la vitesse pour les faibles valeurs de cette dernière. Cette hypothèse est cohérente car la sonde a été développée et optimisée pour des vitesses d'ions relativement grandes. En supposant une chute de potentiel de 1 eV pour le fluor, l'éq. 2.27 donne une valeur de $H = 5.9$. Avec cette correction, la vitesse des ions mesurée devient cohérente avec une origine thermique.

▪ Effet du champ magnétique

La figure 3.11 illustre les spectres E×B dans la cavité de PEGASES en fonction du champ magnétique (6 sccm de SF_6 et 200 W). Le courant est plus important (facteur 2) sans

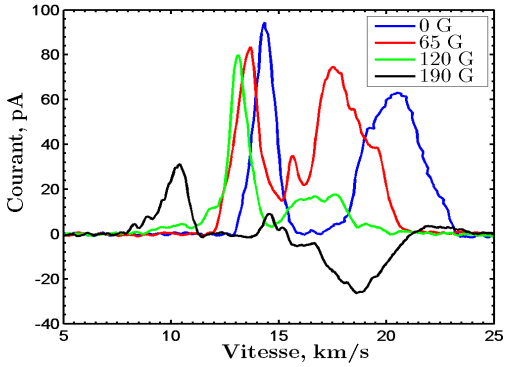


FIGURE 3.11 – Spectre E×B dans la cavité de PEGASES en fonction du champ magnétique (6 sccm de SF_6 et 200 W).

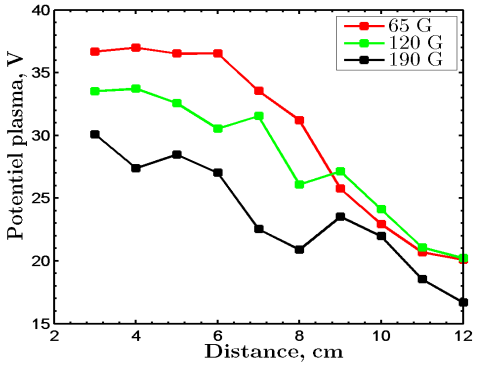


FIGURE 3.12 – Mesure du potentiel plasma dans la cavité de PEGASES avec une grille trouée (6 sccm de SF_6, 200 W). L'antenne est à $x = 0$ cm et la grille à $x = 12$ cm.

champ magnétique qu'à 190 G. Le pic de vitesse le plus rapide à la fig. 3.11 correspond à la condition sans champ magnétique (0 G). Il est également le premier à diminuer en fonction du champ magnétique avant que n'apparaisse un courant négatif. On peut supposer que la production d'ions négatifs est favorisée par l'augmentation du champ magnétique puisque le courant diminue. En effet, la somme des courants collectés devient nulle lorsque le plasma est symétrique (masses identiques). La recombinaison des espèces peut aussi expliquer cette chute de courant.

Le premier pic de chaque spectre se décale vers les basses vitesses lors de l'augmentation du champ. Le champ magnétique permet ainsi de filtrer les électrons diminuant ainsi la chute de potentiel dans la gaine et ainsi permet la diffusion des ions négatifs lorsque celui ci est proche de 0 V.

A noter que dans le cas où seulement des ions positifs sont présents, une accélération électrostatique peut expliquer les vitesses observées. La figure 3.12 illustre des mesures du potentiel plasma en sonde de Langmuir dans la cavité de PEGASES dans les mêmes conditions que la fig. 3.11. Le cas sans champ magnétique n'est pas représenté puisque la décharge est instable et ne permet donc pas de réaliser des mesures. La tendance des courbes montre que le potentiel plasma diminue en fonction de B. Les chutes de potentiel observées permettent d'expliquer la vitesse des ions. Cependant, une chute de potentiel positive empêche les ions négatifs de diffuser. Cette possibilité d'accélération reste donc peu probable et on supposera que seul les ions négatifs qui peuvent diffuser sont dans une région ion-ion (chute de potentiel nulle). Cette région devant les grilles est formée pour la condition à fort champ magnétique et forte pression.

▪ Effet de la pression et de la puissance

La figure 3.13 illustre l'évolution du spectre E×B en fonction du débit de gaz. La pression diminue l'intensité du courant d'ions qui entre dans la sonde E×B. Plusieurs hypothèses sont envisagées : les productions des ions négatifs et positifs se symétrisent

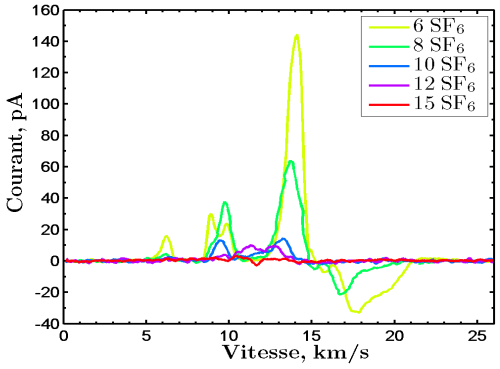


FIGURE 3.13 – Spectre E×B dans la cavité de PEGASES en fonction de la pression (200 W et 120 G).

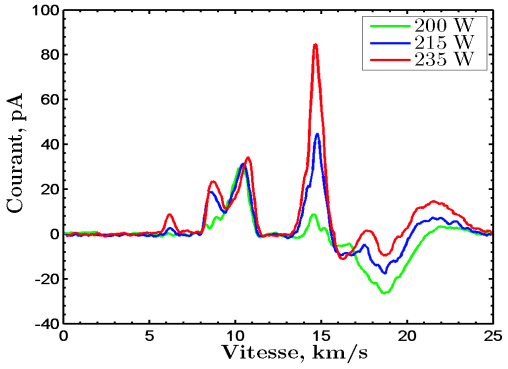


FIGURE 3.14 – Spectre E×B dans la cavité de PEGASES en fonction de la puissance (6 sccm de SF_6 et 190 G).

(même masse et charges opposées), les ions recombinent, les ions sont détruits par collision ou l'ionisation diminue. La diversité des ions mesurés dans le faisceau ainsi que dans la cavité ne renforce pas l'idée d'une symétrisation des espèces. La seconde hypothèse, la recombinaison, est plus probable que la destruction des ions par collision. Pour déterminer si les ions recombinent ou si une modification de l'ionisation a lieu, un déplacement dans l'axe du propulseur serait nécessaire. Cependant, la sonde actuelle est trop grande pour permettre cela.

L'étude précédente dans le faisceau a montré que le flux d'ions augmente avec la puissance. La figure 3.14 représente les spectres E×B dans la cavité de PEGASES en fonction de la puissance pour 6 sccm de SF_6 et 190 G. Le courant en provenance des ions positifs augmente comme attendu, cependant, le pic des ions négatifs décroit. Les ions négatifs sont probablement des F^- et avec l'augmentation de la puissance, les ions F^+ doivent dominer. La somme des courants $I(F^+) + I(F^-)$ passerait de négatif à positif, ce qui est observé.

III.4 Mesures en polarisation alternée

Le principe de PEGASES est d'accélérer des paquets d'ions par alternance en modulant la polarisation de la grille d'écrantage. Une alimentation spécifique permet d'extraire les ions positifs (polarisation positive) et négatifs (polarisation négative) avec une haute tension oscillant à quelques kHz, voir détails dans le paragraphe II.2. Dans les cas alterné, le neutraliseur n'est plus employé. La sonde E×B permet de mesurer, de quantifier et de comprendre le courant extrait par ce mode alterné. Pour cela, 3 modes d'accélération sont étudiés : tension alternée symétrique, asymétrique positif et asymétrique négatif, voir la figure 3.15. Le rapport cyclique est de 50 % dans chacun des cas. Les spectres présentés sont bruts soit sans calibration puisque l'accélération dans ce mode est mal connue.

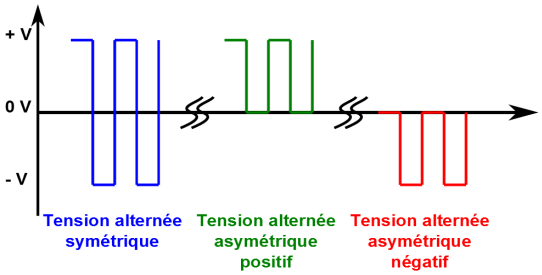


FIGURE 3.15 – Les différents modes étudiés : tensions alternées symétrique et asymétriques. Le rapport cyclique est de 50 %.

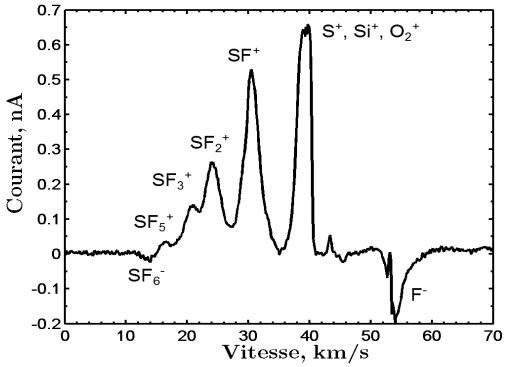


FIGURE 3.16 – Spectre E×B avec 6 sccm de SF_6, 180 W, 188 G et ± 250 V à 1 kHz.

III.4.1 Tension alternée symétrique

La première étape consiste à étudier le faisceau de PEGASES avec une tension alternée symétrique. L'alimentation permettant de polariser les grilles supporte un courant maximal de 200 mA. Dans certain cas, le plasma n'étant pas totalement ion-ion, des électrons sont collectés par la grille et atteignent rapidement la valeur seuil. Afin de prévenir les dommages de l'appareil, la plupart des mesures ne dépassent pas ± 250 V d'accélération.

▪ Identification des espèces

La figure 3.16 représente un spectre E×B avec 6 sccm de SF_6, 180 W, 188 G et ± 250 V à 1 kHz. Ce spectre montre des espèces positives et négatives. On retrouve l'ensemble des espèces positives qui ont été mesurées en mode continu à l'exception du F^+. L'ion positif fluor est probablement minoritaire en comparaison avec son homologue négatif. Les ions négatifs sont le SF_6^- et le F^-, en accord avec les espèces prévues par simulation numérique[108]. Le spectre montre que le plasma n'est pas symétrique et que les espèces dominantes à 6 sccm sont les ions positifs. Des petites quantités d'espèces chargées positivement apparaissent au-delà du pic de vitesse du F^-. Ce sont probablement les ions observés dans le faisceau en continu du fait des réactions chimiques. La masse pondérée de l'ensemble des ions présents dans le faisceau est de 49 unités de masse atomique (amu).

▪ Impact des mesures à haute fréquence

On a vu que ce mode permet d'extraire un faisceau globalement neutre sans neutraliseur. Cependant, il est intéressant de noter que la fréquence de 1 kHz est très éloignée de la fréquence plasma des ions w_p qui s'écrit comme suit :

$$w_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_i \varepsilon_0}}, \tag{3.8}$$

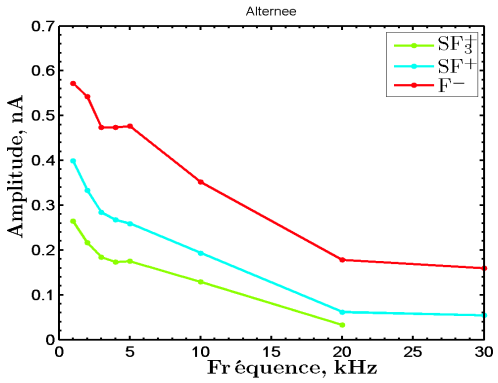


FIGURE 3.17 – Amplitude du signal E×B en fonction de la fréquence d'extraction à ±250 V, 6 sccm de SF_6, 180 W et 188 G.

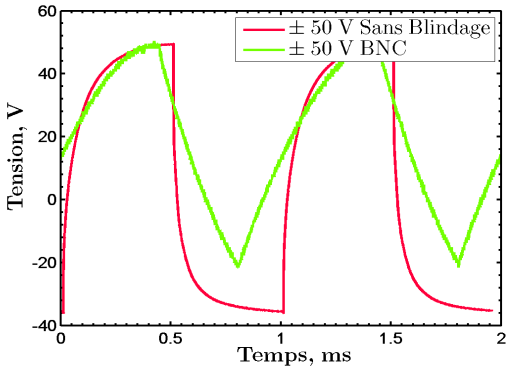


FIGURE 3.18 – Comparaison d'une mesure de tension en sonde de Langmuir avec un câble coaxial (BNC 50 Ω) et un câble sans blindage pour les mêmes conditions plasmas.

où w_p vaut typiquement quelques centaines de MHz. La distance parcourue par un ion à 20 km/s sur une période à 100 MHz est de 0.2 mm. En comparaison, à 1 kHz, la particule a déjà atteint le fond du caisson puisqu'elle aura parcouru 20 m. L'effet de charge d'espace doit donc être importante sur 500 μs. Pour être extraits, les ions doivent « attendre » la fin de la période pour que la charge opposée neutralise le faisceau ou que l'ionisation du gaz résiduel puisse combler la charge d'espace. La tension appliquée à basse fréquence est considérée comme une tension continue pour le plasma, l'extraction est donc peu efficace. Les spectres montrent une différence entre 1 et 33 kHz, bien que l'on soit très inférieur à w_p. La figure 3.17 représente l'amplitude du signal E×B en fonction de la fréquence d'extraction à ±250 V pour 6 sccm de SF_6, 180 W et 188 G. Le courant des ions diminue en fonction de la fréquence d'extraction. Ce phénomène n'est pas physique mais une conséquence du système de mesure. Pour illustrer cet effet, une mesure en sonde de Langmuir est réalisée dans un plasma alterné à ± 50 V, voir fig. 3.18. La courbe verte montre une mesure du potentiel flottant en fonction du temps avec une sonde de Langmuir reliée à un câble BNC de 50 Ω et ressemble à un signal triangulaire. La courbe rouge est réalisée dans les mêmes conditions avec la même sonde mais reliée à un câble sans blindage. Le signal se rapproche plus d'un signal carré. La diminution du courant observé sur la figure 3.17 est donc due à un problème de mesure qui coupe les fréquences hautes.

Le blindage entoure complètement le conducteur du câble BNC. La surface du blindage est relativement importante et génère un effet capacitif sur le câble électrique. Le système d'acquisition de Keithley mesure sur une résistance R = 50 kΩ à l'aide de 6 m de câble coaxial RG316/U qui ont un effet capacitif de C = 95 pF/m. Le module du filtre $\overline{H}$ d'un filtre RC est défini par :

$$\overline{H} = \frac{\overline{U_s}}{\overline{U_e}}, \tag{3.9}$$

où $\overline{U_s}$ est le module du signal de sortie et $\overline{U_e}$ est le module du signal d'entrée. Pour un filtre passe bas, le module de $\overline{H}$ se calcule de la façon suivante :

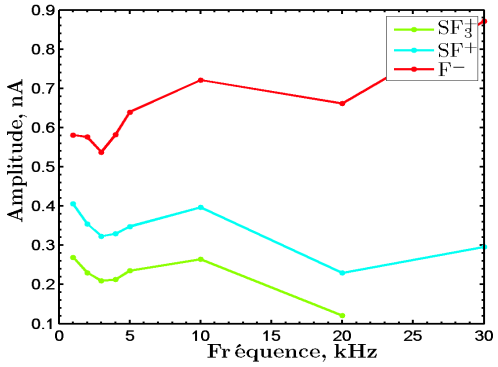


FIGURE 3.19 – Amplitude du signal E×B en fonction de la fréquence d'extraction corrigée.

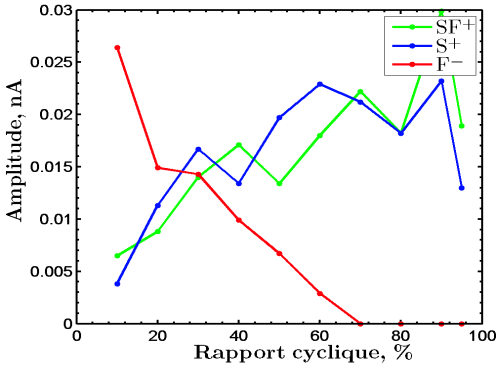


FIGURE 3.20 – Mesure de l'amplitude du spectre E×B en fonction du rapport cyclique à 1 kHz pour 6 sccm de SF_6, 180 W, 188 G et ± 250 V.

$$|H| = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}}, \tag{3.10}$$

où ω est la pulsation du signal. L'instrument ne fournit pas de détails sur la chaine d'acquisition, cependant, une estimation de la fréquence de coupure est calculée à partir de la longueur du câble et la résistance de mesure. Le montage constitue donc un filtre passe-bas de fréquence de coupure de l'ordre de 5 kHz. La figure 3.19 montre l'amplitude du signal corrigé par l'éq. 3.9. Le courant en fonction de la fréquence (pour les faibles fréquences) devrait rester constant ce qui semble être observé sur la figure, bien que cette méthode reste une estimation.

Les précédentes courbes ont été réalisées avec un rapport cyclique de 50 %, c-à-d, pour un 1 kHz de fréquence d'extraction, les tensions positives et négatives durent 500 μs. Le rapport cyclique est défini par le rapport de la durée de la tension positive sur la période. Autrement dit, une tension continue positive équivaut à un rapport cyclique de 100 % et une tension continue négative à un rapport de 0 %.

▪ Effet du rapport cyclique

La figure 3.20 montre l'amplitude des signaux en fonction du rapport cyclique à 1 kHz pour 6 sccm de SF_6, 180 W, 188 G et ± 250 V d'accélération. Les résultats illustrent deux tendances : le courant des ions négatifs diminue et le courant des ions positifs augmente en fonction du rapport cyclique. En effet autour de 0 %, la tension moyenne d'accélération est proche d'une tension continue à - 250 V. Une faible proportion d'ions positifs est extraite à la différence des ions négatifs. Inversement, pour un rapport cyclique proche de 100 %, ce sont les ions négatifs qui sont extraits en faible quantité. Le graphique montre également que le courant des ions positifs et négatifs n'est pas équivalent pour un rapport cyclique de 50 %. Cet effet a également été observé au Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP) par des mesures en RPA[109]. La figure 3.16 a également montré que pour un rapport cyclique de 50 %, le courant dominant était celui des ions positifs. Pour expliquer ce phénomène,

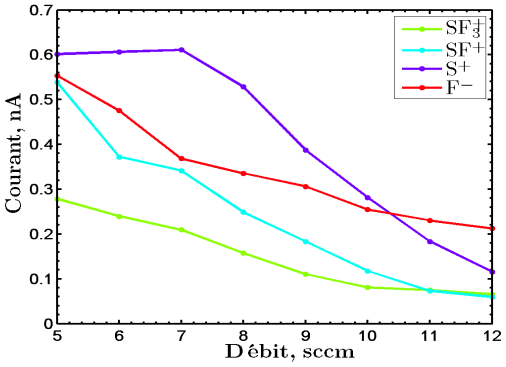


FIGURE 3.21 – Évolution de l'amplitude du signal E×B des ions dans un plasma de SF_6 en fonction du débit à 180 W, 188 G et ± 250 V d'accélération à 1 kHz.

trois hypothèses sont possibles : 1) le plasma n'est pas homogène le long des grilles, voir IV.5, 2) des électrons sont extraits avec les ions négatifs favorisant la neutralisation des ions positifs et 3) le plasma n'est pas symétrique en masse.

La neutralisation d'un faisceau d'ions négatifs et positifs est faite en analogie avec un faisceau ion-électron. Afin d'optimiser la neutralisation du faisceau, la somme des flux des ions positifs Γ^+ et négatifs Γ^- doit s'annuler[110] comme suit :

$$\Gamma^+ + \Gamma^- = 0, \tag{3.11}$$

ce qui conduit à,

$$n_- = n_+ \frac{v_+}{v_-} = n_+ \sqrt{\frac{m_-}{m_+}}. \tag{3.12}$$

Cette équation montre que le rapport de densité dépend du rapport de masse à la même valeur d'accélération. L'hypothèse d'un plasma asymétrique est donc probable. La neutralisation du faisceau peut donc être contrôlée en ajustant le rapport cyclique de la tension appliquée.

▪ Effet de la pression

La figure 3.21 représente l'amplitude du signal E×B des ions dans un plasma de SF_6 en fonction du débit à 180 W, 188 G et ± 250 V d'accélération à 1 kHz. Le courant des ions diminue en fonction du débit de SF_6. La pression accroît la production d'ions négatifs mais le courant diminue. Les ions négatifs sont donc détruits rapidement en sortie du propulseur, probablement par recombinaison.

III.4.2 Tension alternée asymétrique : cas positif

L'accélération alternée offre la possibilité de modifier la tension appliquée sur les deux espèces, c-à-d, appliquer une tension asymétrique. Le but de cette partie est de sortir seulement les ions positifs comme dans le cas utilisant un neutraliseur. Pour réaliser cette

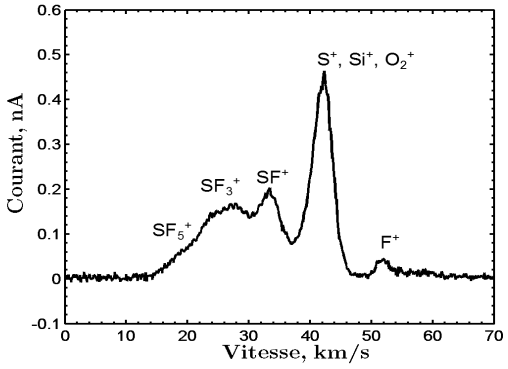


FIGURE 3.22 – Spectre E×B avec 6 sccm de SF_6, 180 W, 188 G et + 250 V à 1 kHz.

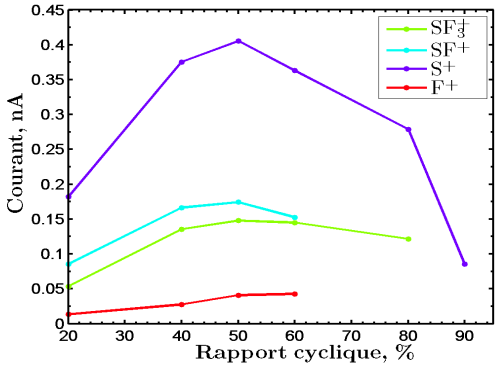


FIGURE 3.23 – Mesure de l'amplitude du spectre E×B en fonction du rapport cyclique à 1 kHz pour 6 sccm de SF_6, 175 W, 188 G et + 250 V.

étude, une tension de + 250 V et 0 V sur 1 kHz est appliquée. La neutralisation du faisceau d'ions se fait à l'aide de la diffusion du plasma à 0 V.

▪ Extraction en alternée asymétrique positif

La figure 3.22 représente un spectre E×B avec 6 sccm de SF_6, 180 W, 188 G et + 250 V à 1 kHz. Le spectre montre les espèces déjà observées dans le faisceau en mode continu. La masse moyenne pondérée est de 52 amu. La diffusion du plasma offre suffisamment d'ions négatifs et d'électrons pour neutraliser le faisceau puisque le potentiel d'accélération est de l'ordre de + 264 V. Le concept de PEGASES offre donc la possibilité d'extraire des ions positifs sans cathode de neutralisation.

▪ Rapport cyclique et tension d'accélération

La figure 3.23 représente l'amplitude du spectre E×B en fonction du rapport cyclique à 1 kHz dans les mêmes conditions que la fig 3.22. Les courants des espèces SF_3^+, SF^+, F^+ et S^+ atteignent un maximum de courant entre 40 et 60 % à la différence du mode alterné symétrique (30 %). La neutralisation de la charge d'espace par des électrons du plasma ou par des ions négatifs doit modifier cette valeur.

Dans la suite de cette thèse, toutes les mesures en mode asymétrique seront réalisées avec un rapport cyclique de 50 %.

L'effet du potentiel d'accélération est étudié sur la figure 3.24 pour 1 kHz de fréquence d'extraction, 190 W, 6 sccm et 188 G. Le courant des espèces augmente en fonction de la tension comme le prévoit la loi de Child-Langmuir ($J_{CL} \propto V_{acc}^{3/2}$). La tension d'accélération V_{acc} calculée par la formule 1.5 a une valeur proche de la tension d'accélération appliquée, à l'exception du cas à + 250 V. On obtient alors 288,4 V. Cette tension est trop grande pour être expliquée par l'ajout du potentiel plasma. La neutralisation du faisceau est mal

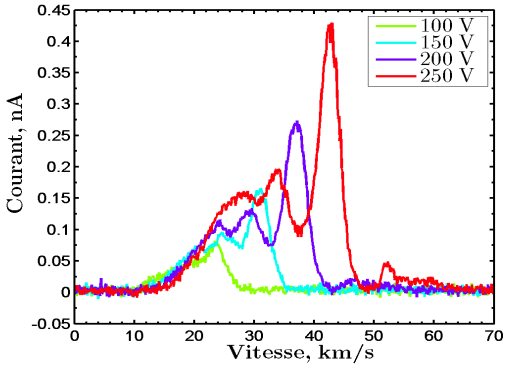


FIGURE 3.24 – Spectre E×B en fonction de la tension positive appliquée à 1 kHz pour 190 W, 6 sccm et 188 G.

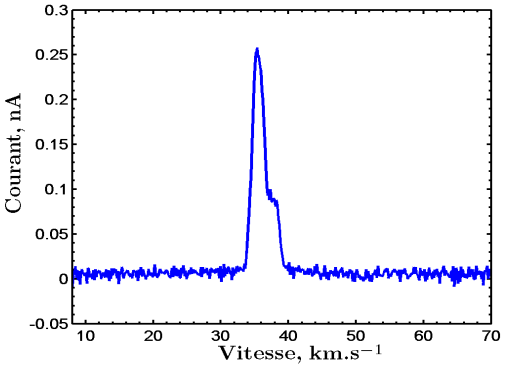


FIGURE 3.25 – Spectres E×B à 10 sccm d'argon, 188 G, 180 W et une accélération de + 250 V à 1 kHz.

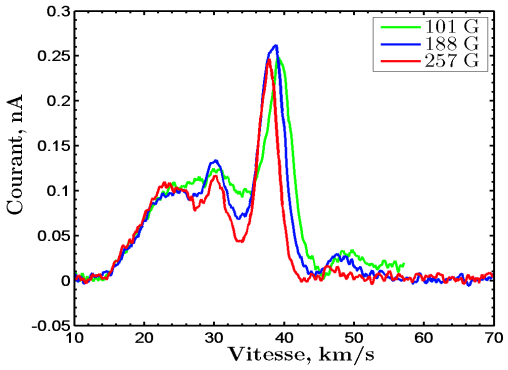


FIGURE 3.26 – Comparaison des spectres E×B en fonction du champ magnétique à 6 sccm de SF_6, 180 W et une accélération de + 200 V à 1 kHz.

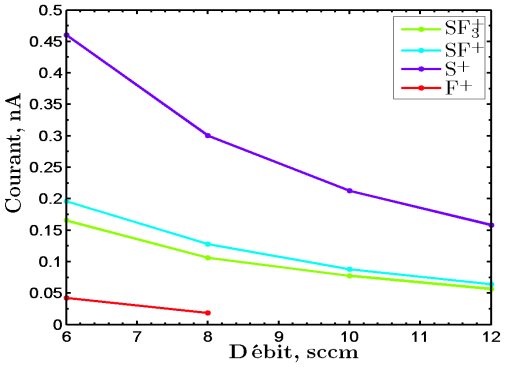


FIGURE 3.27 – Évolution de l'amplitude du signal E×B des ions dans un plasma de SF_6 en fonction du débit à 180 W, 188 G et + 250 V d'accélération à 1 kHz.

connue dans le cas du mode alterné asymétrique. On peut logiquement penser que le facteur de calibration H doit être différent entre les modes continu et alterné. En effet, le mode alterné symétrique accélère des ions négatifs (quelques dizaines de km/s) à la différence du cas de l'asymétrie positive dans lequel ces ions ont une vitesse plus lente (vitesse thermique).

Dans le cas présent, la neutralisation doit se réaliser grâce aux électrons qui diffusent avec le plasma lorsque la tension est de 0 V. On confirme cette hypothèse grâce à la figure 3.25 qui montre un spectre E×B à 10 sccm d'argon, 180 W, 188 G et une accélération de + 250 V à 1 kHz. Un faisceau d'Ar^+ est détecté bien qu'il n'y ait pas d'ions négatifs pour la neutralisation. A faible fréquence d'extraction, ce sont donc les électrons qui permettent d'extraire les ions positifs dans le mode asymétrique positif.

Champ magnétique, G	101	188	257
Vitesse, km/s	48.3	47.3	45.7
Potentiel d'accélération, V	230	220	206

TABLE 3.1 – Vitesse la plus probable et potentiel d'accélération pour le fluor à 6 sccm de SF_6, 180 W et une accélération de + 200 V à 1 kHz.

▪ Effet du champ magnétique

Dans le cas de l'accélération asymétrique, la vitesse moyenne la plus probable varie peu, voir fig. 3.26. Les expériences réalisées à 6 sccm de SF_6, 180 W et avec une accélération de + 200 V à 1 kHz montrent que l'accélération diminue en fonction de l'intensité du champ magnétique. Le tableau 3.1 illustre la vitesse la plus probable et le potentiel d'accélération des spectres E×B de la fig. 3.26. Le fait que le filtre magnétique réduise le potentiel plasma est attribué à l'augmentation de l'électronégativité du plasma. Dans le cas du mode alterné positif, la tension d'accélération est bien définie : elle est égale à la tension appliquée additionnée au potentiel plasma. Ce mode d'extraction est très proche du mode continu puisque la fréquence d'extraction est très inférieure à la fréquence plasma. Dans ce cas-ci, on n'observe pas d'accélération supplémentaire telle que remarquée en mode continu. L'hypothèse que l'accélération supplémentaire en mode continu soit due à la polarisation du filament est donc renforcée.

▪ Effet de la pression

L'effet de la pression dans la cavité est illustré sur la figure 3.27. La pression diminue l'amplitude du courant des espèces. Au-delà de 8 sccm, le rapport signal sur bruit est trop faible pour détecter les ions F^+. Le courant d'ions positifs évolue de manière identique au cas du mode continu.

En conclusion, le mode alterné asymétrique (positif) offre la possibilité d'extraire des ions positifs comme le mode continu, mais sans faire intervenir un neutraliseur, ce qui simplifie le système.

III.4.3 Tension alternée asymétrique : cas négatif

Les mesures en cavité ouverte ou bien en polarisation alternée symétrique n'offrent pas la possibilité d'étudier l'extraction des ions négatifs. La technique de tension alternée asymétrique en négatif permet de mesurer seulement les ions négatifs. En effet, comme dans le cas du mode alterné asymétrique positif, lorsque le cycle passe à 0 V, le plasma diffuse et permet de neutraliser la charge d'espace créée par l'extraction des ions négatifs. Les ions positifs, qui neutralisent les ions négatifs, sont à la vitesse thermique et ne perturbent pas la mesure des ions négatifs.

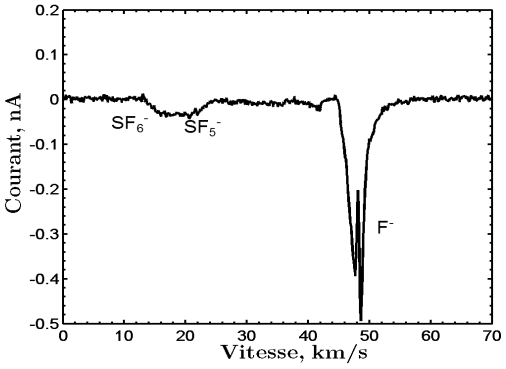


FIGURE 3.28 – Spectre E×B avec 6 sccm de SF_6, 180 W, 188 G et - 250 V à 1 kHz.

Tension, V	100	150	200	250
Vitesse, km/s	32.6	40.6	44.8	47.5
Potentiel d'accélération, V	105	162.5	198.3	222.6

TABLE 3.2 – Vitesse la plus probable et potentiel d'accélération pour le F^- en fonction de la tension d'accélération.

▪ Identification des espèces

La figure 3.28 représente un spectre E×B avec 6 sccm de SF_6, 180 W, 188 G et - 250 V à 1 kHz. Le spectre montre le pic de fluor qui a déjà été observé en polarisation alternée symétrique puis un ensemble à plus basse vitesse composé de SF_6^- et SF_5^-, conforme à des mesures en plasma de SF_6 faites avec un spectromètre de masse[111]. La masse pondérée des ions négatifs est de 34 amu puisque le fluor est l'ion dominant. Maximiser le flux du SF_6^- et SF_5^- offre deux avantages : minimiser l'énergie perdue dans la dissociation et générer une forte poussée.

▪ Accélération des ions négatifs

La figure 3.29 représente l'évolution du signal E×B en fonction de la tension négative appliquée à 1 kHz pour 190 W, 6 sccm et 188 G. L'amplitude du signal augmente avec la tension et les valeurs des vitesses les plus probables sont répertoriées dans le tableau 3.2. Le potentiel d'accélération des ions F^- semble diminuer en comparaison avec la tension appliquée. De plus, le pic en provenance des ions négatifs fluor se dédouble à partir de - 200 V d'accélération. L'origine du dédoublement est incertaine et deux hypothèses sont proposées : 1) les ions fluor ont deux zones de production et 2) il s'agit d'un problème de mesure à cause de la magnétisation de l'ion F^-, voir paragraphe III.5. En mesurant la vitesse la plus probable des deux pics de fluor et en déduisant le potentiel d'accélération,

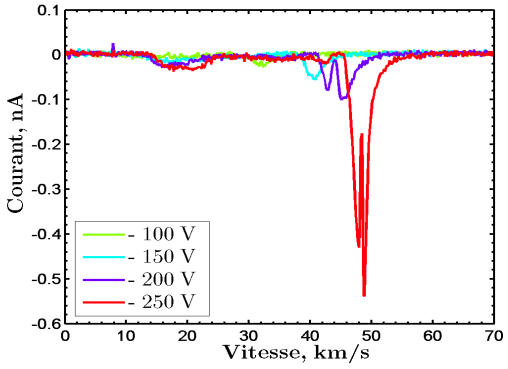


FIGURE 3.29 – Spectre E×B en fonction de la tension négative appliquée à 1 kHz pour 190 W, 6 sccm et 188 G.

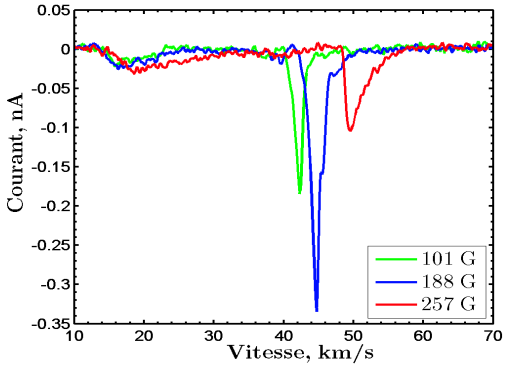


FIGURE 3.30 – Comparaison des spectres E×B en fonction du champ magnétique à 6 sccm de SF_6, 180 W et d'une accélération de - 200 V à 1 kHz.

Champ magnétique, G	101	188	257
Vitesse, km/s	41.8	44.2	48.9
Potentiel d'accélération, V	172.2	192.2	235.6

TABLE 3.3 – Vitesse la plus probable et potentiel d'accélération pour le F^- à 6 sccm de SF_6, 180 W et une accélération de - 200 V à 1 kHz

la différence de potentiel entre les deux est de 23 V à - 200 V de tension appliquée et 9 V à - 250 V de tension appliquée. La différence de potentiel est de l'ordre de grandeur du potentiel plasma que l'on peut mesurer dans un plasma électronégatif. La zone de formation des ions négatifs peut donc se situer tout le long du propulseur.

▪ Étude du champ magnétique

Le champ magnétique permet d'accroître la formation des ions négatifs par le filtrage des électrons et la diminution de leur température. Les spectres E×B représentés en figure 3.30 montrent que le champ magnétique a une influence sur l'accélération comme observé en mode continu ou en alterné positif. La vitesse des ions F^- augmente en fonction de l'augmentation du champ magnétique en opposition avec l'accélération des ions positifs, voir fig 3.31. Les ions négatifs subissent une décélération due au potentiel plasma de la décharge électronégative. Les quelques électrons présents dans la décharge suffisent à ralentir les ions négatifs par la formation d'une gaine. L'amplitude du courant est au maximum pour un champ magnétique de 188 G. On constate que le couplage est aussi optimum pour cette valeur, voir annexe A.3. Le tableau 3.3 montre le potentiel d'accélération du F^- en fonction du champ magnétique. A 257 G, la valeur d'accélération est aberrante pour le fluor et constitue le premier signe de l'erreur de mesure à fort champ (paragraphe III.5).

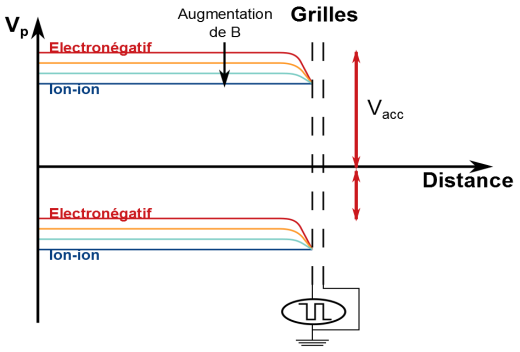


FIGURE 3.31 – Représentation de la gaine dans un plasma électronégatif.

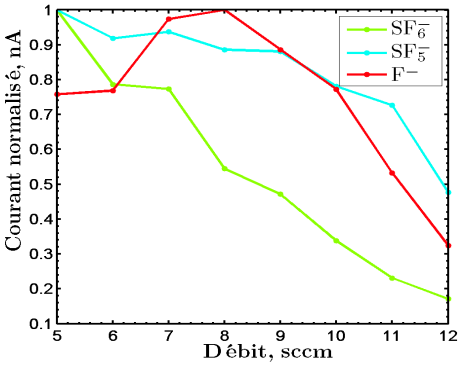


FIGURE 3.32 – Évolution de l'amplitude du signal E×B des ions dans un plasma de SF_6 en fonction du débit à 180 W, 188 G et - 250 V d'accélération à 1 kHz.

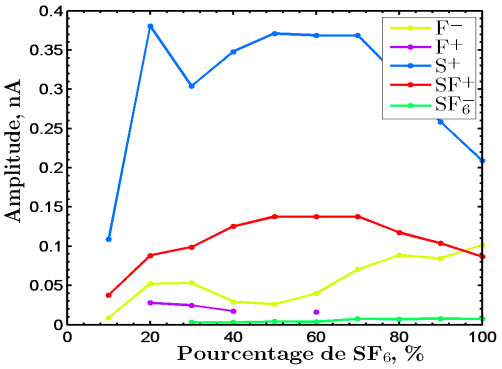


FIGURE 3.33 – Mixture de Kr et SF_6 avec un flux constant de 10 sccm, 175 W, 188 G, une accélération de + 250 V pour les ions positifs et - 250 V pour les ions négatifs à 1 kHz.

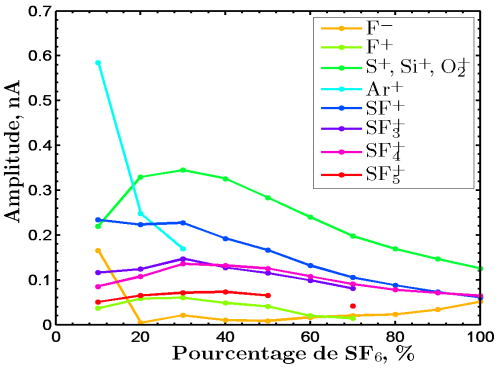


FIGURE 3.34 – Mixture de Ar et SF_6 avec un flux constant de 10 sccm, 180 W, 188 G, une accélération de + 250 V pour les ions positifs et - 250 V pour les ions négatifs à 1 kHz.

▪ Effet de la pression

Les effets de pression sont similaires aux précédentes mesures, voir fig. 3.32.

III.4.4 Étude des mélanges de gaz

Les mélanges de SF_6 avec de l'argon et du krypton sont couramment employés afin de stabiliser la décharge. A l'aide de ces mélanges, la sonde E×B permet d'optimiser le flux d'ions des fragments moléculaires produits dans les plasmas de SF_6. Un mélange de Kr / SF_6 est également utilisé pour les mesures de photo-détachement par laser, voir chapitre IV. La figure 3.33 illustre des mesures de courant pour un mélange de Kr/SF_6 avec un flux constant de 10 sccm, 175 W, 188 G, une accélération asymétrique de + 250 V pour les ions positifs et - 250 V pour les ions négatifs à 1 kHz. Le krypton a une énergie de

Paramètres	Spectre E×B	Continu	Cavité	Alt. ±	Alt. +	Alt. −
Débit	ampl.	↘	↘	↘	↘	↘
B	vitesse	↗	↘	–	↘	↗
Fréquence	ampl.	n/a	n/a	→	→	→

TABLE 3.4 – Tableau récapitulatif pour plusieurs paramètres pour les différents modes d'extraction étudiés : continu (mesures avec le filament), cavité (mesures par diffusion des ions), alterné symétrique et asymétrique (accélération des ions positifs et négatifs).

première ionisation de 13.9 eV, plus faible que celle du SF_6 égale à 15.3 eV. La dynamique du plasma est donc essentiellement contrôlée par le Kr qui génère suffisamment d'électrons pour entretenir la décharge. La masse du Kr (84 amu) étant dans la gamme de masse des ions positifs présent dans la décharge de SF_6, une partie des ions ne peut être différentiée. Le mélange montre que pour un ratio de 60 %, les ions S^+ et SF^+ atteignent un maximum. Pour les ions négatifs SF_6^- et F^-, le maximum est atteint pour un plasma contenant uniquement du SF_6.

La figure 3.34 représente un mélange de Ar et SF_6 dans les mêmes conditions que la précédente figure. L'argon ayant une énergie d'ionisation proche du SF_6 (15.8 eV), il s'ionise plus difficilement que le Kr. Le gaz Ar permet de fournir assez d'électrons pour maintenir la décharge à un haut taux d'ionisation puisque le maximum en provenance du SF_6 est atteint lorsque le taux du mélange de SF_6 est proche de 30 %. Cette valeur est en accord avec les mesures réalisées dans le propulseur de PEGASES au laboratoire du LPP[112] où le maximum d'électronégativité est atteint pour 30 % de SF_6. Au-delà de 30 %, le signal diminue en fonction du pourcentage de SF_6 et atteint son minimum à 100 %. Le courant diminue de plus de 50 % pour les ions S^+, SF^+ et SF_3^+ entre le maximum et 100 % de flux de SF_6. Dans les deux cas, on observe un maximum de courant d'ions négatifs pour une décharge avec uniquement du SF_6.

III.4.5 Bilan entre les différents modes d'extraction

Le tableau 3.4 montre l'évolution des spectres E×B lorsque la valeur des paramètres augmente, pour chacun des différents modes d'extraction étudiés. La pression (débit) est un facteur important dans le faisceau puisque dans tous les modes, l'amplitude des signaux diminue. Le champ magnétique a un rôle important dans l'accélération des ions générés par la modification du potentiel plasma. D'autre part, en mode continu, l'influence du champ modifie suffisamment la trajectoire des ions pour dévier les ions vers le filament et pour qu'ils subissent une accélération supplémentaire. Les mesures en fréquence sont subtiles et nécessitent de recalculer l'amplitude des signaux due au filtre passe bas généré par la chaine d'acquisition.

Une estimation de la densité est possible à partir du courant des ions puisque la sonde E×B permet de distinguer le courant de chaque espèces, voir annexe A.4. Ce genre de calcul montre que la proportion d'ions extraite n'est pas identique selon les différents modes. La neutralisation des espèces est donc complexe et probablement différente se-

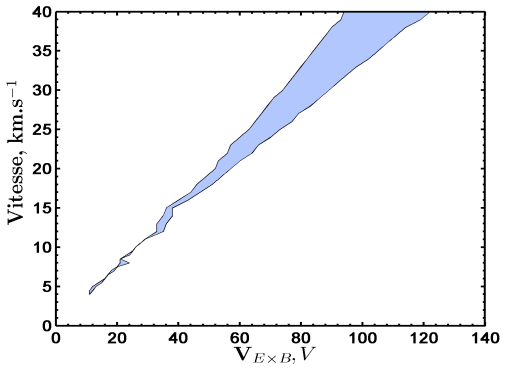


FIGURE 3.35 – Simulations de la plage de collection des ions dans la sonde E×B. Le domaine bleu correspond aux particules collectées en fonction de leur vitesse et de la tension de balayage de la sonde.

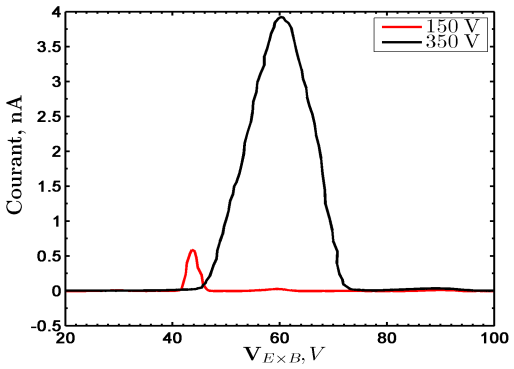


FIGURE 3.36 – Mesures en sonde E×B dans un plasma de xénon pour 150 et 350 V d'accélération. Les paramètres plasmas sont 5 sccm, 6e-4 mbar, 100 W.

lon les modes d'extraction. On doit aussi envisager des phénomènes tels que l'extraction d'électrons avec les ions négatifs ou la génération d'un plasma secondaire qui participerait à la neutralisation du faisceau.

III.5 Simulations du fonctionnement d'une sonde E×B

Les figures 3.16 et 3.22 montrent des phénomènes, tels que le dédoublement du pic du fluor ou bien une largeur de pics de plusieurs km/s, qui sont mal compris en se basant uniquement sur les résultats expérimentaux. Des simulations numériques sont donc nécessaires afin de pouvoir expliquer le comportement de la sonde dans des plasmas complexes. Les simulations de trajectoires de particules sont réalisées dans un champ E×B avec l'équation de Lorentz (éq. 2.13) à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics. Les simulations sont faites pour la sonde E×B avec un champ magnétique de 1660 G.

III.5.1 Description des effets observés

- **Élargissement des fonctions de distribution**

La figure 3.35 représente le domaine où l'ion Xe est collecté pour une accélération de 0 à 1000 V, ce qui correspond à une vitesse comprise entre 0 à 40 km/s. Les ions sont injectés dans l'axe de la sonde. La résolution de vitesse choisie est de 500 m/s (soit $V_{acc} = 0.2$ V) et de 0.5 V en tension d'électrodes. Cette figure montre que la sonde a une limite basse pour la collection des ions de 4 km/s et semble pouvoir mesurer au-delà de 40 km/s. La valeur limite basse peut être diminuée en améliorant la résolution de l'alimentation des électrodes. La résolution de l'alimentation est de 0.2 V, ce qui induit une limite expérimentale. La simulation montre que les particules sont collectées sur une large gamme de tension à haute vitesse, ce qui induit une dégradation de la résolution en vitesse. Ce

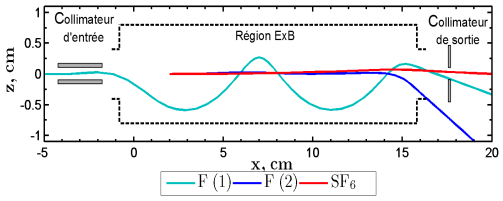


FIGURE 3.37 – Trajectoires simulées dans la sonde E×B pour du F^+ et du SF_6^+ en fonction de la tension des électrodes. Les traits en pointillés représentent le corps de la sonde E×B.

type de résultats numériques a déjà été observé par Lim and al.[71]. Dans son article, l'auteur montre que le paramètre de calibration n'est pas linéaire, ce qui irait dans le sens des vitesses mesurées à la vitesse thermique dans la cavité. De manière expérimentale, la figure 3.36 expose directement cet effet. La courbe en rouge (respectivement en noir) représente une accélération de 150 V (respectivement 350 V) dans un plasma de Xe de 5 sccm et 100 W de puissance injectée. La largeur de la courbe à 150 V est de 5 V et à 350 V est de 27 V. La distribution de vitesses augmente avec la vitesse des ions. Du point de vue de la simulation, fig. 3.35, le domaine de collection montre qu'à 150 V d'accélération la largeur $\Delta V_{E\times B}$ est de 3 V et à 350 V, $\Delta V_{E\times B}$ est de 10 V. La différence pourrait être expliquée par un mauvais alignement de la sonde.

▪ Effet de bord

Afin d'illustrer les effets de magnétisation des ions, le déplacement d'un ion fluor est simulé. La figure 3.37 illustre les trajectoires des ions F^+ et SF_6^+ dans la sonde E×B avec un champ magnétique de 1660 G et une différence de potentiel de 27.75 V appliquée sur les électrodes. La vitesse d'entrée des ions est de 10 km/s. Pour s'abstraire ici de l'effet d'alignement de la sonde, les ions arrivent dans l'axe de la sonde. Les courbes F(1) et F(2) montrent respectivement la trajectoire de l'ion fluor entrant dans la sonde E×B et la trajectoire de l'ion au sein de la sonde.

La courbe de la particule F (1) montre que l'ion passe au travers de la région E×B bien que sa trajectoire soit fortement déviée par le champ magnétique. Cette modification de trajectoire est une conséquence des effets de bords, où les champs électrique et magnétique ne sont pas homogènes. Cet effet est illustré par la courbe F (2), où la particule subit une importante modification de trajectoire en sortie de la région E×B.

La trajectoire de l'ion SF_6^+ est représentée par la courbe rouge et montre une faible déviation au niveau du collimateur de sortie. L'effet de bord est moins présent bien que cet ion soit injecté à la même vitesse et à la même position que la particule F (2). On observe donc un effet de la masse alors que d'après l'équation théorique 2.15, la détection de la sonde E×B devrait être indépendante de la masse.

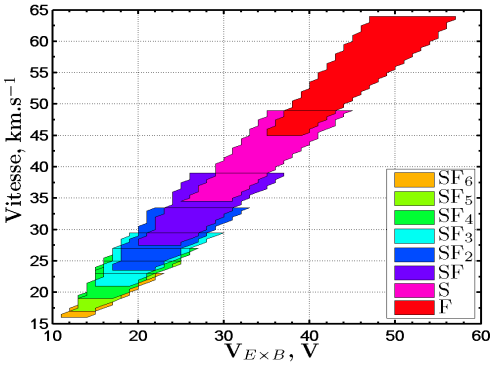


FIGURE 3.38 – Domaine de collection des ions présents en plasma de SF_6 avec une tension d'accélération entre 200 à 400 V pour un champ magnétique de 500 G.

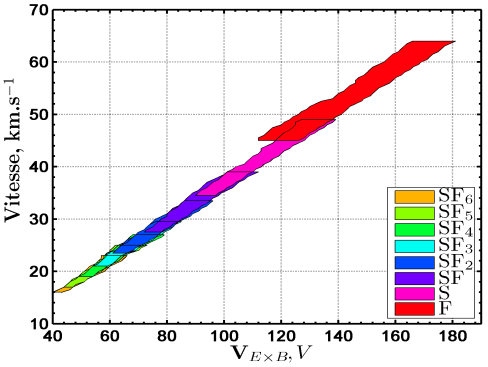


FIGURE 3.39 – Domaine de collection des ions présents en plasma de SF_6 avec une tension d'accélération entre 200 à 400 V pour un champ magnétique de 1660 G.

D'autre part, dans la zone E×B, les aimants sont recouverts d'une bande de téflon protégeant des court-circuits entre les électrodes. Cependant, les ions déviés peuvent charger la paroi et modifier localement le champ électrique et par conséquence modifier la trajectoire des ions.

▪ Effet de la masse

Il est nécessaire de simuler plusieurs trajectoires en fonction de la masse pour le cas d'un gaz moléculaire qui se décompose en plusieurs fragments à l'état ionique. La figure 3.38 représente les domaines de collection des ions pour une tension d'accélération de 200 à 400 V dans la sonde E×B pour un champ de 500 G. Les domaines pour chaque fragment du SF_6 semblent suivre le même comportement que pour le xénon. La dispersion en tension $\Delta V_{E\times B}$ à faible vitesse est inférieure au $\Delta V_{E\times B}$ à haute vitesse. De plus, tous les domaines semblent se superposer les uns dans les autres. Cela équivaut à dire que la sonde possède une plage de collection plus grande dans les masses lourdes que pour les masses faibles. Afin d'illustrer cet effet, la figure 3.39 expose les domaines de collection des ions pour une tension d'accélération de 200 à 400 V dans la sonde E×B pour un champ de 1660 G. Les domaines se superpose également avec un champ magnétique plus important. Cependant, le domaine du fluor (rouge) est plus large. Les ions fluor subissent le champ magnétique aux bords de la sonde et les ions qui sont normalement déviés par le champ E×B sont collectés. A vitesses égales, les ions lourds ont plus d'énergie cinétique que les légers donc sont moins sensibles aux effets parasites.

▪ Dédoublement de pic

La figure 3.40 illustre la trajectoire simulée dans la sonde E×B pour F en fonction de la tension des électrodes. Les trajectoires du fluor ne sont pas conformes au fonctionnement attendu, elles sont perturbées par les effets de bord. La vitesse d'entrée de l'ion est de

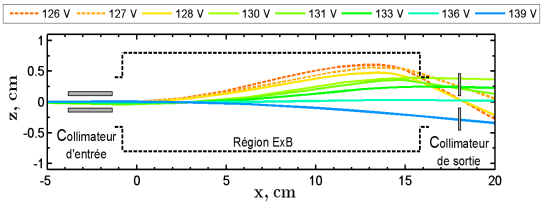


FIGURE 3.40 – Trajectoires simulées dans la sonde E×B pour du F en fonction de la tension de polarisation de la sonde. Les traits en pointillés représentent les électrodes et les collimateurs d'entrée et de sortie.

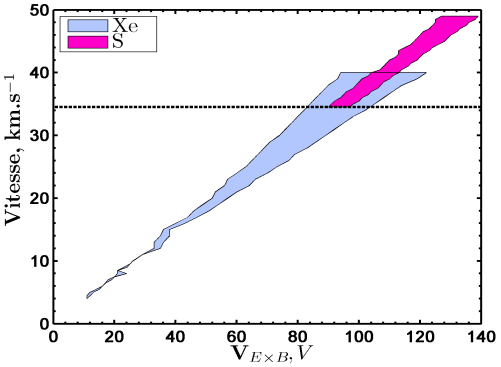


FIGURE 3.41 – Domaine de collection des ions Xe pour 0 à 1000 V d'accélération et S avec une tension d'accélération de 200 à 400 V pour un champ magnétique de 1660 G. Le trait horizontal permet de comparer les $\Delta V_{E\times B}$ des deux espèces à la même vitesse ionique.

50 km/s (environ 250 V d'accélération pour du fluor) en arrivant dans l'axe de la sonde. On observe qu'avec une ddp de 126 V, l'ion est collecté, à 127 V, il est dévié et bloqué puis à 128 V, il est de nouveau collecté par erreur. L'observation d'un double pic en fluor dans les mesures en polarisation alternée n'est donc pas une conséquence d'une double région d'ionisation des ions F^-, mais dû à ce genre de déviation de l'ion par les effets de bord.

▪ Dispersion à une vitesse donnée

La façon dont les domaines de détection semblent se superposer suppose qu'à la même vitesse, deux espèces de masses différentes ne possèdent pas la même plage de collection $\Delta V_{E\times B}$. La figure 3.41 montre le domaine de collection des ions Xe pour 0 à 1000 V d'accélération et S avec une tension d'accélération de 200 à 400 V. Le trait horizontal permet de comparer les $\Delta V_{E\times B}$ des deux espèces à la même vitesse ionique. Le Δ_V(Xe) est de 20.5 V et le $\Delta V_{E\times B}$(S) est de 7 V. Il faut atteindre 1000 V pour accélérer du xénon (131.3 amu) à la même vitesse que le soufre (32 amu) pour une accélération de 250 V. La figure 3.42 compare du Xe accéléré à 350 V avec du SF_6 accéléré à 200 V. On remarque que le $\Delta V_{E\times B}$ de Xe englobe le $\Delta V_{E\times B}$ du SF_3 et SF_4, similaire aux calculs numériques. Le débit est identique pour les deux mesures, la puissance injectée est de 100 W pour le Xe et de 200 W pour le SF_6. Pour résumer, à la même vitesse ionique, le $\Delta V_{E\times B}$ des masses lourdes est supérieur aux $\Delta V_{E\times B}$ des masses légères.

III.5.2 Estimation du facteur de calibration

Le domaine de collection pour chaque particule entrant dans la sonde a été déterminé pour des tensions d'accélération comprises entre 200 et 400 V. Ce domaine permet de déterminer la vitesse la plus probable (par calcul) pour chaque ion et ainsi déterminer le paramètre de calibration de la sonde, voir éq. 2.27. La figure 3.43 montre H pour l'ensemble

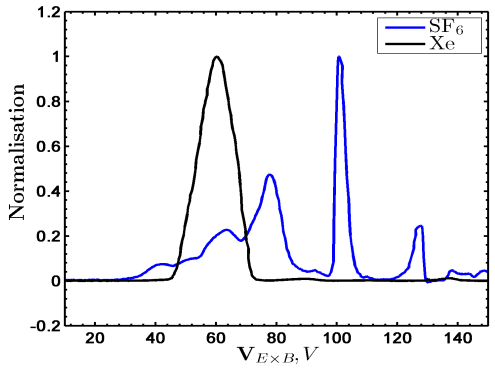


FIGURE 3.42 – Comparaison du Xe et SF_6 mesurés en sonde E×B. Le débit est de 5 sccm et la puissance injectée est de 100 W pour le xénon et 200 W pour le SF_6. La tension d'accélération est de 200 V pour le SF_6 et 350 V pour le Xe.

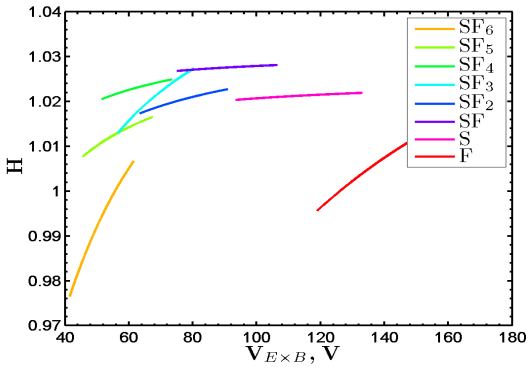


FIGURE 3.43 – Calcul du facteur H pour plusieurs ions entrants dans la région E×B de la sonde avec une tension d'accélération comprise entre 200 et 400 V.

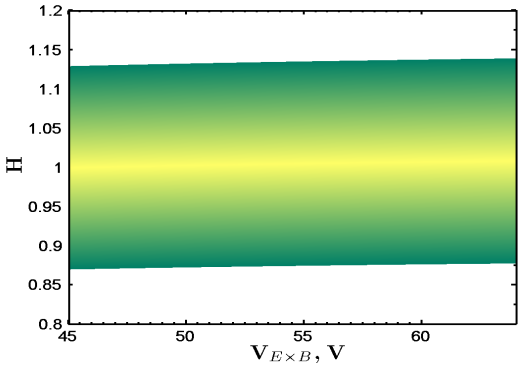


FIGURE 3.44 – Variation du facteur H entre 200 V et 400 V d'accélération pour le Xe.

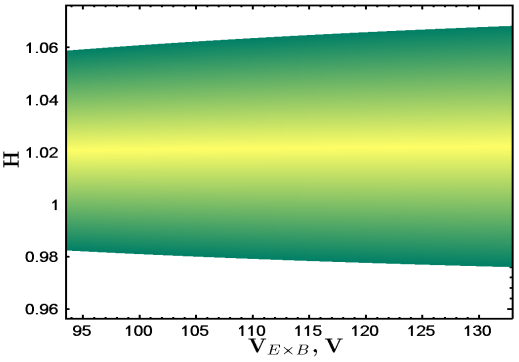


FIGURE 3.45 – Variation du facteur H entre 200 V et 400 V d'accélération pour le S.

des ions présents dans un plasma de SF_6. La majorité des espèces a une valeur moyenne pour H de 1.02. Le SF_6 et F tendent à haute vitesse vers cette valeur-ci, mais l'ensemble des ions décroit à faible vitesse. Les tendances sont en accord avec le facteur H mesuré (à noter que dans l'expérience le facteur d'alignement de la sonde φ_A a une forte influence, facteur non simulé). Cependant, d'après les mesures réalisées dans la cavité, le facteur H devrait augmenter à faible vitesse, ce qui est en désaccord avec la tendance observée expérimentalement et en simulation pour des hautes vitesses. Cela induirait que le facteur H soit non linéaire. Le décalage du fluor est une conséquence de la magnétisation de l'ion qui arrive à passer le filtre comme précédemment observé sur les simulations de trajectoire.

Les domaines de collection des ions permettent de déterminer un H_{min} et H_{max} lors d'un alignement parfait. Les figures 3.44 et 3.45 illustrent l'étendue du facteur de calibration respectivement pour Xe et S. La couleur plus claire désigne la vitesse la plus probable des ions. La première figure montre une variation de H entre 0.87 et 1.14 et la seconde entre 0.97 et 1.07. Le facteur H a donc une forte dépendance de la masse.

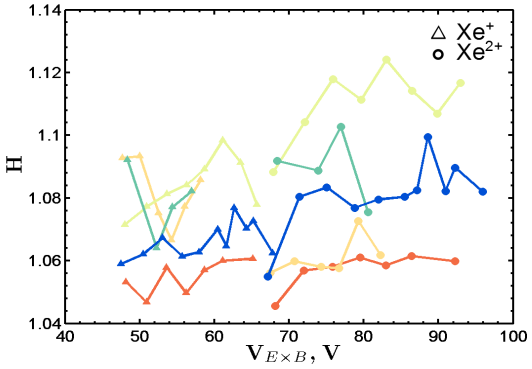


FIGURE 3.46 – Mesures expérimentales du paramètre H en fonction des jours de mesures (variation des couleurs) pour 5 sccm de Xe, 100 W pour 200 V à 400 V.

La figure 3.46 représente le paramètre H en fonction de la tension appliquée à la sonde E×B pour des séries de mesures réalisées à différents jours (5 sccm de Xe, 100 W). Les mesures de H sont effectivement dispersées mais suivent cependant la même tendance quelque soit les jours : H augmente avec $V_{E\times B}$. Le paramètre de calibration semble donc dépendre des conditions d'expérimentation. Plusieurs hypothèses peuvent modifier ce facteur : l'environnement plasma qui ne serait pas identique (chauffage du filament, dépôt etc.), source ionique instable ou problème lié à la sonde (charge du collimateur). Ce phénomène a été observé avec 3 sondes E×B différentes. On voit donc qu'il est indispensable de calibrer une sonde E×B avant chaque expérience pour réaliser des mesures correctes.

III.6 Conclusion

En conclusion, la sonde E×B est un outil de mesure de vitesses permettant la détection de nombreuses espèces. Cependant, la calibration de cette sonde requiert une connaissance parfaite de l'alignement des collimateurs, de l'angle de mesure et des propriétés du gaz.

Les mesures par sonde E×B en mode continu comme pour les propulseurs de type RIT utilisant une cathode de neutralisation, ont servi à montrer que le gaz SF_6 attaque chimiquement les parois en BN-SiO_2 du propulseur. D'autre part, la sonde montre aussi que le gaz se dissocie en plusieurs fragments moléculaires diminuant les performances du propulseur. L'énergie perdue dans la dissociation est non négligeable dans le secteur de la propulsion spatiale. Cependant, la capacité d'accélérer des ions à de très grandes vitesses permet d'avoir accès à une très haute I_{sp}.

Des mesures par sonde E×B dans la cavité ont montré l'existence d'ions négatifs. Les études menées sur l'effet de la pression dans la cavité indiquent que deux phénomènes peuvent expliquer la diminution du courant collecté que l'on observe : les collisions (CEX, recombinaison, destruction par impacts électronique etc.) et la diminution de l'ionisation. Le filtre magnétique devient efficace autour de 190 G.

L'emploi d'un mode d'extraction en polarisation alternée a permis d'identifier les espèces présentes dans le faisceau d'ions négatifs et de comprendre la dynamique du plasma. Le rapport cyclique peut être ajusté pour optimiser l'extraction des ions en fonction des

espèces présentes. D'autre part, le courant d'ions positifs est dominant et montre qu'une partie des électrons est extraite et ce qui limite les performances du moteur.

Des simulations de trajectoires de particules dans la sonde E×B avec le logiciel Comsol Multiphysics permettent de comprendre la forme des spectres obtenus et d'interpréter les phénomènes observés tels que le dédoublement du fluor. Le paramètre de calibration a été simulé dans la région E×B ce qui permet de valider les mesures de H.

Chapitre IV

Détection des ions négatifs et dérive électronique

« Expérimenter, c'est imaginer »

– Friedrich Nietzsche –

★

Sommaire

IV.1 Introduction . . . 82
IV.2 Expériences préliminaires en LPD . . . 82
IV.3 Mesures LPD dans la cavité . . . 86
IV.3.1 Conditions idéales de fonctionnement . . . 86
IV.3.2 Perturbations de la mesure LPD . . . 88
IV.3.3 Configuration en cavité ouverte . . . 89
IV.3.4 Configuration avec les plaques . . . 91
IV.3.5 Configuration avec les grilles . . . 94
IV.3.6 Estimation de la densité . . . 96
IV.4 Identification des perturbations . . . 97
IV.4.1 Facteur S . . . 97
IV.4.2 Perturbations liées à l'écran . . . 98
IV.5 Structure dans le plasma . . . 102
IV.5.1 Observations . . . 102
IV.5.2 Mesures par photo-détachement laser . . . 104
IV.5.3 Cartographies en sonde de Langmuir . . . 108
IV.5.4 Transport des particules . . . 110
IV.6 Conclusion . . . 111

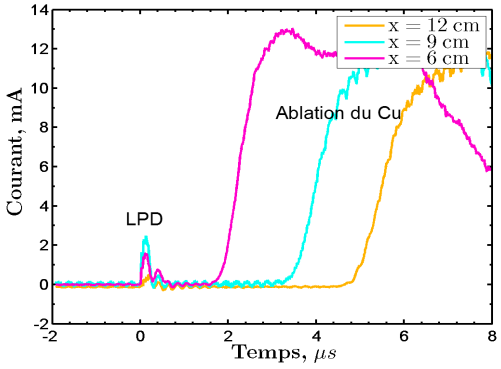


FIGURE 4.1 – Signal généré par l'ablation de l'écran en cuivre en fonction de la position de la sonde.

IV.1 Introduction

LES ions négatifs ont été détectés et mesurés grâce à une sonde E×B. Cependant, la quantification et l'analyse de l'évolution spatiale des propriétés de ces ions négatifs nécessite une technique de photo-détachement par laser (LPD). Cette technique est décrite en détails dans le chapitre II. Brièvement, il s'agit de détacher les électrons à l'aide d'un faisceau laser et de collecter ces derniers avec une sonde de Langmuir. Dans ce chapitre, le diagnostic de LPD est utilisé pour déterminer l'influence des paramètres de la décharge (pression, débit, puissance RF, champ magnétique) sur la production des ions négatifs en SF_6. Comme on le verra, le photo-détachement laser a aussi permis de mettre en évidence une asymétrie liée à la dérive des électrons dans la région de fort champ magnétique.

IV.2 Expériences préliminaires en LPD

La caractérisation du banc optique a montré que l'importante fluence du laser nécessite l'emploi d'un écran situé dans la cavité du propulseur pour éviter l'endommagement par ablation de la paroi en alumine qui isole l'antenne RF. Les études ont montré que dans les conditions de nos expériences de LPD, le cuivre est le meilleur matériau pour réaliser un écran.

▪ Ablation de l'écran

Un plasma « secondaire » est produit par l'ablation du cuivre sous illumination par le faisceau laser UV, voir fig. 4.1. Ces mesures sont réalisées avec un plasma à partir de 5 sccm de Kr et 5 sccm de SF_6 et 150 W. Le profil de courant mesuré par la sonde montre un signal de photo-détachement (LPD) de quelques mA juste après l'impulsion laser (t = 0 s) et un signal retardé mais beaucoup plus étendu dans le temps avec une amplitude d'une dizaine de mA (ablation du Cu). Trois courbes sont représentées en fonction de la distance en x de la sonde par rapport à l'antenne. L'antenne est située à $x = 0$ cm et l'écran de Cuivre à $x = 4$ cm. L'ablation de l'écran de cuivre créée un plasma secondaire qui génère un signal parasite. Ce signal ne perturbe pas la mesure pour $x = 12$ cm (position des grilles).

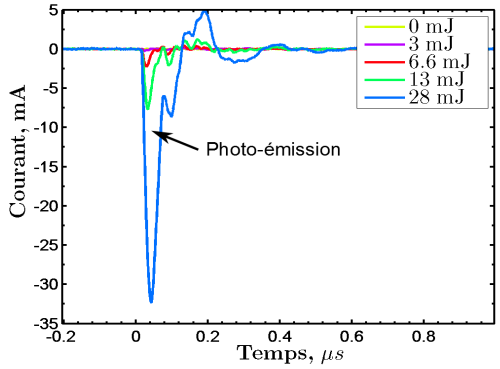


FIGURE 4.2 – Signaux de photo-émission mesurés avec une sonde polarisée à -50 V dans un mélange de 50% SF_6 + 50% Kr avec 10 sccm (160 W, 125 G).

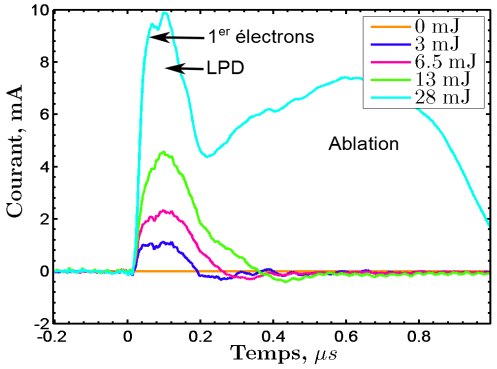


FIGURE 4.3 – Signaux d'ablation mesurés avec une sonde polarisée à +50 V dans un mélange de 50% SF_6 + 50% Kr avec 10 sccm (160 W, 125 G).

Cependant, pour une position plus en amont de la sortie ($x \simeq 4$ cm), le signal d'ablation recouvre le signal de photo-détachement. Typiquement, les données ne sont pas fiables en dessous de $x = 5$ cm. La vitesse du plasma lié à la pulvérisation du cuivre est en moyenne de 18 km/s. La diffusion de ce plasma génère des perturbations dans la décharge RF primaire qui seront discutées dans le paragraphe IV.4. En utilisant une sonde de courant Tektronix TCP 202, ce signal d'ablation a permis de valider le circuit d'acquisition présenté dans le chapitre II. En effet, les signaux d'ablation ont une durée suffisamment longue pour que le circuit soit calibré par une sonde commerciale.

▪ Phénomènes liés à la sonde

L'ablation de l'écran n'est pas le seul phénomène parasite. La figure 4.2 montre les signaux collectés par une sonde illuminée par le rayonnement UV polarisée à -50 V dans un mélange de 50% SF_6 + 50% Kr avec un flux total de 10 sccm. La puissance RF est de 160 W et le champ magnétique est de 125 G. Un signal négatif correspond à la perte d'un électron, autrement dit, à la collection d'un ion positif ou à l'émission électronique de la sonde. La durée temporelle de ce signal est très courte, environ 10 ns et dépend de la puissance du laser. Ces caractéristiques correspondent à l'émission électronique due au bombardement de photons connu sous le nom d'effet photoélectrique. L'émission d'électrons par cet effet peut perturber la collection des électrons en provenance des ions négatifs. A l'inverse, la figure 4.3 montre le signal acquis par une sonde polarisée à +50 V dans un mélange identique de la précédente figure. Le courant collecté à 28 mJ est composé d'électrons et les mesures comportent trois pics. Le premier pic est la collection des premiers électrons détachés dans la gaine de la sonde. Ils sont collectés dans des temps très court (quelques ns). En ce qui concerne le second, il correspond au signal de photo-détachement. Le temps caractéristique de ce signal dépend de la dimension du faisceau laser. Les deux premiers pics sont toujours présents dans les plasmas électronégatifs mais leur amplitude peut changer en fonction de la polarisation de la sonde et de la puissance laser. Quant au dernier pic, c'est

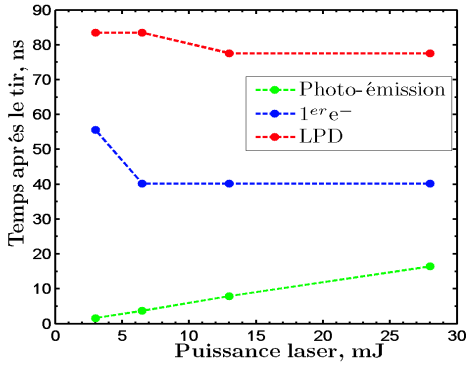


FIGURE 4.4 – Positions temporelles des phénomènes observés en fig. 4.2 et 4.3.

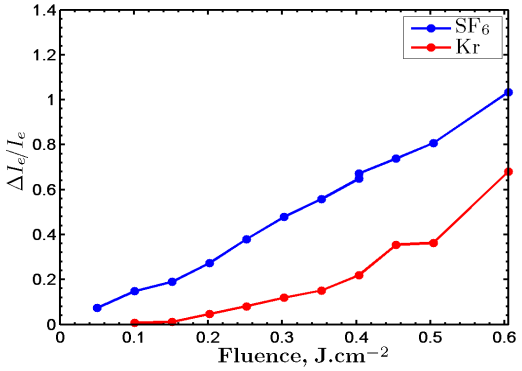


FIGURE 4.5 – Rapport des courants liés à l'impact du laser sur la céramique de la sonde pour un plasma de Kr et un de SF_6.

un courant d'électrons relativement étalé dans le temps $\simeq 1\,\mu s$. Il correspond à l'ablation du filament de la sonde de Langmuir exposée au laser.

Les deux signaux en polarisation inverse sont mesurés temporellement et comparés sur la fig. 4.4. La référence temporelle est déterminée à l'aide du parcours du laser après la détection par la photo-diode et du trajet de l'information dans les câbles BNC (typiquement 1 ns supplémentaire pour 20 cm de câble). Comme attendu, les signaux du photo-détachement et des 1ers électrons sont constants dans le temps contrairement à la photo-émission. Deux hypothèses peuvent expliquer ce phénomène. A plus haute puissance le laser extrait davantage d'électrons créant une charge d'espace qui ralentirait ces derniers. La seconde hypothèse est que l'augmentation de l'énergie du laser qui chauffe le filament de la sonde, modifiant le travail de sortie du matériau, ce qui aurait pour conséquence de diminuer l'énergie des électrons.

L'ablation de la sonde peut engendrer une erreur de mesure. La figure 4.5 compare le rapport $\triangle I_e/I_e$ lié à l'impact du laser sur la céramique de la sonde pour un plasma de Kr et un de SF_6. Le signal augmente en fonction de la fluence du laser pour les deux plasmas. En plasma de Kr, comme en gaz de Kr, le rapport $\triangle I_e/I_e$ doit tendre vers 0. De plus, l'équation 2.38 montre qu'en fonction de la fluence du laser la courbe en SF_6 devrait saturer. Dans le cas de l'impact sur la céramique du laser, une zone d'ablation génère suffisamment d'électrons pour couvrir le signal des ions négatifs. Ceci empêche la distinction entre les électrons et les ions négatifs. Pour minimiser les courants parasites, des mesures sous vide et avec un plasma de Kr sont réalisées avant chaque expérience en s'assurant de l'alignement de la sonde de Langmuir avec le laser.

▪ Matériau de la sonde

Le choix du matériau de la partie collectrice est importante pour déterminer le courant des électrons généré par les ions négatifs. Le tungstène a de bonnes propriétés de résistance au laser, comme le cuivre, mais ce matériau est attaqué par le fluor, comme on l'a vu précédemment avec la cathode de neutralisation lors des mesures par sonde E×B. Afin de

Elements	Energie du métastable (eV)	Seuil de ionisation (eV)	ΔE
O	9.1460 ($2s^2 2p^3(^4S^o)3s$)	13.6180	4.4720
F	12.6966 ($2s^2 2p^4(^3P^o)3s$)	17.4228	4.7262
S	6.5245 ($3s^2 3p^3(^4S^o)4s$)	10.3600	3.8355
Ar	11.6235 ($3s^2 3p^5(^2P^o_{3/2})4s$)	15.7596	4.1361
Kr	10.0324 ($4s^2 4p^5(^2P^o_{3/2})5s$)	13.9996	3.9672
Xe	8.4365 ($5p^5(^2P^o_{3/2})6s$)	12.1298	3.6933

TABLE 4.1 – Énergies des métastables dans les plasmas étudiés.

palier ce problème, une sonde en platine, plus résistante à l'attaque du fluor, est utilisée.

▪ Effets parasites couplés au LPD

Par ailleurs, il est nécessaire de vérifier les effets parasites liés à l'ionisation du gaz. Les atomes métastables présents dans la décharge peuvent être ionisés par l'impact du faisceau laser. Par exemple dans le cas du krypton :

$$Kr^* + h\nu \longrightarrow Kr^+ + e^-. \tag{4.1}$$

Les données du serveur du National Institute of Standards and Technology (NIST)[113] donnent les seuils du premier méta-stable et d'ionisation d'atomes ou molécules, voir tableau 4.1. La différence d'énergie ΔE entre ces 2 seuils est inférieure à l'énergie des photons à 266 nm. L'ionisation par laser des métastables est donc possible. Cependant, la densité des métastables est très inférieure à la densité des atomes et molécules dans l'état fondamental.

D'autre part, la réaction de photo-ionisation multi-photonique est décrite dans le cas du krypton par :

$$Kr + nh\nu \longrightarrow Kr^+ + e^-. \tag{4.2}$$

où n est un nombre entier. Il faut 3 à 4 photons pour ioniser les neutres, voir l'énergie de ionisation dans le tableau 4.1. Cette réaction est probable puisque le nombre de photons est bien supérieur à la quantité d'ions négatifs. Il est donc nécessaire de vérifier avec du gaz (sans plasma) si l'ionisation se produit, ce qui pourrait perturber les mesures. Dans le cas des expériences de LPD avec le propulseur PEGASES, aucune perturbation due à la photo-ionisation multi-photonique ou à l'ionisation des métastables n'a été observée, même à très forte fluence.

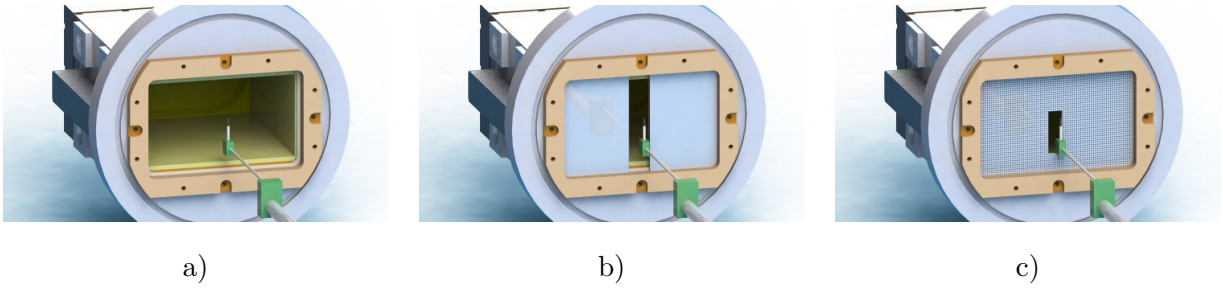


FIGURE 4.6 – Les 3 configurations du propulseur PEGASES pour les mesures de photo-détachement laser : a) cavité ouverte, b) plaques et c) grilles.

IV.3 Mesures LPD dans la cavité

IV.3.1 Conditions idéales de fonctionnement

▪ Signal de photo-détachement laser

Les mesures de photo-détachement laser sont faites pour trois configurations du propulseurs qui sont présentées sur la figure 4.6. Les premières mesures sont réalisées en cavité ouverte, figure 4.6 a).

La figure 4.7 représente un signal de photo-détachement par laser avec 5 sccm SF6 + 5 sccm Kr, 160 W de puissance RF et un champ magnétique de 125 G. La courbe bleue montre l'évolution temporelle de l'impulsion laser mesurée par la photo-diode. Le pic des premiers électrons et du courant des électrons de détachement sont présents après l'impulsion laser. Ce signal de photo-détachement est similaire à ceux obtenus dans d'autres systèmes, notamment dans les sources d'ions hydrogène[114–116]. Le maximum d'amplitude du signal correspond au courant du LPD ΔI_e. Les électrons, qui peuplent la région correspondant aux ions détachés par laser, sont rapidement collectés par la sonde de Langmuir. La charge d'espace créée par les ions positifs provoque une diminution du courant par la diffusion des ions positifs en dehors de cette région (diffusion mono-polaire[100]). Le pic négatif apparait jusqu'à ce que les ions négatifs recouvrent la zone. Le temps mis par les ions pour recouvrir la zone permet d'estimer la température des ions négatifs en connaissant le rayon du faisceau laser ($r = 1$ mm). Une température entre 0.1 eV et 0.9 eV est estimée pour des ions F^- et SF_6^-. La température des ions négatifs est plus élevée que celle des ions positifs. En effet, lors de la réaction d'attachement dissociatif sur les molécules, les ions négatifs gagnent de l'énergie thermique, de l'ordre d'un dixième d'eV, à la différence des ions positifs qui restent à la température du gaz, soit environ 400 K.

▪ Puissance laser et polarisation de la sonde de Langmuir

Le rapport du courant d'électrons détachés sur le courant d'électrons continu additionné aux ions négatifs (Δ_{Ie}/I_{DC}) donne un facteur d'électronégativité partielle β qui est représenté sur la figure 4.8. Les paramètres plasma sont : 5 sccm de SF_6 + 5 sccm de Kr,

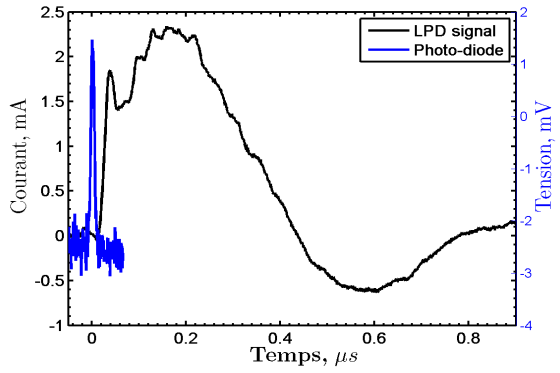


FIGURE 4.7 – Signal LPD avec 5 sccm SF6 + 5 sccm Kr, 160 W puissance RF et un champ magnétique de 125 G. La courbe bleue correspond à l'évolution temporelle de l'impulsion laser.

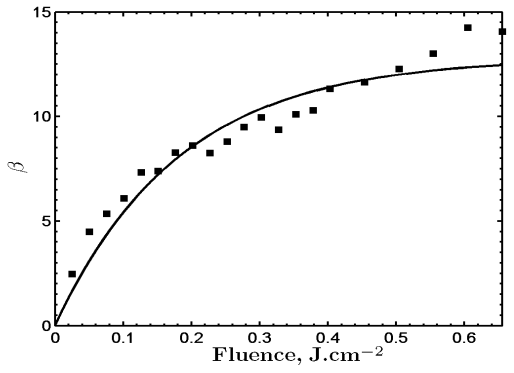


FIGURE 4.8 – Rapport des courants (β) en fonction de la fluence laser. Les paramètres plasmas sont 5 sccm SF6 + 5 sccm Kr, 150 W et 257 G.

150 W de puissance RF injectée et 257 G. Les points représentent les données expérimentales et la courbe est ajustée par l'équation 2.38. L'ajustement des points permet d'extraire la section efficace de photo-détachement des ions négatifs, soit $4.1.10^{-18}$ cm^2, valeur proche de la valeur standard pour F^- : 6.10^{-18} cm^2[93,117]. Cette mesure ne permet pas de conclure de manière définitive sur la nature de l'ion le plus probable puisque la mesure par photo-détachement laser peut modifier la composition du plasma. Par exemple, l'ion SF_6^- peut se détacher et former un F^- par l'impact d'un photon. Cependant, ce genre de réaction ne modifie pas la quantité d'ions négatifs mesurée. La courbe montre qu'à faible fluence (< 0.4 J.cm^{-2}), seulement une partie des ions négatifs est détachée. L'augmentation anormale de β au-delà de 0.5 J.cm^{-2} est due à l'ablation de la sonde également observée dans la littérature[118]. La fluence de travail est donc fixée à 0.45 J.cm^{-2}.

La figure 4.9 montre les mesures de β en fonction de la polarisation de la sonde de Langmuir dans les mêmes conditions que précédemment. Le rapport est constant à l'exception du cas à 0 V où peu d'électrons photo-détachés sont collectés. Dans le but d'optimiser la collection, deux conditions sont nécessaires : la dimension de la sonde doit être bien inférieure à la dimension du laser et le potentiel de la sonde doit être bien supérieur au potentiel plasma. Le fait que β soit quasi-constant au-delà de 0 V indique que le plasma est certainement dans l'état ion-ion (pas d'expansion de gaine).

▪ Maximiser le courant d'ions négatifs

La figure 4.10 représente l'amplitude du signal de photo-détachement en fonction du pourcentage de SF_6 dans un mélange de Kr/SF_6 pour 10 sccm et 120 G. Le courant est faible entre 10 et 20 % car le mélange est essentiellement composé de Kr impliquant peu d'ions négatifs. Le courant atteint un maximum pour une proportion de 50 % de SF_6. Cependant, la mesure en sonde E×B a montré que pour un mélange de 50 %, les ions positifs sont dominants. Cette différence est certainement due aux conditions expérimentales : valeurs des champs magnétiques différentes, mesures dans un faisceau d'ions ou

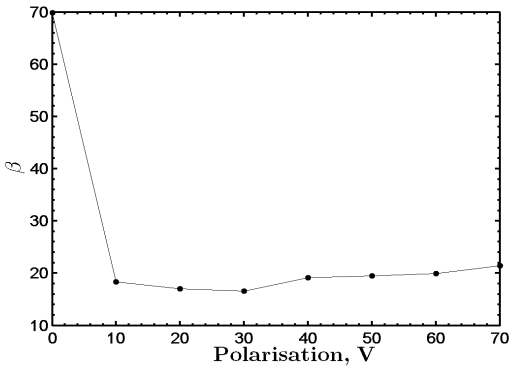


FIGURE 4.9 – Rapport des courants en fonction de la polarisaton de la sonde. Les paramètres plasmas sont 5 sccm SF6 + 5 sccm Kr, 150 W et 257 G.

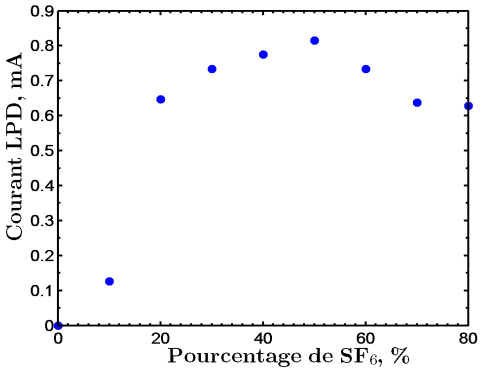


FIGURE 4.10 – Courant LPD en fonction du pourcentage de SF_6 dans un mélange de SF_6/Kr pour 10 sccm et 120 G.

dans la cavité du propulseur. Au-delà, entre 60 et 80 % de SF_6, le courant d'ions négatifs diminue. A 100 % de SF_6, le plasma est instable est ne permet pas de réaliser des mesures. Cette tendance est en accord avec les mesures du LPP[112].

IV.3.2 Perturbations de la mesure LPD

Pour réaliser des mesures correctes dans ce type de décharge, il faut tenir compte de deux facteurs perturbateurs.

Premièrement, le champ magnétique a un impact sur le seuil de saturation des sondes électrostatiques[119]. Le courant est modifié en fonction du paramètre de l'angle d'inclinaison entre la sonde et le champ magnétique. Ce phénomène a déjà été observé dans une source de plasma par la technique de photo-détachement éclipse[120]. Cette technique consiste à masquer une partie de la sonde par un filament qui traverse le faisceau laser. Cette technique offre donc la possibilité de mesurer la région de collection de la sonde pour réaliser des mesures plus détaillées. Dans la référence[120], l'auteur montre que l'application d'un champ magnétique sur le signal de photo-détachement change la surface de collection. Cet effet semble s'appliquer essentiellement aux électrons. Les électrons ainsi collectés par les mesures en photo-détachement sont donc perturbés.

Deuxièmement, l'ensemble des mesures a été réalisé avec une sonde simple de Langmuir. Cependant, dans le cas de PEGASES, la cavité est flottante. Lorsque la sonde draine des charges, le plasma compense en évacuant les charges opposées. Pour cela, une électrode est positionnée au fond de la cavité (à $x = 4$ cm) pour évacuer les charges et mesurer la vraie tendance des courbes. Le décalage observé avec ou sans l'électrode est de $\sim 1\,mA$ avec 5 sccm de Kr + 5 sccm de SF_6, 160 W et 188 G, voir figure 4.11. Les deux configurations ne changent pas la tendance de la courbe mais seulement l'amplitude.

Ces phénomènes perturbent la mesure dans la cavité de PEGASES. Cependant, l'ensemble de ces perturbations semble seulement changer le niveau de courant détecté par la sonde. La sonde conserve son intérêt au moins pour des mesures relatives.

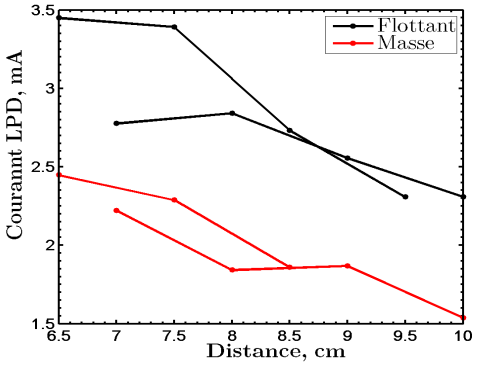


FIGURE 4.11 – Comparaison du courant des électrons en provenance des ions négatifs détachés en fonction de la polarisation de l'électrode.

IV.3.3 Configuration en cavité ouverte

Le banc de photo-détachement par laser a d'abord été utilisé pour étudier le plasma en cavité ouverte (fig. 4.6-a). Cette configuration n'est bien sûr pas optimale pour nos travaux puisque la pression est faible (pression du caisson) mais cela permet de tester et d'optimiser l'appareil de mesure et de comparer avec nos mesures E×B qui montrent la présence d'ions négatifs. De plus, les mesures sont réalisées sans électrode pour évacuer les charges.

La figure 4.12 montre les mesures réalisées en cavité ouverte en fonction de la distance suivant l'axe du propulseur, pour différentes valeurs de champ magnétique. Les conditions sont : 5 sccm de Kr + 5 sccm de SF_6 et 150 W, pour être à l'optimum de la production d'ions négatifs, voir fig. 4.10. La figure a) représente le courant des électrons détachés issus des ions négatifs. Les courants sont collectés à +30 V. Ils diminuent en fonction de x. Plusieurs hypothèses peuvent fournir une explication sur l'origine de la diminution du courant :

1) la cavité étant ouverte le gaz diffuse dans le caisson (divergence du flux),
2) les ions positifs et négatifs recombinent,
3) les ions sont détruits par des événements collisionnels,
4) le seuil de saturation de la sonde est modifié par le champ magnétique,
5) les ions sont déviés par le champ magnétique.

Toutes ces hypothèses sont crédibles mais difficilement vérifiables. Cependant, les mesures en sonde E×B en cavité ouverte, semblent montrer que le courant d'ions diminue aussi en fonction de l'augmentation du champ magnétique. Par ailleurs, les ions déviés par le champ magnétique ne pourraient pas être collectés efficacement par la sonde E×B. Les hypothèses 4) et 5) ne sont peut être pas les bonnes. Les collisions d'échange de charge sont moins probables que la recombinaison dans les plasmas de SF_6[106], éliminant l'hypothèse 3). Les deux premières hypothèses semblent donc être l'explication de la diminution du courant. Pour finir, on constate que le couplage est meilleur pour un champ magnétique de 188 G, voir annexe A.3. La puissance injectée dans la décharge est donc plus importante.

La figure b) montre le courant des ions positifs à -30 V de polarisation. La tendance est identique à celle du signal LPD et le maximum est atteint pour 188 G.

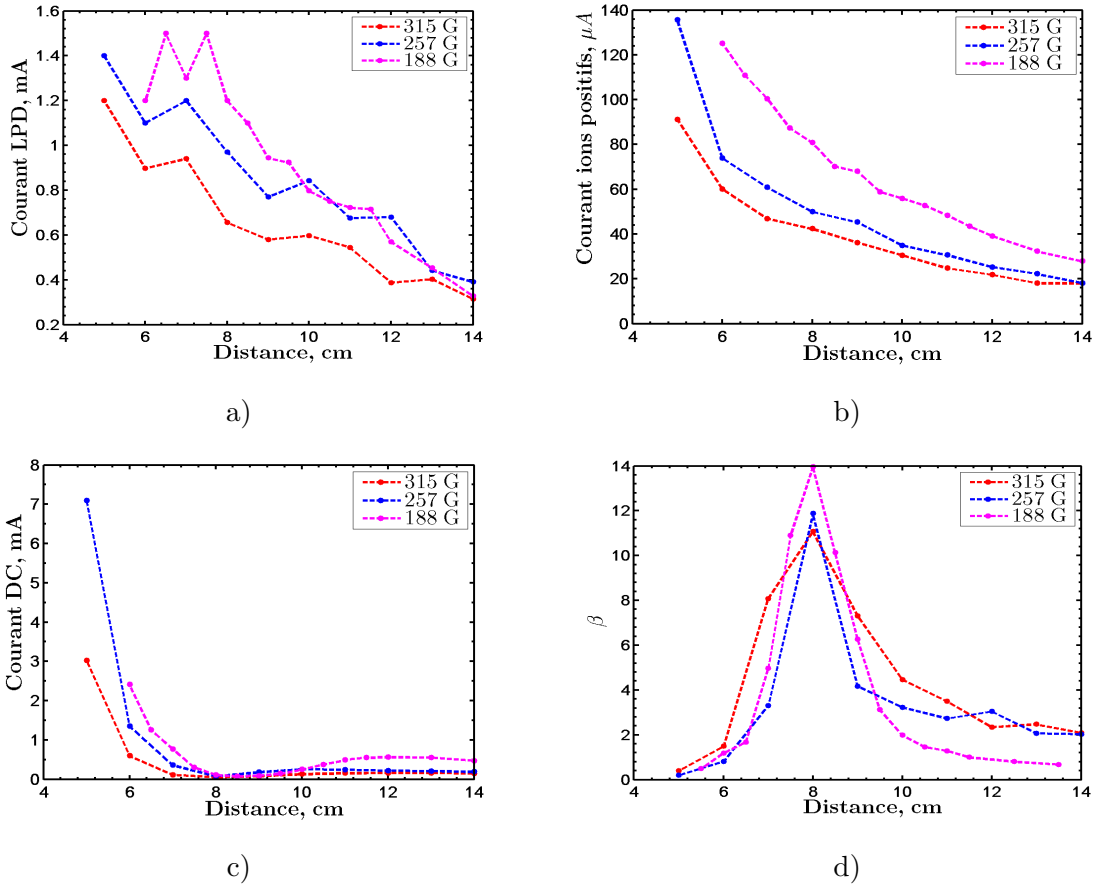


FIGURE 4.12 – Mesures LPD en cavité ouverte en fonction du champ magnétique, pour 5 sccm de Kr + 5 sccm de SF_6 et 150 W. a) courant LPD, b) courant des ions positifs c) courant DC et d) β.

La figure c) représente le courant continu (le courant des ions négatifs plus le courant électronique) mesuré pour différents champs magnétiques. Le courant diminue jusqu'à 8 cm puis le courant semble augmenter. Cette augmentation de courant est probablement une conséquence de la réinjection des électrons par la dérive E×B observée en simulations numérique et expérimentalement, voir chapitre IV.5.

La figure d) montre le rapport β en fonction de la distance x pour plusieurs champs magnétiques. Les courbes atteignent un maximum à 8 cm, 1 cm après le maximum de champ magnétique. Le LPP a également mesuré le α qui est à son maximum 1 cm après le filtre magnétique[121]. Le paramètre β diminue après avoir atteint son maximum. Cette chute peut provenir de la destruction des ions négatifs par des collisions avec des électrons.

IV.3.4 Configuration avec les plaques

La configuration avec les plaques (fig. 4.6-b) permet d'étudier, à plus haute pression, la production d'ions négatifs dans le propulseur PEGASES. En effet, la variation du champ magnétique n'est pas la seule option pour accroître le taux d'attachement. La pression dans la cavité avec les plaques est de 3.10^{-3} mbar pour une transparence de 18 % et un flux de 10 sccm. Pour comparaison, en cavité ouverte, la pression est de 5.10^{-4} mbar pour un flux identique.

La figure 4.13 montre les mesures faites dans la cavité avec les plaques, en fonction de la distance pour plusieurs valeurs du champ magnétique pour 5 sccm de Kr + 5 sccm de SF_6 et 150 W. La figure a) représente le courant des électrons détachés, issus des ions négatifs, collecté par la sonde à +30 V. Le courant diminue en fonction de x comme dans le cas de la cavité ouverte. D'autre part, comme précédemment, le courant est plus élevé lorsque le champ magnétique est faible. Il est probable qu'un fort champ magnétique perturbe la décharge diminuant la production d'ions et par conséquent le niveau de courant. En effet, un fort champ magnétique augmente les pertes aux parois proche de l'antenne. Cependant, dans cette configuration, le niveau de courant est plus élevé. La pression modifie donc la dynamique du plasma et dans notre hypothèse, la production d'ions négatifs.

A l'aide d'un modèle simplifié (pas de diffusion, pas de collision), l'équation bilan des ions négatifs n_- permet de mettre en évidence les effets de la pression :

$$\frac{dn_-}{dt} = k_{att} n_e n_n - k_r n_+ n_-, \tag{4.3}$$

où k_r est le taux de recombinaison. L'équation peut se réécrire à l'équilibre ($\frac{dn_-}{dt} = 0$) :

$$n_- = \frac{k_{att} n_e n_n}{k_r n_+}. \tag{4.4}$$

Cette équation montre que lorsque la densité des neutres n_n augmente (c-à-d lorsque la pression croît), la densité d'ions négatifs n_- suit la même tendance puisque $n_+ \simeq n_e$ dans le cas où $\alpha << 1$. Cette tendance est confirmée par de nombreuses expériences[122,123].

Le courant des ions positifs sur la figure b) est identique au courant en cavité ouverte (formes et amplitudes). Cela doit être un équilibre entre l'augmentation de la densité des ions positifs et la diminution de la température des électrons en fonction de la pression.

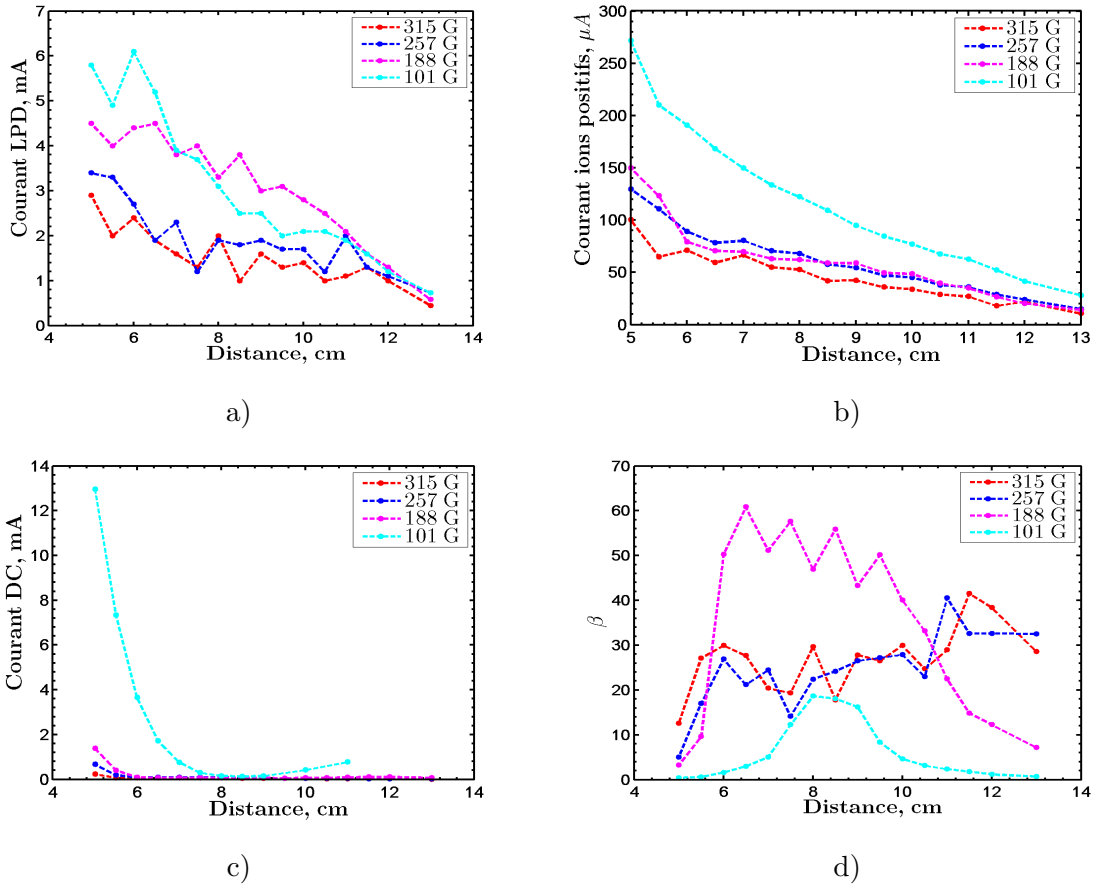


FIGURE 4.13 – Mesures LPD avec les plaques en fonction de la distance, pour plusieurs valeurs du champ magnétique, pour 5 sccm de Kr + 5 sccm de SF_6 et 150 W. a) courant LPD, b) courant des ions positifs c) courant DC et d) β.

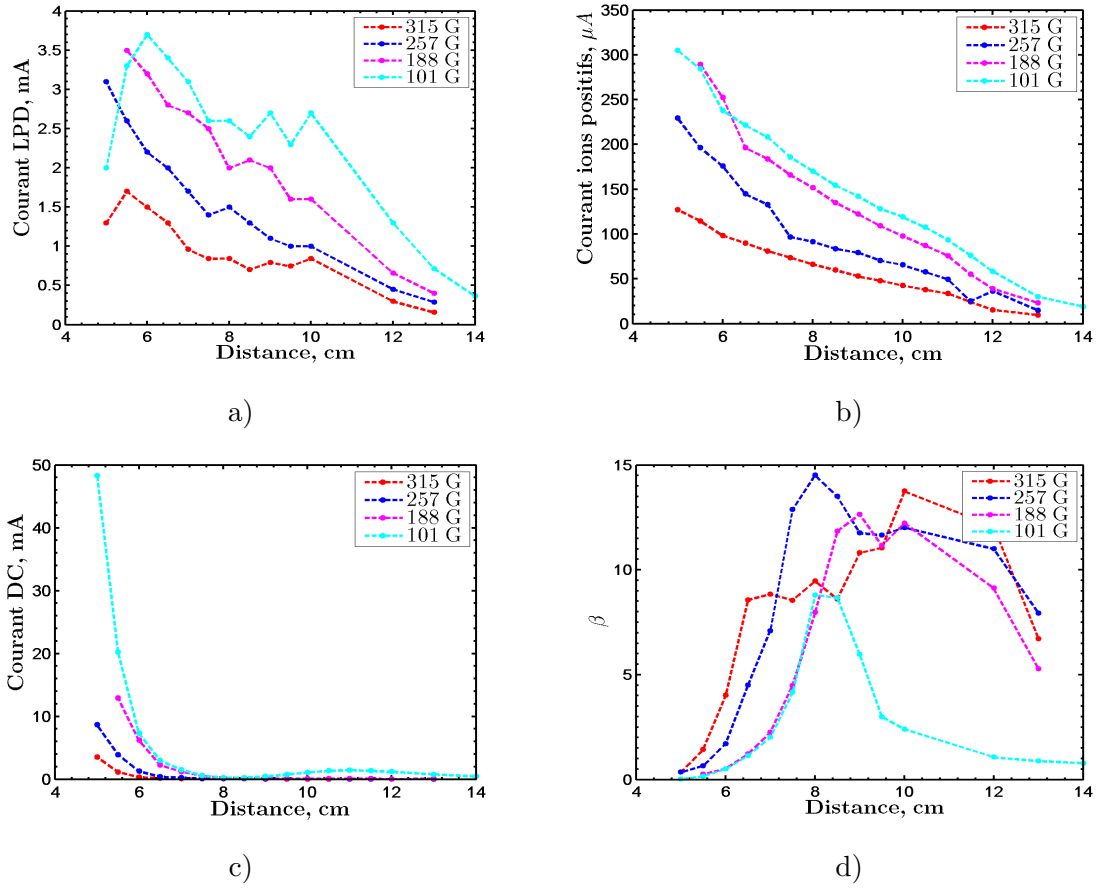


FIGURE 4.14 – Mesures LPD avec les grilles en fonction de la distance, pour plusieurs valeurs de champ magnétique, pour 5 sccm de Kr + 5 sccm de SF_6 et 150 W. a) courant LPD, b) courant des ions positifs c) courant DC et d) β.

La figure c) représente le courant DC. Il est similaire aux mesures réalisées en cavité ouverte. On retrouve bien une légère augmentation du courant au-delà du maximum de champ magnétique à 7 cm.

La figure d) montre le paramètre β en fonction de la distance de l'antenne pour plusieurs champs magnétiques. Le cas à 101 G n'est pas optimal puisqu'à la position des grilles (12 cm), le rapport tend vers 1 et il est maximal vers 8 cm comme pour le cas de la cavité ouverte. Les deux forts champs magnétiques à 257 et 315 G montrent un rapport quasi-constant le long du propulseur (~ 30), idéal pour extraire des ions négatifs. Le rapport à 188 G montre une valeur supérieure (~ 50) mais chute rapidement à la position des grilles.

Cette configuration permet donc d'extraire plus de flux d'ions négatifs pour un β plus grand.

IV.3.5 Configuration avec les grilles

Afin de réaliser les mesures de photo-détachement par laser dans les conditions réelles d'utilisation, on ferme la cavité avec des grilles qui sont percées selon un rectangle de dimension 10×30 mm, voir fig. 4.6-c. La pression est typiquement de $1.5.10^{-3}$ mbar pour 10 sccm de flux, une valeur située entre les valeurs des deux configurations précédentes : cavité ouverte et avec les plaques.

▪ Effet de l'amplitude du champ magnétique

La figure 4.14 montre les mesures faites dans la cavité avec les grilles en fonction de la distance pour plusieurs valeurs du champ magnétique pour 5 sccm de Kr + 5 sccm de SF_6 et 150 W. La figure a) représente le courant du signal LPD collecté par la sonde polarisée à + 30 V. Le niveau de courant est intermédiaire entre les deux précédentes configurations et respecte la tendance à la baisse en fonction de x. La variation avec le champ magnétique montre que le courant LPD est plus élevé à faible champ magnétique et similaire aux précédentes mesures. Cette évolution n'est pas une conséquence de la modification du couplage puisqu'elle est identique dans les deux conditions.

La figure b) montre le courant d'ions positifs à -30 V. Le courant est plus élevé que dans les précédentes configurations. En effet, le couplage est meilleur et la pression est suffisamment basse pour promouvoir la production d'ions positifs et augmenter la température électronique. Les configurations 101 G et 188 G sont en moyenne séparées de seulement 20 μA. Cette configuration est donc optimale pour les ions positifs.

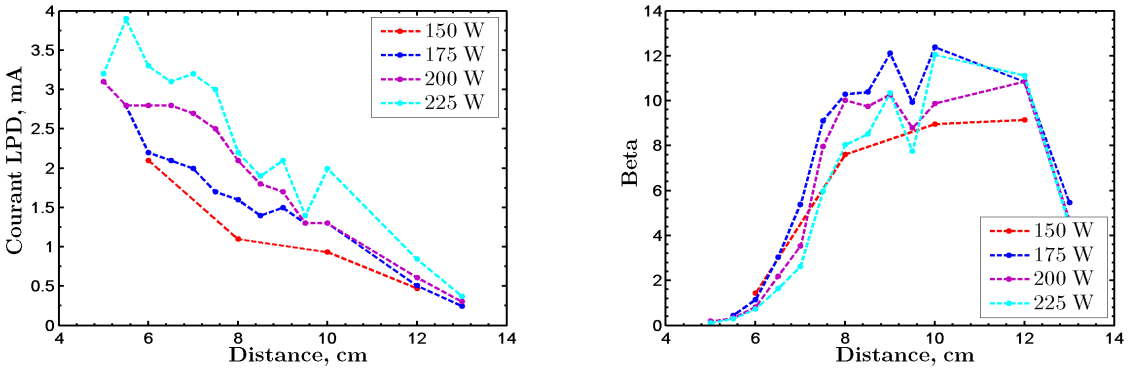
La figure c) représente le courant DC qui, comme dans les deux précédentes configurations diminue à la position des aimants et remonte ensuite.

La figure d) correspond au rapport β. Le champ magnétique à 101 G est insuffisant pour bloquer les électrons qui sont réinjectés devant les grilles. Les 3 valeurs de champ (188, 257 et 315 G) montre un β supérieur à 10 et qui diminue avec la distance x. L'ensemble des mesures montre que le rapport des courants est maximum à la position du filtre magnétique. Il est donc nécessaire de positionner les grilles proches du filtre pour garantir un flux d'ions négatifs important.

▪ Effet de la puissance RF et du débit

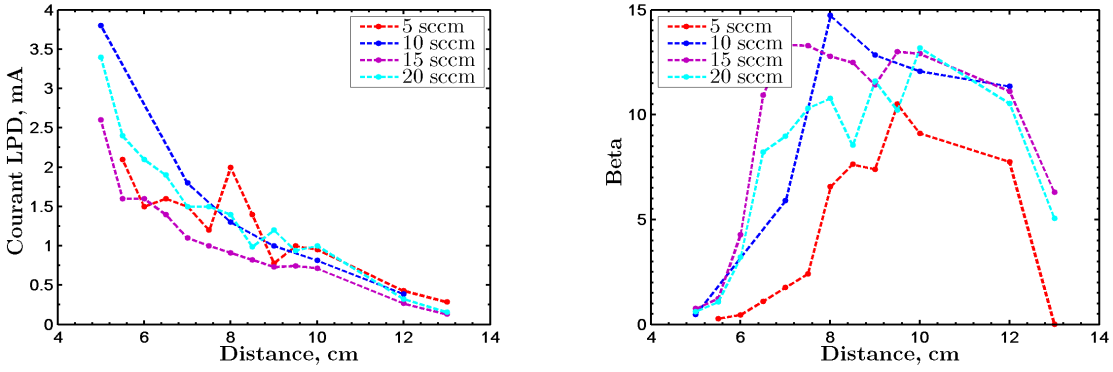
Les figures 4.15 illustrent les mesures en fonction de la puissance RF injectée avec les grilles pour 5 sccm de Kr + 5 sccm de SF_6 et 257 G. Le courant est plus important à plus forte puissance. D'autre part, le rapport β varie entre 8 et 12 cm en fonction de la puissance mais ne semble pas avoir de tendance particulière.

Les différentes configurations (« cavité ouverte » et « avec les plaques ») ont montré que la pression avait un rôle important dans le flux des ions négatifs. Les figures 4.16 montrent l'évolution du signal en fonction du flux injecté pour un mélange 50 % de Kr et 50 % SF_6. Le courant des électrons détachés ne montre pas d'évolution en fonction de la pression et le rapport β sature à 10 sccm. La pression dans cette configuration ne semble pas avoir d'effet majeur.



a) b)

FIGURE 4.15 – Mesures LPD avec les grilles en fonction de la distance pour plusieurs valeurs de puissance pour 5 sccm de Kr + 5 sccm de SF_6 et 257 G. a) courant LPD et b) β.



a) b)

FIGURE 4.16 – Mesures LPD avec les grilles en fonction de la distance pour plusieurs valeurs de flux pour 257 G et 150 W. a) courant LPD et b) β.

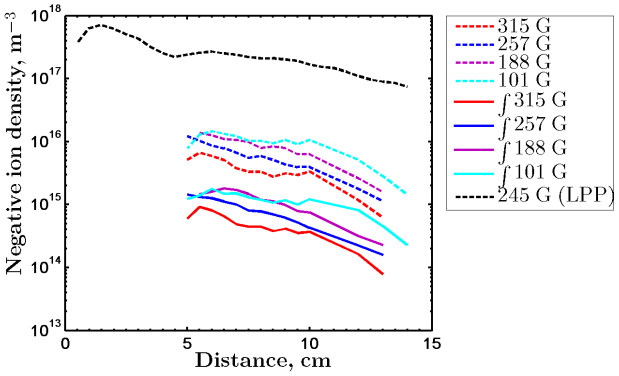


FIGURE 4.17 – Estimation de la densité par les deux méthodes (cavité avec grilles) et comparaison avec la densité mesurée au LPP par sonde électrostatique[35].

IV.3.6 Estimation de la densité

Mesurer la densité des ions négatifs est délicat dans le cas des plasmas fortement électronégatifs. Deux méthodes sont ici employées pour calculer cette densité.

Le premier calcul est déterminé par le courant des électrons détachés ΔI_e qui permet une estimation de la densité des ions négatifs sous certaines hypothèses. La surface de collection pour les mesures est approximée par la surface de la sonde, soit :

$$\Delta I_e = e\Delta n_e v_e A. \tag{4.5}$$

L'énergie des électrons est supposée équivalente à l'énergie du laser moins l'affinité électronique, voir éq. 2.37. A partir de l'énergie cinétique, on déduit la vitesse des électrons :

$$v_e = \sqrt{\frac{2e(h\nu - EA)}{m_e}}. \tag{4.6}$$

Le courant LPD mesuré dans le cas des grilles est de l'ordre de 2 mA. La densité calculée à partir de l'éq. 4.5 et 4.6 est alors d'environ $10^{16}\,\mathrm{m}^{-3}$ si on considère que seuls des ions F^- sont présents.

La deuxième méthode pour estimer la densité est de calculer l'aire sous la courbe et d'en déduire un nombre de particules comme pour le cas de la sonde E×B, voir annexe A.4. La densité n_- est déduite par la quantité de charge :

$$n_- = \frac{1}{eA}\int_0^\infty I_{LPD}(t)dt \simeq 10^{15} m^{-3}, \tag{4.7}$$

Cette technique n'est pas utilisée dans la littérature à cause des perturbations qui peuvent s'additionner sur le signal de photo-détachement par laser, voir sec. IV.2.

La figure 4.17 montre la densité estimée en fonction de la distance pour plusieurs valeurs de champ magnétique dans les conditions de la figure 4.14-a (cavité avec grilles). Les lignes montrent les valeurs intégrées, les points tiretés illustrent les valeurs calculées à partir du courant et la ligne tiretée noire représente les valeurs mesurées par le LPP[35] avec 120 W, 245 G et 1.33 10^{-3} mbar de SF_6 ($\simeq$ 10 sccm). Les valeurs de J. Bredin montrent

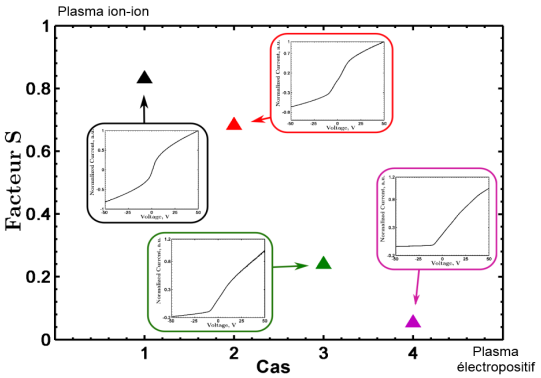


FIGURE 4.18 – Représentation du facteur S pour 4 caractéristiques de Langmuir.

une densité comprise entre 10^{17}-$10^{18}\,\mathrm{m}^{-3}$. La différence peut être due aux hypothèses sur la vitesse des électrons et la surface de collection ou les conditions du plasma. Cependant, nos mesures montrent des densités comparables aux estimations de la sonde E×B, voir annexe A.4.

IV.4 Identification des perturbations

IV.4.1 Facteur S

Certains endroits sont inaccessibles en utilisant la mesure de photo-détachement par laser à cause de la configuration du propulseur. Cependant, une mesure en sonde de Langmuir permet d'obtenir une idée de l'électronégativité. En effet, dans le cas d'un plasma ion-ion, la courbe courant-tension est parfaitement symétrique à la différence des plasmas électropositifs. Avec pour objectif de caractériser les courbes de sonde de Langmuir, un paramètre est défini comme une représentation de la symétrie de la caractéristique I-V. Ce paramètre, appelé facteur S pour « symétrie », correspond à la division du courant de saturation ionique par le courant de saturation des charges négatives. Ces deux courants sont estimés à une valeur de potentiel symétrique par rapport au potentiel flottant ($V_p \simeq V_f$). Notons que ce courant de saturation des charges négatives comporte à la fois des ions négatifs et des électrons. La contribution électronique due à la mobilité de l'électron est importante même dans la branche de courant ionique. Il est donc nécessaire de prendre le facteur S loin du potentiel flottant. Dans le cas idéal, le facteur S se calcule avec les valeurs à un potentiel infini pour les branches des ions positifs et des ions négatifs. Dans nos expériences, nous avons fixé le potentiel à $\pm$ 30 V. La figure 4.18 montre une représentation du facteur S dans 4 conditions expérimentales différentes. Le rapport du facteur S est proche de 1 pour une courbe quasi-symétrique et pour un graphe non symétrique comme à la position 4, le rapport est proche de 0. Une courbe symétrique (i.e. facteur $S = 1$) représente une décharge plasma très électronégative (ion-ion). Inversement, si le facteur S tend vers 0, la contribution des électrons est très importante et la décharge se comporte comme un plasma électropositif.

Pour illustrer la puissance de ce paramètre, les figures 4.19 et 4.20 montrent le facteur S

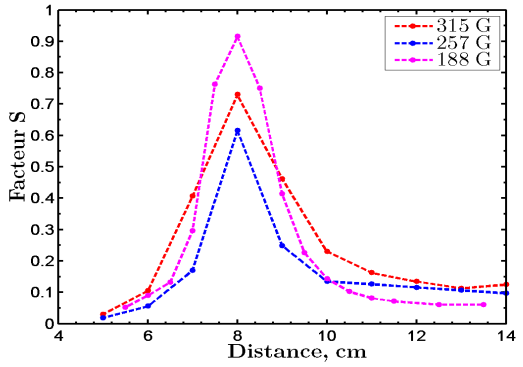


FIGURE 4.19 – Facteur S en cavité ouverte en fonction de la distance x pour 3 configurations magnétiques.

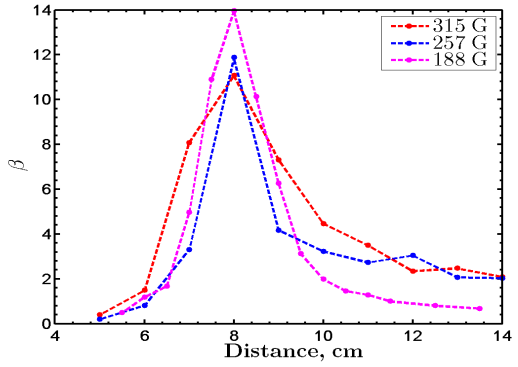


FIGURE 4.20 – β en cavité ouverte en fonction de la distance x pour 3 configurations magnétiques.

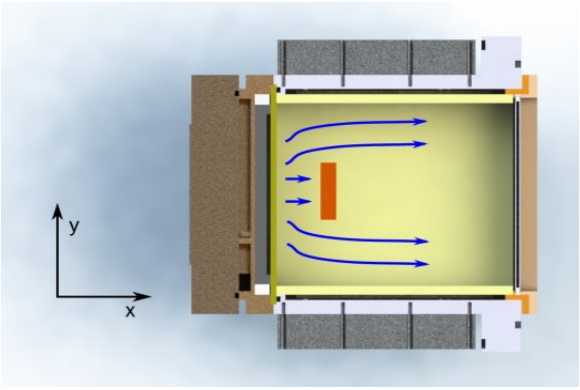


FIGURE 4.21 – Coupe du moteur PEGASES représentant la circulation du flux de gaz.

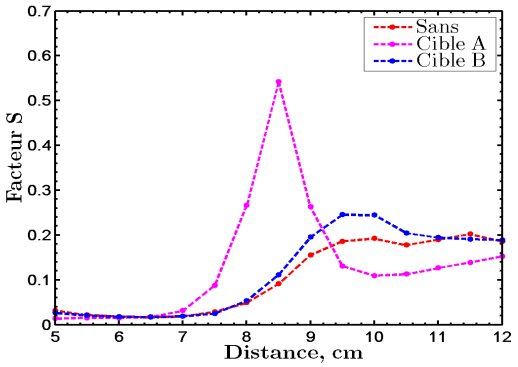


FIGURE 4.22 – Mesures du facteur S en cavité ouverte testé avec et sans écran.

et β dans les mêmes conditions expérimentales. Les deux paramètres ont la même évolution et sont liés par leur dénominateur puisque :

$$\beta = \frac{\Delta I_e}{I_{DC}} \quad \text{et} \quad S = \frac{I^+}{I_{DC}} = \frac{I^+}{I_e + I^-}, \tag{4.8}$$

Ces paramètres dépendent essentiellement du courant DC et dans le cas de PEGASES, les deux paramètres ont une évolution semblable pour l'ensemble des configurations testées.

IV.4.2 Perturbations liées à l'écran

▪ Impact sur S et sur les propriétés électroniques

L'écran en cuivre permet de protéger l'antenne de l'impact du laser mais perturbe la circulation du flux gazeux, voir figure 4.21. L'image est une coupe du moteur de PEGASES avec le cuivre positionné au fond de la cavité ($x \simeq 4\,\text{cm}$). L'écran A ou B sépare la cavité

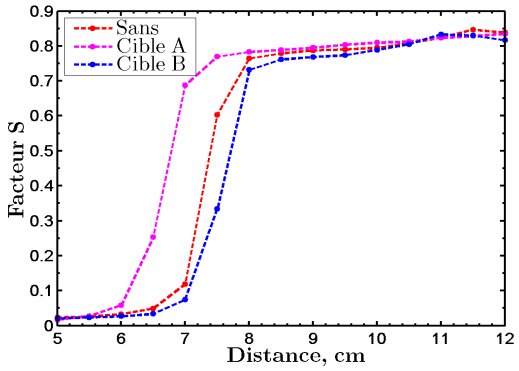


FIGURE 4.23 – Mesures du facteur S avec les plaques testées avec et sans écran.

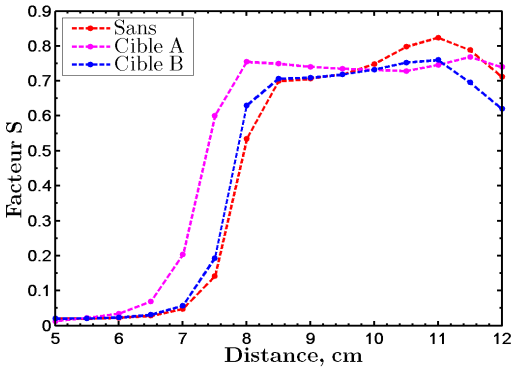


FIGURE 4.24 – Mesures du facteur S avec les grilles testées avec et sans écran.

en hauteur (axe z) et les flèches bleues représentent le flux de gaz. La dynamique du plasma est ainsi modifiée par l'écran. La figure 4.22 montre le facteur S en cavité ouverte en fonction de la distance x mesurée avec et sans écran. Les paramètres du plasma sont identiques à ceux pour les précédentes mesures soit 5 sccm de SF_6 + 5 sccm de Kr et 257 G. En cavité ouverte, les mesures sont perturbées par la présence de l'écran. Cependant, les mesures faites avec l'écran B (ϕ = 10 mm) et sans écran diffèrent peu. L'écran A est un écran de dimension 20×50 mm qui sépare le plasma et perturbe grandement la circulation du gaz. Le facteur S est très faible et ne change pas dans le région électronégative, soit entre x = 5 cm et 7 cm. Les effets de l'écran se répercutent proche du maximum du champ magnétique. La cible A a un impact important à cause de sa taille. La figure 4.23 montre la mesure du facteur S avec les plaques en fonction de la distance x mesurée avec et sans écran. Contrairement au cas de la cavité ouverte, de 8 à 12 cm, le plasma est ion-ion et les écrans n'impactent pas la mesure. La différence est observée entre 6 et 7 cm. L'écran A altère les mesures et décale les facteurs de 1 cm vers l'antenne. Cet effet est très faible puisque la pression dans la cavité est importante ce qui homogénéise la dynamique du plasma. Les mesures avec les grilles sont présentées sur la figure 4.24. La tendance du facteur S est identique à la configuration avec les plaques. Les mesures sont donc fiables pour le cas des grilles, c-à-d pour les configurations à haute pression.

Des mesures par sonde de Langmuir en plasma de SF_6 ne permettent pas de déterminer les propriétés électroniques puisque la branche des charges négatives comprend une contribution ionique. Ainsi, les mesures par sonde de Langmuir sont réalisées dans une décharge de gaz noble (Kr, Xe).

Afin d'illustrer la perturbation créée par l'écran, des mesures de sonde de Langmuir en Kr sont réalisées pour faire une cartographie des paramètres électroniques de la décharge. Les tracés en contours ne représentent que la moitié de la décharge. La paroi de la cavité de PEGASES est située à $y = -5$ cm. Les mesures sont faites avec 10 sccm de Kr, 150 W et sans champ magnétique en cavité ouverte. La résolution spatiale est suffisamment grande pour distinguer les tendances puisque chaque tracé en contour comporte 231 points de

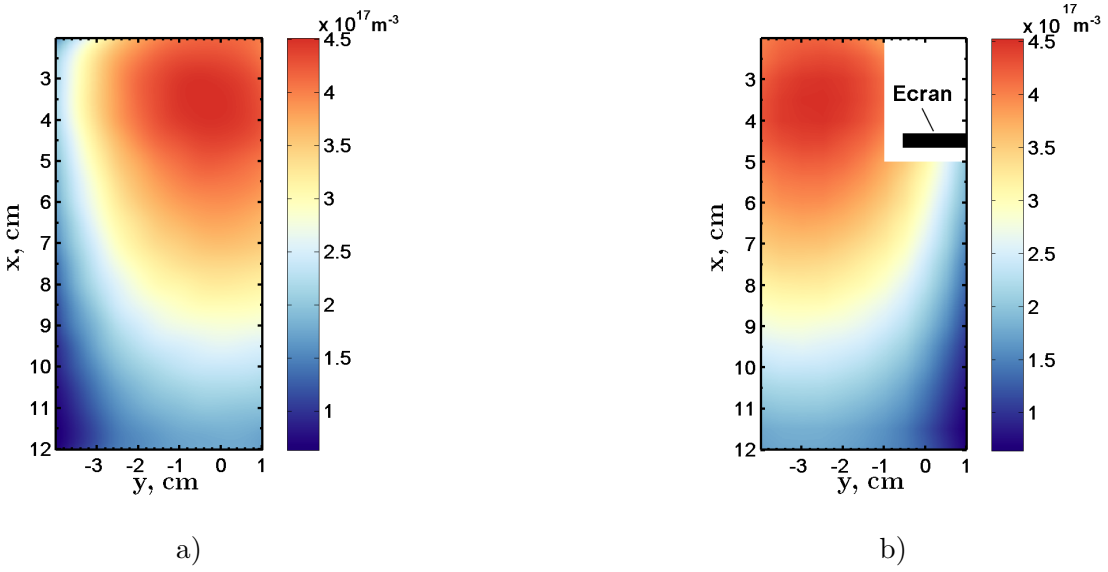


FIGURE 4.25 – Mesures de la densité électronique dans un plasma de Kr de 10 sccm, 150 W et 0 G en cavité ouverte a) sans écran et b) avec l'écran B.

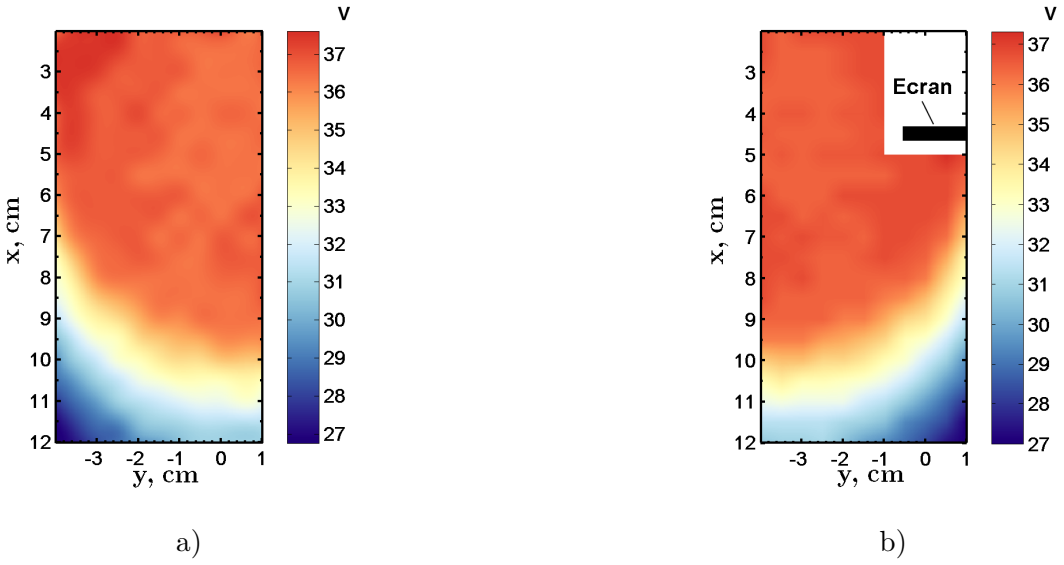


FIGURE 4.26 – Mesures du potentiel plasma pour 10 sccm de Kr, 150 W et 0 G en cavité ouverte a) sans écran et b) avec l'écran B.

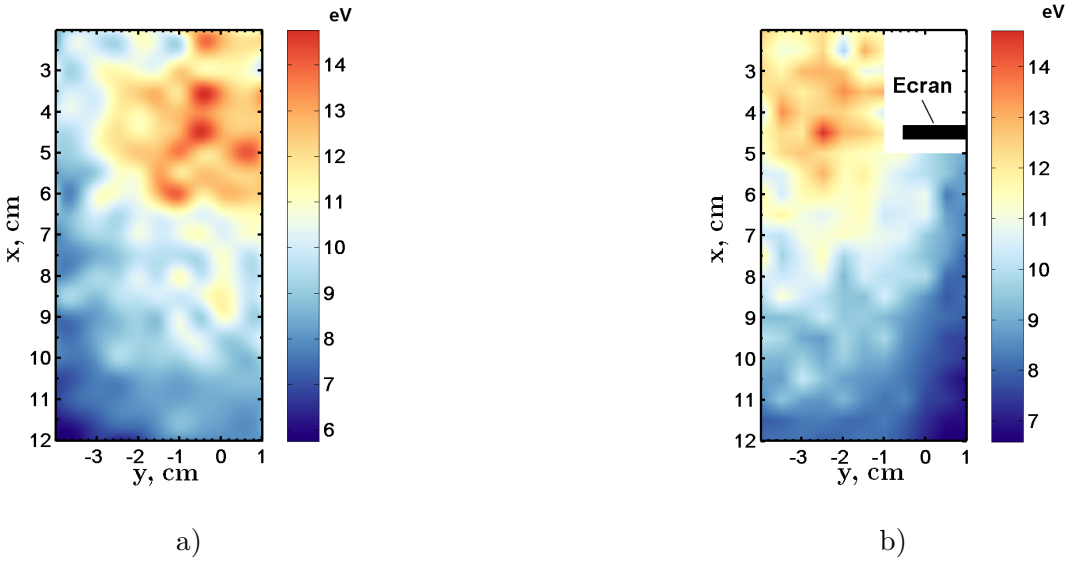


FIGURE 4.27 – Mesures de la température électronique dans un plasma de Kr de 10 sccm, 150 W et 0 G en cavité ouverte a) sans écran et b) avec l'écran B.

mesure.

La figure 4.25 montre la densité électronique dans la cavité a) sans l'écran B et b) avec l'écran B. Les deux tracés en contour ne sont pas identiques, ce qui est une conséquence de la présence de l'écran. Les électrons sont déviés vers la paroi par l'écran contrairement à la cartographie sans écran qui montre un plasma homogène. Le centre du moteur montre que les électrons sont en faible densité expliquant les tendances du facteur S précédemment observées. La figure 4.26 représente le potentiel plasma dans la cavité a) sans l'écran B et b) avec l'écran B. Le potentiel plasma n'est pas uniforme. La température électronique est montrée sur la figure 4.27 a) sans l'écran B et b) avec l'écran B. Une asymétrie se créée aussi sur la température électronique. La température électronique est plus importante au voisinage des parois. Elle est de seulement de quelques eV au centre du moteur ce qui en plasma de SF_6 favorise la production d'ions négatifs. Ces résultats montrent que la décharge est perturbée par la présence d'un écran dans la cavité de PEGASES.

▪ Réaction chimique de l'écran

Du cuivre plongé dans un plasma de SF_6 réagit pour former une poudre noire qui est probablement un composé à base de soufre et de cuivre (Cu_xS_y). La covellite (CuS) forme un composé noir et la chalcocite forme un composée gris. La figure 4.28 montre une photographie des écrans propres (à gauche), après le passage dans le plasma (au centre) et une paroi de la cavité en BN-SiO_2 recouverte par le dépôt du cuivre (à droite). Les réactions sont très rapides puisqu'après quelques minutes d'utilisation, l'écran est recouvert de dépôt. La cavité est intégralement recouverte de dépôt, voir figure 4.29. Cette photographie représente les deux parois latérales et la paroi où est positionné l'écran pour

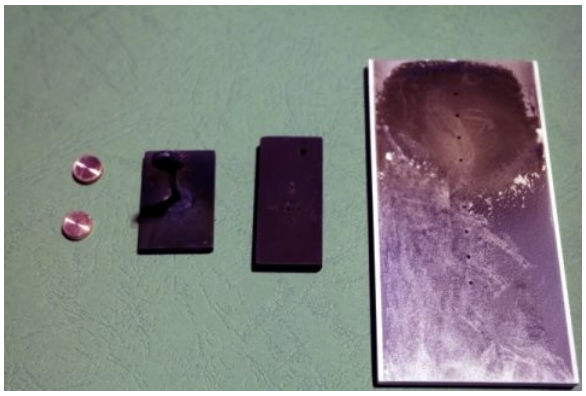


FIGURE 4.28 – Photographie de l'effet chimique sur la cavité et les écrans. De gauche à droite : Cu propre, écrans A et B attaqués chimiquement et une des parois de la cavité.

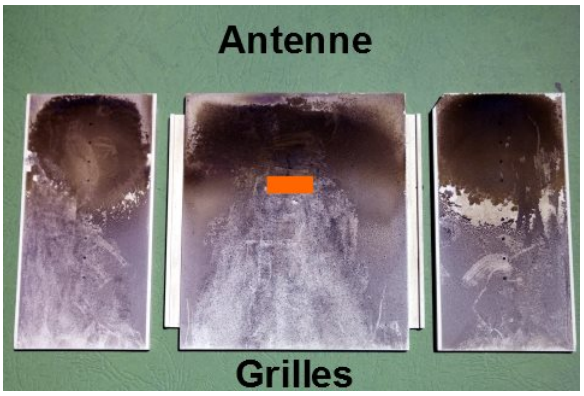


FIGURE 4.29 – Photographie de l'effet chimique sur la cavité. Un dépôt est visible sur les parois en BN-SiO_2.

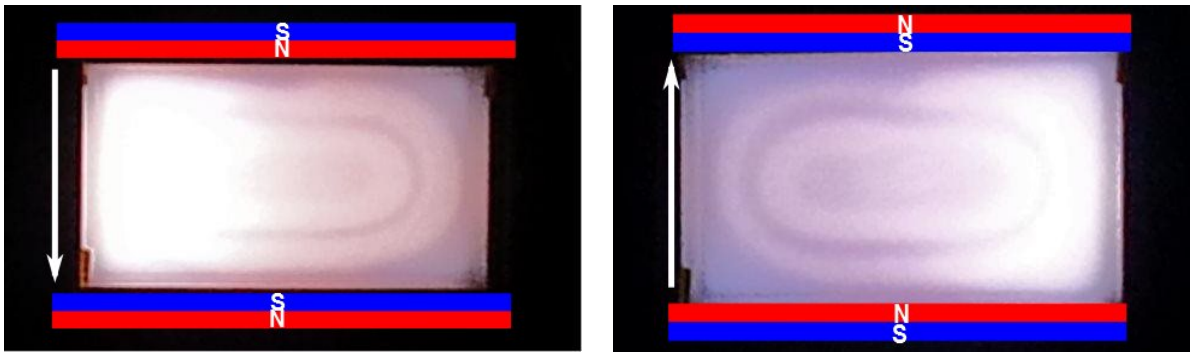
bloquer le laser (représenté par le rectangle orange). La paroi centrale montre que la partie proche de l'antenne réagit beaucoup au cuivre (zone très foncée). La réaction chimique doit donc être importante puisque c'est la région où la densité électronique et la température électronique sont les plus grandes. D'autre part, la perturbation de la circulation du gaz est bien traduite par le dépôt. La partie sombre est délimitée par le cuivre et s'étend vers les parois. La partie centrale (au-delà de la position de l'écran) forme un cône où le dépôt est moins important, en accord avec les cartographies de n_e, T_e et V_p faites en krypton.

IV.5 Structure dans le plasma

Cette partie a pour objet l'étude de l'asymétrie du plasma magnétisé de PEGASES en régime électropositif (plasma de Xe) ainsi qu'en régime très électronégatif (plasma de SF_6).

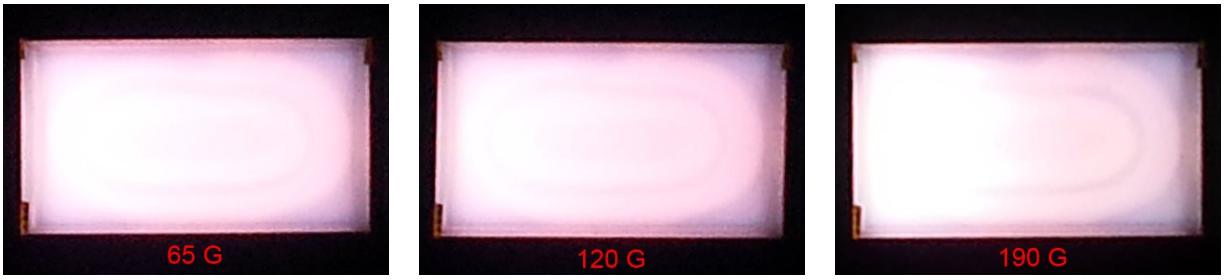
IV.5.1 Observations

La figure 4.30 montre une photographie en vue de face de la cavité de PEGASES. Les paramètres du plasma sont 10 sccm de SF_6, 200 W et 190 G. La photographie a) montre la configuration NS (champ magnétique dans la cavité avec le pôle nord dans la partie supérieure et le pôle sud dans la partie inférieure) et b) montre la configuration SN (champ magnétique dans la cavité avec le sud dans la partie supérieure et le nord dans la partie inférieure). Le plasma est très brillant d'un côté, ce qui induit une asymétrie de la décharge. La région très brillante change de côté en fonction de la direction du champ magnétique que l'on peut modifier en inversant les aimants. Cette observation semble indiquer que les propriétés électroniques sont asymétriques à l'intérieur de la décharge. D'autre part, cette asymétrie a été observée lors de précédentes mesures réalisées en 2013[70] avec du xénon. Les mesures en Xe ont montré qu'aucune structure n'était formée sans champ magnétique, voir paragraphe IV.5.3. Ceci exclut donc une déposition asymétrique de l'énergie à l'intérieur



a) b)

FIGURE 4.30 – Photographies en vue de face de la cavité de PEGASES en SF_6 en configuration a) NS et b) SN (200 W, 10 sccm et 190 G).



a) b) c)

FIGURE 4.31 – Non-homogénéité du plasma dans la cavité du propulseur de PEGASES en fonction du champ magnétique (config. NS) en Xe (5 sccm de Xe, 125 W). a) 65 G, b) 120 G et c) 190 G.

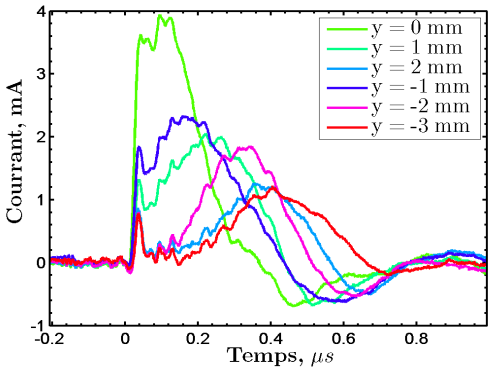


FIGURE 4.32 – Signaux de photo-détachement collectés par la sonde de Langmuir en fonction de sa position en y pour $x = 12$ cm (position des grilles). Les paramètres du plasma sont 5 sccm de SF_6 + 5 sccm de Kr, 160 W et 125 G en cavité ouverte.

de la cavité par l'antenne d'induction. Par ailleurs, la pression ne semble pas avoir d'effet sur ce phénomène.

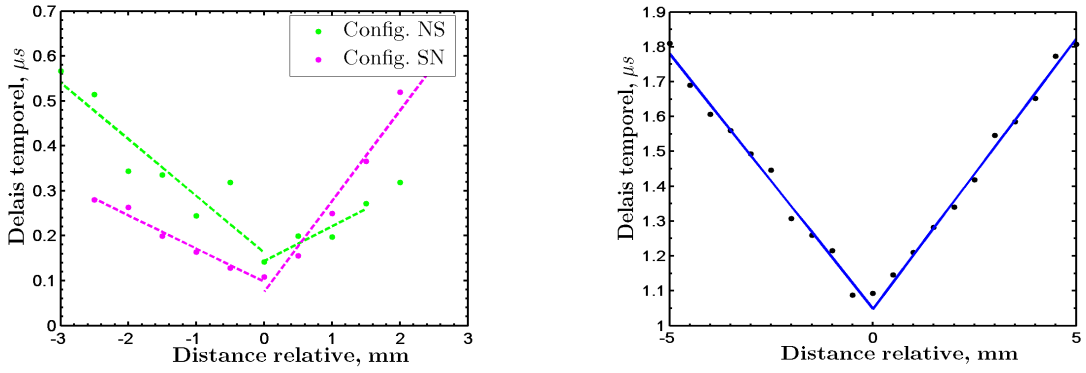
La figure 4.31 représente l'effet de l'intensité du champ magnétique (configuration NS) sur la distribution de lumière dans la cavité. L'inhomogénéité est présente même à faible champ magnétique, confirmant l'asymétrie due aux faibles masses, c-à-d les électrons. La non-homogénéité est plus prononcée à fort champ magnétique. Cette structure semble avoir des similarités avec la structure en bande observée dans une décharge RF capacitive possédant une barrière magnétique[124]. Par ailleurs, ce type d'asymétrie est observé dans les sources de fusion pour les injecteurs de neutres[125–127].

IV.5.2 Mesures par photo-détachement laser

Les mesures en photo-détachement par laser permettent de détecter des électrons détachés des ions négatifs. Ces mesures permettront ainsi de mettre en évidence les effets de l'asymétrie sur les ions négatifs et les électrons.

▪ Transport électronique

Comme vu précédent, le positionnement du laser relativement à la sonde lors des mesures de photo-détachement par laser est critique et nécessite une platine de déplacement pour les axes x et y du propulseur. La sonde peut aussi être déplacée par rapport au laser pour analyser la région du filtre magnétique. La figure 4.32 représente des signaux de photo-détachement collectés par la sonde de Langmuir en fonction de sa position, le laser restant fixe. Les paramètres du plasma sont 5 sccm de SF_6 + 5 sccm de Kr, 160 W et 125 G en cavité ouverte. Le faisceau laser se propage le long de l'axe de la cavité de PEGASES et fixant ainsi la position y = 0 mm. La dynamique du signal de photo-détachement est modifiée en fonction de l'éloignement de la sonde. En effet, la diffusion des ions est impactée dans le temps puisque la zone de collection est excentrée. Cependant, le premier pic des électrons ne semble pas se décaler dans le temps. Cet effet a été observé grâce à des simulations numériques[128] et montre que ce sont les premiers électrons collectés qui



a) b)

FIGURE 4.33 – Courbes en V a) pour deux configurations de champ magnétique et b) sans champ magnétique. Les paramètres du plasma sont 5 sccm de SF_6 + 5 sccm de Kr, 160 W et 188 G en cavité ouverte.

	Vitesses mesurées des courbes en V, km/s			
	config. SN		config. NS	
	pente négative	pente positive	pente négative	pente positive
x = 12 cm	8.9	7.3	10.1	22.9
x = 10 cm	13.5	4.9	7.9	12.9
x = 8 cm	14.6	4.7	4.7	8.7
x = 6 cm	7.7	6.8		

TABLE 4.2 – Vitesses mesurées par le déplacement de la sonde dans le faisceau laser.

modifient localement le potentiel plasma.

Le décalage temporel est mesuré pour déterminer la vitesse de propagation des électrons, voir figure 4.33 a). Le délai temporel est linéaire en fonction de la distance relative au laser et forme un V. Ce type de mesure sera donc appelé « courbe en V ». Cette forme a déjà été observée dans la littérature[129]. La courbe montre une dissymétrie en fonction de la polarisation du champ magnétique. De plus, les branches des courbes donnent directement la vitesse de propagation des électrons. Les vitesses extraites en km/s sont résumées dans le tableau 4.2 pour plusieurs positions en x dans la cavité. Ces vitesses sont relativement basses, quelques km/s et ne correspondent pas à des vitesses électroniques puisque un électron froid à 0.1 eV a une vitesse thermique supérieure à 200 km/s. La seule explication possible est que les électrons diffusent avec les ions (diffusion ambipolaire). En effet, les vitesses mesurées sont typiquement de l'ordre de 10 km/s. La vitesse n'est pas constante à cause de la complexité du plasma en SF_6 : électrons, ions négatifs et positifs. Cependant, les vitesses les plus élevées correspondent respectivement à la pente négative et positive pour les deux configurations (SN et NS). Sans champ magnétique, la courbe en V est

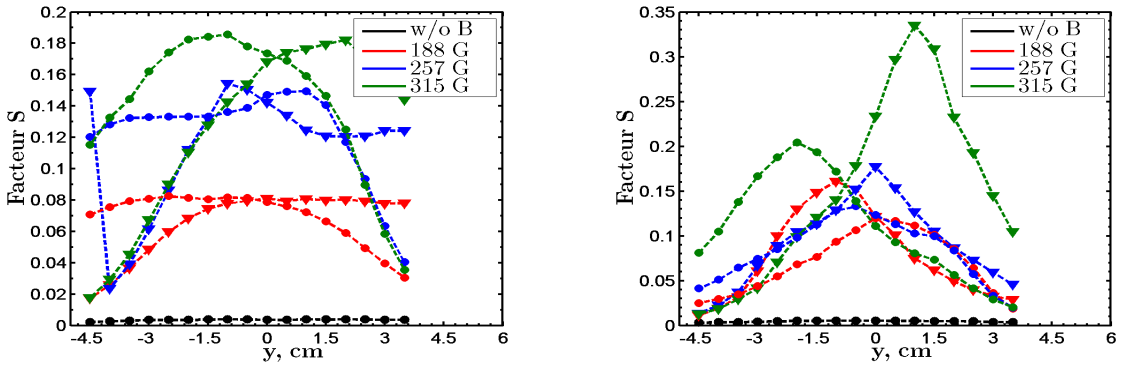


FIGURE 4.34 – Facteur S en fonction de la distance en y pour différentes configurations de champ magnétique. La configuration SN est représentée par des cercles et la configuration NS par des triangles. Les paramètres du plasma sont 5 sccm de SF_6 + 5 sccm de Kr, 150 W et 188 G en cavité ouverte. a) x = 12 cm et b) x = 8 cm.

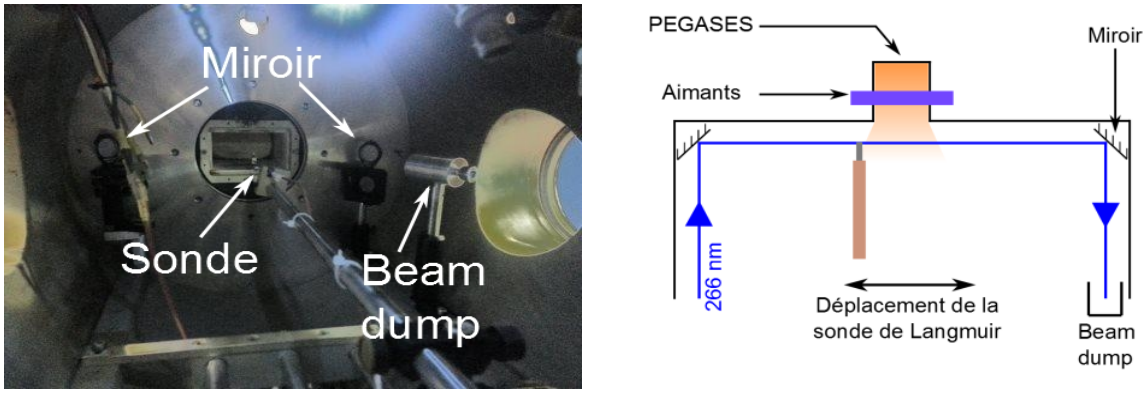
symétrique et la vitesse des électrons est de 6.5 km/s, voir figure 4.33 b). Cette dissymétrie est corrélée avec les précédentes images.

La configuration du banc de photo-détachement présentée dans le chapitre II permet uniquement de faire des mesures dans l'axe du moteur, c-à-d suivant l'axe x. Le chapitre IV a cependant montré que le paramètre S permettait de suivre la tendance du paramètre β par l'équation 4.8. Grâce à ce paramètre et à la platine de déplacement en x, la sonde de Langmuir montre aussi l'asymétrie dans la cavité de PEGASES. La figure 4.34 représente les mesures du facteur S en fonction de la position y pour plusieurs configurations magnétiques à a) x = 12 cm et b) x = 8 cm en cavité ouverte. La configuration SN est représentée par des cercles et la configuration NS par des triangles. Les limites de la cavité sont situées à $\pm$ 5 cm en y. Le facteur S est faible et tend vers 0 sans champ magnétique puisque le filtre n'est plus actif pour bloquer les électrons. En effet, un faible facteur S indique une importante contribution du courant d'électrons. Les courbes montrent et confirment une asymétrie du plasma le long de l'axe y générée par les électrons.

Le paramètre S est en accord avec les précédentes photographies (fig. 4.30). Le facteur S est important dans la région peu lumineuse (peu d'électrons ou électrons froids, plasma électropositif) et faible dans la région lumineuse (beaucoup d'électrons ou électrons chauds, plasma électronégatif).

▪ Mesures de photo-détachement suivant l'axe y

L'asymétrie a un rôle important sur les électrons. Cependant, nous ne connaissons pas l'effet du champ magnétique sur les ions négatifs. En effet, la configuration optique du système de photo-détachement aligné par laser suivant la direction axiale ne permet pas de faire des mesures en y. Pour palier ce problème, une fenêtre en quartz a été ajoutée sur la porte du caisson EPIC. La fenêtre est positionnée horizontalement à 17 cm de l'axe du caisson. Une photographie du montage optique en y est représentée sur la figure 4.35



a) b)

FIGURE 4.35 – Montage optique pour le photo-détachement par laser suivant y a) Photographie et b) Schéma.

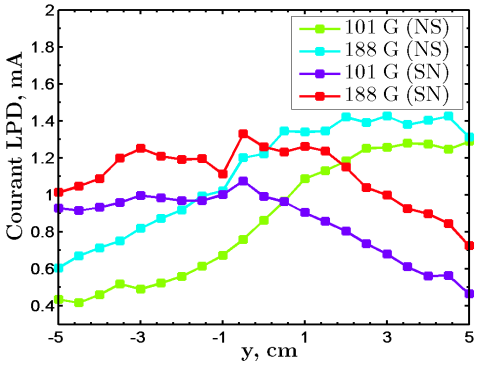


FIGURE 4.36 – Signaux de photo-détachement en fonction de la position y de la sonde pour plusieurs configurations magnétiques. Les paramètres du plasma sont 5 sccm de SF_6 + 5 sccm de Kr et 150 W.

a). Cette configuration n'utilise pas d'écran pour arrêter le faisceau laser dans la cavité. L'image montre un jeu de miroirs qui permet d'aligner le faisceau suivant la direction y devant les grilles du propulseur ($x = 17$ cm) et un « beam dump » qui absorbe le faisceau et limite la pulvérisation. La sonde de Langmuir est montée sur une platine et se déplace suivant y, le long du faisceau laser. La figure 4.35 b) illustre le schéma du montage. La sonde de Langmuir se déplace sur la largeur de la cavité de PEGASES à 5 cm des grilles (x = 17 cm). L'épaisseur des montures des miroirs et de la porte du caisson ne permet pas de réduire cette distance et de faire une mesure en sortie des grilles. La sonde mesure le courant en aval du propulseur à $\sim$ 10 cm du champ magnétique. La mesure par sonde de Langmuir est donc très peu perturbée par le champ magnétique.

La figure 4.36 représente les mesures de photo-détachement réalisées parallèlement au champ magnétique pour différentes configurations magnétiques. Les paramètres du plasma sont 5 sccm de SF_6 + 5 sccm de Kr et 150 W. Le profil du courant est asymétrique. Cette asymétrie s'inverse suivant la direction du champ magnétique. Le courant est plus

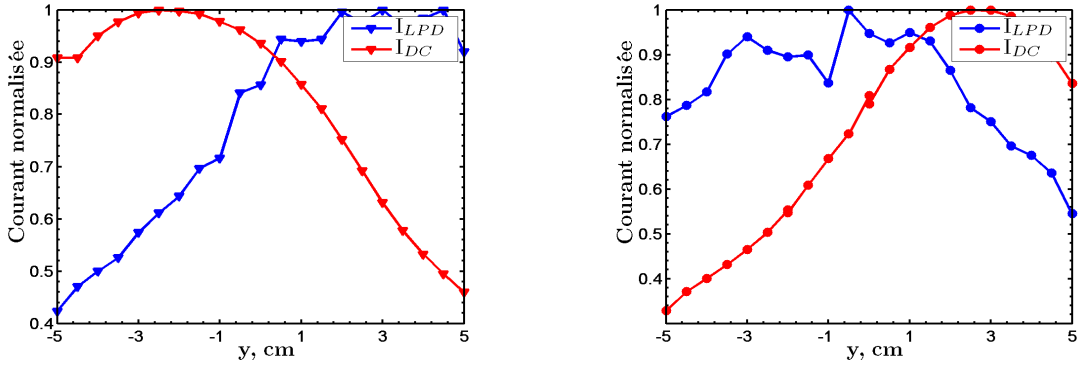


FIGURE 4.37 – Courant de photo-détachement et courant continu dans les mêmes conditions que la fig 4.36 à 188 G. a) configuration NS et b) configuration SN.

important à 188 G qu'à 101 G. En comparaison avec les photographies 4.30, le courant d'ions négatifs est plus élevé dans la région sombre. Cette observation peut s'expliquer par le fait que les électrons détruisent les ions négatifs par collisions.

Les figures 4.37 a) et b) montrent les profils de courant de photo-détachement et de courant continu pour les deux configurations de champ magnétique. Les conditions expérimentales sont identiques que pour la précédente figure. Les maxima de courant sont inversés dans la direction y. Deux hypothèses peuvent expliquer ce résultat : la dérive des électrons détruit les ions négatifs ou les électrons chauds sont perdus aux parois, ce qui favorise l'attachement des électrons froids restants. Le plasma est donc asymétrique en densité et probablement en espèces (électrons d'un côté et ions négatifs de l'autre).

IV.5.3 Cartographies en sonde de Langmuir

Dans le but de mieux comprendre l'origine de l'inhomogénéité du plasma à l'intérieur de la cavité de PEGASES, des mesures en sonde de Langmuir ont été réalisées. Une mesure par sonde de Langmuir nécessite normalement une contre-électrode dans une cavité flottante. Cependant, le paragraphe IV.3.5 a montré que les tendances sont identiques avec ou sans une contre-électrode. La figure 4.38 représente donc des mesures en sonde de Langmuir en cavité ouverte sans contre-électrode. La résolution spatiale est de 1 cm soit 99 points de mesures pour chaque cartographie. Les paramètres du plasma sont 5 sccm de Xe, 125 W et 190 G. Les tracés en contour représentent a) et b) les mesures de densité électronique, c) et d) le potentiel plasma avec les vecteurs illustrant le champ électrique et e) et f) la température électronique pour les deux configurations magnétiques : NS (gauche) et SN (droite). Le plasma montre une asymétrie au sein de la cavité proche de l'antenne. Par ailleurs, les mesures sont en accord avec les hypothèses faites à partir des photographies 4.30. La zone très brillante est la zone où la densité électronique, la température électronique et le potentiel plasma sont les plus élevés. Par contre, le plasma semble être presque symétrique dans la zone d'extraction par les grilles. Une légère asymétrie est observée en sortie comme l'ont montré les précédentes mesures LPD, voir fig. 4.37.

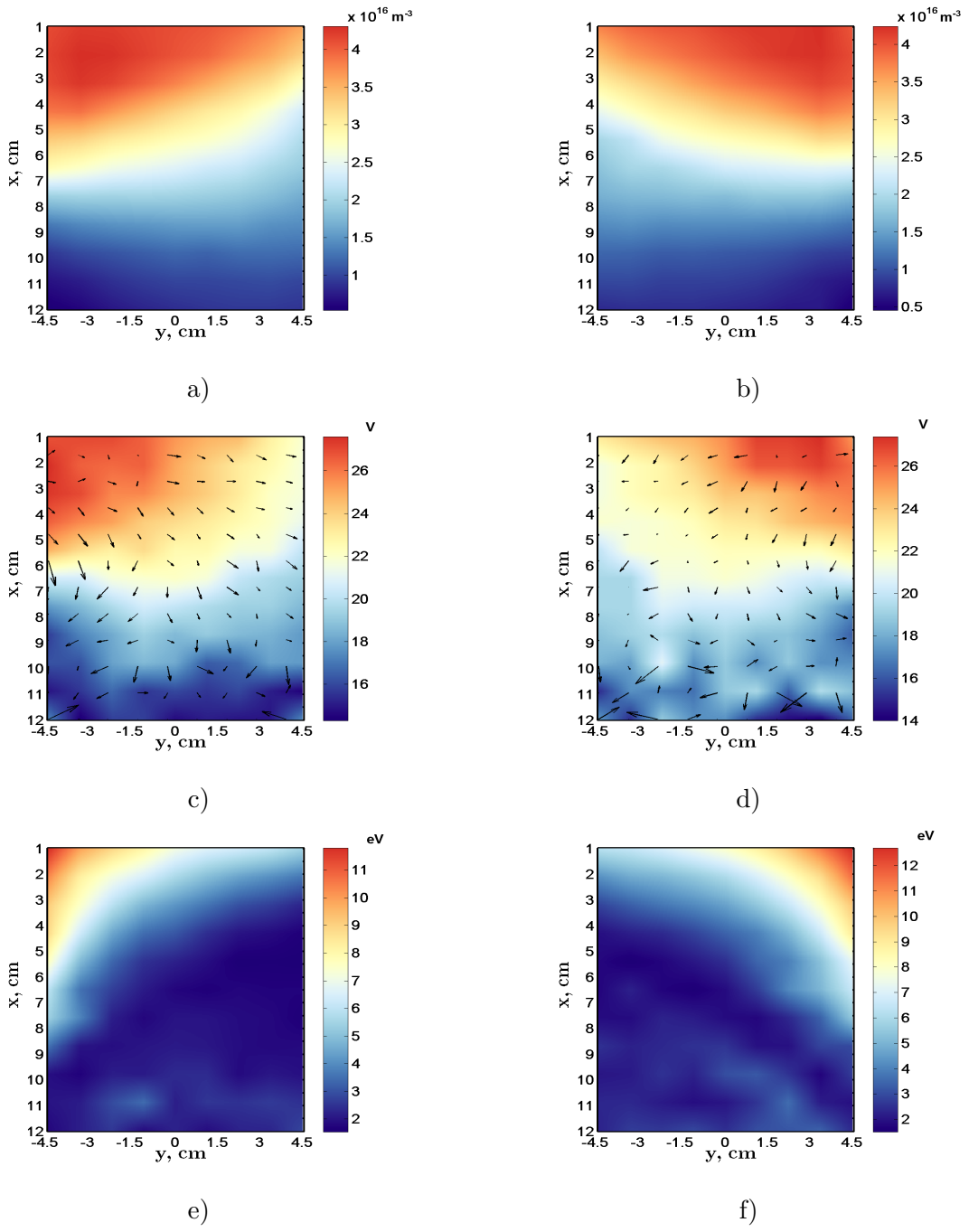


FIGURE 4.38 – Mesures en sonde de Langmuir dans la cavité ouverte de PEGASES pour deux polarisations magnétiques : NS (gauche) et SN (droite). Images a) et b) montrent la densité électronique (m^{-3}), c) et d) représentent le potentiel plasma (V) (les flèches indiquent la direction du champ électrique) et e) et f) illustrent la température électronique (eV). Les conditions sont 5 sccm de Xe, 125 W et 190 G.

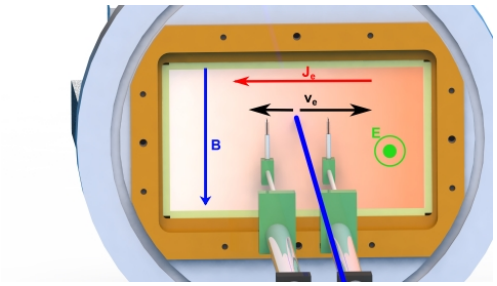


FIGURE 4.39 – Schéma explicatif de la dérive E×B dans la cavité de PEGASES pour la configuration NS en mesure de photo-détachement par laser.

IV.5.4 Transport des particules

▪ Dérive des électrons

Le chapitre III.5 a montré que les trajectoires de particules dans un champ E×B permettent le fonctionnement de la sonde E×B. La cavité de PEGASES est aussi représentative d'une cavité en champ E×B. De plus, les images 4.38 c) et d) ont montré que le champ électrique est essentiellement orienté suivant l'axe x.

La densité de courant d'électrons lorsque l'on est en présence d'un champ électrique et magnétique est défini comme suit :

$$\mathbf{j}_e = -en_e\mathbf{v}_{derive}, \tag{4.9}$$

où $\mathbf{v}_{derive}$ est la vitesse de dérive électronique :

$$\mathbf{v}_{derive} = \frac{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}{B^2} + \frac{\bigtriangledown p \times \mathbf{B}}{en_eB^2}, \tag{4.10}$$

où $\bigtriangledown p$ est le gradient de pression électronique. Le premier terme désigne la dérive E×B et le second, la dérive diamagnétique. Les deux termes sont estimés à partir des mesures en xénon, voir figure 4.38. La vitesse de dérive du terme E×B est de 5 km/s contre 2.1 km/s pour le terme diamagnétique. Ces valeurs sont obtenues en utilisant les paramètres suivants : B = 190 G, E = 1 V.cm^{-1}, $n_e = 5\ 10^{16}\,\mathrm{m}^{-3}$, $\bigtriangledown n_e = 4\ 10^{15}\,\mathrm{m}^{-3}$/cm et $T_e = 5\,\mathrm{eV}$.

La pression électronique ayant peu d'effet sur la structure, le terme principal de dérive est la dérive E×B. Ce terme permet de décrire le phénomène, voir fig. 4.39. La densité de courant d'électrons étant orientée dans le sens de la structure, la vitesse de dérive est dans le sens opposé. Par conséquent, les électrons sont déviés asymétriquement vers une des parois. Les courbes en V mesurées en photo-détachement par laser ont montré une vitesse supérieure à droite pour la configuration NS, ce qui est en accord avec la dérive E×B. Les électrons sont donc accélérés dans le sens de la dérive et ralentis dans le sens opposé, comme l'illustre le vecteur vitesse des électrons v_e pour deux mesures en LPD.

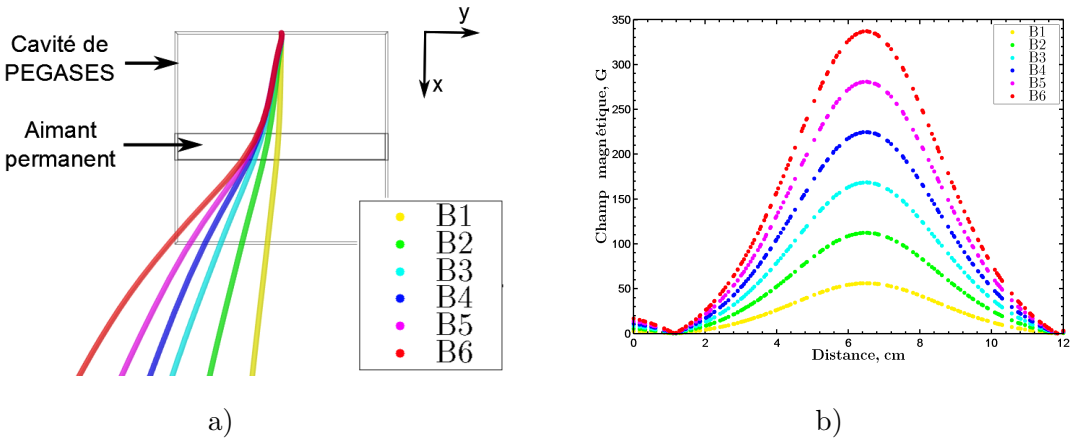


FIGURE 4.40 – Simulations de trajectoire de l'ion F^- pour plusieurs amplitudes de champ magnétique.

▪ Trajectoire des ions

Les simulations réalisées sous Comsol Multiphysics permettent de calculer les trajectoires de particules. Ces calculs ne tiennent pas compte des collisions (simulations sans plasma). Les ions négatifs contenus dans le plasma de SF_6 étant essentiellement composés de F^-, il est intéressant de calculer la trajectoire de ces ions dans la gamme de champs magnétiques utilisée dans cette thèse. La figure 4.40 montre la trajectoire des ions fluor pour des champs magnétiques compris entre 60 et 340 G avec une vitesse initiale de 400 m/s ($\simeq$ vitesse thermique de l'ion F), simulation réalisée sans plasma.

Les ions fluor sont très largement déviés par le champ magnétique et à fort champ, les ions viennent impacter la paroi. Cependant, ces simulations n'expliquent bien sûr pas l'ensemble des phénomènes observés. Il faut pour cela faire un appel à des simulations numériques plus avancées qui prennent en compte le plasma dans son ensemble[125–127]. Néanmoins ces simulations simples indiquent que l'on pourrait modifier la géométrie du propulseur pour minimiser les effets de la trajectoire des ions et des électrons.

IV.6 Conclusion

Les expériences ont permis de mettre au point une méthodologie de mesures par LPD qui limite les effets parasites liés au flux de photons à 4.6 eV. De plus, ces expériences ont montré que l'ion négatif le plus probable est le F^- en accord avec les mesures E×B. L'ajout de Kr dans un plasma de SF_6 a montré que le maximum de courant était atteint pour une composition de 50 % de Kr et 50 % de SF_6. Les densités d'ions négatifs mesurées à partir de ce courant sont typiquement de l'ordre de $10^{16}\,m^{-3}$. Le champ magnétique doit être ajusté en fonction du couplage plasma. Il devient optimal pour la configuration à 188 G. Par ailleurs, la pression a montré que le flux optimal était de 10 sccm pour la production d'ions négatifs.

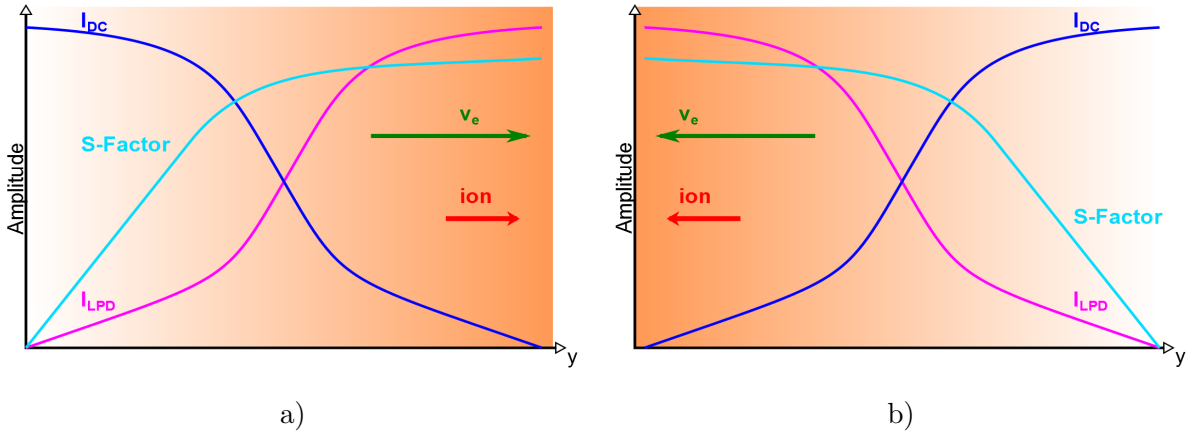


FIGURE 4.41 – Récapitulatif de la structure observée dans la cavité de PEGASES pour les configurations magnétiques a) NS b) SN.

Le courant des électrons photo-détachés diminue rapidement sur l'axe moteur au-delà du champ magnétique maximum. Au-delà de ce champ, les ions négatifs sont rapidement détruits par recombinaison avec les ions positifs ou par collision avec les électrons. Les grilles doivent donc être positionnées au voisinage du maximum de champ magnétique afin de maximiser le courant d'ions négatifs extrait.

Les mesures LPD ont révélé qu'il y avait une asymétrie dans la distribution radiale des ions négatifs. Une structure dans la cavité de PEGASES a été observée et qui s'est avérée être liée à la polarisation des aimants. La structure a ensuite été diagnostiquée par des mesures en sonde de Langmuir dans un plasma électropositif. Ces mesures ont révélé que l'asymétrie était essentiellement localisée dans la région de l'antenne. Cependant, le facteur S a montré que, dans le cas du SF_6, l'asymétrie était très présente à la position des grilles.

Cette asymétrie, visible sur les photographies 4.30, trouve son origine dans la dérive des électrons, qui est essentiellement E×B dans nos conditions. Cette asymétrie est illustrée sur la figure 4.41. Les conséquences de cette dérive peuvent impacter les performances du propulseur en terme de directivité de la poussée. De plus, cette dérive conduit à la perte des électrons aux parois et la réinjection des électrons au-delà des grilles. Une partie du flux est donc perdue aux parois et la réinjection des électrons près des grilles réduit l'extraction des ions négatifs, et peut aller jusqu'à les détruire par détachement électronique. Il faut donc envisager une nouvelle architecture qui supprime ces effets néfastes de la structure.

Chapitre V

Dérive électronique fermée dans une décharge ion-ion

« Si les faits ne correspondent pas à la théorie, changez les faits. »
– Albert Einstein –

★

Sommaire

V.1 Source en anneau . . . 114
V.1.1 Principe . . . 114
V.1.2 Conception et construction . . . 115
V.1.3 Paramètres de démarrage . . . 120
V.2 Mesures préliminaires . . . 123
V.2.1 Études de la source . . . 123
V.2.2 Mesures du champ magnétique . . . 124
V.2.3 Homogénéité du plasma . . . 125
V.3 Étage d'accélération . . . 128
V.3.1 Mesures en sonde plane . . . 128
V.3.2 Mesures en sonde E×B . . . 130
V.4 Conclusion . . . 132

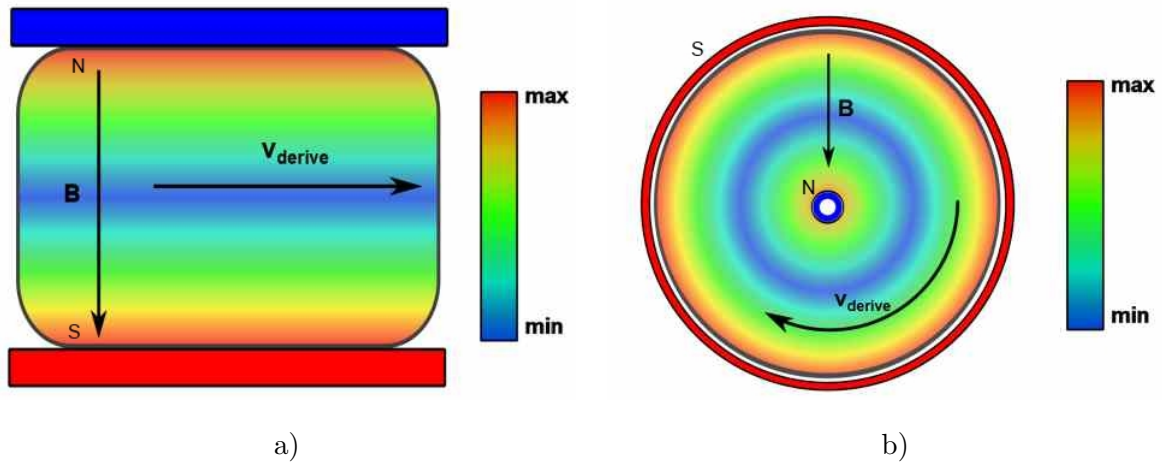


FIGURE 5.1 – Représentation du champ magnétique dans la configuration a) de PEGASES et b) d'une source circulaire à dérive d'électrons fermée (Vue de face).

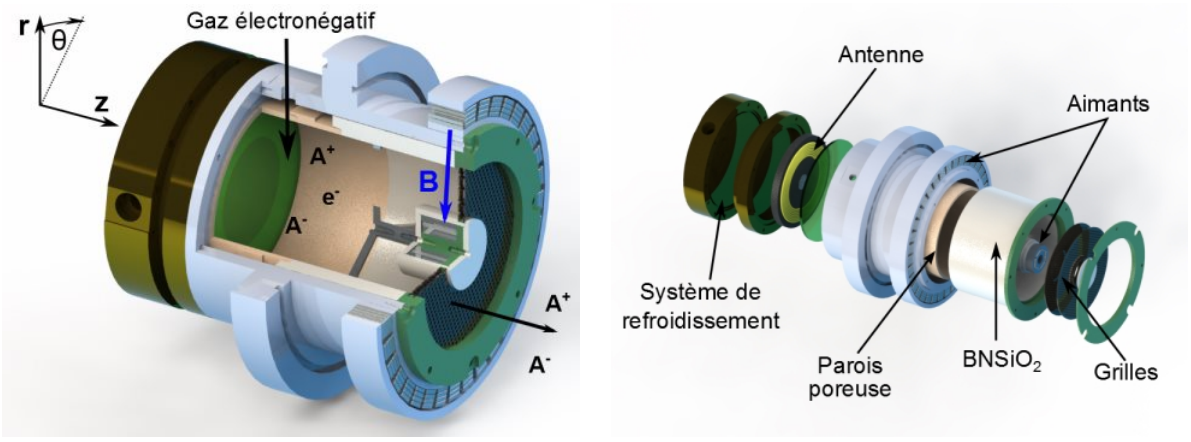
V.1 Source en anneau

V.1.1 Principe

Le propulseur PEGASES présente un plasma asymétrique en amont des grilles d'extraction. Cette caractéristique a pour conséquence une probable dégradation des performances en termes de courant extrait et d'orientation du vecteur poussée. Cette asymétrie a pour origine une dérive électronique dans la direction radiale, comme cela a été mis en évidence expérimentalement et discuté dans le chapitre IV.5. Dans cette partie, nous proposons une nouvelle architecture pour un propulseur à plasma ion-ion qui élimine l'asymétrie de la décharge. On supprime de ce fait l'un des points faibles du propulseur PEGASES, ce qui laisse espérer des performances meilleures, au moins en terme de directivité de la poussée.

Les deux schémas de la figure 5.1 illustrent la dérive électronique dans le cas a) de la géométrie rectangulaire du propulseur PEGASES et b) d'une géométrie circulaire à dérive électronique fermée. Comme précédemment vu dans le cas de PEGASES, la dérive électronique conduit les électrons aux parois et vers l'extérieur. Lorsque cette dérive est fermée, comme dans le cas d'un propulseur de Hall, les électrons ne diffusent pas directement aux parois. Ils forment une boucle de courant et circulent perpendiculairement au champ magnétique en suivant des cercles comme c'est le cas dans les propulseurs de Hall. Cette configuration est préférable pour un propulseur ion-ion pour deux raisons :
- le plasma est plus isotrope en amont des grilles
- il n'y a plus d'injection d'électrons dans le faisceau qui ont tendance à détruire les ions négatifs.

Le principe proposé pour le propulseur AIPE, pour « Annular Ion-ion Plasma Engine », est d'extraire le courant des ions négatifs au voisinage du maximum du champ magnétique dans une décharge à dérive électronique fermée. La figure 5.2 montre l'architecture du



a) b)

FIGURE 5.2 – a) Le propulseur AIPE en vue 3D b) Vue éclaté.

propulseur AIPE en dessin assisté par ordinateur. Comme dans le cas de PEGASES, les ions négatifs sont produits en utilisant un gaz électronégatif injecté dans une chambre où une antenne d'induction permet le chauffage des électrons et l'ionisation du gaz. Il n'est pas exclus que l'ionisation puisse se faire avec des micro-ondes ou par bombardement électronique dans une décharge DC. Les ions sont ensuite accélérés dans la région à fort champ magnétique à l'aide d'un système de grilles polarisées de façon alternée.

L'architecture en anneau présente néanmoins deux inconvénients. Le flux thermique est important sur le pôle magnétique central interne à cause des pertes par diffusion du plasma. Un système de drain thermique peut cependant être imaginé afin de diminuer la température du pôle central qui, si elle est trop élevée, peut nuire au système de génération du champ magnétique. De plus, la surface d'extraction est plus faible qu'avec un propulseur cylindrique classique puisque l'emplacement central est occupé par un des pôles magnétiques.

V.1.2 Conception et construction

L'architecture du prototype du propulseur AIPE a été dictée principalement par deux critères : le coût (le plus bas possible) et la disponibilité des matériaux (pour minimiser la durée de la construction et mise au point). De plus, et par choix, la longueur de la cavité est identique à la cavité de PEGASES. Cette première version du propulseur AIPE est donc loin d'être optimale. Le tableau 5.1 liste les principales pièces du propulseur avec leur dimension et le matériau. Le corps et le système de refroidissement ont été les premières briques de la fabrication du propulseur. Le laiton possède une bonne conductivité thermique ce qui est idéal pour refroidir l'antenne d'induction. De plus, il est facilement usinable et permet de réaliser des formes complexe (circuit d'eau). Le corps en aluminium est léger et n'est pas anodisé. La longueur et le diamètre de la cavité du propulseur AIPE ont été choisis pour obtenir un libre parcours moyen d'attachement similaire à celui du propulseur PEGASES, et ainsi obtenir une production importante d'ions négatifs. Une

	Ensembles	Dimensions	Matériaux	Propriétés
Corps	Corps	$\phi_{ext} = 130\,\text{mm}$ $l = 120\,\text{mm}$	Aluminium	Facilement usinable / léger
	Système de refroidissement	$\phi_{ext} = 130\,\text{mm}$ $l = 50\,\text{mm}$	Laiton	Facilement usinable / peu cher
	Circuit magnétique	$\phi_{ext} = 100\,\text{mm}$ $l = 8\,\text{mm}$	Ferrite	Diminue les pertes du flux magnétique
	Corps intérieur	$\phi_{int} = 94\,\text{mm}$ $l = 120\,\text{mm}$	BN-Si02 ou Alumine	Cavité diélectrique
Filtre	Support pôle externe	$\phi_{ext} = 130\,\text{mm}$ $l = 30\,\text{mm}$	Aluminium	Perméabilité magnétique proche de 1
	Support pôle interne	$\phi_{ext} = 30\,\text{mm}$ $l = 20\,\text{mm}$	Aluminium	Perméabilité magnétique proche de 1
	Aimants	$20 \times 10 \times 2.5\,\text{mm}$	Sm_2Co_{17}	Résiste à la température du plasma
Accél.	Support	$\phi_{int} = 100\,\text{mm}$ $l = 11\,\text{mm}$	PEEK	Résiste à la température du plasma
	Grilles	$\phi_{ext} = 100\,\text{mm}$ $\phi_{int} = 34\,\text{mm}$	Inox	Acier inoxydable

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des principales pièces avec les dimensions, les matériaux et les propriétés.

a) b)

FIGURE 5.3 – a) Corps du propulseur avec le circuit de refroidissement. b) Antenne d'induction emprisonnée dans une ferrite.

céramique permet de maintenir la cavité flottante. Les pièces du filtre magnétique et de l'étage d'accélération ont été conçues en fonction du diamètre choisi pour la partie du corps.

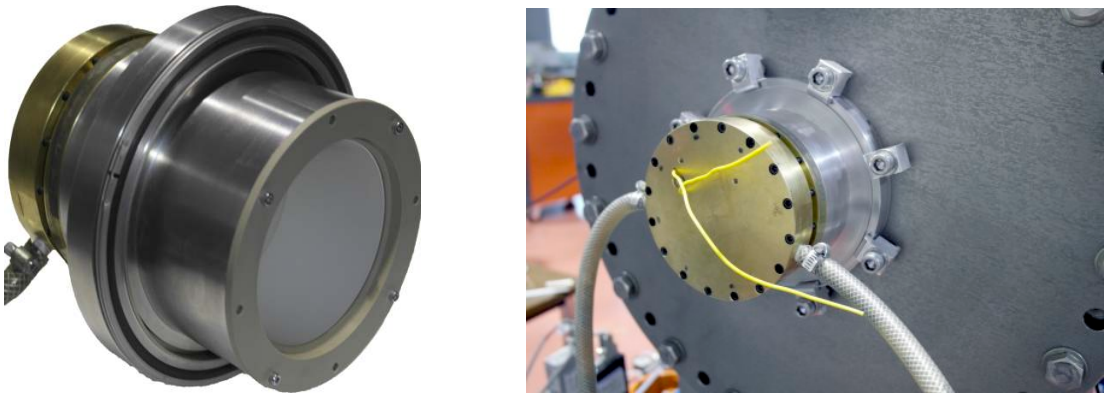
▪ Le corps du propulseur

Les photographies 5.3 montrent a) le corps du propulseur AIPE avec le circuit de refroidissement et b) l'antenne d'induction intégrée dans une ferrite de type Zinc-Nickel (Matériau 61 de la société ELNA[130]). Une seule injection de gaz permet d'alimenter le propulseur en carburant. Une paroi poreuse permet au gaz de diffuser dans la chambre de manière homogène, voir fig. 5.2. Un anneau en BN-SiO_2 permet de supporter la paroi d'injection ainsi que le système magnétique à aimants.

La figure 5.4 a) montre le propulseur assemblé sans les grilles ni les aimants. A la différence du propulseur PEGASES, le corps est avancé dans le caisson, ce qui diminue les interactions avec les parois et permet de réaliser des mesures de photo-détachement par laser en sortie des grilles. La photographie b) montre le propulseur monté sur la bride arrière du caisson EPIC.

▪ Filtre magnétique

Le champ magnétique est généré par 150 barres aimantées divisées entre le support extérieur, voir figure 5.5, et le support intérieur, illustré sur le schéma 5.2. Les aimants sont orientés radialement par rapport au moteur pour créer une barrière magnétique. Nous avons opté ici pour le système le plus simple et le moins couteux. L'emploi de 2 bagues magnétiques permettrait d'avoir un champ plus homogène. Un jeu de bobines complété par un circuit magnétique permettrait de faire varier l'intensité du champ magnétique. L'ajout d'une bague en fer pur permettrait d'homogénéiser le champ magnétique. Dans notre cas, une partie du flux magnétique serait perdue dans le fer. Pour illustrer cela, le



a) b)

FIGURE 5.4 – a) Assemblage du propulseur AIPE sans les grilles et les aimants. b) AIPE positionnée sur la bride du caisson EPIC.

FIGURE 5.5 – Photographie du support à 3 axes des aimants comprenant 36 groupes de 4 aimants.

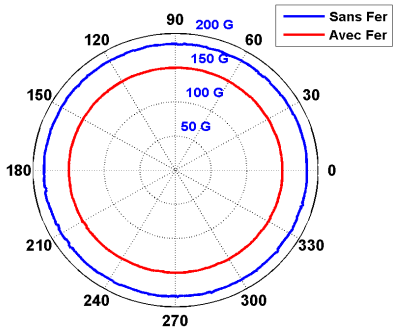


FIGURE 5.6 – Simulation de B en fonction de θ avec et sans fer pur à $r = 30\,\text{mm}$.

champ magnétique (radial) est simulé avec 2 mm de fer pur pour chaque pôle magnétique en conservant le volume magnétique. La figure 5.6 montre l'intensité calculée de B en fonction de θ à $r = 30\,\text{mm}$ avec et sans fer. Le champ diminue en intensité de 20 % pour la configuration avec fer. Par conséquent, la configuration actuelle ne fait pas intervenir de circuit magnétique. L'architecture choisie offre cependant un peu de flexibilité quant à l'amplitude du champ car chaque colonne d'aimants regroupe 4 petits aimants. Le champ magnétique peut être varié en retirant des aimants du support. Cependant, les modifications de champ magnétique ne sont pas étudiées dans cette thèse. Le maximum de champ magnétique pour la configuration à 4 aimants est de 170 G.

▪ Étage d'extraction

L'étage d'accélération est similaire à celui du propulseur PEGASES avec 2 grilles placées à $z = 12\,\text{cm}$ et espacées de 2 mm fixant l'axe canal à $r = 34\,\text{mm}$, voir figure 5.7.

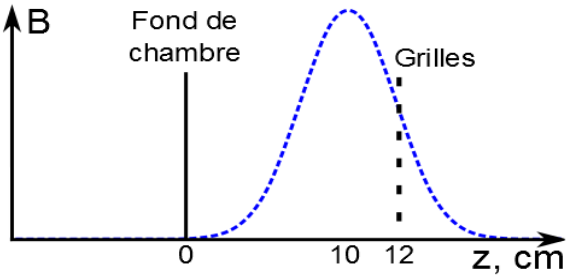
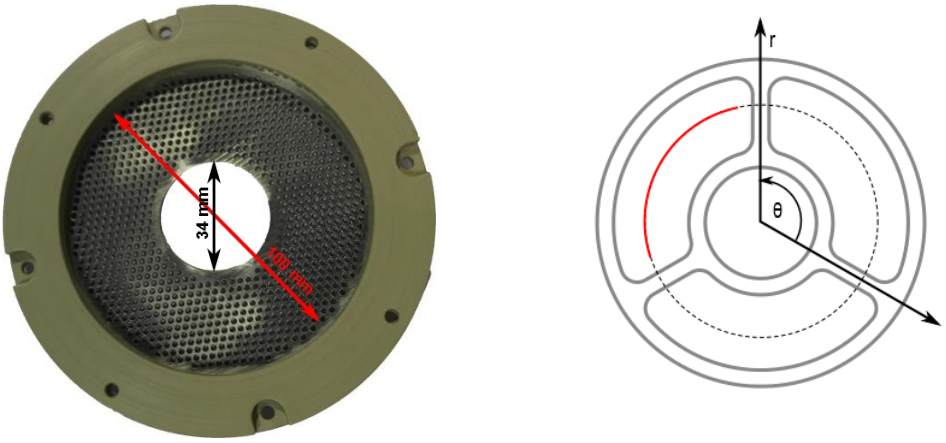


FIGURE 5.7 – Position des grilles par rapport au champ magnétique.

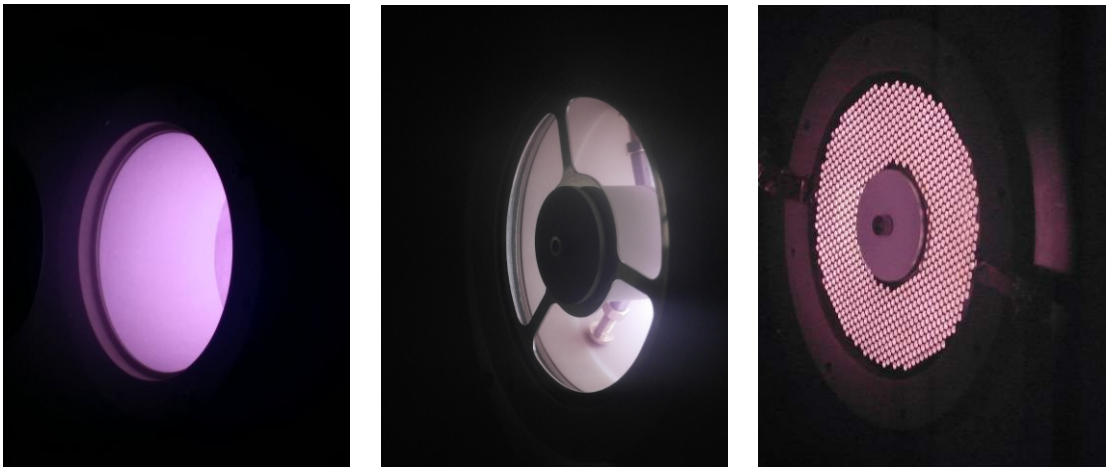


a) b)

FIGURE 5.8 – a) Photographie du support avec les grilles. b) Illustration du support à 3 axes pour le pôle magnétique central.

	T_g, %	Surface/Volume, m^{-1}	A_g, cm^2
PEGASES	63	69.2	62.4
AIPE	58	74.5	58

TABLE 5.2 – Comparaison des deux propulseurs.



a) b) c)

FIGURE 5.9 – Photographies du propulseur AIPE dans 3 configurations : a) cavité ouverte sans champ magnétique, b) cavité ouverte avec champ magnétique et c) avec l'ensemble grilles-aimants.

L'étage d'extraction a été positionné de manière à extraire le maximum de courant en accord avec les précédentes mesures de photo-détachement par laser réalisées dans PEGASES. Ces grilles (5.8 a) permettent la variation du potentiel flottant du plasma à l'aide d'une polarisation alternée. Le support à 3 axes pour le pôle central permet d'obtenir une configuration en cavité ouverte du propulseur AIPE, voir figure 5.8 b). Cette configuration laisse le plasma diffuser dans la chambre EPIC et permet de réaliser des mesures dans la cavité.

Les propriétés des grilles ainsi que le rapport surface sur volume sont comparés pour les deux propulseurs dans le tableau 5.2. La transparence des grilles T_g et la surface d'extraction A_g sont légèrement supérieures dans le cas de PEGASES. Le rapport surface sur volume est plus important pour le propulseur AIPE, ce qui pourrait conduire à des pertes aux parois plus importantes.

V.1.3 Paramètres de démarrage

Les photographies 5.9 illustrent une vue du propulseur AIPE dans 3 configurations : a) en cavité ouverte sans champ magnétique, b) en cavité ouverte avec champ magnétique et c) avec l'ensemble grilles-aimants. Dans les 3 cas le propulseur fonctionne à 100 W avec 10 sccm de Kr.

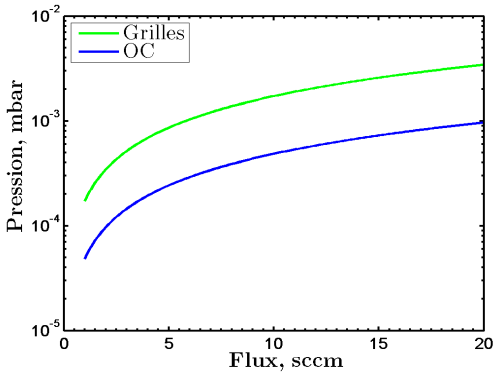


FIGURE 5.10 – Pression dans la cavité de AIPE en fonction du flux de SF_6 pour la configuration avec grilles ou en cavité ouverte.

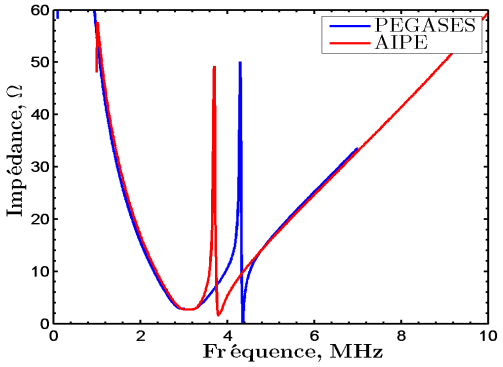


FIGURE 5.11 – Analyse spectrale de la boite d'accord avec l'antenne de PEGASES et de AIPE.

▪ Pression dans la cavité

Pour l'ensemble des configurations, le moteur démarre à haute pression, 10^{-1} mbar, à la différence de PEGASES qui peut démarrer à une pression inférieure. La céramique de AIPE qui isole l'antenne est plus épaisse de 1 mm comparée à celle du propulseur PEGASES. Cette différence provoque une perte dans la puissance RF distribuée et explique le besoin d'une forte pression à l'allumage. Avant le démarrage de la source, nous pouvons observer une boucle de courant qui suit les lignes de champ de l'antenne d'induction, comme dans PEGASES[40]. Cette perte de puissance impacte le démarrage mais aussi le fonctionnement normal du propulseur.

La pression en fonctionnement dans le moteur de PEGASES est de $\simeq 10^{-3}$ mbar pour un flux supérieur à 10 sccm. La pression calculée par la méthode décrite au chapitre II est présentée sur la figure 5.10 pour le propulseur AIPE. La pression est calculée pour les configurations suivantes : avec les grilles et en cavité ouverte sans champ magnétique. Les pressions sont comparables à celles atteintes dans PEGASES puisque les surfaces d'extraction et la transparence des grilles sont proches.

▪ Fréquence RF

Par souci de simplicité, la boite d'accord utilisée pour ce prototype est identique à la boite d'accord de PEGASES. Cependant, la géométrie ayant changé, l'antenne d'induction est légèrement différente (bobinage, longueur). Une analyse spectrale du système électrique est donc nécessaire. L'analyseur de spectre fournit l'impédance en fonction de la fréquence, voir fig. 5.11. La courbe en bleu illustre l'impédance aux borne de la boite d'accord du système PEGASES et la courbe en rouge celle de AIPE. Pour obtenir une impédance de 50 Ω, l'onde RF doit donc avoir une fréquence de 4.2-4.3 MHz pour PEGASES et 3.7 MHz pour le propulseur AIPE. Expérimentalement, l'accord est difficile pour une fréquence de 3.7 MHz. A 4 MHz, la puissance réfléchie est nulle. Cette fréquence de l'onde RF a donc

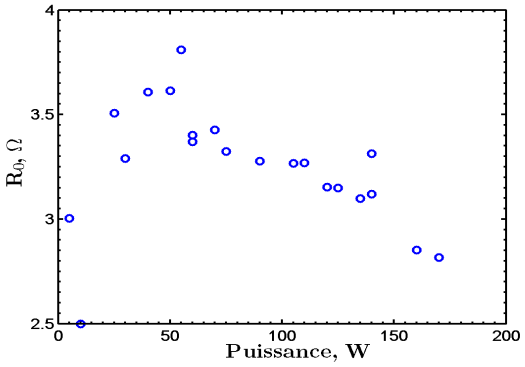
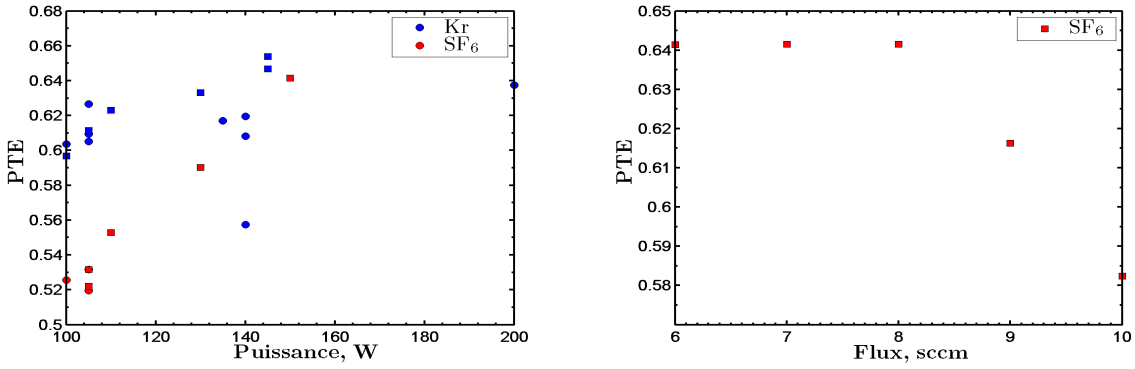


FIGURE 5.12 – Valeur de résistance du circuit R_0 à vide en fonction de la puissance.



a) b)

FIGURE 5.13 – Couplage du propulseur AIPE (PTE) a) en fonction de la puissance et b) en fonction du flux de SF_6. Les carrés représentent le cas du moteur avec des grilles et les points montrent le cas de la cavité ouverte.

été sélectionnée pour l'ensemble des mesures.

▪ Couplage au plasma

La figure 5.12 montre la résistance du circuit (antenne et boite d'accord) R_0 en fonction de la puissance transmise. La méthode de mesures utilisée est décrite dans la thèse de L. Popelier[40]. La résistance diminue en fonction de la puissance transmise. Dans la gamme de puissance étudiée, la variation est de $0.3\,\Omega$ pour une moyenne de $3.2\,\Omega$. Ces valeurs sont similaires au cas de PEGASES.

La résistance interne du circuit permet de calculer le couplage de la boite d'accord avec le plasma grâce à la méthode décrite dans l'annexe A.3. Les figures 5.13 montrent le PTE (Power Transfer Efficiency) du propulseur AIPE en fonction a) de la puissance et b) du flux. Le PTE est globalement supérieur à 0.6. La figure a) montre que le couplage augmente en

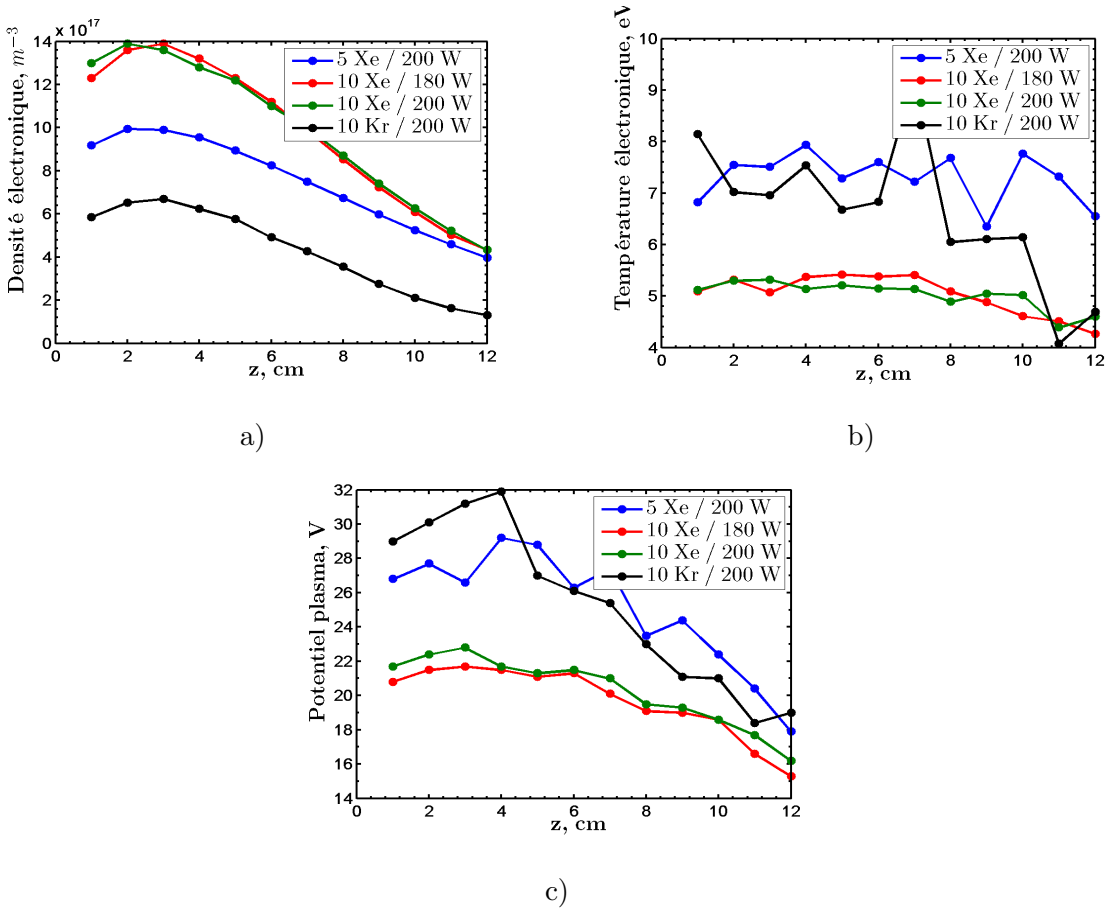


FIGURE 5.14 – Mesures dans la source plasma sans champ magnétique et sans grilles pour 5 à 10 sccm de Xe ou Kr et une puissance de 180 à 200 W à 4.2 MHz. a) densité électronique, b) température électronique et c) potentiel plasma.

fonction de la puissance, identique au cas du propulseur PEGASES. La tendance s'inverse lorsque le flux de gaz s'accroit certainement à cause de l'augmentation des pertes par diffusion ou de la diminution de la conductivité du plasma par l'augmentation du nombre de collisions électron-neutre[40].

V.2 Mesures préliminaires

V.2.1 Études de la source

Les mesures préliminaires permettent de caractériser la source AIPE. Les propriétés électroniques sont déterminées à l'aide d'une sonde de Langmuir. Les figures 5.14 représentent les mesures de la densité et de la température électronique ainsi que du potentiel plasma sans champ magnétique et sans grilles.

Les courbes montrent des densités électroniques voisines de $10^{18}\,\mathrm{m}^{-3}$ à proximité de l'antenne, valeurs comparables à celles mesurées avec du xénon dans le cas de PEGASES

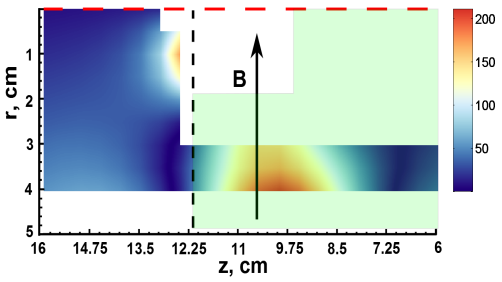


FIGURE 5.15 – Cartographie du champ magnétique mesuré. Le trait rouge représente l'axe de symétrie en θ et la cavité est illustrée par la zone verte.

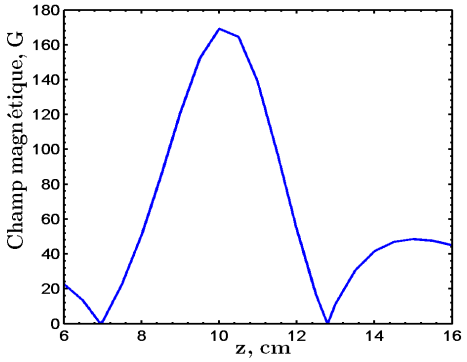


FIGURE 5.16 – Mesure de B_r à r = 35 mm (axe canal).

en cavité ouverte[70]. L'épaisseur de peau δ qui correspond à la distance sur laquelle le champ électrique évanescent existe, permet de déterminer la position où est déposée la puissance :

$$\delta = \frac{c}{w_{pe}} = c\sqrt{\frac{m_e \varepsilon_0}{n_e e^2}}, \tag{5.1}$$

où w_{pe} est la pulsation électronique du plasma. Le maximum de densité est atteint vers 3 cm de l'antenne. Des phénomènes de collisions et de pertes aux parois provoquent une diminution de la distribution le long de l'axe z. Comme attendu, la densité électronique est nettement supérieure avec du xénon puisque son énergie d'ionisation est inférieure. Par ailleurs, la densité est plus élevée en augmentant le flux de gaz. En sortie du moteur, la densité électronique peut atteindre 5 $10^{17}\,\mathrm{m}^{-3}$. La température des électrons est typiquement comprise entre 5 et 8 eV. Un champ magnétique est donc nécessaire pour refroidir les électrons. Le potentiel du plasma peut atteindre 20 V en sortie du moteur. En tant que source plasma, le propulseur AIPE est donc aussi efficace que le propulseur PEGASES.

V.2.2 Mesures du champ magnétique

La configuration actuelle qui utilise une bobine d'induction plane ne permet pas de construire aisément un circuit magnétique comme avec les moteurs de Hall. Le champ magnétique du propulseur AIPE est issu d'un assemblage de 150 aimants permanents en Sm_2Co_{17} de dimension 20 × 10 × 2.5 mm. Aucun circuit magnétique n'est utilisé. Le champ magnétique est mesuré à l'aide d'un support qui permet de soutenir les aimants, représenté sur les figures 5.8 b). Cette configuration permet de réaliser des mesures dans la cavité. La figure 5.15 représente une cartographie du champ magnétique mesuré sur un plan de coupe (r,z). L'axe rouge représente l'axe de symétrie en θ et la cavité est illustrée par la zone de couleur verte. Le support de la sonde, mesurant 11 mm de large, ne permet pas d'avoir accès aux zones proches des parois de BN-SiO_2. Le champ magnétique est beaucoup plus intense à r = 4 cm puisque 96 % du volume magnétique total est compris dans le pôle magnétique extérieur. Le champ n'est donc pas symétrique en r. L'absence de

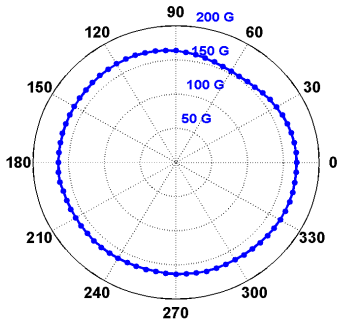


FIGURE 5.17 – Variation de B en fonction de θ à r $\simeq$ 35 mm.

circuit magnétique génère une topologie avec des valeurs de champ nulles qui sont observées dans les zones bleues foncées. La figure 5.16 montre une coupe 1D de la cartographie sur l'axe canal à $r = 35\,\mathrm{mm}$. Le champ magnétique B_r atteint son maximum à 10 cm pour 170 G.

Cette mesure de champ ne permet pas de déterminer si le champ est homogène dans la direction azimutale. Une mesure en θ est donc nécessaire. La figure 5.17 représente l'évolution du champ magnétique B en fonction de θ en coordonnées polaires à $r \simeq 35\,\mathrm{mm}$. Le champ magnétique est relativement homogène. Cependant entre 30 et 90° il y a une variation par rapport à la moyenne de $\pm$ 12 G soit 6.8 %. Deux phénomènes permettent d'expliquer cette variation. L'espacement des aimants n'est pas exactement identique pour les 150 aimants, voir figure 5.5. D'autre part, les dimensions des aimants sont fournies par le constructeur avec une marge d'erreur de 0.1 mm, ce qui correspond à une erreur supérieure à 4 % sur le champ magnétique. De plus, les aimants sont extrêmement friables et leur état de surface peut se détériorer lors des manipulations.

V.2.3 Homogénéité du plasma

▪ Mesures dans la cavité

Afin de vérifier l'homogénéité de la décharge, des mesures ont été réalisées en fonction de l'angle θ. Une platine de rotation a été utilisée pour les mesures avec la sonde de Langmuir. Cependant, la platine ne peut balayer qu'une plage de 250°. La zone étudiée à l'intérieure du propulseur est représentée par le trait rouge sur la figure 5.8 b). La figure 5.18 montre une cartographie de la densité électronique, comprenant 234 points de mesures, dans un plasma de Kr dans la zone de faiblesse du champ magnétique, c-à-d entre 30 et 90°. La zone intense ($10^{17}\,\mathrm{m}^{-3}$) correspond à la position du maximum de champ magnétique. Les électrons sont piégés par le filtre magnétique. Cependant, il est à noter que la cartographie n'est pas parfaitement homogène en θ en accord avec les variations du champ magnétique. La figure 5.19 montre la distribution de densité électronique suivant la direction axiale de la cartographie à différentes positions angulaires (en couleur). Les tirets noir et la zone

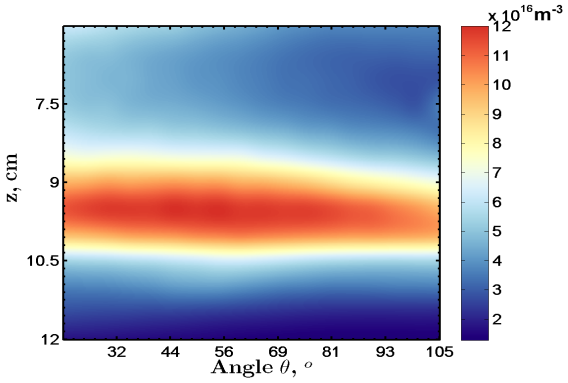


FIGURE 5.18 – Mesures de la densité électronique dans 10 sccm de Kr et 140 W pour un θ compris entre 25 et 105° à $r = 40$ mm.

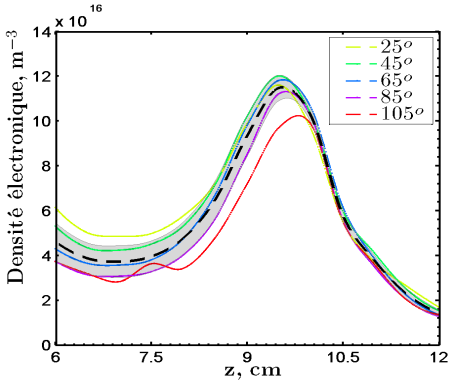
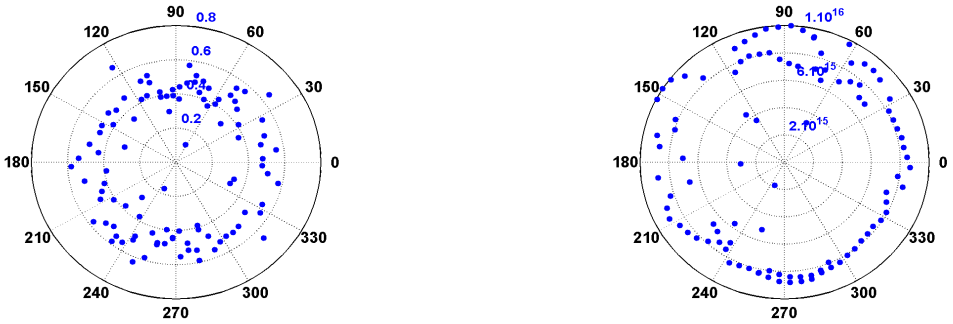


FIGURE 5.19 – Distribution de n_e (couleur). Les tirets noir représentent la valeur moyenne et la zone grise illustre l'écart type de la mesure.



a) b)

FIGURE 5.20 – Mesures en fonction de l'angle θ pour a) la température électronique (eV) et b) la densité électronique (m^{-3}) pour 10 sccm de Kr, 100 W.

grise montrent respectivement la moyenne et son écart-type sur l'ensemble des mesures angulaires. Le maximum de densité est atteint au maximum de champ magnétique. Il y a peu de variations en sortie du propulseur (à $z = 12$ cm) ce qui confirme homogénéité en θ. La dispersion s'explique par les variations du champ magnétique ainsi que par l'erreur de mesure. A cause de la configuration de l'expérience, l'alignement de l'axe du moteur avec l'axe de rotation de la sonde n'est pas parfait. Cette figure illustre le fait qu'en sortie des grilles la densité est relativement homogène. Les variations sont essentiellement localisées en amont de la barrière magnétique.

▪ Mesures dans le plan de sortie du propulseur

Afin de vérifier l'homogénéité sur l'intégralité du plan de sortie (de 0 à 360°), une sonde de Langmuir est positionnée à 5 mm des grilles (c-à-d $z = 12{,}5$ cm). Les figures 5.20

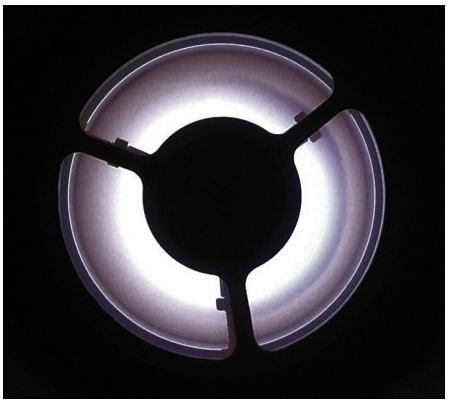


FIGURE 5.21 – Photographie d'une vue de face du propulseur AIPE avec 10 sccm de krypton.

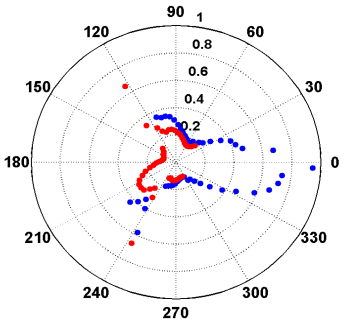


FIGURE 5.22 – Mesures du facteur de symétrie (facteur S) en fonction de l'angle θ dans un plasma de SF_6 de 6 sccm et 100 W de puissance injectée. Première série de mesures en rouge et seconde en bleu.

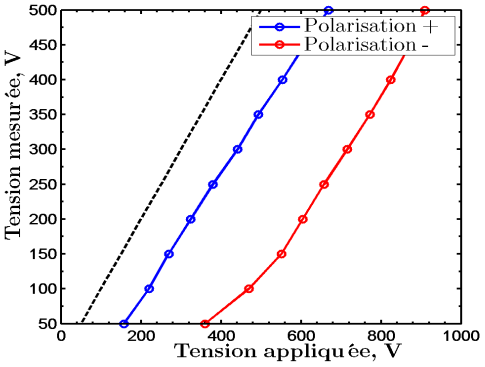


FIGURE 5.23 – Évolution de la tension mesurée sur la grille d'écrantage en fonction de la tension alternée appliquée pour 6 sccm de SF_6, 100 W de puissance injectée et avec un champ magnétique.

représentent a) la température électronique et b) la densité électronique en fonction de l'angle θ dans un plasma de Kr (100 W à 10 sccm). Les mesures sont réalisées en tournant la sonde de 180° pour balayer l'intégralité du propulseur. La température électronique est en moyenne de 0.5±0.1 eV et relativement homogène en θ. La densité moyenne est de $7.10^{15} \pm 1.10^{15}\,\mathrm{m}^{-3}$. La faible température électronique et la faible densité montrent que le filtre magnétique est efficace.

Le propulseur présente une légère inhomogénéité dans un plasma électropositif, voir la photographie 5.21. Cela est probablement du à la topologie magnétique, voir fig. 5.17. La décharge est alors étudiée dans un plasma électronégatif de SF_6. La figure 5.22 représente le facteur S en fonction de l'angle θ dans un plasma de SF_6 de 6 sccm, 100 W. Les mesures sont réalisées dans le plan de sortie du propulseur à $z = 12.5$ cm. Pour des raisons de visibilité les deux mesures séparées de 180° sont représentées en bleu et rouge. Les deux mesures montrent que le facteur de symétrie n'est pas homogène. Trois pics apparaissent aux angles 0 modulo $(\frac{2\pi}{3})$. Ces fortes valeurs correspondent aux attaches du support des

aimants centraux, voir fig. 5.8 b). En effet, le chapitre IV a montré qu'un objet dans le flux augmentait l'électronégativité, d'où l'accroissement du facteur S. Ces mesures montrent que ce paramètre est extrêmement dépendant des conditions plasmas puisque l'on ne retrouve pas exactement la même amplitude. On peut donc supposer que sans l'effet de l'objet qui perturbe le flux, le paramètre serait autour du minimum soit 0.2. Cette valeur semble faible mais correspond à un courant d'ions négatifs et d'électrons 5 fois plus grand que le courant des ions positifs. Cependant, dans le cas des décharges électronégatives avec un gaz moléculaire, la différence de courant peut être la conséquence de la température des ions puisque les ions négatifs peuvent être très chauds (1 eV) contrairement aux ions positifs de (0.04 eV).

V.3 Étage d'accélération

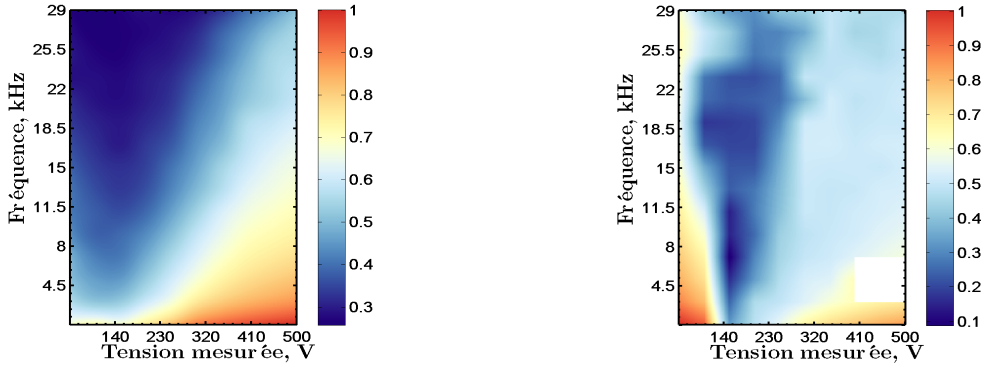
La source plasma a montrée que la décharge était homogène dans le plan d'extraction. On s'intéresse dans cette partie à l'accélération des ions en plasma de SF_6. Cependant, lors des mesures avec AIPE, l'amplificateur RF utilisé ne permettait pas d'accéder à des hautes puissances. Les mesures ont donc été réalisées à 6 sccm de SF_6 et 100 W.

V.3.1 Mesures en sonde plane

Comme montré précédemment dans la cavité de PEGASES, une partie des électrons gêne l'extraction des ions négatifs. Le résultat fait que les ions négatifs sont extraits à plus faible tension d'accélération. La figure 5.23 montre l'évolution de la tension mesurée en fonction de la tension appliquée sur la grille d'écrantage du propulseur AIPE. Les polarisations positif et négatif montrent un décalage par rapport à la tension appliquée (courbe noire). Ces résultats illustrent qu'une partie des électrons est toujours présente et que les conditions ne sont pas optimales. Une augmentation du débit de SF_6 permettrait d'améliorer l'extraction.

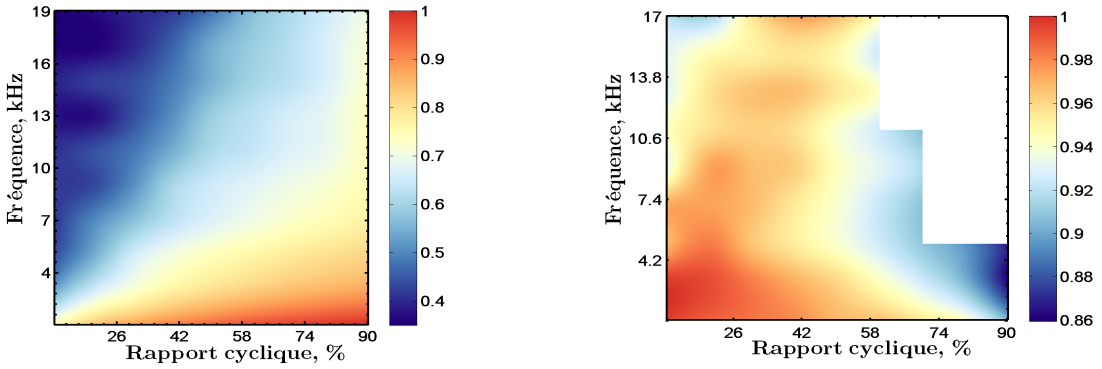
La sonde plane située à 5 cm des grilles est utilisée pour étudier l'extraction des espèces dans le faisceau. Les figures 5.24 représentent des cartographies de l'intégrale du courant sur un cycle normalisé en fonction de la tension mesurée et de la fréquence du cycle. La figure a) montre l'extraction des ions positifs et comme attendu, le courant est maximal à forte tension. De plus, le signal diminue en augmentant la fréquence de polarisation des grilles. La figure b) montre l'extraction des ions négatifs. A faible tension, les électrons du plasma diffusent à l'extérieur du propulseur puisque la gaine ne recouvre pas entièrement les grilles. Les électrons sont bloqués au-delà de 140 V et les ions négatifs commencent à être extraits vers 300 V. Ces résultats sont similaires à ceux observés lors de l'extraction des ions avec PEGASES.

La différence de masse des espèces explique que le rapport cyclique doit être modifié pour extraire le maximum de courant. Les figures 5.25 représentent une cartographie de l'intégrale du courant sur un cycle en logarithme normalisé en fonction du rapport cyclique et de la fréquence du cycle pour a) le courant des ions positifs et b) le courant des charges négatives. Les charges positives sont mieux extraites avec un rapport cyclique proche de 100 % puisque cela correspond à une tension continue positive. Inversement, les charges



a) b)

FIGURE 5.24 – Cartographie de l'intégrale du courant sur un cycle normalisé en fonction de la tension mesurée et de la fréquence du cycle pour 6 sccm de SF_6, 130 W. a) représente le courant des ions positifs et b) le courant des charges négatives.



a) b)

FIGURE 5.25 – Cartographie de l'intégrale du courant sur un cycle en logarithme normalisé en fonction du rapport cyclique et de la fréquence du cycle pour 6 sccm de SF_6, 130 W et ± 350 V d'accélération. a) représente le courant des ions positifs et b) le courant des charges négatives.

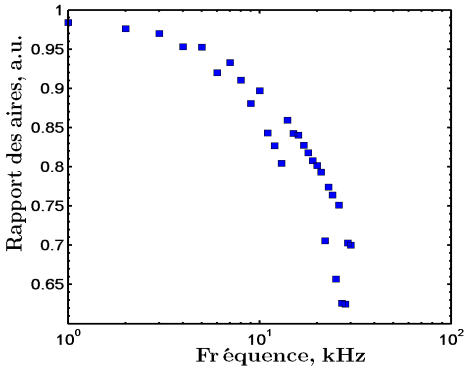


FIGURE 5.26 – Rapport de l'intégrale du signal mesurée sur l'intégrale du signal transmis en fonction de la fréquence.

négatives sont extraites avec efficacité pour un rapport cyclique qui tend vers 0 %. Cependant, ce fort courant correspond à la diffusion du plasma qui est composé essentiellement d'électrons. L'effet de la fréquence diminue l'amplitude des signaux.

Ces effets ressemblent au précédent problème de bande passante du système d'acquisition E×B. Cependant, le constructeur (Impedans) ne fournit aucun document sur la chaine d'acquisition ALP. Pour déterminer la bande passante, la figure 5.26 montre, en fonction de la fréquence, le rapport de l'intégrale du signal mesuré sur l'intégrale du signal transmis. Le courant est mesuré avec une résistance de 1.8 kΩ qui est polarisée avec un signal carré. Le rapport diminue en fonction de la fréquence, ce qui illustre l'effet du filtre passe bas de la chaine d'acquisition.

V.3.2 Mesures en sonde E×B

La sonde E×B a permis d'identifier les ions présents dans la décharge de PEGASES. Le diagnostic est alors réutilisé pour déterminer l'accélération des ions et la composition du plasma pour le propulseur AIPE. Cet outil est placé à 22 cm des grilles sur une platine de déplacement située sur l'axe r et les mesures sont réalisées à $r = 30$ mm et $\theta = 90°$.

La figure 5.27 montre un spectre E×B corrigé en vitesse avec un facteur de calibration $H = 1.12$. Les espèces observées sont identiques à celles trouvées dans les mêmes conditions avec PEGASES. Cependant, le SF_3^+ domine, ce qui donne une masse atomique moyenne de 76 pour les ions positifs, contre 51 pour ceux de PEGASES. Cette masse moyenne peut varier en fonction de la puissance et de la pression dans la cavité du propulseur. La production des ions négatifs est favorisée lorsque le débit de gaz est important. La composition n'est donc pas fixe. Par ailleurs, la présence d'une majorité d'espèces lourdes implique que le SF_6 est peu dissocié. Les électrons n'ont pas suffisamment d'énergie pour ioniser les fragments moléculaires de faibles masses, impliquant que le filtre magnétique refroidit efficacement les électrons. La faible puissance RF disponible ne permet pas d'observer les ions négatifs. A plus haute puissance, la densité d'électron augmente favorisant la production d'ions négatifs. Des expériences à 200-250 W de puissance RF, destinées à détecter les ions négatifs par sondes E×B, sont prévues dès que l'amplificateur RF à haute

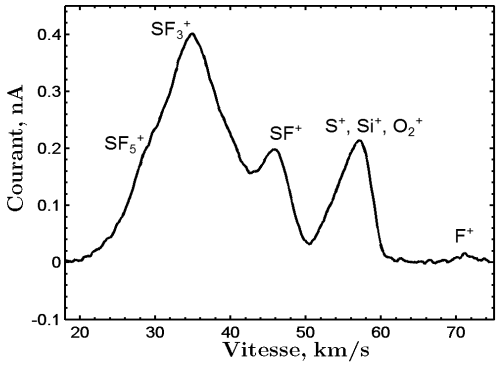


FIGURE 5.27 – Spectre E×B corrigé en vitesse pour 6 sccm de SF_6, 110 W, ± 550 V de tension d'accélération mesurée et 1 kHz.

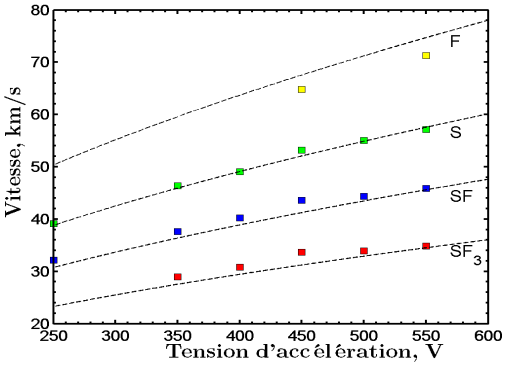


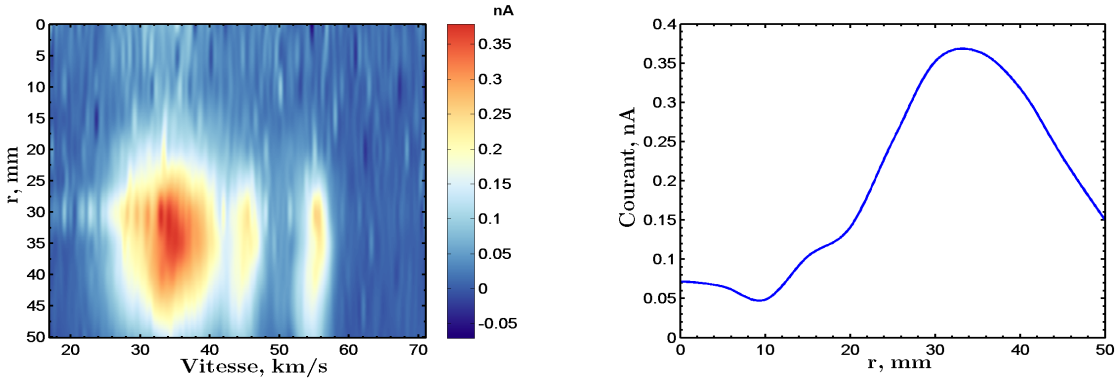
FIGURE 5.28 – Vitesse mesurée et corrigée (H = 1.12) en fonction de la tension d'accélération mesurée pour 6 sccm de SF_6, 105 W et 1 kHz.

puissance sera à nouveau disponible.

La figure 5.28 représente la vitesse mesurée et corrigée en fonction de la tension d'accélération à 1 kHz. Les traits en pointillés illustrent la vitesse théorique des espèces en fonction de la tension. Les points expérimentaux en couleur montrent que les ions positifs suivent parfaitement la loi d'accélération électrostatique, voir éq. 1.5. Cependant, l'ion F^+ semble être décalé par rapport à la vitesse théorique. Deux mécanismes permettent d'expliquer ce phénomène. D'une part, le facteur H est une fonction complexe non linéaire qui dépend de la masse. Ce facteur est donc différent d'un ion à un autre. D'autre part, les mesures avec le propulseur PEGASES ont montré que l'espèce majoritaire des ions négatifs en SF_6 était le F^-. Les ions négatifs peuvent recouvrir une partie du courant des ions positifs, comme vu dans le chapitre III, ce qui modifierait la valeur de la vitesse mesurée.

Les ions positifs ne semblent pas extraits à ± 300 V. En effet, aucun signal n'est observé à cette tension. En changeant la tension d'accélération, les lignes de champ électrique se modifient, ce qui peut entrainer une modification de la trajectoire des ions. Le fait de ne rien observer n'implique donc pas une extraction nulle, mais traduit le fait que l'alignement de la sonde E×B a une grande importance.

Les distributions en vitesses des ions montrent que le concept AIPE accélère bien des ions sans neutraliseur. Par ailleurs, il est intéressant de mesurer les distributions en fonction de la position r pour déterminer si la neutralisation du faisceau est homogène. La figure 5.29 a) montre des spectres E×B corrigés en fonction de la distance radiale r pour 6 sccm de SF_6, 105 W, ± 500 V de tension d'accélération mesurée et 1 kHz. Les ions sont uniquement extraits entre les bornes comprises entre r = 18 mm et r = 50 mm, voir figure 5.29 b). La courbe montre l'intensité du courant des ions SF_3^+ en fonction de la distance radiale r. Elle atteint son maximum entre 30 et 35 mm. L'intensité du courant est donc localisée dans une région qui correspond à la surface des grilles. Cela montre que la divergence du faisceau est faible, ce qui est une caractéristique des moteurs à grilles.



a) b)

FIGURE 5.29 – a) Spectres E×B corrigés en fonction de la distance radiale r et b) Amplitudes du courant de l'espèce SF_3. Les conditions plasmas sont 6 sccm de SF_6, 105 W, ± 500 V de tension d'accélération mesurée et 1 kHz.

V.4 Conclusion

Le nouveau concept qui a été développé permet de palier à l'apparition d'une dérive électronique due à la géométrie du propulseur PEGASES.

Des mesures préliminaires ont mis en évidence que les performances, en termes de source d'ions, étaient équivalentes à celle du précédent propulseur. Les mesures en plasma électropositif et électronégatif ont montré que la décharge était symétrique, validant ainsi le concept.

Par la suite, les expériences conduite sur le propulseur AIPE ont montré que les ions positifs étaient bien extraits et accélérés par le système de polarisation alternée. Cependant, la faible puissance disponible au moment des expérimentations n'a pas permis à la décharge d'atteindre un régime ion-ion à fort débit. Malgré le fait que l'on observe une forte électronégativité, les ions négatifs n'ont pas pu être détectés.

A ce stade, on peut envisager des modifications supplémentaires du propulseur AIPE qui permettraient d'accroître le niveau de performance. Les électrons confinés dans la barrière magnétique peuvent par des phénomènes de turbulence diffuser au travers de la barrière. En provoquant un court-circuit de la barrière magnétique par la prolongation de la grille, les électrons chauds seront collectés et ne diffuseront pas au travers de la barrière, ce qui devrait améliorer l'extraction. De plus, une surface de grille plus grande permet d'extraire les ions négatifs plus efficacement pour un plasma asymétrique suivant la masse[36].

Les mesures du facteur de symétrie ont montré qu'une légère asymétrie était provoquée par les branches du support à 3 axes, voir figure 5.8 b). Un autre système de maintien pour le pôle magnétique central pourrait être imaginé pour diminuer les perturbations du plasma devant les grilles.

Conclusion générale

Résumé des travaux

La propulsion électrique pour les véhicules spatiaux est un domaine en pleine croissance car l'économie de carburant que peut offrir ce type de propulseur est très attrayante pour les fabricants de satellites de télécommunication. On voit donc apparaître de nombreux travaux qui ont pour objectifs d'améliorer les technologies existantes ou de proposer de nouvelles solutions. Cette thèse s'inscrit globalement dans cette dynamique. Le propulseur PEGASES est un moteur à grilles innovant. L'innovation réside dans le fait qu'il s'agit d'un propulseur utilisant un gaz électronégatif comme carburant afin de générer et accélérer des ions positifs et négatifs. Dans notre cas, le carburant utilisé est de l'hexafluorure de soufre (SF_6), bien que le di-iode (I_2) puisse être utilisé. Le propulseur fonctionne dans un régime ICP grâce à une antenne RF plane. Les ions négatifs sont produits entre la région ICP et le filtre magnétique qui permet de diminuer la température électronique pour augmenter l'attachement des électrons aux molécules et produire ainsi une grande quantité d'ions négatifs. La région en aval du filtre magnétique constitue alors un milieu ion-ion puisque très peu d'électrons y résident. Les ions négatifs et positifs de la région ion-ion sont alors extraits par un jeu de grilles polarisé par une tension alternative. La présente thèse propose des études sur les propriétés de la décharge RF et du faisceau de PEGASES en s'attardant à la fois sur l'aspect propulsion électrique et sur la physique des plasmas.

La première partie de thèse s'attarde sur l'étude de la source avec un filtre en vitesse pour les ions, la sonde E×B. Cette sonde utilise la force de Lorenz pour filtrer les ions dans une zone en champs E×B créée à l'aide d'électrodes et d'aimants permanents. Cette étude avec une sonde E×B se décompose en 3 parties.

Premièrement, les travaux portent sur la calibration de la sonde de manière expérimentale avec le paramètre de calibration H qui dépend de 4 variables : la vitesse, la masse des ions et les paramètres d'alignement de l'outil (axe de la sonde par rapport à l'axe du moteur ainsi que les collimateurs d'entrée et sortie). Cette étude a montré que le paramètre H était non-linéaire et qu'une calibration était nécessaire avant chaque expérience. La sonde est calibrée pour une plage de masse comprise entre les masses de l'oxygène et du xénon afin de bien mesurer les fragments moléculaires du SF_6.

Deuxièmement, le propulseur neutralise les ions positifs avec les ions négatifs à la

différence d'un moteur classique à grilles avec une cathode de neutralisation. Les premières observations ont révélé la nécessité de neutraliser correctement le faisceau pour extraire une grande quantité de courant. Cinq modes d'extraction ont donc été étudiés dans un plasma de SF_6 : 1) mode continu, extraction des ions similaire à celle des moteurs à grilles classiques 2) cavité ouverte, mesures des vitesses grâce à la diffusion des espèces 3) mode en polarisation alternée positive/négative symétrique, le mode de fonctionnement standard de PEGASES 4) mode alterné asymétrique positif et 5) mode alterné asymétrique négatif. Les modes alternés asymétriques permettent d'extraire uniquement les ions positifs (mode alterné asymétrique positif) ou les ions négatifs (mode alterné asymétrique négatif), la neutralisation étant accomplie par la diffusion du plasma lorsque la tension est nulle. Les différents modes ont ainsi permis de conclure sur la composition des ions présents dans ce type de décharge. Les espèces observées sont : SF_5^+, SF_3^+, SF_2^+, SF^+, S^+ et F^+ pour les ions positifs et SF_6^-, SF_5^-, F^- pour les ions négatifs. Par ailleurs, des composés provenant de la cavité en céramique ont été détectés par la sonde, ce qui montre que les composés issus du SF_6 sont chimiquement actifs. L'utilisation de SF_6 demande donc des modifications du propulseur en terme de matériaux.

Finalement, des simulations des trajectoires ioniques au sein de la sonde E×B via le logiciel Comsol Multiphysics ont conduit à une meilleure compréhension des spectres mesurés et des phénomènes observés : élargissement des fonctions de distribution, magnétisation des ions, les effets de masse et dédoublement de pic. De plus, le facteur de calibration H, ainsi que sa dispersion, ont été analysés par les simulations numériques qui confirme les valeurs mesurées et les tendances observées.

Dans un deuxième temps, les travaux se sont focalisés sur la détection des ions négatifs par photo-détachement laser (LPD). Cette technique offre la possibilité de détecter les ions négatifs en collectant les électrons détachés par laser. Les électrons sont alors collectés par une sonde de Langmuir. La construction du banc optique et les tests préliminaires ont permis de limiter les phénomènes parasites : photo-émission, ablation de l'écran de protection, ablation de la sonde. Ces tests ont montré l'importance de la géométrie et du matériaux de la sonde de Langmuir. Dans les décharges très électronégatives, la quantification de l'électronégativité est difficile, voir impossible, lorsqu'une sonde électrostatique est employée pour mesurer le courant électronique.

Dans notre cas, le paramètre β est alors défini comme une électronégativité minimum. Ce coefficient β peut atteindre 10 mais l'électronégativité α est sans doute supérieure à 100, ce qui correspond à un régime où les électrons ne participent plus à la dynamique du plasma. Le diagnostic de LPD a permis de mesurer et de comprendre les processus mis en œuvre dans ce propulseur, via le paramètre β. Afin d'étudier une large gamme de pressions dans la cavité, les mesures ont été réalisées selon 3 configurations : cavité ouverte (sans grilles), avec les plaques (haute pression) et avec les grilles (condition normale de fonctionnement). Ces mesures ont révélé que le courant LPD diminuait suivant l'axe de la cavité du moteur à partir du maximum de champ magnétique. A partir du courant LPD et en supposant que les électrons sont détachés avec une énergie correspondant à la différence entre celle du photon UV à 266 nm et l'affinité électronique, la densité des ions négatifs est évaluée à $10^{16}\,\mathrm{m}^{-3}$ en moyenne. Les expériences ont montré que le champ magnétique impacte le courant LPD mesuré suivant l'axe du moteur. Les expériences n'ont pas révélé

de conséquence de la pression sur la production des ions négatifs, à la différence de la puissance qui joue un rôle important sur la production des ions négatifs. Les mesures de photo-détachement nous ont également conduit à définir un facteur qui ne nécessite pas de laser, le facteur S, qui correspond au rapport du courant des ions positifs sur le courant des espèces négatives. Ce paramètre tend vers 1 lorsque le plasma est ion-ion. Grâce aux mesures LPD, une structure a été mis en évidence dans la cavité de PEGASES, en accord avec le facteur S.

Le champ magnétique appliqué dans ce moteur à géométrie rectangulaire n'implique pas la magnétisation des ions lourds. Cependant, les électrons sont très dépendants de ce champ. Ce type de filtre a pour conséquence la formation de la structure observée. Elle est créée par la dérive électronique E×B. Cette dérive amène des électrons sur les parois qui dérivent le long des parois et sont ensuite réinjectés devant les grilles. Ce phénomène de court-circuit perturbe l'extraction des ions négatifs. Par ailleurs, les ions négatifs sont détruits par les collisions avec les électrons en aval des grilles. La structure est dépendante de la direction du champ magnétique. Le plasma est donc asymétrique au niveau du plan de sortie du propulseur, diminuant les performances à cause de la déviation du vecteur poussée. Une autre conséquence due au filtre magnétique est la déviation de trajectoire des ions légers, tels que le fluor.

La troisième partie de la thèse, s'attarde sur un nouveau propulseur, dénommé AIPE, qui a donné lieu à un dépôt de brevet. La géométrie du filtre a été repensée afin d'éviter les conséquences dues à cette structure. Ce nouveau propulseur à géométrie circulaire a été conçu, construit et testé. Cette nouvelle architecture utilise une dérive électronique fermée circulaire grâce à des aimants permanents. Le propulseur fonctionne, comme dans le cas de PEGASES, avec une décharge RF en SF_6. L'architecture sélectionnée permet aux ions négatifs d'être formés sur une largeur suffisante pour que les électrons s'attachent aux ions négatifs. De plus, le filtre magnétique a été placé au niveau du maximum de champ magnétique pour extraire une quantité importante d'ions négatifs.

Les mesures en plasma électropositif et électronégatif ont montré qu'aucune structure n'était formée par cette dérive électronique, bien que, le champ magnétique ne soit pas totalement homogène. Dans le plan de sortie du propulseur, la température électronique est de 0.5 eV et la densité électronique est de $10^{16}\,\mathrm{m}^{-3}$. Ces valeurs montrent l'efficacité du filtre magnétique puisque dans la région ICP la température est de plus que 5 eV et la densité électronique de $10^{18}\,\mathrm{m}^{-3}$. De plus, les ions sont bien accélérés, comme cela a été prouvé par des mesures avec la sonde E×B. Ces premiers essais ont validé le concept de propulseur ion-ion en anneau. Il reste désormais à observer avec la sonde E×B et par des mesures de LPD les ions négatifs produits et accélérés. Des expériences seront réalisées prochainement avec une puissance RF suffisante.

Perspectives

Le banc de photo-détachement par laser est un outil puissant pour déterminer la densité des ions négatifs dans un plasma électronégatif et ion-ion. La configuration actuelle des mesures ne permet pas de déterminer de manière précise la valeur absolue de la densité et de l'électronégativité du plasma. Augmenter la sensibilité d'un tel système offrirait de

nouvelles perspectives pour l'étude de sources en plasma électronégatif avec des gaz tels que I_2, NF_3, O_2. L'outil ouvrirait ainsi la voie à une optimisation du propulseur PEGASES et du concept de propulseur AIPE via des comparaisons directes avec les simulations numériques. Par ailleurs, cela permettrait de réaliser des mesures dans le faisceau d'ions des propulseurs.

La sonde E×B est un outil qui réalise actuellement des acquisitions moyennées dans le temps. Dans un plasma pulsé, des mesures résolues en temps sont intéressantes pour décrire la dynamique des ions. De plus, les modes alternés asymétriques ne sont pas forcément représentatifs de la dynamique des ions en alterné symétrique. En effet dans ce cas, la neutralisation du faisceau se fait essentiellement par la diffusion du plasma. Un logiciel pourrait donc être développé pour étudier à basse fréquence la dynamique de ces ions. Par ailleurs, la chaine de mesures de la sonde doit être revue pour mesurer des signaux au-delà de la fréquence de coupure à 5 kHz à des niveaux de courant très bas ($\simeq 10^{-12}$ A). L'alimentation alternée $\pm$ 1000 V est un accessoire modulable. Ce dernier a un transistor « HTS 31-GSM » qui peut être changé pour un modèle plus rapide. En effet, ce transistor fonctionne sur une plage de basse fréquences (0-37 kHz) qui est très éloignée de la fréquence plasma ($\simeq$ 100 MHz). La tension appliquée est considérée comme continue à faible fréquence d'extraction. Des mesures à plus hautes fréquences et une étude sur la géométrie des grilles permettraient d'optimiser l'extraction des ions.

Le propulseur ion-ion en anneau AIPE a montré de bonnes caractéristiques bien que l'absence de l'amplificateur RF n'ait pas permis de détecter les ions négatifs. Les ions négatifs seront prochainement mesurés par sonde E×B en mode alterné. Des mesures en LPD seront réalisées afin de confirmer la symétrie radiale du courant d'ions négatifs. A plus long terme, une estimation des performances pourraient être réalisée puis comparée avec celles du propulseur PEGASES. Une seconde version de la géométrie permettrait à l'aide d'un circuit magnétique d'homogénéiser le champ. Pour finir, le SF_6 est un gaz électronégatif qui se dissocie en une multitude de fragments relativement légers, ce qui est non idéal pour les rendements. Le di-iode (I_2) est un gaz électronégatif, très lourd, et qui se dissocie uniquement en I^+ ou I^-. Ce carburant semble donc être intéressant pour des concepts de propulseurs à plasma ion-ion et des études comparatives pourraient être menées avec les propulseurs PEGASES et AIPE.

Annexe A

Paramètres physiques

A.1 Libre parcours moyen d'échange de quantité de mouvement

Le libre parcours moyen (lpm) est la distance qu'une particule peut parcourir en moyenne avant de subir une collision. Le lpm d'échange de quantité de mouvement entre neutres λ_{nn} est représenté par la collision élastique type boule de billard :

$$\lambda_{nn} = \frac{1}{n_n \sigma_{nn}} = \frac{k_B T_n}{p \sigma_{nn}}, \tag{A.1}$$

où σ_{nn} est la section efficace de collision définie par $\sigma_{nn} = \pi d^2$, avec d le diamètre de l'atome. Les valeurs des gaz sont représentées dans le tableau A.1. La figure A.1 a) illustre le libre parcours moyen des différents gaz en fonction de la pression couramment employée dans les expérimentations. Le libre parcours moyen diminue en fonction de la pression.

La description Coulombienne permet de décrire les collisions d'échange de quantité de mouvement de particules chargées. La fréquence de collision ν est déterminée par le calcul de la force appliquée entre deux particules[44]. Le libre parcours moyen est proportionnel à la fréquence de collision et s'écrit :

$$\lambda = \frac{v}{\nu}, \tag{A.2}$$

où v est la vitesse de la particule. Les collisions électron-ion se définissent par :

$$\lambda_{ei} = \frac{(4\pi\varepsilon_0)^2 m_e^2 v_e^4}{4\pi n_e Z_i e^4} (\ln \Lambda_{ei})^{-1}, \tag{A.3}$$

où λ_{ei} est proportionnelle à $\ln \Lambda$[45] et à la vitesse de la particule donc à son énergie. La figure A.1 b) représente le lpm pour les collisions électron-ion en fonction de la température électronique. Le graphe montre que les collisions n'ont pas lieu si les électrons sont trop énergétiques. Les collisions d'échange de quantité de mouvement entre les ions sont calculées de la même manière que les collisions électron-ion :

$$\lambda_{ii} = \frac{(4\pi\varepsilon_0)^2 m_i^2 v_e^4}{4\pi n_i Z_i e^4} (\ln \Lambda_{ii})^{-1}. \tag{A.4}$$

La figure A.1 c) montre que la tendance est la même que les précédentes collisions d'échange de quantité de mouvement. Finalement, les collisions entre électrons sont définies par[131] :

$$\lambda_{ee} = \frac{v_e \epsilon_e}{1.54\ 10^{-11} n_e \ln(5.17\ 10^{12} \epsilon_e \sqrt{\frac{T_e}{n_e}})}, \tag{A.5}$$

Gaz	SF_6	O_2	Xe	Kr	Ar
Rayon, 10^{-12} m	181	146	108	88	71

TABLE A.1 – Rayon des gaz utilisés.

où ϵ_e est l'énergie des électrons. La figure A.1 d) illustre le libre parcours moyen des collisions électron-électron en fonction de la température des électrons.

A.2 Taux de recombinaison

Le taux de recombinaison entre un neutre (Xe) et un électron est déterminé à partir de l'équation qui régit le phénomène d'ionisation :

$$Xe + e^- \xrightarrow{k_{ion}} Xe^+ + e^- + e^-, \tag{A.6}$$

En effet, la recombinaison à trois corps est plus probable qu'une recombinaison à deux corps car l'énergie et la quantité de mouvement peuvent être plus facilement équilibrées. Le taux d'ionisation du xénon k_{ion} est déterminé en fonction de T_e par[14] :

$\mathbf{T_e < 5\,eV}$

$$k_{ion} = v_e\ ((3.97 + 0.643\ T_e - 0.0368\ T_e^2)e^{(-12.127/T_e)})\ 10^{-20}, \tag{A.7}$$

$\mathbf{T_e > 5\,eV}$

$$k_{ion} = v_e\ (6.386\ e^{(-12.127/T_e)} - 1.031\ 10^{-4}\ T_e^2)\ 10^{-20}. \tag{A.8}$$

L'équation de recombinaison est l'inverse de l'équation de ionisation :

$$Xe^+ + e^- + e^- \xrightarrow{k_{rec}} Xe + e^-. \tag{A.9}$$

Le taux de recombinaison k_{rec} est déterminé à l'aide de l'équation qui décrit l'évolution temporelle de la densité plasma :

$$\frac{dn_e}{dt} = k_{ion} n_e n_g - k_{rec} n_e n_i, \tag{A.10}$$

et de l'équation de Saha :

$$\frac{n_i n_e}{n_g} = 2\frac{(2\pi m_e k_B T_e)^{(3/2)}}{h^3}\frac{g(Xe^+)}{g(Xe)} exp\left(-\frac{E_i}{k_B T_e}\right). \tag{A.11}$$

où h est la constante de Planck et g est le niveau de dégénérescence. A l'équilibre les équations A.10 et A.11 permettent de déterminer k_{rec} en fonction de n_e et T_e.

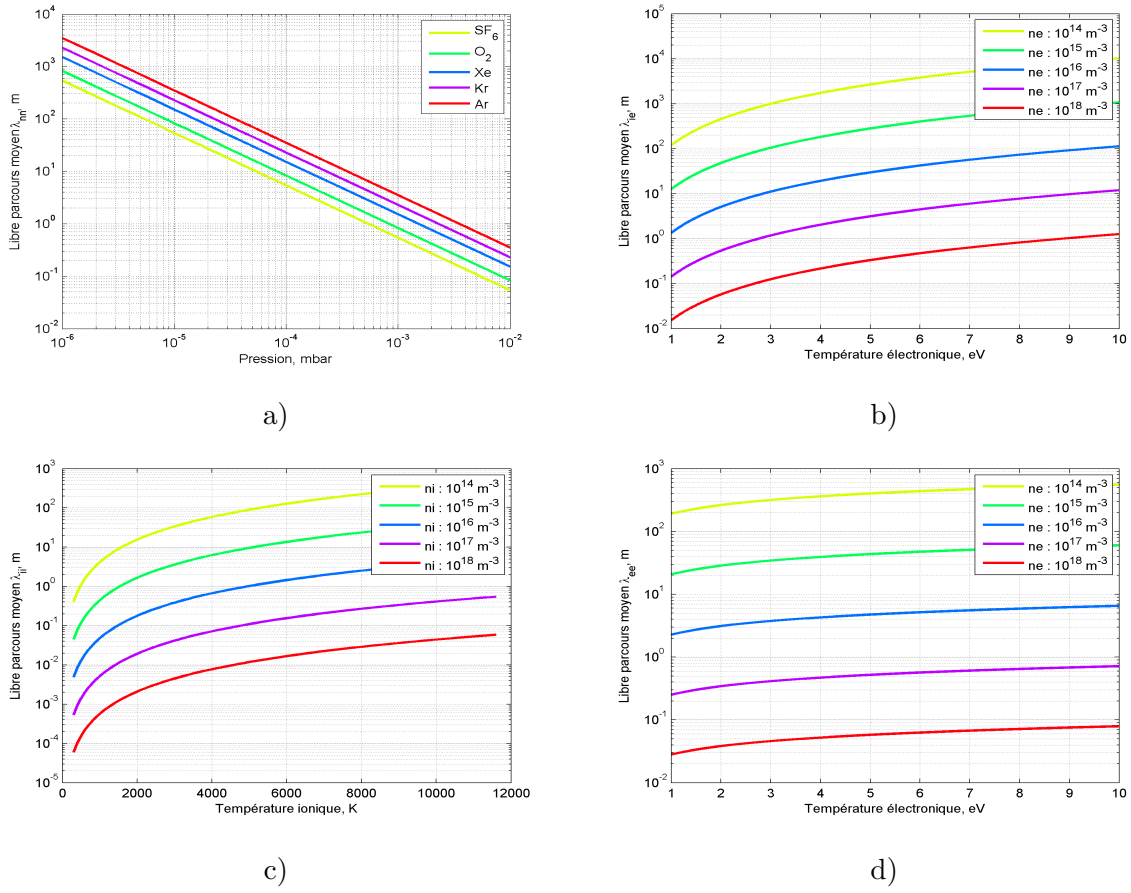


FIGURE A.1 – Libre parcours moyen (λ) de collision d'échange de quantité de mouvement : a) λ neutre-neutre en fonction de la pression, b) λ électron-ion en fonction de la température électronique, c) λ ion-ion en fonction de la température des ions et d) λ électron-électron en fonction de la température électronique.

A.3 Couplage de la puissance RF

Le couplage RF entre l'amplificateur et le plasma nécessite un système électronique pour accorder l'impédance du plasma. La boite d'accord de PEGASES est basée sur les travaux de V. Godyak et le couplage est déterminé à l'aide de la mesure de puissance[49]. La puissance transmise P_{tr} au plasma est définie par :

$$P_{tr} = P_{Ampl} - P_{refl}, \tag{A.12}$$

où P_{Ampl} est la puissance délivrée par l'amplificateur et P_{refl} la puissance réfléchie par la boite d'accord. La puissance introduite dans la décharge P_D est la puissance transmise moins les termes de chauffage :

$$P_D = P_{tr} - R_0 I_{ant}^2, \tag{A.13}$$

où $R_0 = 3\,\Omega$ est la résistance totale du circuit à 4 MHz et I_{ant} est le courant circulant dans l'antenne d'induction. La mesure de la résistance est déterminée par la technique décrite dans la thèse de L. Popelier[40]. L'efficacité du couplage au plasma (Plasma Transfer Efficiency) est déterminée par le rapport :

$$PTE = \frac{P_D}{P_{tr}} = \frac{P_{tr} - R_0 I_{ant}^2}{P_{tr}}. \tag{A.14}$$

Le PTE est compris entre 0, couplage nul, et 1, couplage parfait. La figure A.2 a) représente le PTE mesuré pour un mélange 50-50 de SF_6 + Kr. Le PTE augmente avec la pression, de façon identique aux mesures réalisées par L. Popelier. De même, pour la figure A.2 b), la puissance RF transmise augmente le PTE. Le couplage à forte pression et à forte puissance est plus efficace.

La figure A.2 c) illustre le PTE pour un mélange de SF_6 + Kr pour plusieurs configurations magnétiques. Le PTE semble passer par un maximum entre 1M101 (101 G) et 2M101 (188 G). La figure A.2 d) montre le PTE en fonction du champ magnétique pour 3 conditions de fonctionnement du propulseur : cavité ouverte (OC), avec des plaques et avec le jeu de grilles. Le couplage est plus important dans la configuration avec grilles qu'en cavité ouverte car la pression est plus grande.

A.4 Estimation de la densité par sonde E×B

Une estimation de la densité est faite à partir du courant collecté par la sonde. La sonde en champ croisé mesure des charges pour une certaine vitesse. La densité des espèces est estimée par :

$$n = \frac{I}{S}\frac{t_{acq}}{e} v_i, \tag{A.15}$$

on suppose des ions 1 fois chargés uniquement, soit :

$$n = \frac{t_{acq}}{Se}\int_0^\infty I(v_i)dv_i, \tag{A.16}$$

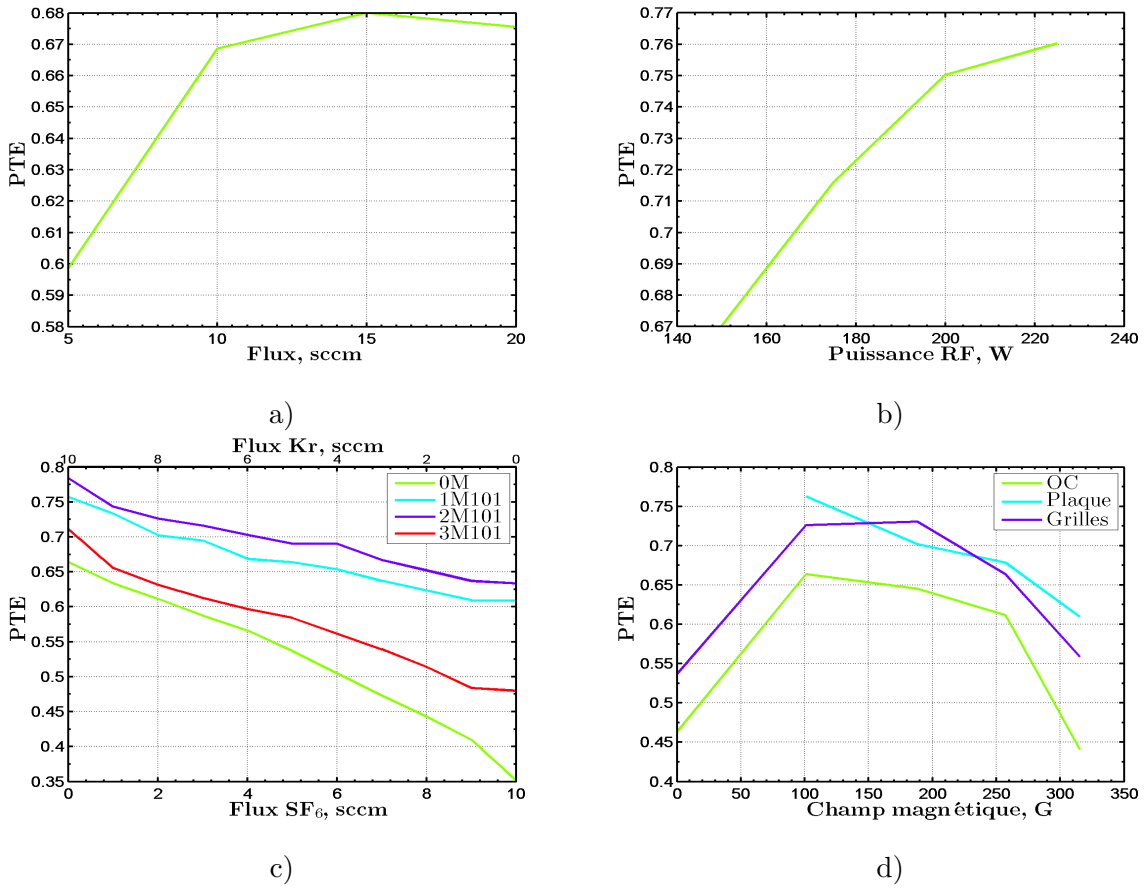


FIGURE A.2 – PTE mesuré en fonction de : a) du flux pour un mélange 50-50 de SF_6 + Kr avec les grilles, b) de la puissance injectée avec les grilles, c) d'une mixture de SF_6 + Kr, 150 W avec les grilles pour plusieurs configurations magnétiques et d) du champ magnétique pour plusieurs modes d'opération du moteur (50-50 de SF_6 + Kr, 150 W).

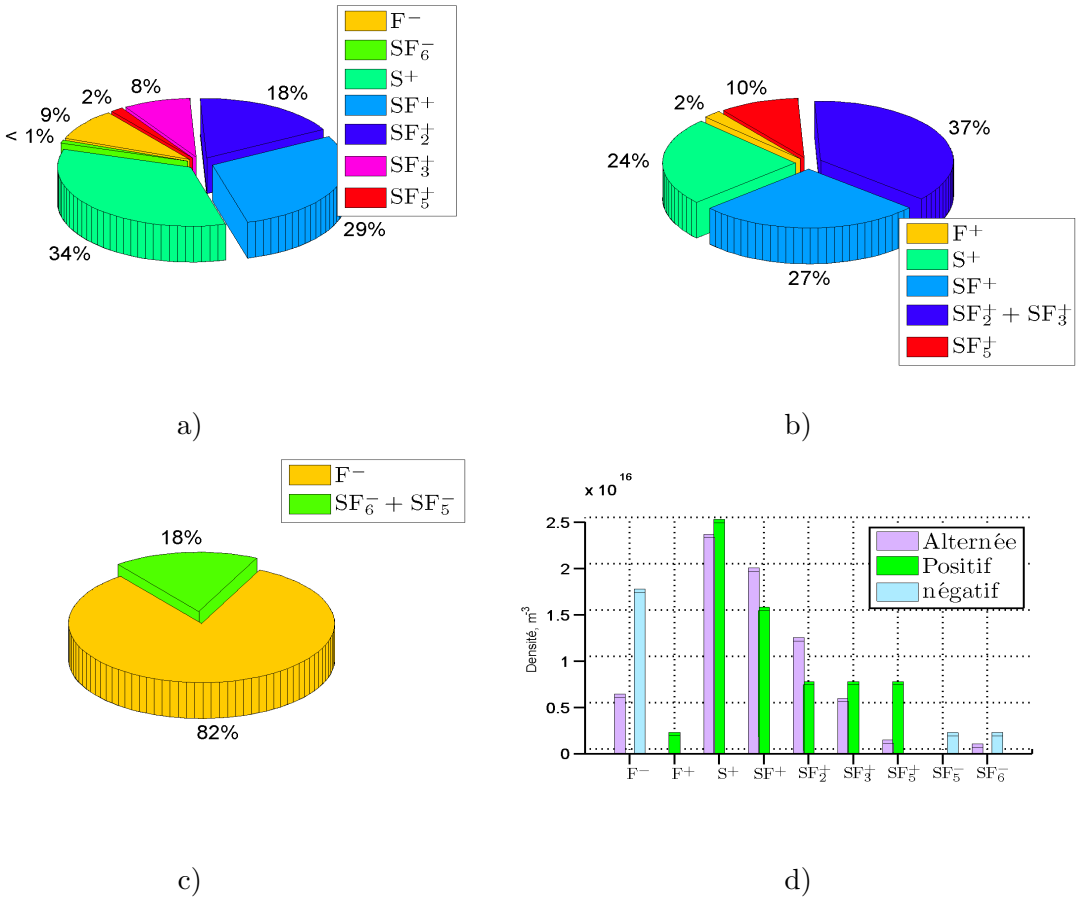


FIGURE A.3 – Proportions des ions dans le faisceau de PEGASES dans un plasma de 6 sccm de SF_6. a) faisceau alterné symétrique b) faisceau alterné asymétrique positif c) faisceau alterné asymétrique négatif et d) estimation des densités.

où t_{acq}= 0.6 s est le pas d'acquisition de l'appareil. A partir de cette équation, les densités présentes dans le faisceau de PEGASES sont estimées à $10^{16}\,\mathrm{m}^{-3}$. La figure A.3 résume les proportions d'ions et les densités mesurées dans un plasma de 6 sccm de SF_6.

Annexe B

Impact environnemental

B.1 L'hexafluorure de soufre : SF_6

Le SF_6 est un gaz très utilisé pour ses caractéristiques physico-chimiques : il est non toxique et non inflammable. De plus, ses propriétés de résistance aux arcs électriques font qu'il est couramment utilisé dans les sources à haute tension[132].

L'inconvénient majeur de cette molécule est son absorption dans le rayonnement IR vers 10 000 nm[133]. Cette longueur d'onde est située dans la gamme d'émission des rayons IR de la Terre à 300 K, décrit par la loi de Wien :

$$\lambda = \frac{2.898\ 10^{-3}}{T_n}. \tag{B.1}$$

Une augmentation de la concentration de SF_6 dans l'atmosphère terrestre diminue donc le rayonnement infrarouge émis en direction de l'espace et participe à l'augmentation de l'effet de serre, un sujet d'actualité. Le SF_6 est une des 6 molécules dont l'émission doit être réduite d'après le protocole de Kyoto. Le potentiel de réchauffement global (PRG) permet de caractériser les gaz à effet de serre par rapport à 1 kg de dioxyde de carbone (CO_2) pour une durée de vie dans l'atmosphère estimée à 100 ans. Le PRG du CO_2 étant la référence, équivaut à 1, à la différence du SF_6 qui a un PRG de 22800. En effet, la durée de vie de ce gaz dans l'atmosphère est de 3200 ans. Il est donc important de limiter la consommation de ce gaz. Les autres gaz utilisés au cours de la thèse ont une contribution à l'augmentation de l'effet de serre nulle, car ils sont soit des gaz rares (Ar, Xe, Kr) soit un composant essentiel à la vie sur Terre (O_2). Par conséquent, l'impact environnemental de la thèse est principalement lié à la consommation de SF_6.

B.2 Consommation de gaz

La figure B.1 montre le débit normalisé des gaz utilisés pour chacune des trois années de thèse. La figure B.2 représente la quantité utilisée pour chaque bouteille de gaz. Le SF_6 a une place importante dans cette consommation, puisque environ 50 % de la bouteille de 160 L a été consommé.

Cette consommation est ensuite reportée dans le tableau B.1 qui illustre la masse des gaz utilisés ainsi que la correspondance en heures de tir pour 1 sccm. Les deux plus grosses consommations sont celles du Kr et du SF_6. Leur équivalent en heures de tir est supérieure à 1000 h. Malgré son importance, la consommation de SF_6 reste en accord avec la réglementation en vigueur. Pour finir, le tableau B.2 décrit l'impact environnemental qu'a eu l'émission de SF_6 dans l'atmosphère au cours de cette thèse. La consommation des trois années de thèse équivaut à 10.15 tonnes de CO_2 pouvant être illustré par différentes

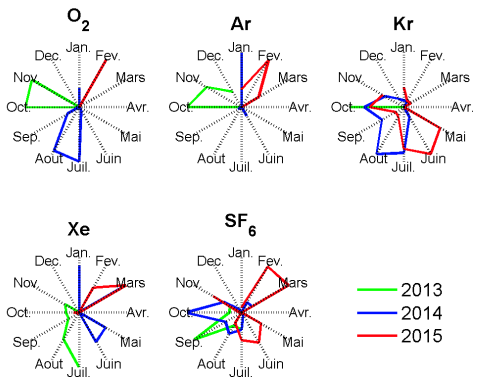


FIGURE B.1 – Débit normalisé pour chaque année des gaz utilisés dans les propulseurs.

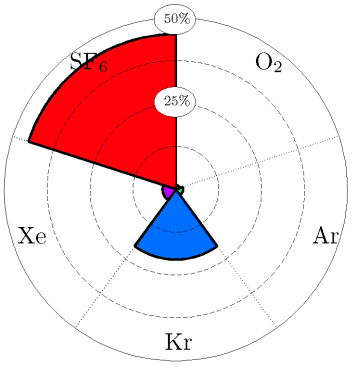


FIGURE B.2 – Pourcentage des bouteilles consommées des gaz utilisés.

Gaz	O_2	Ar	Kr	Xe	SF_6
Masse, g	17	38	383	113	445
Temps (1 sccm), h	283	356	1710	320	1204

TABLE B.1 – Consommation des gaz utilisés lors de cette thèse et son équivalent en heures de tir pour un débit de 1 sccm.

distances parcourues suivant le type de voiture, pour illustrer cette consommation sur 3 ans.

Équivalent en CO_2, tonnes	Voiture (essence), km	Voiture (gazole), km
10.15	84612	76920

TABLE B.2 – Équivalent de la consommation de SF_6 pour la thèse en tonnes de CO_2 et en kilomètres parcourus en voiture.

Bibliographie

[1] A.C. Dunhill and R.D. Alexander. The curiously circular orbit of kepler-16b. *arXiv*, 1308.0596v1, 2013. (Cité en page 2.)

[2] Gerard Maral and Michel Bousquet. *Satellite communications systems*. Wiley, 2009. (Cité en pages 3, 7, 13 et 24.)

[3] Martin J. L. Turner. *Rocket and Spacecreft Propulsion Principles, Practice and New Developments*. Springer, 2005. (Cité en page 4.)

[4] R Rhoads Stephenson. Electric propulsion development and application in the united states. In *Proceedings of the 24th International Electric Propulsion Conference, Moscow*, volume 1, pages 95–1, 1995. (Cité en page 4.)

[5] JR Fisher and SD Meyer. The design and development of the MR-510 arcjet power conditioning unit. *Defense Technical Information Center*, 1998. (Cité en page 4.)

[6] Robert G. Jahn. *Physics of Electric Propulsion*. McGraw-Hill Book Company, 1968. (Cité en page 4.)

[7] J. S. Sovey, V. K. Rawlin, and M. J. Patterson. Ion propulsion development projects in U.S. : Space electric rocket test I to deep space 1. *Journal of propulsion and power*, 17 :517–526, 2001. (Cité en pages 4 et 13.)

[8] J. E. Polk and al. An overview of the results from an 8200 hour wear test of the nstar ion thruster. *AIAA, paper*, 2446 :1999, 1999. (Cité en pages 4 et 13.)

[9] Sankovic, John M and Hamley, John A and Haag, Thomas W. *Performance evaluation of the Russian SPT-100 thruster at NASA LeRC*. National Aeronautics and Space Administration, 1993. (Cité en page 4.)

[10] M. J. Patterson and S. W. Benson. *NEXT Ion Propulsion System Development Status and Performance*. National Aeronautics and Space Administration, 2008. (Cité en pages 7 et 13.)

[11] Rainer Killinger and al. Electric propulsion system for ARTEMIS. *26th IEPC (Kitakyushu, Japan)*, 1 :373–380, 1999. (Cité en pages 7 et 13.)

[12] H. Kuninaka and al. Re-ignition of microwave discharge ion engines on hayabusa for homeward journey. In *Proceeding of 30th International Electric Propulsion Conference (Florence, Italy) IEPC-2007-9*, 2007. (Cité en pages 7 et 13.)

[13] C. Bramanti, R. Walker and al. The innovative dual-stage 4-grid ion thruster concept - theory and experimental results. *the International Astronautical Federation*, 2006. (Cité en page 7.)

[14] Dan M. Goebel and Ira Katz. *Fundamentals of Electric Propulsion : Ion and Hall Thrusters*. Wiley & Sons, 2008. (Cité en pages 7, 8 et 138.)

[15] Burak Yavuz, Emre Turkoz, Murat Celik. Prototype design and manufacturing method of an 8 cm diameter RF ion thruster. In *Recent Advances in Space Technologies (RAST), 2013 6th International Conference on*, pages 619–624, 2013. (Cité en page 8.)

[16] J. R. Anderson, I. Katz, D. Goebel. Numerical simulation of two-grid ion optics using a 3d code. *The American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2004. (Cité en page 8.)

[17] A. Sengupta, J. R. Brophy, K. D. Goodfellow. Status of the extended life test of the deep space 1 flight spare ion engine after 30,352 hours of operation. *The American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2003. (Cité en page 8.)

[18] J. L. V. Noord. Lifetime assessment of the next ion thruster. In *Proceedings of 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, (Cincinnati, OH)*, 2007. (Cité en page 8.)

[19] R. G. Jahn. Electric propulsion. *Encyclopedia of Physical Science and Technology*, 5 :125–141, 2002. (Cité en page 8.)

[20] S. Mazouffre. Laser-induced fluorescence diagnostics of the cross-field discharge of hall thrusters. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 22 :013001, 2011. (Cité en page 9.)

[21] E. Ahedo. Plasmas for space propulsion. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 53 :124037, 2011. (Cité en page 9.)

[22] I. G. Mikellides and al. Magnetic shielding of the channel walls in a hall plasma accelerator. *Phys. Plasmas*, 18 :033501, 2011. (Cité en page 10.)

[23] S. Mazouffre, S. Tsikata, and J. Vaudolon. Development and experimental characterization of a wall-less hall thruster. *J. Appl. Phys.*, 116 :243302, 2014. (Cité en page 10.)

[24] K. Dannenmayer and S. Mazouffre. Elementary scaling relations for hall effect thrusters. *J. Propul. Power*, 27 :236–245, 2011. (Cité en page 10.)

[25] Anil K. Maini and Varsha Agrawal. *Satellite technology principles and applications*. Wiley, 2007. (Cité en page 11.)

[26] P. J. Wilbur, V. K. Rawlin and J. R. Beattie. Ion thruster development trends and status in the united states. *Journal of propulsion and power*, 14 :708–715, 1998. (Cité en page 13.)

[27] M. Martinez-Sanchez and J. E. Pollard. Spacecraft electric propulsion - an overview. *Journal of propulsion and power*, 14 :688–699, 1998. (Cité en page 13.)

[28] J. E. Foster and al. The high power electric propulsion (HiPEP) ion thruster. *AIAA Paper*, 3812, 2004. (Cité en page 13.)

[29] John R. Brophy, Michael G. Marcucci, Gani B. Ganapathi and al. Implementation of the Dawn ion propulsion system. In *Proceedings of 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, (Tucson, Arizona, USA) AIAA 2005-4071*, volume 41, 2005. (Cité en page 13.)

[30] M. R. Drinkwater, R. Floberghagen, R. Haagmans, D. Muzi and A. Popescu. Goce : ESA's first Earth explorer core mission. *Space Science Reviews*, 00 :1–14, 2002. (Cité en page 13.)

[31] J. van Casteren, J. Benkhoff, R. Carli, B. Gramkow, M. Novara, M. Ranne, R. Schulz. Bepi colombo - the mercury challenge. *the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, pages 1588–1595, 2006. (Cité en page 13.)

[32] A. Aanesland, A. Meige and P. Chabert. Electric propulsion using ion-ion plasmas. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 162, page 012009, 2009. (Cité en page 16.)

[33] A. Aanesland, S. Mazouffre and P. Chabert. Pegases a new promising electric propulsion concept. *europhysics-news*, 42 :28, 2011. (Cité en page 16.)

[34] A. Aanesland, J. Bredin, P. Chabert, and V. Godyak. Electron energy distribution function and plasma parameters across magnetic filters. *Appl. Phys. Lett.*, 100(4) :044102, 2012. (Cité en pages 16 et 60.)

[35] Bredin J., Chabert P. and Aanesland A. Langmuir probe analysis of highly electronegative plasmas. *Appl. Phys. Lett.*, 102 :154107, 2013. (Cité en pages 16, 29, 43, 59 et 96.)

[36] D. Rafalskyi, L. Popelier, and A. Aanesland. Experimental validation of the dual positive and negative ion beam acceleration in the plasma propulsion with electronegative gases thruster. *J. Appl. Phys.*, 115 :053301, 2014. (Cité en pages 16 et 132.)

[37] J. Szabo, M. Robin, S. Paintal, B. Pote, V. Hruby, C. Freeman. Iodine propellant space propulsion. In *Proceedings of 33rd International Electric Propulsion Conference, (Washington, D.C., USA), IEPC-2013-311*, 2013. (Cité en page 16.)

[38] P. Chabert. Propulseur à plasma électronégatif. Google Patents, 2007. (Cité en page 16.)

[39] Gary Leray. *PEGASES : Plasma Propulsion with Electronegative Gases*. PhD thesis, Ecole polytechnique Palaiseau, 2009. (Cité en page 16.)

[40] L. Popelier. *Développement du propulseur PEGASES : source inductive à haute performance et accélération successive de faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs*. PhD thesis, Ecole polytechnique Palaiseau, 2012. (Cité en pages 16, 19, 121, 122, 123 et 140.)

[41] D. J. Economou. Fundamentals and applications of ion-ion plasmas. *Applied Surface Science*, 253 :6672, 2007. (Cité en page 16.)

[42] N. Oudini and al. Negative ions extraction and acceleration. In *Proceedings of 41st EPS Conference on Plasma Physics, O5.310*, 2014. (Cité en page 17.)

[43] E. Amorim. *Arcs électrique sur panneaux solaires de satellite*. PhD thesis, L'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 2002. (Cité en page 18.)

[44] James D. Callen. *Fundamentals of Plasma Physics*. 2003. (Cité en pages 18 et 137.)

[45] J. D. Huba. Nrl plasma formulary, 2009. (Cité en pages 18 et 137.)

[46] G. Kokkoris, A. Panagiotopoulos, A. Goodyear, M. Cooke and E. Gogolides. A global model for SF_6 plasmas coupling reaction kinetics in the gas phase and on the surface of the reactor walls. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 42 :055209, 2009. (Cité en pages 18 et 20.)

[47] S. Mazouffre, P. Echegut and M. Dudeck. A calibrated infrared imaging study on the steady state thermal behaviour of Hall effect thrusters. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 16 :13–22, 2007. (Cité en page 19.)

[48] N. Gascona, M. Dudeck and S. Barral. Wall material effects in stationary plasma thrusters. I. parametric studies of an SPT-100. *Phys. Plasmas*, 10 :4123–4136, 2003. (Cité en page 19.)

[49] V. A. Godyak. Electrical and plasma parameters of ICP with high coupling efficiency. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 20 :025004, 2011. (Cité en pages 19 et 140.)

[50] *Dexter, Magnetic technologies, Reference & Manual*. (Cité en page 21.)

[51] Wiley J. Larson and James R. Wertz. *Space Mission Analysis and Design*. Kluwer Academic Publishers, 1999. (Cité en page 24.)

[52] Aroh Barjatya. *Langmuir Probe Measurements In The Ionosphere*. PhD thesis, UTAH STATE UNIVERSITY, 2007. (Cité en page 26.)

[53] R. L. Merlino. Understanding langmuir probe current-voltage characteristics. *Am. J. Phys.*, 75 :1078, 2007. (Cité en page 27.)

[54] V. A. Godyak. *Soviet Radio Frequency Discharge Research*. Delphic Associates, 1986. (Cité en page 27.)

[55] *Plasmas froids : Génération, caractérisation et technologies*. Université de Saint-Etienne, 2004. (Cité en page 29.)

[56] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir. The theory of collectors in gaseous discharges. *Phys. Rev.*, 28 :727–763, 1926. (Cité en page 29.)

[57] Lieberman and Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges*. John Wiley & Sons, 1994. (Cité en page 29.)

[58] P. Chabert and N. Braithwaiste. *Physics of radio-frequency plasmas*. Cambridge, 2011. (Cité en page 29.)

[59] Tsv. K. Popov, M. Mitov, A. Bankova, P. Ivanova, M. Dimitrova, S. Rupnik, J. Kovacic, T. Gyergyek, M. Cercek, and F. M. Dias. Langmuir probe method for precise evaluation of the negative ion density in electronegative gas discharge magnetized plasma. *Contrib. Plasma Phys.*, 53 :51–56, 2013. (Cité en page 29.)

[60] D. R. Boris, R. F. Fernsler and S. G. Walton. Measuring the electron density, temperature, and electronegativity in electron beamgenerated plasmas produced in argon / SF_6 mixtures. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 24 :025032, 2015. (Cité en page 29.)

[61] I. Djermanov, N. Djermanova, Zh. Kiss'ovski and Ts. Tsankov. Langmuir probe differential measurement technique in inductively coupled RF plasmas. In *J. Phys. : Conf. Ser.*, volume 63, page 012030, 2006. (Cité en page 29.)

[62] Chen, F. F. Lecture notes on langmuir probe diagnostics. *IEEE-ICOPS meeting*, 2003. (Cité en page 29.)

[63] J. D. Johnson and A. J. T. Holmes. Edge effect correction for small planar langmuir probes. *Rev. Sci. Instrum*, 61 :2628, 1990. (Cité en page 30.)

[64] Sang-Wook Kim. *Experimental investigations of plasma parameters and species-dependent ion energy distribution in the plasma exhaust plume of a hall thruster*. PhD thesis, University of Michigan, 1999. (Cité en page 31.)

[65] M. E. Arciaga, A. G. Mendenilla, and H. J. Ramos. Characteristics of an E × B probe for extraction of H ions from a magnetized sheet plasma source. *Rev. Sci. Instrum*, 74 :951–955, 2003. (Cité en pages 31 et 38.)

[66] B. M. Reid, R. Shastry, A. D. Gallimore. Angularly-resolved E×B probe spectra in the plume of a 6-kW hall thruster. In *Proceedings of the 44th Joint Propulsion Conference, (Hartford, CT), AIAA 2008-5287*, 2008. (Cité en page 31.)

[67] Bryan Michael Reid. *The Influence of Neutral Flow Rate in the Operation of Hall Thrusters*. PhD thesis, University of Michigan, 2009. (Cité en page 31.)

[68] R. Shastry, R. R. Hofer, B. M. Reid, and A. D. Gallimore. Method for analyzing E×B probe spectra from hall thruster plumes. *Rev. Sci. Instrum*, 80 :063502, 2009. (Cité en page 31.)

[69] D. Gerst, D. Renaud and S. Mazouffre. E × B probe investigation of the PEGASES thruster ion beam in Xe and SF_6. In *Proceedings of 33rd International Electric Propulsion Conference, (Washington, DC, USA), IEPC-2013-130*, 2013. (Cité en page 31.)

[70] D. Gerst. *Investigation of Magnetized Radio Frequency Plasma Sources for Electric Space Propulsion*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2013. (Cité en pages 31, 102 et 124.)

[71] Y. Lim, H. Kim, W. Choe, S. Hun Lee, J. Seon, and H. June Lee. Observation of a high-energy tail in ion energy distribution in the cylindrical hall thruster plasma. *Phys. Plasmas*, 21(103502) :103502, 2014. (Cité en pages 31 et 75.)

[72] C. Bohm and J. Perrin. Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges. *Rev. Sci. Instrum.*, 64 :31–44, 1992. (Cité en page 33.)

[73] M. Celik, M. Santi, S. Cheng, M. Martinez-Sanchez and J. Peraire. Hybrid-PIC simulation of a hall thruster plume on an unstructured grid with DSMC collisions. In *Proceedings of 28th International Electric Propulsion Conference, (Toulouse, France), IEPC-03-134*, 2003. (Cité en page 34.)

[74] P. D. Desai, T. K. Chu, H. M. James, and C. Y. Ho. Electrical resistivity of selected element. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 13 :1069, 1984. (Cité en page 35.)

[75] Martin Reiser. *Theory and design of charged particle beam*. Wiley-VCH, 2008. (Cité en page 35.)

[76] R. Scrivens. Classification of ion sources. *ArXiv*, 2014. (Cité en page 35.)

[77] Lassner, E. and Schubert, W.D. *Tungsten : Properties, Chemistry, Technology of the Element, Alloys, and Chemical Compounds*. Springer US, 2012. (Cité en page 36.)

[78] El Houcine OUBENSAID. *Elaboration et structuration d'empilements $CO/Al_2O_3/CO/Ni_{80}Fe_{20}$ par pulvérisation ionique*. PhD thesis, L université de PARIS XI, 2006. (Cité en page 36.)

[79] D. Renaud, D. Gerst, S. Mazouffre, and A. Aanesland. E×B probe measurements in molecular and electronegative plasmas. *Rev. Sci. Instrum*, 86 :123507, 2015. (Cité en page 38.)

[80] P.G. Datskos, J.G. Carter, L.G. Christophorou. Photodetachment of SF_6^-. *Chemical Physics Letters*, 239 :38–43, 1995. (Cité en page 42.)

[81] J. Conway, N. Sirse, S. K. Karkari and M. M. Turner. Using the resonance hairpin probe and pulsed photodetachment technique as a diagnostic for negative ions in oxygen plasma. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 19 :065002, 2010. (Cité en page 42.)

[82] C. Kullig, K. Dittmann and J. Meichsner. Analysis of negative ions in a cc-rf oxygen plasma by means of laser photodetachment and microwave interferometry. In *Proceedings of 30th ICPIG, August 28th - September 2nd, 2011, (Belfast, UK)*, 2011. (Cité en page 42.)

[83] H. Hotop. Binding energies in atomic negatif ions. *J.Phys.Chem.Ref.Data*, 4 :540–573, 1975. (Cité en page 43.)

[84] Hotop and Lineberger. Binding energies in atomic negative ions ii. *J. Phys. Chem.*, 14 :731–750, 1985. (Cité en page 43.)

[85] E. C. M. Chen and al. The negative ion states of sulfur hexafluoride. *J. Chem. Phys.*, 88 :4711, 1988. (Cité en page 43.)

[86] C. Blondel, P. Cacciani, C. Delsart, and R. Trainham. High-resolution determination of the electron affinity of fluorine and bromine using crossed ion and laser beams. *Physical review A*, 40 :3698–3701, 1989. (Cité en page 43.)

[87] A. Chutjian, A. Garscadden, and J. M. Wadehra. Electron attachment to molecules at low electron energies. 1994. (Cité en page 43.)

[88] A. E. Stevens Miller and al. Negative ion chemistry of SF_4. *J. Chem. Phys.*, 102 :8865, 1995. (Non cité.)

[89] C. Blondel. Recent experimental achievements with negative ions. *Physica Scripta.*, T58 :31–42, 1995. (Cité en page 43.)

[90] R. A. King, J. M. Galbraith, and H. F. Schaefer. Negative ion thermochemistry : The sulfur fluorides SF_n / SF_n^- (n = 1-7). *J. Phys. Chem.*, 100 :6061–6068, 1996. (Cité en page 43.)

[91] T. M. Miller. *Handbook of Chemistry and Physics 87th edition.* CRC Press, 2006. (Cité en page 43.)

[92] T. M. Miller, A. A. Viggiano, and J. Troe. Electron attachment to SF_6 under well defined conditions : Comparison of statistical modeling results to experiments. *J. Phys. : Conf. Ser.*, 115 :012019, 2008. (Cité en page 43.)

[93] S. Vacquie, A. Gleizes, and M. Sabsabi. Measurement of the photodetachment cross section of the negative ion of fluorine. *Physical Review A*, 35 :1615, 1987. (Cité en pages 43 et 87.)

[94] L. G. Christophorou and J. K. Olthoff. Electron interactions with SF_6. *J.Phys.Chem.Ref.Data*, 29 :267, 2000. (Cité en page 43.)

[95] I. C. Abraham G. A. Hebner and J. R. Woodworth. Characterization of SF_6 / argon plasmas for microelectronics applications. Technical report, Sandia National Laboratories, 2002. (Cité en page 43.)

[96] C. Melania Oanaa and Anna I. Krylov. Cross sections and photoelectron angular distributions in photodetachment from negative ions using equation-of-motion coupled-cluster dyson orbitals. *J. Chem. Phys.*, 131 :124114, 2009. (Cité en page 43.)

[97] K. Nagaseki and al. Negative ions in 13.56 MHz discharge of SF_6 in a planar diode. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34 :852–855, 1995. (Cité en page 43.)

[98] P Chabert, T E Sheridan, R W Boswell and J Perrin. Electrostatic probe measurement of the negative ion fraction in an SF_6 helicon discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 8 :561–566, 1999. (Cité en page 43.)

[99] L.M. Cabalin, J.J. Laserna. Experimental determination of laser induced breakdown thresholds of metals under nanosecond q-switched laser operation. *Spectrochimica Acta Part B*, 53 :723–730, 1998. (Cité en page 46.)

[100] M. Bacal. Photodetachement diagnostic techniques for measuring negative ion densities and temperatures in plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, 71 :3981–4006, 2000. (Cité en pages 46, 47 et 86.)

[101] P. M. Bryant and J. W. Bradley. Optimum circuit design for the detection of laser photodetachment signals. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 22 :015014, 2012. (Cité en page 46.)

[102] Sedina TSIKATA. *Small-scale electron density fluctuations in the hall thruster, investigated by collective light scattering.* PhD thesis, ECOLE POLYTECHNIQUE, 2009. (Cité en page 48.)

[103] A. N. Goyette, Yicheng Wang, and J. K. Olthoff. Ion compositions and energies in inductively coupled plasmas containing SF_6. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 19(1294) :1294, 2001. (Cité en page 55.)

[104] A Picard, G Turban and B Grolleau. Plasma diagnostics of a SF_6 radiofrequency discharge used for the etching of silicon. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 19 :991–1005, 1986. (Cité en page 55.)

[105] D. Rafalskyi, J. Bredin, and A. Aanesland. Controlled deposition of sulphur-containing semiconductor and dielectric nano-structured films on metals in SF_6 ion-ion plasma. *J. Appl. Phys.*, 114 :213303, 2013. (Cité en page 55.)

[106] Levko, D and Garrigues, L and Hagelaar, GJM. Transport of low pressure electronegative SF_6 plasma through a localized magnetic filter. *Phys. Plasmas*, 21 :083505, 2014. (Cité en pages 58, 60 et 89.)

[107] D. Levko, L.Garrigues and G. Hagelaar. Diffusion of low-pressure electronegative plasma in magnetic field. *EPL*, 102 :55004, 2013. (Cité en page 60.)

[108] D. Levko, L. Garrigues and G. J. M. Hagelaar. Chemical composition of SF_6 low-pressure plasma in magnetic field. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 47 :045205, 2014. (Cité en page 63.)

[109] T. Lafleur, D. Rafalskyi and A. Aanesland. Alternate extraction and acceleration of positive and negative ions from a gridded plasma source. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 24 :015005, 2014. (Cité en page 65.)

[110] H. Riege. Neutralization principles for the extraction and transport of ion beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 451, 2000. (Cité en page 66.)

[111] Sebastian Menk. *Vibrational Auto-Detachment of the Sulfur Hexafluoride Anion in a Low-background Cryogenic Ion Beam Trap*. PhD thesis, Combined Faculties for the Natural Science and Mathematics of the Ruperto-Carola-University of Heidelberg,, 2013. (Cité en page 70.)

[112] A. Aanesland and al. The PEGASES gridded ion-ion thruster performance and predictions. In *Proceedings of 33rd International Electric Propulsion Conference (The George Washington University, Washington, D.C), IEPC-2013-259*, 2013. (Cité en pages 73 et 88.)

[113] NIST. http ://www.nist.gov/. (Cité en page 85.)

[114] K. E. Greenberg, G. A. Hebner, and J. T. Verdeyen. Negative ion densities in NF_3 discharges. *Appl. Phys. Lett.*, 44 :299–300, 1984. (Cité en page 86.)

[115] I. Ishikawa. Detection technique of negative ions by photodetachment in SF_6 low-frequency discharge. *Japanese Journal of Applied Physics*, 29 :767–768, 1990. (Cité en page 86.)

[116] F. El BalghitiSube, F. G. Baksht, and M. Bacal. Photodetachment diagnostics of plasma with a high n /n_e ratio. *Rev. Sci. Instrum*, 67 :2221, 1996. (Cité en page 86.)

[117] L. St-Onge, M. Chaker, and J. Margot. Laser-induced photodetachment in high-density low-pressure SF_6 magnetoplasmas. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 18 :2363, 2000. (Cité en page 87.)

[118] S. Kajita and al. Effect of probe surface ablation on laser photodetachment signals. *Contrib. Plasma Phys.*, 44 :607–612, 2004. (Cité en page 87.)

[119] J. G. Laframboise and L. J. Sonmor. Current collection from space plasmas. *NASA CP-3089*, pages 13–49, 1990. (Cité en page 88.)

[120] S. Kajita, S. Kado, A. Okamoto, and S. Tanaka. Application of eclipse laser photodetachment technique to electron sheath thickness and collection region measurements. *Physical Review E*, 70 :066403, 2004. (Cité en page 88.)

[121] J. Bredin. *D veloppement de diagnostics lectrostatiques pour le filtrage magn tique et la formation du plasma ion-ion dans le propulseur PEGASES*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2013. (Cité en page 91.)

[122] A. Kono, M. Endo, K. Ohata, S. Kishimoto, and T. Goto. Charged particle densities and kinetics in a radiofrequency SF_6 plasma. *J. Appl. Phys.*, 76 :7221–7230, 1994. (Cité en page 91.)

[123] J. Margot, M. Chaker, L. St-Onge and al. High-frequency magnetoplasmas in electronegative gases. *J. PHYS IV*, C4 :295–305, 1997. (Cité en page 91.)

[124] D Gerst, S Cuynet, M Cirisan and S Mazouffre. Plasma drift in a low-pressure magnetized radio frequency discharge. *Plasma Sources Sci. Technol*, 22 :015024, 2013. (Cité en page 104.)

[125] St. Kolev, G. J. M. Hagelaar, G. Fubiani and J-P. Boeuf. Physics of a magnetic barrier in low-temperature bounded plasmas : insight from particle-in-cell simulations. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 21 :025002, 2012. (Cité en pages 104 et 111.)

[126] J. P. Boeuf, J. Claustre, B. Chaudhury, and G. Fubiani. Physics of a magnetic filter for negative ion sources. ii. E×B drift through the filter in a real geometry. *Phys. Plasmas*, 19 :113510, 2012. (Cité en pages 104 et 111.)

[127] G Fubiani and J P Boeuf. Three-dimensional modeling of a negative ion source with a magnetic filter : impact of biasing the plasma electrode on the plasma asymmetry. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 24 :055001, 2015. (Cité en pages 104 et 111.)

[128] N. Oudini and al. Numerical experiment to estimate the validity of negative ion diagnostic using photodetachment combined with langmuir probing. *Phys. Plasmas*, 21 :073509, 2015. (Cité en page 104.)

[129] P. Devynck. Mesure de la densité et de la vitesse des ions H^- par photodétachement laser. *Revue Phys. Appl.*, 24 :207–214, 1988. (Cité en page 105.)

[130] Fair-Rite Products Corp. *http ://www.elnamagnetics.com/wp-content/uploads/catalogs/Fair-Rite-Products/catalog.pdf*. (Cité en page 117.)

[131] V. I. Demidov. Electric probes for plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, 73 :3409–3439, 2002. (Cité en page 137.)

[132] J. Kuffel E. Kuffel, W.S. Zaengl. *High Voltage Engineering*. 2000. (Cité en page 143.)

[133] C.P. Rinsland and al. SF_6 ground-based infrared solar absorption measurements : long-term trend, pollution events, and a search for SF_5CF_3 absorption. *J. Quant. Spectrosc. Ra.*, 78 :41–53, 2002. (Cité en page 143.)

Denis Renaud

Caractérisation du propulseur PEGASES : diagnostics du filtre magnétique et du faisceau ; optimisation de la géométrie.

Le propulseur de PEGASES est un moteur ionique qui diffère des autres technologies. La particularité de ce propulseur est l'utilisation d'un gaz électronégatif, à savoir le SF_6. Un champ magnétique est utilisé pour piéger les électrons et augmenter la production des ions négatifs. Le plasma résiduel à faible densité d'électrons, dit plasma ion-ion, permet l'extraction et l'accélération des ions positifs et négatifs. Les ions recombinent par paire dans le faisceau et garantissent la neutralité dans le faisceau. L'extraction d'une quantité équivalente d'ions positifs et négatifs permet ainsi d'éviter l'emploi d'un neutraliseur.

Afin d'étudier les propriétés du faisceau ionique, une sonde E×B est utilisée pour diagnostiquer les vitesses et les proportions des molécules formées puis accélérées. La sonde n'étant pas parfaite, une calibration permet de déterminer avec précision les différentes espèces présentes dans le plasma. La présence d'ions positifs et négatifs ont pu être démontré via des mesures par sonde E×B.

La technique de photo-détachement par laser est employée afin d'étudier les ions de charge négative. Cette méthode permet d'obtenir la proportion d'ions négatifs par rapport aux électrons. L'électronégativité dans ce type de décharge est très importante. La technique a montré l'importance du filtre magnétique. Cependant, la configuration de celui-ci n'est pas optimale puisqu'une structure est créée par la dérive électronique.

Un nouveau propulseur à géométrie circulaire a été conçu, construit et testé. Cette nouvelle architecture utilise une dérive électronique fermée circulaire grâce à des aimants permanents. Les expériences ont validé le concept et montre l'importance d'une géométrie en anneau.

Mots clés : Propulsion spatial, PEGASES, ion négatif, AIPE, moteur à grilles, photo-détachement par laser, sonde E×B, dérive électronique.

Investigation of the PEGASES thruster : study of magnetic field and ion beam ; geometry optimization

The PEGASES ion thruster differs from standard electric propulsion technologies through its use of electronegative gases, such as SF_6, as a propellant. Its operation relies on the trapping of electrons using a magnetic field and the creation of a plasma dominated by positive and negative ions. These ions are alternately accelerated to produce thrust, and later undergo a recombination to ensure beam neutrality. This thruster eliminates the need for an electron-producing neutralizer, which is a standard feature in other sources such as the Hall thruster.

This thesis is divided into three parts. The first describes the development and implementation of a new E×B probe for the study of the ion beam properties, the identification of the beam chemical composition and the verification of the presence of negative and positive ion species. The second part concerns the design and application of a new laser photodetachment diagnostic for the measurement of the negative ion fraction. Lastly, a new ion-ion thruster with a circular geometry, known as AIPE, has been designed, constructed and successfully tested. This prototype eliminates the plasma asymmetry present in PEGASES and reveals the importance of the magnetic filter to source operation.

Keywords : Space propulsion, PEGASES, negative ion, AIPE, ion engine, laser photodetachment, E×B probe, electronic drift.

ICARE - CNRS
1C Avenue de la Recherche Scientifique
45071 Orléans Cedex 2, France