

# UNIVERSITÉ D'ORLÉANS



#### ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

LABORATOIRE ICARE

# THÈSE présentée par :

#### **Guillaume BOURGEOIS**

soutenue le 27 septembre 2012

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

Discipline: Physique des plasmas

# Influence de la topologie magnétique, de la cathode et de la section du canal sur l'accélération des ions dans un propulseur à effet Hall

THÉSE dirigée par :

Stéphane MAZOUFFRE Chargé de recherches, ICARE, CNRS Orléans

RAPPORTEURS:

Fabrice DOVEIL Directeur de recherches, LPIIM, Univ. de Provence

**Gérard HENRION** Directeur de recherches, IJL, Univ. de Nancy

#### JURY:

Laïfa BOUFENDI
Fabrice DOVEIL
Titaina GIBERT
Laurent GARRIGUES
Gérard HENRION
Directeur de recherches, LPIIM, Univ. de Provence
Maitre de conférences GREMI, Université d'Orléans
Chargé de recherches, LAPLACE, Univ. Toulouse
Directeur de recherches, IJL, Univ. de Nancy
Stéphane MAZOLIFERE, Chargé de recherches, ICARE, CNRS, Orléans

Stéphane MAZOUFFRE Chargé de recherches, ICARE, CNRS Orléans Nader SADEGHI Directeur de recherches, Univ. Grenoble 1/LIPhy

Nicolas ARCIS Docteur, CNES, Invité

Michel DUDECK Professeur, UPMC Paris 6, Invité

Stephan ZURBACH Docteur, SNECMA, Invité

	$\mathbf{a}$	
-	_	-

# Table des matières

I Intro	duction	9
I.1 Pro	opulsion	9
I.1.1	Des satellites et des hommes	9
I.1.2	De l'intérêt de la propulsion électrique	11
I.1.3	Propulsion à effet Hall	12
I.2 Ob	jectif de la thèse et campagnes expérimentales	13
I.2.1	Objectif de la thèse	13
I.2.2	Banc d'essais	14
I.2.3	Propulseurs étudiés	15
I.3 Co	ontenu de la thèse	16
II Speci	troscopie de FIL appliquée aux PEH	19
II.1 Pri	incipe et état de l'art	19
II.1.1	Introduction et principe	19
II.1.2	Synthèse des études par spectroscopie de FIL appliquée aux PEH	21
II.2 Ba	nc optique	23
II.2.1	Branche d'injection : version fibrée et périscope	23
II.2.2	Branche de collection et acquisition du signal	25
II.3 Tr	ansitions et diagrammes d'énergie	26
II.3.1	Transitions pour Xe I	27
II.3.2	Transition pour Xe II	28
II.3.3	Transition pour Kr II	31
III Tran	sport atomique dans un propulseur à effet Ha	all. 33
III.1 Me	esures sur le PPS®100-ML – céramiques BN-SiO <sub>2</sub>	33
III.1.1	Spectres de fluorescence	33
III.1.2	Evolution de la vitesse la plus probable et interprétation	35
III.2 Me	esures sur le PPI – céramiques Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	38
IV Tran	sport ionique dans la direction axiale	41

IV.1 Pro	éliminaires : FDV de Xe II dans le PPS®100-ML	41
IV.1.1	FDVI, vitesse moyenne et dispersion	41
IV.1.2	Champ électrique : calculs et interprétation	46
IV.2 Ef	ficacité d'accélération dans le PPI	49
IV.2.1	Influence de la géométrie sur l'accélération ionique	49
IV.2.2	Influence du champ magnétique	53
IV.2.3	Influence du débit anodique	56
IV.2.4	Influence du potentiel de la cathode sur l'accélération des ions Xe II	57
V Inter	action de faisceaux dans la plume du PPI	59
V.1 Me	esures sur l'axe médian du canal	60
V.2 Me	esures sur l'axe du moteur	63
V.3 Me	esures complémentaires : visualisation sur plusieurs lignes de v	isée 66
VI Vites	se azimutale des ions	69
VI.1 Pro	éliminaire : intérêt physique et technique	69
VI.2 Me	esures sur le PPS®100-ML	71
VI.2.1	Géométrie des points de mesure et conventions	71
VI.2.2	Spectres de fluorescence	73
VI.2.3	Influence du débit de gaz dans l'anode	73
VI.2.4	Influence du champ magnétique	74
VI.2.5	Influence de la tension de décharge	79
VI.3 Me	esure sur le PPI	81
VI.3.1	Point de mesure et positions de la cathode	81
VI.3.2	Influence de la tension de décharge	82
VI.3.3	Influence du potentiel de la cathode	83
VII Evol	ution temporelle du champ électrique	85
VII.1 Pri	ncipe et montage	85
VII.1.1	Préliminaire : évolution temporelle de la décharge	85
VII.1.2	Principe	87
VII 1 3	Montage	88

VII.2 Evo	olution temporelle du champ électrique	90
VII.2.1	Influence de l'interruption sur le comportement moyen de la décharge	90
VII.2.2	Evolution temporelle des FDVIs	92
VII.2.3	Evolution temporelle des grandeurs macroscopiques	95
VII.2.4	Champ électrique accélérateur	97
VII.3 Me	sure de l'évolution temporelle sans interruption	. 100
VII.3.1	Principe de la mesure	100
VII.3.2	Premiers résultats et perspectives	103
VIII In	fluence de la topologie magnétique sur	les
perform	ances d'un PEH	107
VIII.1 Elé	ments théoriques liant la topologie magnétique et le plasma d'un	
PEH 107	1	
VIII.1.1	Influence du champ magnétique sur le plasma	107
	Influence du plasma sur l'action du champ magnétique	
VIII.2 Des	sign du circuit magnétique d'un PEH	. 113
VIII.2.1	Architecture des moteurs classiques	113
VIII.2.2	Architectures non conventionnelles	115
VIII.3 Ess	ais sur le PPS®1350-ML	.119
VIII.3.1	Paramètres retenus pour l'étude	119
VIII.3.2	Evolution des performances pour différentes topologies magnétiques	123
IX Conc	lusions	130
X ANNI	EXES	134
X.1 Cal	culs dérivés des mesures par FIL en régime stationnaire	. 134
X.1.1	Analyse théorique	134
X.1.2	Résolution numérique, conclusions et perspectives	
X.2 Eve	olution temporelle du champ électrique via l'équation de Vlasov-	
Boltzman	n non stationnaire	. 139
X3 Eve	olution des performances du PPS®1350-ML	140

- 1	6	_
-----	---	---

#### REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier ceux qui ont rendu cette thèse possible, à commencer par Dominique Grésillon qui m'a ouvert les yeux sur tout ce que pouvait m'apporter la thèse et qui a permis à la balance de pencher en faveur du oui que Stéphane attendait tant. C'est aussi à Dominique que je dois le fait d'avoir plongé dans le domaine de la physique des propulseurs à effet Hall et découvert le laboratoire ICARE.

Bien évidemment, sans Stéphane, il n'y aurait pas eu de thèse, ni même de stage, et sans doute pas un tel élargissement de mes compétences et connaissances. Plus qu'une relation de directeur de thèse à thésard, ce fut un véritable échange de connaissances et une complémentarité que j'espère pouvoir retrouver dans l'avenir tant elle fut fructueuse. Il nous resterait encore un nombre incalculable de manipes à faire, de tests à réaliser, de formules mathématiques plus ou moins infâmes à vérifier, d'heures à se demander d'où vient le petit facteur 2 du calcul de la poussée (ça devrait rappeler quelques souvenirs à certains !). Pour tout ça, pour avoir transformé l'X gratte-papier en expérimentateur – gaffeur, merci !

Merci à tous ceux qui ont contribué financièrement et matériellement au bon déroulement de ma thèse, le GdR 3161 et ses nombreux membres avec qui j'ai pu discuter et échanger, en particulier Laurent pour son humour et son accent reconnaissable entre milles, la Snecma pour le financement CIFRE, le laboratoire ICARE pour ses infrastructures (dont la fourniture en eau).

Merci à Käthe qui m'aura supporté dans le même bureau pendant tout ce temps, pour avoir sacrifié une partie de ces soirées avec l'arrêt des pompes de NExET, pour avoir partagé une rude soirée rhumée et pour avoir partagé ces nombreuses heures de manipes! Merci à tous ceux qui auront contribué de près ou de loin à la réussite des campagnes expérimentales, que ce soit directement en réalisant une partie loin d'être négligeable des essais comme Aurélien (merci d'avoir sacrifié ton été et de ne pas avoir succombé à une kryptonite aigue!), ou indirectement en réalisant les pièces urgentes dont nous avions besoin! Je pense là à tout le service commun, Pascal, Jérome, Stéphane qui nous ont quitté il y a déjà quelques années et qui ont rendu les repas du midi si mémorables, Laurent, Eric qui ont pris la relève, Nicolas et ta capacité parefoudre, Fabrice pour la conception électronique. Merci à l'équipe Pivoine avec les intermittents Baptiste, Matthieu, la dream team Guillaume&Guillaume, Pascal et l'irremplaçable Sisouk, l'homme qui murmurait à l'oreille du PPI et qui nous aura dépanné un nombre incalculable de fois. Merci à tous ceux qui ont tenté et réussi à m'apprendre des rudiments de bricolage, je partais de très bas!

La partie administrative ne fut pas en reste, Murielle, Corinne, Vincent, pour m'aider à partir en mission avec des demandes toujours « au dernier moment » et des commandes plus bizarres les unes que les autres. Je les remercie pour ne pas avoir (trop) crié lorsque les choses n'étaient pas tout à fait dans les règles !

Bon courage à Julien qui prend la suite de mes études, je crains n'avoir laissé plus de questions ouvertes après mon doctorat qu'il n'y en avait avant! Mais je ne doute pas que tu pourras y apporter de nombreuses réponses.

Merci à mes parents qui m'ont toujours soutenu et sans qui je n'aurai pu arriver là où j'en suis aujourd'hui.

Merci à Lara ♥ pour m'avoir supporté pendant ces trois années de thèse avec ses hauts et ses bas et pour avoir affronté mon manque criant de pédagogie!

	0	
-	0	-

#### I Introduction

#### I.1 Propulsion

#### I.1.1 Des satellites et des hommes

Le premier satellite artificiel Spoutnik I, dont une réplique est présentée en Figure 1, a été lancé en 1957 par l'URSS, ouvrant la voie à l'exploration de l'espace par l'homme. Très peu de temps après, en 1958, la sonde Explorer 1 envoyé par les Etats-Unis le rejoint dans ce qui sera le début de la course à l'espace, sur fond de Guerre Froide. Plus de 6000 objets ont été placés en orbite depuis ces pionniers, dont les plus marquants sont sans doute les deux stations spatiales présentées en Figure 2, MIR, construite entre 1986 et 1996 et volontairement détruite en 2001, et l'ISS, dont la construction a commencé en 1998 et qui devrait fonctionner jusqu'en 2020 voire 2028. Les premières applications de l'accès à l'espace furent militaires, secteur largement dominé par les Etats-Unis et l'URSS. Les applications civiles ne tardèrent cependant pas à émerger, avec dès 1960 les premiers satellites d'observation météorologique et de télécommunication, lancés par les USA. Les principaux débouchés sont aujourd'hui commerciaux, l'essentiel des lancements étant effectués pour la mise en orbite de satellites de communication. La croissance exponentielle du secteur des télécommunications, liée à l'omniprésence des médias sur la planète et du flux d'information toujours plus dense, continue de nourrir cet appétit spatial. Les missions d'exploration scientifique, moins nombreuses, n'en sont pas moins remarquables par l'exotisme de leurs objectifs et des prouesses technologiques réalisées.

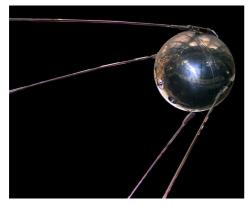




Figure 1 : Répliques de Spoutnik 1 (g) et d'Explorer 1 (d) – NASA.





Figure 2: Photographies des stations (g) MIR et (d) ISS – NASA.

L'orbite finale des satellites est extrêmement variable suivant la mission envisagée, allant de l'orbite basse dans l'atmosphère terrestre jusqu'à l'exploration lointaine du système solaire et au-delà comme le font aujourd'hui les sondes Voyager, arrivées à la limite de la sphère d'influence magnétique de notre soleil. Pour atteindre son orbite, un satellite a besoin de plusieurs étages de propulsion. Le lanceur ([1][2]) a pour mission l'extraction de la surface terrestre et l'injection sur une orbite de transfert ou sur une orbite proche de l'orbite de travail du satellite. Ces lanceurs utilisent des propergols solides ou liquides et développent des poussées gigantesques, voir par exemple les moteurs Snecma présentés dans les références [3][4][5], sur un court laps de temps, ce qui est caractérisé par une faible impulsion spécifique. Une fois dans l'espace, les moteurs propres des satellites corrigent la trajectoire ou modifient l'orientation pendant toute leur durée de vie, soit entre 5 et 15 ans. Ces moteurs embarqués développent des poussées variables allant d'extrêmement faible ( $\mu$ N) à forte ( $\mu$ N) suivant la technologie utilisée et le besoin exprimé. Le Tableau 1 donne les valeurs de poussée et d'impulsion spécifique pour plusieurs types de systèmes propulsifs utilisés pour les lanceurs et les moteurs propres aux satellites.

Un satellite d'observation en orbite basse a besoin d'une compensation de la traînée qui est exercée par l'atmosphère résiduelle dans laquelle il évolue. Cette compensation est faible mais permanente pendant toute la durée de vie du satellite, ce qui impose une grande quantité de carburant à embarquer et donc un surcoût conséquent pour la propulsion chimique. L'option électrique est alors très avantageuse. Un satellite de télécommunications commercial ou militaire, dont la mise sur orbite ne peut être réalisée par le lanceur et pour lesquels la durée de transfert doit être minimisée, a besoin d'un propulseur capable de délivrer une forte poussée pour pouvoir atteindre son orbite de fonctionnement rapidement. Dans ce cas, l'option chimique est avantageuse car la poussée maximale disponible est bien plus élevée que par la voie électrique. Une sonde d'exploration peut, a contrario, se contenter de poussées faibles sur une durée beaucoup plus longue et donc une propulsion électrique, avec selon les besoins une propulsion chimique d'appoint pour certaines manœuvres.

Tableau 1 : Données caractéristiques de plusieurs types de propulsion spatiale

Туре	Poussée	ISP	Application
Cryogénie H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	1 MN	600 s	Etage principal du lanceur
Booster poudre	1,5 MN	300 s	Etage principal du lanceur
Hydrazine	15 N	1500 s	Propulsion chimique du satellite
Propulseur à effet Hall	100 mN	3000 s	Propulsion électrique du satellite



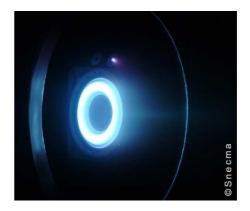


Figure 3: PPS®1350 (g) en fonctionnement dans les installations de la SNECMA (d).

#### I.1.2 De l'intérêt de la propulsion électrique

Le choix de la propulsion électrique avec une forte ISP pour une poussée réduite correspond au choix d'une économie en carburant au détriment de la rapidité de manœuvre. Toutefois, les travaux actuels de recherche et développement en propulsion électrique portent sur le développement de moteurs à forte poussée, afin de pouvoir concurrencer la propulsion chimique dans la gamme de poussée entre 1 et 10 N et bénéficier d'un rendement bien supérieur, environ 70 % pour les propulseurs électriques contre 30 % pour la propulsion chimique, en plus de l'économie liée à la masse de carburant transportée. Les plus fortes puissances testées aujourd'hui en laboratoire pour la propulsion à effet Hall sont de 20 kW [6], pour une poussée d'1 N, en France dans le banc PIVOINE-2g avec le test récent du PPS20k-ML¹, et de 50 kW aux USA (propulseur à effet Hall NASA 457-M) avec un projet en cours à Ann Arbor de propulseur à 100 kW utilisant trois canaux concentriques, suite aux essais probants du premier propulseur concentrique à deux canaux, le X2. Le moteur VASIMR, concept différent combinant un étage radiofréquence couplé à un chauffage cyclotronique ionique et une tuyère magnétique, a fonctionné sur une courte durée à 200 kW, avec un objectif au MW lorsque l'ensemble des éléments sera assemblé.

Dans le domaine de la propulsion électrique ([7][8][9][10]), de nombreuses technologies ont été testées et deux concepts se sont imposés comme les plus robustes et les plus efficaces : les propulseurs à grille et les propulseurs à effet Hall. De nouveaux concepts à fort potentiel sont aujourd'hui testés. L'objectif est d'augmenter la durée de vie, l'efficacité et la fiabilité, en s'affranchissant de certains éléments du moteur comme la cathode.

La propulsion électrique par effet Hall est utilisée aujourd'hui sur environ 300 satellites dans le monde, en grande majorité de construction russe et équipés de propulseurs de la gamme SPT. En France, le moteur PPS®1350 (voir Figure 3) développé par la SNECMA a démontré son potentiel lors de la mission SMART 1 de l'ESA en assurant le transfert entre l'orbite terrestre et l'orbite lunaire d'une sonde d'observation. Ce moteur fonctionne à une puissance nominale de 1,5 kW pour une poussée de 90 mN et une ISP de 1660 s avec un rendement d'environ 55 %. Un satellite Alphasat du programme Alphabus d'Inmarsat sera bientôt mis sur orbite avec à son bord 4 propulseurs PPS®1350 pour un lancement prévu en 2012. Un communiqué est disponible le site web du groupe Snecma [11]. Il s'agit du premier satellite commercial européen équipé intégralement de moteurs PPS®1350.

\_

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> ML signifie Modèle de Laboratoire, à opposer aux propulseurs de vol ou aux démonstrateurs technologiques

#### I.1.3 Propulsion à effet Hall

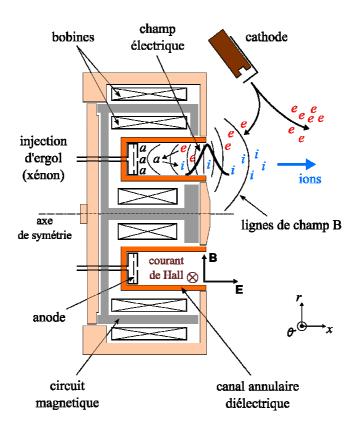


Figure 4 : Schéma de principe d'un propulseur à effet Hall.

Le propulseur, schématisé en Figure 4, est constitué de deux cylindres coaxiaux diélectriques en céramique, le plus souvent en BN-SiO<sub>2</sub> mais aussi en alumine Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. L'espace entre ces cylindres qui confinent le plasma est appelé canal de décharge. L'anode et la cathode qui permettent de créer la décharge sont situées respectivement au fond et à l'extérieur du canal. Le gaz est injecté par l'arrière du moteur à travers l'anode ou à travers une céramique poreuse, ces deux méthodes assurant une injection homogène du gaz dans le canal de décharge Suivant les moteurs, l'anode peut être combinée au distributeur de gaz ou être indépendante. La cathode est un canon à électrons qui a un double rôle, celui d'injecter des électrons dans le canal de décharge pour créer un plasma par collisions avec le gaz neutre, et de neutraliser le faisceau d'ions éjectés du moteur. Un champ magnétique, purement radial au niveau du plan de sortie du propulseur, est créé par un circuit magnétique approprié, par exemple en fer doux, et un générateur de flux magnétique, à savoir des aimants permanents ou des bobines.

Le fonctionnement détaillé est le suivant [12][13]: les électrons émis par la cathode sont attirés par le potentiel positif appliqué à l'anode. La zone de fort champ magnétique en sortie du canal de décharge freine leur progression et les électrons viennent s'enrouler autour des lignes de champ magnétique. Ils s'accumulent alors dans le canal de décharge en créant une zone de forte densité électronique dans le plan de sortie. Du fait de ce confinement, la mobilité axiale des électrons chute ce qui en retour crée un champ électrique plus intense dans la zone de fort champ magnétique. Les atomes de gaz sont injectés par le fond de la chambre et entrent en collision avec les électrons dans la zone de confinement proche du plan de sortie et sont ionisés. Ces ions sont accélérés par le champ électrique induit par le freinage des électrons, et éjectés hors du canal de décharge. Ils exercent la poussée par conservation de la

quantité de mouvement entre les ions éjectés et le moteur. La neutralisation du faisceau d'ions est assurée à l'échelle mésoscopique par une partie des électrons émis par la cathode. La plume n'est cependant pas un gaz neutre car la longueur de recombinaison est de l'ordre de quelques mètres dans nos conditions. La combinaison d'un champ magnétique radial et d'un champ électrique axiale engendre une vitesse de dérive azimutale qui entraîne les électrons dans une giration rapide et augmente fortement l'ionisation. Le courant créé est appelé courant de Hall, qui donne son nom au propulseur à effet Hall. La poussée peut être alors considérée comme la résultante des forces de Laplace entre ce courant de Hall et le champ magnétique.

Ce fonctionnement simple d'apparence ne doit pas faire oublier la physique très complexe de cette décharge magnétisée. La barrière magnétique ne bloque pas totalement les électrons qui sont transportés jusqu'à l'anode. Le transport classique par collisions est insuffisant pour expliquer le courant électronique mesuré. L'existence d'un transport anormal [14], qu'il soit pariétal et lié à l'état de surface des parois du canal de décharge, ou turbulent et lié à la physique du plasma partiellement magnétisé et soumis à de forts gradients de densité et de champs, est aujourd'hui un des thèmes de recherche les plus importants car son application dépasse largement le domaine de la propulsion électrique.

Un autre thème de recherche important concerne le transport des particules massives et son évolution en fonction de la topologie magnétique du moteur, qui détermine le confinement électronique dans le plan de sortie et donc l'efficacité d'ionisation, mais aussi le confinement global du plasma et influence donc le bombardement des parois du canal [15]. La détermination d'une topologie magnétique idéale permettrait à la fois d'augmenter la durée de vie des céramiques en réduisant la divergence, tout en maintenant une forte efficacité d'ionisation.

#### I.2 Objectif de la thèse et campagnes expérimentales

#### I.2.1 Objectif de la thèse

Cette thèse doctorat a pour objectif l'étude des performances et des propriétés du transport des particules lourdes, atomes et ions, dans le plasma d'un propulseur à effet Hall en fonction de la topologie magnétique, de la géométrie et de l'ergol utilisé. L'ensemble des résultats donne des informations pour améliorer sensiblement le rendement et la durée de vie des moteurs à faible puissance, ainsi que des pistes pour une optimisation de la topologie magnétique pour les moteurs à plus forte puissance.

L'étude des propriétés du transport des particules lourdes a été réalisée sur le moteur PPS®100-ML ainsi que sur le PPI², par spectroscopie de fluorescence induite par laser (FIL). La mesure de la vitesse des atomes et des ions a été réalisée pour différentes configurations magnétiques mais aussi différentes géométries, c'est-à-dire différentes sections du canal de décharge, et deux ergols, le xénon et le krypton. L'influence de la topologie magnétique sur l'accélération des ions été également étudiée. L'impact de la position de la cathode et de son potentiel sur les vitesses axiale et azimutale des ions Xe II a été démontré. La mesure de

-

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> PPI est l'acronyme de Petit Propulseur Innovant

l'évolution temporelle de la vitesse des ions a également été réalisée grâce à un outil de diagnostic unique : la spectroscopie de fluorescence résolue en temps par comptage synchrone de photons.

L'influence de la topologie magnétique sur les performances a pu être étudiée grâce à la construction d'un nouveau propulseur PPS®1350-ML. Ce moteur est construit sur la base d'un propulseur PPS®1350, dont le circuit électrique d'alimentation des bobines a été modifié pour plus de souplesse d'utilisation. Une première étude de l'évolution des performances dans le banc Pivoine-2g sur ce moteur a été réalisée afin de mieux cerner les paramètres critiques de la topologie magnétique. Un module magnétique constitué d'un nouveau circuit magnétique et des bobines adaptées a été développé au le laboratoire LAPLACE par Raphaël Vilamot. Il se greffe sur le corps du PPS®1350-ML et permet de générer des topologies magnétiques complexes et variées. Un programme Matlab et les routines LabView annexes ont été conçus afin de permettre une modification directe du champ magnétique souhaité et d'en déduire le courant qui doit être appliqué à chaque bobine. Les résultats des mesures de poussée et de divergence sont présentés au chapitre VIII.

Les sections suivantes vont rapidement décrire les installations et les moteurs utilisés au cours des différentes campagnes expérimentales.

#### I.2.2 Banc d'essais

Plusieurs campagnes expérimentales ont été menées au cours de cette thèse sur 2 installations différentes : le moyen d'essai national PIVOINE-2g et le moyen d'essai NExET [16].

Le banc Pivoine-2g est une chambre cylindrique de 4 m de long pour 2 m de diamètre équipé d'un système de pompage cryogénique refroidi à 22 K (température minimale), capable de maintenir une pression résiduelle de 2.  $10^{-5}$  mbar en fonctionnement avec un moteur de type PPS®100-ML et  $10^{-6}$  mbar avec le PPI. Le pompage est aujourd'hui optimisé pour le xénon mais permet de faire fonctionner les moteurs avec du krypton et même de l'argon au prix d'une pression résiduelle plus élevée lorsque la puissance du propulseur dépasse 5 kW car il faut maintenir une température très basse sur les surfaces cryogéniques. Ce banc est utilisé à la fois pour des campagnes expérimentales de recherche, les équipes apportant leurs propres diagnostics, et pour une utilisation quasi-industrielle avec des mesures de performances grâce à une balance de poussée et un bras rotatif pour la mesure de la divergence et des propriétés de la plume.

Plusieurs campagnes ont été réalisées dans le banc Pivoine-2g, à savoir toutes les mesures de spectroscopie de fluorescence induite par laser avec le PPS®100-ML (évolution temporelle du champ électrique, première campagne de mesure de la vitesse azimutale), et les mesures de performances (poussée) sur le moteur PPS®1350-ML. Le total cumulé des heures de fonctionnement est d'environ 250 h dont 180 h pour la spectroscopie de FIL résolue en temps.

Le banc NExET est une chambre cylindrique de plus petite taille, 1,8 m de long pour 0,8 m de diamètre, équipé d'une surface cryogénique refroidie à 35 K. Le banc permet de faire fonctionner des moteurs de faible puissance, jusqu'à 400 W, en xénon et krypton, pour une pression résiduelle avec 1 mg/s de xénon injecté de 2.10<sup>-5</sup> mbar. La pression résiduelle est quasi identique en krypton mais augmente en argon. Ce banc a été financé par EADS-Astrium pour les essais du moteur PEGASES, et la surface cryogénique a été de ce fait conçue pour pouvoir pomper des gaz électronégatifs tels le SF<sub>6</sub>.

Toutes les mesures sur le PPI ont été réalisées dans ce moyen d'essai, pour un total cumulé d'environ 600 h pour les mesures de FIL (hors mesure de l'enveloppe de fonctionnement). Les mesures réalisées couvrent les mesures du profil de vitesse de Xe I, Xe II et Kr II sur le diamètre moyen du canal, sur l'axe de symétrie du moteur mais aussi l'influence de la géométrie, du champ magnétique, de la position de la cathode sur la vitesse azimutale et des tests pour un nouveau système de mesure de FIL résolue en temps.

#### I.2.3 Propulseurs étudiés

Pour réaliser les campagnes décrites ci-dessus, 4 moteurs ont été utilisés, d'une puissance nominale allant de 200 W pour le PPI à 1500 W pour les trois autres.

Le PPI [17] est un moteur expérimental de 200 W de puissance conçu et réalisé par M. Guyot et ses collaborateurs au GEMac. Il est équipé de bagues céramiques en alumine pour le canal de décharge, et d'aimants permanents pour générer le flux de champ magnétique (photographie dans le Tableau 2. Son architecture est plus simple que celle des moteurs à effet Hall conventionnels car l'absence de bobines permet de s'affranchir des écrans magnétiques. En outre, la présence d'un drain thermique en cuivre au cœur du moteur permet de s'affranchir des écrans thermiques qui protègent habituellement le circuit magnétique d'un échauffement trop important. Contrairement aux moteurs « standards » équipés d'une anode combinée à l'injecteur de gaz, le PPI est alimenté en ergol par une céramique poreuse à travers laquelle le gaz diffuse et est injecté de façon homogène. L'anode est une simple bague en acier inoxydable placée au fond du canal.

La version du moteur dont nous disposons offre la possibilité de modifier la section du canal de décharge grâce à plusieurs bagues céramiques de différentes épaisseurs. Cette flexibilité permet d'explorer l'influence du rapport surface sur volume, inversement proportionnel à la section du canal, sur les performances du moteur.

Les trois autres moteurs, à savoir les PPS®100-ML, PPS®1350-ML [18] et PPS-FLEX, sont des propulseurs à effet Hall de configuration standard, c'est-à-dire des moteurs équipés de bagues fixes en BN-SiO<sub>2</sub>, de bobines et d'une anode combinée à l'injecteur de gaz. Ils sont présentés en photographie dans le Tableau 2. L'avantage de ces moteurs par rapport au PPI est de pouvoir modifier la configuration magnétique depuis l'extérieur, sans avoir à intervenir physiquement sur le moteur. Le PPS-FLEX [19][20] se distingue des deux autres moteurs car c'est un moteur de laboratoire dont le circuit magnétique, inspiré du circuit magnétique des moteurs de vol, a été complètement repensé pour pouvoir générer des topologies magnétiques à la fois proches de la topologie nominale mais aussi très exotiques. Le nombre de bobines passe de 5 avec 2 groupes indépendants pour le PPS®100-ML à 7 avec 3 groupes indépendants pour le PPS®1350 et à 8 groupes indépendants pour le PPS-FLEX soit 20 bobines.

Tableau 2 : Photographies des 4 propulseurs utilisés au cours de la thèse.



#### I.3 Contenu de la thèse

Ce manuscrit de thèse est divisé en 9 chapitres dont le premier constitue l'introduction à la thématique et aux installations utilisées. La propulsion électrique et plus précisément les propulseurs à effet Hall y sont décrits.

Le chapitre II présente le diagnostic de spectroscopie de fluorescence induite par laser à travers quelques brefs rappels théoriques et une synthèse bibliographique des études réalisées sur des propulseurs à effet Hall. Le montage optique est décrit en détail, ainsi que l'ensemble des transitions étudiées pour Xe I, Xe II et Kr II.

Les chapitres III, IV, V et VI détaillent les mesures par spectroscopie laser en régime stationnaire effectuées au cours du doctorat. Ces mesures concernent des aspects très différents de la physique du moteur. Ainsi, le chapitre III s'attache plus particulièrement à la vitesse axiale des atomes de gaz depuis la zone proche de l'anode jusqu'à la sortie du canal et au-delà. Il met en évidence les phénomènes complexes d'ionisation sélective des atomes lents, l'interaction du plasma de la décharge avec le gaz résiduel du caisson et de la recombinaison des ions aux parois. Le chapitre IV étudie l'évolution de la zone d'accélération dans différentes configurations de canal de décharge et de topologie magnétique, après une introduction détaillée à l'analyse des profils de FIL. Une annexe prolonge le calcul pour en déduire des informations quant aux propriétés des électrons. Les premières mesures par spectroscopie de FIL réalisées en krypton avec le PPI sont détaillées dans ce chapitre.

Le chapitre V plonge plus profondément dans la physique de l'accélération axiale des ions grâce à une étude exhaustive de l'évolution des FDVIs dans l'espace après le plan de sortie. Plusieurs groupes d'ions sont mis en évidence. L'influence de la géométrie annulaire est clairement identifiée. L'existence d'ions accélérés depuis le plasma vers la face avant du moteur est pour la première fois confirmée expérimentalement. L'hypothèse d'une similitude des processus physiques entre krypton et xénon est confirmée.

Le chapitre VI examine l'influence du champ magnétique sur la vitesse ionique azimutale. Une dépendance complexe est mise en évidence au travers de plusieurs séries de mesures.

<sup>-</sup>

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Ce moteur a été exploité lors d'une campagne expérimentale ayant lieu après le dépôt du manuscrit de thèse.

L'existence d'un champ électrique dirigé depuis le moteur vers la cathode est révélée sur deux propulseurs différents.

L'évolution temporelle des grandeurs caractéristiques du faisceau d'ions, à savoir les fonctions de distribution en vitesse, la vitesse moyenne et le champ électrique accélérateur est étudiée dans le chapitre VII. Un système de comptage de photons synchronisé sur une modulation d'amplitude du faisceau laser permet de réaliser la mesure dans des conditions très défavorables de fort bruit de fond couvrant un faible signal. L'oscillation dans le temps mais également dans l'espace de la vitesse moyenne est mesurée et un front de propagation de vitesse proche de la vitesse du gaz neutre est pour la première fois mesuré.

Le chapitre VIII aborde un aspect différent et complémentaire de la physique de l'accélération des ions en étudiant l'influence de la topologie magnétique sur les performances en poussée d'un propulseur proche d'un moteur de vol. Une réflexion théorique est menée sur le couplage subtil entre le plasma et le champ magnétique est menée et des paramètres numériques sélectionnés afin d'être utilisés comme « marqueurs » des topologies magnétiques testées. Des essais de performances avec mesure de poussée ont été conduits sur le PPS®1350-ML. L'absence de résultat positif permet de pointer du doigt les améliorations à mener tant au niveau théorique que pratique pour espérer améliorer le rendement d'un propulseur à effet Hall en ne modifiant que son champ magnétique.

Le chapitre VIII est consacré aux conclusions qui reprennent rapidement le contenu de la thèse et ouvre de nombreuses perspectives expérimentales pour enrichir et approfondir la compréhension des phénomènes physiques complexes de la décharge en champs croisés d'un propulseur.

_	1	8	_

## Il Spectroscopie de FIL appliquée aux PEH

#### II.1 Principe et état de l'art

#### II.1.1 Introduction et principe

La spectroscopie de fluorescence induite est un diagnostic optique peu intrusif utilisé, en propulsion électrique, pour mesurer la fonction de distribution en vitesse des particules lourdes, ions ou atomes [21][22]. Ce diagnostic a pour avantage la sélectivité de l'espèce observée ainsi que du niveau énergétique, une excellente résolution spectrale grâce aux sources laser actuelles, une résolution spatiale limitée uniquement par les optiques utilisées, une résolution temporelle qui dépend du mode d'acquisition mais qui peut atteindre les 10 ns, et enfin une bonne sensibilité, jusqu'à 10<sup>14</sup> m<sup>-3</sup> particules détectées. La spectroscopie de FIL n'est cependant pas exempte de défauts, en particulier la difficulté de calibrer le signal, le faible rapport signal sur bruit (S/B), et l'absence de sources laser compactes dans les domaines UV à XUV qui limite l'accès aux états fondamentaux de nombreuses espèces. Cet inconvénient est pallié par l'utilisation de cristaux doubleurs, au détriment de la puissance disponible. Le S/B est augmenté avec une modulation du faisceau et une détection synchrone. La calibration de la densité peut être effectuée par une mesure d'absorption, titrage chimique ou diffusion Rayleigh.

La spectroscopie de FIL ne s'applique pas seulement au plasma d'un propulseur électrique mais à tout gaz ou milieu optiquement dilué [23][24][25]. Le cas des milieux optiquement épais présente de nombreuses difficultés, pour le pompage optique comme pour la détection de la fluorescence et l'interprétation des signaux enregistrés. De nombreuses mesures sont réalisées dans le domaine des décharges radiofréquences utilisées comme source plasma, ainsi qu'en chimie pour la mesure fine des températures ro-vibrationnelles et la mesure des densités, absolues ou relatives selon que le diagnostic est calibré ou non.

Les éléments théoriques de base d'une mesure par spectroscopie de FIL sont simples. Le schéma de principe est illustré sur la Figure 5. Un niveau |i> fortement peuplé, qu'il soit fondamental, métastable ou bien encore résonnant, est choisi pour être observé. Ce niveau est excité par un laser qui réalise le pompage optique vers un niveau |j> de plus haute énergie, choisi pour être à très courte durée de vie par rapport au niveau de départ. La désexcitation rapide de ce niveau haut vers un autre état quantique |k> produit un flux de photons qui est collecté et est appelé fluorescence. Il est à noter que le niveau de fluorescence peut être le niveau de départ, ce qui constitue dans ce cas un schéma de FIL résonnante.

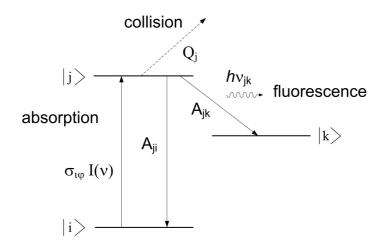


Figure 5 : Schéma de principe de la spectroscopie de FIL.

En première approximation, l'amplitude du signal de fluorescence est proportionnelle à la densité du niveau de départ et à la convolution du profil spectral du laser par le profil spectral de la transition optique excitée. Une étude plus approfondie [22] fait intervenir le paramètre de saturation S qui déforme de façon non linéaire le profil, et les différents coefficients d'Einstein  $A_{ji}$  et  $A_{jk}$  qui régissent les échanges de photons entre les 3 niveaux choisis. Les collisions rassemblées dans le coefficient  $Q_j$  correspondent aux désexcitations spontanées du niveau  $|j\rangle$  vers d'autres niveaux, émettant des photons perdus pour la fluorescence. Ce paramètre de saturation est très important pour réaliser une étude fine du profil de fluorescence, car il est l'élément clé de la technique de spectroscopie de FIL sans effet Doppler. Cette technique permet, sous certaines conditions expérimentales, de mesurer les composantes hyperfines et isotopiques de l'espèce considérée et de déterminer les constantes de couplage de certains niveaux encore peu étudiés aujourd'hui.

Les informations contenues dans le signal de fluorescence sont nombreuses. Moyennant la déconvolution du profil de fluorescence des diverses composantes isotopiques et hyperfines et autres sources d'élargissement et déformation, on peut en déduire la fonction de distribution en vitesse (FDV) et donc la vitesse moyenne, la dispersion en vitesse, donc la température, ainsi que les champs électrique et magnétique (effets Stark et Zeeman). L'existence de plusieurs populations peut aussi être révélée lorsque les profils de fluorescence font apparaître plusieurs structures identiques et décalées en vitesse, comme c'est le cas par exemple lors de l'invasion d'un jet de gaz rapide par le gaz résiduel thermique de l'enceinte [26].

$$\Delta v = \frac{1}{2\pi} \vec{V} \cdot \vec{k} = \pm \frac{V}{\lambda} \tag{II.1}$$

Or 
$$\frac{\Delta v}{v_0} = -\frac{\Delta \lambda}{\lambda_0}$$
 (II.2)

Donc 
$$V = \mp \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} c$$
 (II.3)

La conversion de la longueur d'onde  $\lambda$  en vitesse V (II.3) est réalisée via les formules de l'effet Doppler non relativiste (II.1). Suivant le sens de propagation du laser par rapport à la direction du vecteur vitesse de la particule, le décalage en longueur d'onde  $\Delta\lambda$  ou en fréquence  $\Delta v$ , équivalents via l'équation (II.2) sera positif ou négatif. Il est ainsi important de bien noter ces éléments afin de connaître la direction du décalage et donc la plage de longueur d'onde à balayer pour réaliser la mesure de la FDV.

Le montage utilisé pour les mesures de spectroscopie de FIL est détaillé en section II.2, avec le montage optique du banc laser et de la branche de détection. Le détail des transitions étudiées au cours de cette thèse est donné dans la section II.3 avec les fonctions de distribution au repos.

# II.1.2 Synthèse des études par spectroscopie de FIL appliquée aux PEH

Les premières mesures par spectroscopie de FIL sur un propulseur à effet Hall ont été réalisées dès 1994 par Manzella sur un SPT 100 [27]. Des mesures axiales, radiales et azimutales ont permis de mesurer pour la première fois le vecteur vitesse des ions éjectés du moteur, et révéler l'existence d'un couple de  $5.10^{-3}$  N.cm pour une vitesse azimutale des ions de 250 m/s en sortie du canal du moteur. L'ensemble des isotopes du xénon a été listé et la structure hyperfine a été étudiée afin de connaître la largeur naturelle de la transition observée. Seule la vitesse la plus probable a été retenue pour l'analyse des résultats mais un modèle a été développé pour comprendre la forte dispersion des profils mesurés. Il a été ainsi observé que la largeur des profils de FIL est bien supérieure à la dispersion induite par la convolution de la largeur naturelle de la transition de profil Lorentzien, le profil spectral du laser, l'effet Zeeman et l'effet Doppler, suggérant l'existence d'une zone d'ionisation étalée et qui recouvrirait partiellement la zone d'accélération.

En 1996, à Stanford, W.A. Hargus étudie par FIL de la vitesse des ions Xe II et des neutres Xe I dans un propulseur de 320 W [28][29]. Plusieurs régimes de fonctionnement du moteur sont étudiés afin d'établir le lien entre le courant de décharge et la vitesse des ions. La déconvolution du signal de fluorescence pour le xénon atomique est pour la première fois faite, en partie, c'est-à-dire en tenant compte de la structure isotopique et hyperfine de la transition mais pas de l'élargissement du au champ magnétique. L'absence d'échange de charges par collisions entre atomes et ions est mise en avant pour expliquer la très faible dispersion du profil de fluorescence de l'atome. L'absence d'atomes rapides conforte cette hypothèse [28]. L'accélération des atomes de xénon en sortie du moteur suivie d'une forte décélération est pour la première fois mesurée. La décélération est expliquée par la thermalisation du gaz éjecté du moteur due à l'invasion par le gaz résiduel du caisson. Plusieurs hypothèses sont mentionnées pour expliquer l'accélération des neutres, à savoir des collisions avec des ions rapides dans la zone proche du plan de sortie, ou une onde de choc.

A la suite de cette étude, de nombreuses équipes américaines publient des travaux portant sur la mesure dans l'espace du vecteur vitesse des ions ou de l'évolution de la valeur de la vitesse (moyenne ou la plus probable) de Xe I et Xe II en fonction des paramètres de fonctionnement du moteur. Les équipes du PEPL à Ann Arbor sous la direction d'A. Gallimore [30][31][32][33], de W.A. Hargus à Stanford [34][35][36][37][38][39][40][41] et D. Keefer à Tullhoma [42] sont impliquées dans ces recherches. L'étude quasi-systématique du vecteur vitesse est menée sur des moteurs de puissances variées, depuis les BHT 200 et 600 à Stanford, jusqu'au P5 à Ann Arbor. Des mesures 2D et parfois 3D sont réalisées, qui confirment et complètent les phénomènes observés par Manzella. Ainsi, l'existence d'une composante azimutale de la vitesse des ions de quelques centaines de m.s<sup>-1</sup> est confirmée sur plusieurs moteurs, ainsi que le phénomène d'accélération et de décélération du xénon atomique. La mesure d'ions supravéloces, c'est-à-dire ayant une énergie cinétique supérieure à l'énergie potentielle appliquée, est publiée par Hargus. La conservation de l'énergie totale n'est pour autant pas violée car ces ions ne représentent qu'une faible fraction de la FDV, équilibrée par une population conséquente d'ions lents. Une cartographie du vecteur vitesse

dans la plume est réalisée sur un SPT-140 en 2000 par l'équipe de Beiting et Pollard [43][44], qui montre pour la première fois le croisement des faisceaux d'ions produits par chaque côté du canal de décharge. Le faible nombre de points de mesure limite cependant l'exploitation de cette information. Hargus mettra en évidence ce phénomène sur deux moteurs, le BHT 200 et le BHT 600 [38] [39] en 2008 et 2010.

Récemment, les travaux les plus innovants aux USA ont été réalisés au PPPL à Princeton par l'équipe d'Y. Raitses et R. Spektor, avec le développement d'un banc capable de sonder en même temps la vitesse axiale des atomes et les vitesses radiale et axiale des ions [45]. Le traitement des profils de fluorescence par une équation de Boltzmann simplifiée, développé initialement par J. Pérez-Luna [46], a été repris et adapté en deux dimensions pour obtenir une cartographie 2D du champ électrique [47]. D'autres travaux d'innovations sont conduits au PEPL à Ann Arbor pour mettre au point un banc de spectroscopie de FIL résolue en temps basé sur une acquisition numérique rapide et un traitement sophistiqué des données. Ces travaux sont en cours et n'ont pas encore donné lieu à une publication. L'utilisation de gaz nobles autres que le xénon, comme le krypton et l'argon, pousse les équipes de recherche à développer des bancs de FIL dédiés à ces gaz, avec les études spectroscopiques conjointes. On voit ainsi apparaître aujourd'hui des études portant sur ce sujet, démontrant la faisabilité de la mesure et les premiers résultats sur un moteur [48][49].

En France, plusieurs équipes de recherche se sont impliquées dans le développement du diagnostic de spectroscopie de FIL, et ce dès 1996. La construction d'un système de comptage de photons capable de surmonter le plus gros inconvénient de la spectroscopie de FIL à savoir sa limitation en résolution temporelle, est lancée [50][51]. Dès 1999, la faisabilité de la mesure est démontrée par N. Sadeghi sur un SPT-50 [52]. Plusieurs mesures seront réalisées grâce à la synchronisation de la décharge du moteur par un interrupteur rapide avec une acquisition sur un canal (technique dite de « gate »), mesures complétées entre autres par imagerie CCD [53] et des mesures de sonde [54]. Ces mesures vont révéler pour la première fois la dynamique de l'ionisation du gaz et d'accélération des ions et leur lien avec l'évolution temporelle du courant de décharge. La principale limite rencontrée à cette époque fut le temps de tir disponible sur l'installation PIVOINE-2g, le diagnostic de FIL résolue en temps étant extrêmement chronophage. Le développement du diagnostic de FIL résolue en temps à sa pleine capacité a été atteint au début de mes travaux en thèse en 2009 avec la mesure de l'évolution temporelle du champ électrique axial sur un PPS®100ML [55], et l'utilisation de la méthode EMD pour analyser le signal [56] au cours d'une campagne exceptionnellement longue de 200 h de tir qui en fait l'une des plus longues jamais réalisées sur le banc PIVOINE-2g.

En parallèle de ces recherches sur l'évolution temporelle du transport des particules lourdes, de nombreuses campagnes expérimentales ont été menées sur les moteurs de classe 1.5 kW (PPS®100-ML, PPS®1350) et de classe 5 kW (PPS®X000) – voir en particulier le manuscrit de thèse de D. Gawron à ce sujet [57] - mais aussi de faible puissance (SPT-50, PPI) afin d'explorer la physique complexe à l'œuvre dans l'accélération du faisceau d'ions [58][59][60][61][62]. Le recouvrement de la zone d'ionisation et d'accélération suggéré par Manzella a été confirmé grâce à la réalisation de mesures dans le canal du moteur par deux systèmes, l'une par un peigne de fibres, et l'autre par une fibre montée sur platine de translation, capable de sonder l'intérieur du canal par une fente pratiquée dans le moteur. La faiblesse du rapport signal sur bruit et un manque certain d'informations sur la population d'ions lents a limité alors l'interprétation des mesures. Au cours de ma thèse, ces mesures par fibre montée sur une platine de translation ont été reprises et complétées. La comparaison

avec les simulations réalisées au laboratoire LAPLACE a alors permis d'améliorer la modélisation de la zone d'ionisation pour se rapprocher un peu plus du fonctionnement réel du moteur [63]. L'existence d'ions dits « supravéloces », a été prouvée sur un PPS®100-ML par D. Gawron et l'hypothèse d'un phénomène de « wave-riding » est alors pour la première fois évoquée. Ce phénomène consiste pour un ion à « surfer » sur le maximum de l'oscillation du champ électrique, ce qui peut lui permettre d'acquérir une vitesse supérieure à la vitesse moyenne et même à la vitesse maximale théoriquement accessible par simple conservation de l'énergie mécanique. Afin de compléter la compréhension de la physique de la décharge, de nouveaux champs d'investigation ont été ouverts au cours de ma thèse, la plupart étant totalement inédits dans la littérature des études sur les propulseurs à effet Hall. L'étude de la vitesse du gaz neutre a été réalisée. Les mesures à l'intérieur du canal, comparées aux simulations hybrides ont permis de comprendre pourquoi les atomes ont une vitesse dans le plan de sortie supérieure à la vitesse thermique à laquelle ils sont injectés. Le phénomène de décélération du gaz est mesuré et comparé aux simulations hybrides qui valident l'hypothèse de l'invasion par le gaz résiduel [62]. Des études par spectroscopie de FIL effectuées sur le PPI [65][66] ont permis de mesurer des phénomènes encore peu et mal connus de l'interaction des faisceaux d'ions dans une symétrie cylindrique avec le gaz neutre dans le champ proche du moteur avec la création de plusieurs faisceaux d'ions secondaires, susceptibles de dégrader les performances en accélération du moteur. L'étude de la vitesse azimutale des ions et de l'influence de la cathode sur cette vitesse [68] a révélé pour la première fois l'existence d'un champ électrique non négligeable dirigé du moteur vers la cathode qui dévie le faisceau d'ions, champ qui se superpose à la déviation due à la force de Laplace. Cette étude permet de répondre à une partie des interrogations soulevées par les mesures de vitesse azimutale réalisées par W.A. Hargus et A. Gallimore dans leurs laboratoires respectifs. L'étude par spectroscopie de FIL sur le krypton a été réalisée sur le PPI, confirmant l'hypothèse que la physique de la décharge est faiblement influencée par le gaz. C'est la première fois qu'une étude par spectroscopie laser sur un propulseur au krypton est publiée. L'influence de la section du canal de décharge a été étudiée et des informations intéressantes ont pu être obtenues sur l'évolution de l'efficacité d'accélération lorsque la section du canal est modifiée [67] [69].

#### II.2 Banc optique

#### II.2.1 Branche d'injection : version fibrée et périscope

Le faisceau laser est produit par une diode laser monomode MOPA (Toptica). Cette diode est composée de deux étages : l'oscillateur et un étage d'amplification. La dissociation de ces deux éléments permet de contrôler la longueur d'onde et de la balayer sur un grand intervalle de fréquence, en gardant une puissance constante. Le laser est continu, monomode et polarisé linéairement (direction verticale). La puissance maximale du faisceau en sortie de la diode est de 750 mW et la diode intègre deux isolateurs de Faraday ce qui garantit la protection contre les retours de faisceau. Les mesures de FIL nécessitent un suivi constant du mode laser. Pour ce faire, des faisceaux secondaires sont prélevés sur le faisceau principal et sont dirigés vers plusieurs instruments comme représenté en Figure 6 : un lambda mètre de 60 m.s<sup>-1</sup> de précision absolue nous donne la longueur d'onde du mode, ou la longueur d'onde du mode ayant la plus forte intensité si l'on se trouve dans un régime multimodal. Un des faisceaux secondaires est envoyé vers un interféromètre de Fabry Pérot confocal, d'intervalle spectral

libre 1 GHz, et dont la figure d'interférence est suivie à l'oscilloscope. Ce suivi en temps réel permet de nous assurer du caractère monomode du laser ; si ce n'est pas le cas, de reprendre l'acquisition sur une plage de balayage plus stable. Enfin, un autre faisceau secondaire est prélevé et envoyé sur une photodiode qui nous permet de suivre les variations de la puissance du laser afin de corriger le signal observé (absorption ou fluorescence) de ces variations parasites de faible amplitude. Un hacheur mécanique est placé sur le trajet du faisceau laser. La modulation de l'intensité laser est indispensable à la détection synchrone du signal de fluorescence qui permet d'augmenter le SNR.

L'ensemble des données (longueur d'onde, spectre, contrôle des cales piézoélectriques) est centralisé sur un ordinateur relié aux différents appareils de mesure par une interface ADC (National Instruments). Un seul et unique programme LabView est chargé de l'enregistrement des signaux, ce qui permet de contrôler leur évolution en temps réel et d'obtenir un ensemble aisément analysable de données. Le programme est chargé de faire varier la longueur d'onde de la diode laser en délivrant la consigne de tension aux piézoélectriques de la cavité.

Un premier montage a été réalisé avec une fibre optique monomode dont le diamètre du cœur est 5 µm. L'injection du faisceau laser dans cette fibre est réalisé par une microlentille de 4,5mm de focale, montée sur une platine micrométrique 3D. Un autre montage a été réalisé sans fibre optique sur le banc NExET, en utilisant un hublot en face du moteur et un périscope qui amène le faisceau laser à la bonne hauteur pour viser le moteur de face à la position souhaitée dans le canal. Cette méthode à l'avantage d'éviter le travail d'alignement de l'injection dans la fibre optique mais l'inconvénient de limiter l'orientation du faisceau dans la chambre à vide, sous peine de devoir ajouter des éléments optiques dans la chambre et donc soumis au bombardement ionique et aux dépôts.

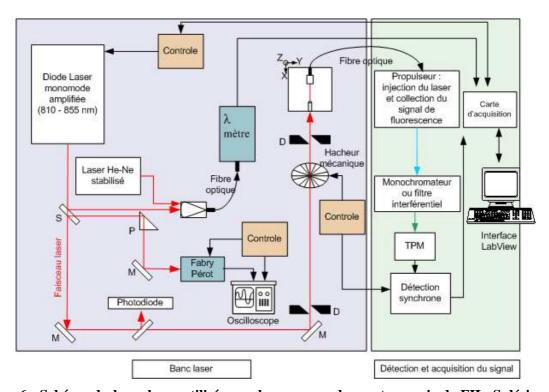


Figure 6 : Schéma du banc laser utilisé pour les mesures de spectroscopie de FIL. S désigne une fenêtre séparatrice, M un miroir, P un prisme et D un diaphragme. TPM désigne le tube photomultiplicateur.

Dans le cas d'une injection par fibre sur le banc Pivoine-2g, le faisceau laser est transporté depuis le banc optique jusqu'au moteur par la fibre monomode. Un collimateur est monté en sortie de la fibre pour obtenir un faisceau collimaté. Le diamètre du faisceau de sortie est 1mm. L'ensemble est fixé au moteur et la sortie du collimateur est protégée par une fenêtre renouvelée régulièrement (dépôt métal carbone). Le rendement maximal obtenu est de 19 % en puissance entre la puissance laser injectée dans la fibre et la puissance laser disponible pour les mesures. La puissance laser utilisée est de 5 mW/mm² en sortie de collimateur. Ce montage est utilisé sur l'installation NExET à la différence que le faisceau laser ne traverse pas le moteur comme sur la Figure 8 par l'arrière mais peut arriver de face ou de côté suivant la mesure envisagée.

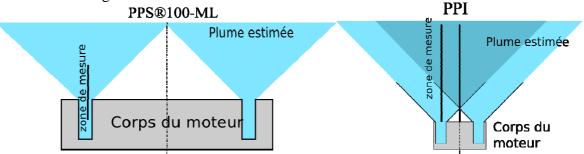


Figure 7 : Schéma de la plume et de la zone de mesure pour le PPS100-ML (g.) et le PPI (d.).

La zone de mesure diffère grandement suivant le moteur utilisé. Pour l'installation Pivoine-2g et le moteur PPS®100-ML, les mesures ont été réalisées depuis l'intérieur du canal de décharge soit 15 mm avant le plan de sortie jusque 40 mm après le plan de sortie, sur une ligne de visée proche du diamètre moyen. Pour le PPI et l'installation NExET, les mesures sont réalisées à partir du plan de sortie jusqu'à 250 mm au maximum après le plan de sortie. Cette distance dépend des séries de mesure et du signal. Deux lignes de visée ont pu être utilisées, l'une au milieu du canal et l'une sur l'axe du moteur. La Figure 7 représente schématiquement ces deux situations, à la fois pour le PPS®100-ML et pour le PPI. La plume du propulseur est figurée avec un angle de 45° proche de la réalité. Les moteurs ainsi que les domaines de mesure, figurés par un trait noir, sont dessinés à l'échelle, ce qui permet de mieux comprendre la zone examinée pour chaque propulseur.

#### II.2.2 Branche de collection et acquisition du signal

La lumière émise par le plasma est collectée à 90° du faisceau laser comme représenté en Figure 8. Une lentille de 40 mm de focale est utilisée pour collimater le signal lumineux sur l'entrée d'une fibre optique multimode de 200 µm de diamètre en montage 1:1. La fibre optique transporte la lumière collectée vers la chaîne de détection. Un monochromateur filtre la lumière collectée avec une bande passante d'environ 1 nm. Un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde de fluorescence a aussi été utilisé avec succès pour la détection de Xe<sup>II</sup> et de Kr<sup>II</sup>, simplifiant et compactant le banc optique tout en conservant un très bon filtrage du signal. Un tube photomultiplicateur Hamamatsu R928 convertit le signal lumineux en courant qui est détecté par un détecteur synchrone, connecté au hacheur de modulation du laser. On obtient ainsi un filtrage performant du bruit provenant du plasma.

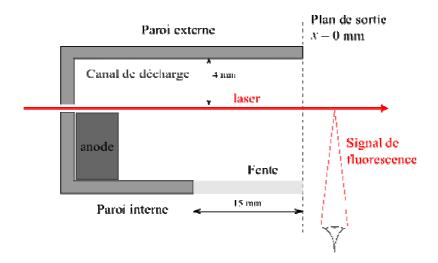


Figure 8 : Schéma de la branche de collection du signal de fluorescence pour le PPS®100-ML.

Le temps d'intégration choisi est typiquement de 300 ms sur le détecteur synchrone, avec une modulation de l'intensité du faisceau laser à environ 1,5 kHz. Le temps d'intégration doit être augmenté lorsque l'intensité du signal chute, c'est-à-dire lorsque l'on s'éloigne du plan de sortie du moteur. Ainsi les mesures réalisées à plus de 50 mm, ou les mesures de vitesse en krypton ont demandé un temps d'intégration de 1 à 3 secondes. Le temps d'acquisition du logiciel d'acquisition LabView vaut 4 à 5 fois le temps d'intégration du détecteur, ce qui augmente de façon importante la durée d'une acquisition en particulier pour les mesures lointaines en krypton (jusqu'à 45 min pour un profil de fluorescence complet). La sensibilité du détecteur synchrone est un paramètre important à noter systématiquement pour pouvoir comparer les mesures réalisées à des dates différentes et vérifier, par exemple, le bon alignement de l'injection dans la fibre optique et l'opacité du dépôt sur la lentille de collection. Ces détails, de peu d'importance dans la phase préliminaire du montage, ne doivent pas être négligés pour le traitement a posteriori des données.

## II.3 Transitions et diagrammes d'énergie

Dans cette section sont répertoriées les données utiles sur les transitions électroniques étudiées dans cette thèse. Deux transitions ont été utilisées pour l'atome de xénon, une seule pour l'ion Xe II et une seule pour l'ion Kr II. La plupart des profils de référence ont été mesurés dans une cellule en verre dans laquelle est créée une décharge radiofréquence à basse pression. Des mesures par absorption saturée et fluorescence affranchie de l'effet Doppler (voir [22] pour plus de détails) ont permis d'obtenir la structure complète, isotopique et hyperfine d'une partie des transitions étudiées, complétant ainsi les bases de données spectroscopiques pour le xénon [72].

Tableau 3: Données spectroscopiques des transitions étudiées. Les longueurs d'onde sont donnée en nanomètres, (v) désigne les valeurs dans le vide, (a) les valeurs dans l'air.

	Xe I	Xe I	Xe II	Kr II
Etat sondé	$1s_2$	1s <sub>5</sub>	$5d^{2}F_{7/2}$	$4d^{4}F_{7/2}$
Energie du niveau	9.57 eV	8,32 eV	12,59 eV	15.86 eV
Excitation	834,9117 (v)	823,3897 (v)	834,9527 (v)	820,4966 (v)
Fluorescence	473 (a)	résonante	541,9 (a)	461 (a)
Composantes		14		

#### II.3.1 Transitions pour Xe I

#### II.3.1.a Niveau 1s2

La transition basée sur le niveau résonant 1s2 (notation de Paschen) a été observée par absorption et par spectroscopie de FIL dans une lampe au xénon qui sert de référence de l'atome au repos. La température est de 300 K. Les deux profils sont tracés dans la Figure 9. La longueur d'onde au repos est donnée à une précision a de 0,03 pm ce qui correspond à une incertitude sur la vitesse à 10 m.s<sup>-1</sup>, négligeable devant l'incertitude du banc de mesure, d'environ 60 m.s<sup>-1</sup>. Cette incertitude est liée à la précision du lambdamètre, de sa calibration par un laser stabilisé Hélium-Néon et du pas de tension utilisé pour le balayage de la longueur d'onde. La saturation de la transition apparaît pour une puissance laser d'environ 1 mW/mm². Pour obtenir un signal suffisamment intense, la puissance laser utilisée lors des mesures sur les propulseurs est proche de 5 mW/mm² et la déformation induite par cette saturation peut être déconvoluée afin de retrouver la fonction de distribution en vitesse. Le phénomène de saturation de la transition conduisant à la diminution puis l'extinction totale du signal de fluorescence n'a pas été observé aux puissances laser accessibles à notre dispositif expérimental.

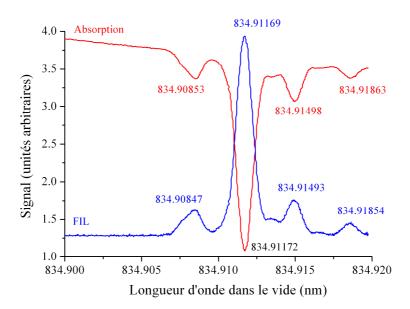


Figure 9 : Profils d'absorption et de FIL du niveau 1s<sub>2</sub> du xénon atomique.

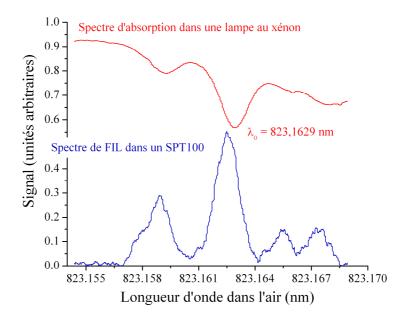


Figure 10 : Profils d'absorption et de FIL du niveau 1s5 du xénon atomique.

#### *II.3.1.b Niveau 1s*<sub>5</sub>

Le niveau métastable 1s5 a été également sondé par absorption et fluorescence. L'un des intérêts de ce niveau est que la structure hyperfine de la transition choisie est connue avec précision. Les profils correspondant tracés dans la Figure 10. Le profil de fluorescence est cette fois obtenu dans le moteur PPS®100-ML, tandis que l'absorption a été mesurée dans la lampe de xénon. Le léger décalage en longueur d'onde du maximum des deux profils est lié à la vitesse moyenne non nulle des atomes dans le propulseur, ce qui se traduit par un décalage en fréquence par effet Doppler. L'énergie de ce niveau est de 8,32 eV, inférieure à l'énergie du niveau précédemment décrit. La structure différente est liée aux différentes interactions de spin pour les deux niveaux. L'utilisation de deux niveaux différents pour la mesure de la vitesse atomique est intéressante pour valider le fait que les mesures réalisées sur des niveaux différents, l'un résonant et l'autre métastable, sont identiques ou restent suffisamment proches pour avoir une très bonne approximation des propriétés des atomes dans l'état fondamental.

#### II.3.2 Transition pour Xe II

Le profil de fluorescence a été mesuré dans une cellule radiofréquence basse pression, à température ambiante et le profil est tracé en

Figure 11. L'épaule décalée vers les plus hautes fréquences et la bosse observée à fréquence plus faible sont liées à la structure hyperfine du xénon. La largeur du pic central est liée à l'effet Doppler et à la structure isotopique. Ces structures, observées lors des mesures sur la cellule RF à température ambiante (300 K), ne sont plus visibles lors des mesures dans le propulseur où la température du gaz est d'environ 600 K. L'énergie du niveau observé est 12,59 eV, suffisamment faible pour être largement peuplé par collisions électroniques, soit directement à partir de l'atome lors de l'ionisation, soit par collision électronique après l'ionisation.

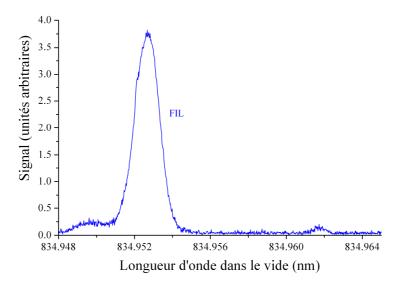


Figure 11 : Spectre de FIL pour Xe II au repos.

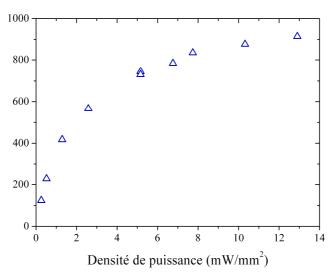


Figure 12: Saturation de la transition de Xe II.

Pour obtenir un bon rapport signal sur bruit, il est naturel de vouloir utiliser un maximum de puissance laser. Disposant d'une diode à semi-conducteur amplifiée à forte puissance, la première limite vient de l'injection par fibre optique qui ne tolère pas de façon continue une puissance supérieure à la centaine de mW. La seconde limite provient de la saturation de la transition qui peut déformer de façon non négligeable le profil. Pour évaluer cette déformation, la mesure de la réponse de la fluorescence avec la densité de puissance laser a été mesurée dans le canal d'un propulseur à effet Hall (PPS®X000), à 15 mm du plan de sortie. Le résultat de ces mesures est représenté en Figure 12. La limite pour éviter le régime saturé et rester en régime linéaire, c'est-à-dire un régime où l'aire du profil augmente linéairement avec la puissance laser, est donc de quelque mW/mm² pour des ions au repos. Au-delà, l'évolution de l'aire n'est plus linéaire, mais le profil n'est pas déformé, c'est-à-dire que la largeur du profil n'est pas affectée par la saturation. Travaillant uniquement sur des FDVs normalisées, nous avons fait le choix de nous placer dans un régime sciemment saturé à 10 mW/mm<sup>2</sup> pour améliorer nettement le rapport signal sur bruit et anticiper sur la dégradation progressive de l'alignement d'injection du laser, le dépôt métal carbone sur la fenêtre qui protège la fibre à l'arrière du moteur, et donc la perte progressive de puissance laser disponible pour la mesure de fluorescence. Les détails du montage sont donnés dans la section II.2. Comme précisé auparavant, le régime de saturation conduisant à la diminution voire l'extinction du signal de FIL n'apparaît pas aux puissances accessibles à notre dispositif.

Nous avons cherché à évaluer l'élargissement et la déformation du spectre par effet Zeeman, à cause de la présence d'un champ magnétique proche de 200 G dans le canal des propulseurs à effet Hall utilisés pour nos mesures. Pour ce faire, nous avons utilisé un montage de type bobines de Helmholtz générant un champ magnétique homogène et unidirectionnel au centre des bobines d'environ 100 G au maximum de la résistance thermique du système de bobines. Nous avons ainsi pu estimer, en extrapolant les résultats de la Figure 13, un élargissement d'environ 800 MHz pour un champ magnétique de 150 G, élargissement non négligeable devant la largeur Doppler à la température de fonctionnement d'un moteur (900 K ce qui correspond pour le xénon à une largeur à mi-hauteur d'environ 700 MHz). La grande dispersion des données malgré une moyenne d'ensemble sur un grand nombre de mesures est due à l'instabilité de la décharge plasma radiofréquence, réalisée sans boite d'accord.

Les profils de fluorescence seront en réalité peu perturbés par l'effet Zeeman car la construction du propulseur place le maximum du champ magnétique au niveau du plan de sortie, là où la largeur des profils est très supérieure au GHz du fait de la dispersion liée au recouvrement de la zone d'ionisation et de la zone d'accélération. Au niveau de l'anode, là où la température des ions est proche de 900 K, le champ magnétique ne vaut que 50 G voire 0 G dans certaines configurations et l'élargissement par effet Zeeman s'avère être là négligeable.

En conclusion, on retiendra que les profils de fluorescence mesurés pour les ions Xe II sont une excellente approximation des FDVI.

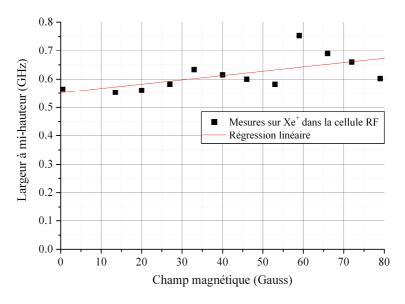


Figure 13 : Elargissement Zeeman du profil de FIL.

#### II.3.3 Transition pour Kr II

Le krypton présenté un avantage économique certain par rapport au xénon, et étant plus léger, permet d'obtenir une impulsion spécifique plus élevée, au prix de performances souvent inférieures. Pour en apprendre un peu plus sur les raisons de cette baisse de performance et pour y remédier, nous avons réalisé une étude spectroscopique préliminaire sur l'ion Kr II. L'état métastable 4d <sup>4</sup>F<sub>7/2</sub> de 15.86 eV d'énergie est sondé à 820,4959 nm. Une boite d'accord a été utilisée afin de maximiser l'énergie déposée dans le plasma et ainsi d'augmenter la densité d'ions dans le réacteur RF basse pression. La fluorescence est collectée dans le visible à 461 nm. Le spectre de fluorescence est tracé en Figure 14. Les mesures réalisées dans le PPI et présentées dans le chapitre suivant révèlent une dispersion en vitesse bien supérieure à la dispersion naturelle de la transition. On pourra donc considérer que le spectre de fluorescence correspond à la fonction de distribution en vitesse de l'ion, à l'instar de l'ion Xe II.

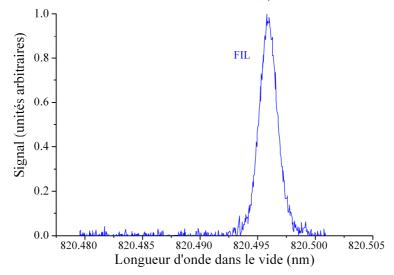


Figure 14 Profil de fluorescence du niveau 4d  ${}^4F_{7/2}$  de l'ion Kr II.

_	32	_
_	24	_

# III Transport atomique dans un propulseur à effet Hall

Afin de mettre en application les éléments à la fois théoriques et spectroscopiques décrits cidessus, cette section présente l'étude du transport atomique à travers plusieurs séries de mesures réalisées dans deux installations différentes, à savoir le PPS®100-ML dans PIVOINE-2g et le PPI dans NExET. Ces deux campagnes sont présentées séparément dans les deux sections suivantes.

#### III.1 Mesures sur le PPS®100-ML – céramiques BN-SiO<sub>2</sub>

#### III.1.1 Spectres de fluorescence

La mesure du profil de fluorescence du xénon atomique a été réalisée à plusieurs positions à l'intérieur comme à l'extérieur du canal de décharge de deux moteurs respectivement de 1,5kW et 5kW. Plusieurs profils de fluorescence du niveau 1s5 sont présentés en Figure 15 à différentes positions, mesurées sur le PPS\$100-ML sur l'axe médian du canal avec une tension de décharge de 250 V, un courant d'alimentation des bobines de 4.5 A et un débit de  $5mg.s^{-1}$ . La position x=0 mm correspond au plan de sortie du moteur. Ces profils mettent en évidence un décalage en vitesse de la fonction de distribution qui dépend de la position et donc un phénomène d'accélération apparente de la population d'atomes dans le canal et sa décélération à l'extérieur du canal de décharge.

L'opération de déconvolution a pu être réalisée par Ewa Pawelec [64] en tenant compte des différentes sources de déformation du profil. La structure complète de la transition incluant structure isotopique, hyperfine (connue pour cette transition) et Zeeman est calculée. L'intensité du champ magnétique mesuré par une sonde de Hall dans le moteur au repos permet de déterminer la levée de dégénérescence de la transition par l'effet Zeeman. L'élargissement dominant est l'élargissement Doppler, estimé à 600 MHz et donc bien supérieur à la largeur spectrale du laser, inférieure au MHz et à la largeur naturelle de la transition, environ 5 MHz. La saturation due à la puissance du faisceau laser est prise en compte. La Figure 16 montre le bon accord du modèle utilisé avec les mesures brutes de FIL. La vitesse la plus probable est alors déterminée, et l'incertitude sur la valeur de la vitesse est d'environ 100 m.s<sup>-1</sup>.

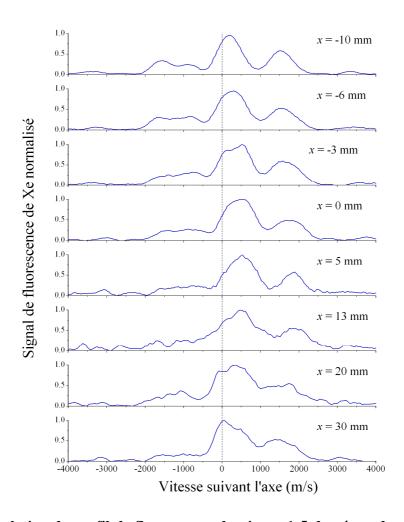


Figure 15 : Evolution du profil de fluorescence du niveau 1s5 du xénon dans le PPS®100-ML pour  $U_d$  = 250 V,  $I_b$  = 4.5 A et  $D_a$  = 5 mg.s<sup>-1</sup>.

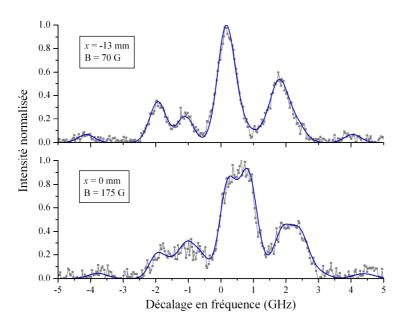


Figure 16 : Modèle du profil de fluorescence pour le niveau 1s5 pour deux positions dans le canal du moteur.  $U_d$  = 250 V,  $I_b$  = 4.5 A et  $D_a$  = 5 mg.s<sup>-1</sup>.

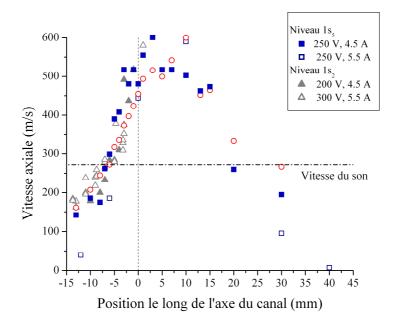


Figure 17: Evolution de la vitesse la plus probable du xénon dans le canal du propulseur. Plusieurs points de fonctionnement ont été testés, avec deux courants d'alimentation des bobines, 4,5 A et 5,5 A, et trois tensions, 200 V, 250 V et 300 V. La série rouge correspond aux valeurs de vitesse après la mise en œuvre de la déconvolution des profils expérimentaux bruts.

#### III.1.2 Evolution de la vitesse la plus probable et interprétation

La Figure 17 présente l'évolution de la vitesse suivant l'axe médian du canal de décharge. Plusieurs données sont superposées sur cette figure, qui viennent du PPS®100-ML avec les mesures réalisées à différents champs magnétiques, à différentes tensions et pour les deux niveaux atomiques observés. Les mesures de vitesse du niveau  $1s_2$  sont antérieures à la thèse et ont été réalisées par Damien Gawron. La série en carrés rouges correspond à la vitesse atomique après la déconvolution des profils de fluorescence du niveau  $1s_2$  pour  $U_d = 250$  V et  $I_b = 4,5$  A. On constate que la vitesse déconvoluée reste proche des valeurs les plus probables à l'intérieur du canal mais que l'écart s'agrandit à l'extérieur, en particulier à cause de l'influence de l'invasion par le gaz résiduel qui diminue la valeur apparente de la vitesse du gaz neutre qui sort du canal.

Les phénomènes d'accélération et décélération mentionnés plus haut (II.1.2) sont ici bien visibles et indépendants à la fois du niveau sondé et des conditions de fonctionnement du moteur. Le phénomène de décélération est assez facile à comprendre car il s'agit du phénomène de thermalisation ou d'invasion du jet d'ions par le gaz ambiant du caisson. Le phénomène d'accélération est plus complexe et plusieurs hypothèses peuvent être formulées. Premièrement, l'ionisation sélective des atomes les plus lents, c'est-à-dire ceux qui passent le plus de temps dans le canal de décharge et ont donc la plus grande probabilité d'être ionisés, va déformer la FDV et entraîner une accélération apparente de la population. Deuxièmement, l'effet de « boite ouverte » entraîne l'asymétrie de la fonction de distribution en vitesse, dépourvue de la composante de vitesse dirigée du plan de sortie vers le fond du canal, et donc une vitesse qui augmente de façon artificielle quand on s'approche du plan de sortie. Troisièmement, les collisions d'échange de charges peuvent être assez importantes dans le canal de décharge, là où les densités atomiques et ioniques sont les plus élevées, pour

entraîner l'accélération du jet d'atomes. Enfin, l'interaction des atomes et des ions avec les parois du canal de décharge est susceptible de modifier la FDV des atomes et accélérer le jet.

Des simulations hybrides dans le cadre d'un plasma quasi-neutre ont été réalisées au laboratoire LAPLACE par L. Garrigues afin de déterminer la contribution relative de ces différents effets. Les espèces lourdes que sont les neutres et les ions sont modélisées par une approche cinétique, tandis que les électrons sont considérés comme un fluide, du fait de la grande différence d'inertie entre ces deux populations. L'influence respective de l'invasion du jet par le gaz résiduel, des échanges de charge et des parois en céramique, pondérée correctement, permet de reconstruire le profil mesuré par spectroscopie de FIL [62].

Les différents effets ont été pris en compte progressivement, comme présenté en Figure 18. L'influence de la pression résiduelle est très nette et diminue drastiquement la vitesse des atomes par l'invasion du gaz du caisson, de façon conforme aux résultats expérimentaux. Cet accord est un des moyens de valider la bonne prise en compte des effets de caisson sur le comportement du propulseur.

Les processus d'ionisation sélective des atomes les plus lents et de « boite ouverte », pris en compte dans le cas des ions au repos avec pression résiduelle, ne suffisent pas à expliquer la vitesse des atomes dans le plan de sortie. L'influence de la recombinaison des ions aux parois a été testée et le résultat des simulations est présenté comme dernier cas test dans la Figure 18. La recombinaison des ions aux parois génère en très grande majorité des atomes thermalisés à la température des parois soit environ 700 K à 800 K. Une petite fraction des atomes peut être produite avec une température bien plus élevée, jusqu'à 1 eV soit 11604 K. Cette fraction pourrait être responsable d'une partie de la vitesse élevée des neutres. L'accord aux résultats expérimentaux est grandement amélioré, ce qui suggère que le canal, ici en BN-SiO<sub>2</sub>, a une influence non négligeable sur l'interaction plasma-paroi et les pertes d'ions qui s'y recombinent, accélérant le gaz neutre.

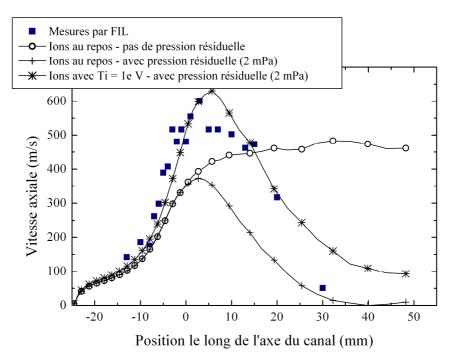


Figure 18 : Comparaison des mesures aux simulations hybrides sous différents scénarios. Figure tirée de [62]

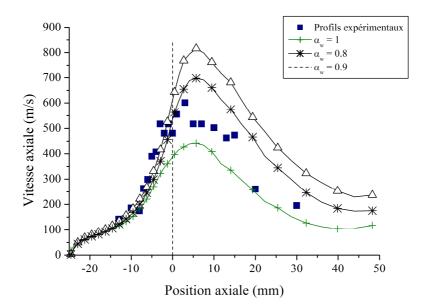


Figure 19 : Profils simulés pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$ . Les carrés pleins correspondent aux résultats expérimentaux. Figure tirée de [62].

La simulation numérique de la recombinaison des ions aux parois reste empirique, c'est-à-dire basée sur un modèle d'interaction {particule – parois}. Ce modèle permet d'ajuster via un paramètre  $\alpha$  variable la vitesse atomique après la recombinaison  $V_a$  d'un ion suivant la formule (III.1) suivante :

$$V_a = \sqrt{\alpha V_w^2 + (1 - \alpha) V_{incident}^2}$$
 (III.1)

où  $V_w$  est la vitesse des atomes thermalisés par la paroi, et  $V_{incident}$  la vitesse de l'ion incident. Le ratio  $\alpha$  est ajusté afin de reproduire aux mieux les données expérimentales. La Figure 19 montre la variation de la vitesse simulée des atomes pour différentes valeurs de ce paramètre  $\alpha$ . Lorsque  $\alpha$  tend vers 0, l'interaction des ions aux parois est purement élastique : l'atome repart avec la vitesse de l'ion incident. Lorsque  $\alpha$  tend vers 1, l'atome repart avec une vitesse purement thermique et liée à la température des parois. La réalité de l'expérience montre que la situation est intermédiaire avec une forte influence des parois. Il est hautement probable que la valeur du paramètre  $\alpha$  varie suivant le matériau utilisé, l'état de surface des céramiques et donc l'historique du fonctionnement du moteur et enfin le gaz utilisé – le krypton par exemple, plus léger, impactera la céramique avec une vitesse plus élevée. La mise au point de codes prédictifs requiert donc une connaissance largement accrue de l'interaction du plasma avec les céramiques.

Un point mérite d'être ici relevé: les atomes créés lors de la recombinaison des ions aux parois le sont dans leur état fondamental. Leur détection par spectroscopie de FIL est faite sur un niveau métastable ce qui impose donc qu'ils aient été excités préalablement par des collisions électroniques. Le résultat de la mesure est donc une convolution de la FDV des atomes dans leur état fondamental avec la distribution en énergie des électrons ce qui complique grandement l'interprétation des résultats expérimentaux. Des mesures réalisées sur l'état fondamental permettraient d'éliminer cette contribution électronique à la déformation des FDV atomiques, rendues déjà complexes par l'ensemble des phénomènes sus cités.

# III.2 Mesures sur le PPI – céramiques Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Des mesures sur la vitesse des atomes de xénon ont été réalisées sur le PPI dans l'installation NExET afin de confirmer ou d'infirmer le fait que les phénomènes d'accélération et de décélération sont observés de façon générique sur tous les propulseurs à effet Hall, indépendamment de leur taille. Un seul niveau a été sondé, le niveau 1s<sub>5</sub>, car l'étude réalisée sur le propulseur PPS®100-ML a montré que le choix de la transition ne change pas le résultat de la mesure. La mesure a été réalisée pour une tension de décharge de 200 V, un débit de xénon de 1 mg.s<sup>-1</sup>.

Les mesures n'ont pas été réalisées dans le canal mais uniquement à l'extérieur, jusqu'à une position plus éloignée que dans l'étude du PPS®100-ML (75 mm contre 40 mm après le plan de sortie). Comme la Figure 20 le montre, deux populations d'atome sont clairement visibles, à l'inverse de la Figure 15 qui correspond aux mesures sur le PPS®100-ML. Ces deux populations se distinguent par l'évolution de leur vitesse : l'un des groupes dont la vitesse est proche de zéro et qui semble augmenter légèrement à quelques centaines de m.s<sup>-1</sup>, et le second qui évolue à une vitesse plus élevée, environ 600 m.s<sup>-1</sup> et ralentit. Dans la Figure 15, un seul groupe d'atomes était visible et voyait sa vitesse évoluer en passant par un maximum dans la zone proche du plan de sortie du moteur.

Le tracé de la vitesse la plus probable, à savoir la vitesse des deux maxima, permet de voir de façon plus claire cet effet. Le résultat est tracé dans la Figure 21.

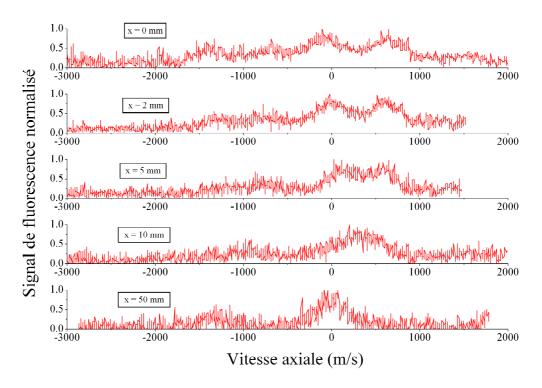


Figure 20 : Profil de fluorescence de Xe à différentes positions sur le diamètre moyen du canal de décharge du PPI.  $U_d$  = 200 V,  $D_a$  = 1 mg.s<sup>-1</sup>.

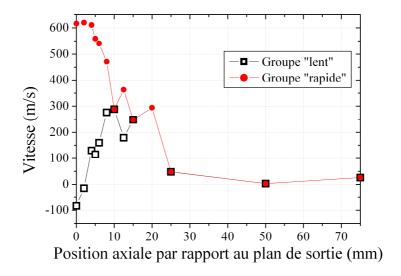


Figure 21 : Evolution de la vitesse des deux groupes d'atomes en fonction de la position.

La décélération correspond au même phénomène que ce qui a été observé dans la section précédente, à savoir un jet d'atomes qui par mélange dans l'espace des phases (x : Vx) avec le gaz résiduel se thermalise. Le groupe d'atomes à vitesse nulle correspond au gaz résiduel, qui en recouvrant la fonction de distribution du groupe d'atomes « rapides », se déforme et semble accélérer. L'existence d'une vitesse négative pour le groupe d'atomes lents ne doit pas être trop rapidement interprétée car l'incertitude de la mesure sur l'atome est d'environ 150m.s<sup>-1</sup>. Le phénomène de décélération est en accord avec les mesures précédentes, bien qu'il semble que l'influence du gaz résiduel soit bien plus importante dans le cas du PPI que dans le cas du PPS®100-ML.

Le changement de céramique, ici de l'alumine  $Al_2O_3$ , au lieu du BN-SiO<sub>2</sub> utilisé dans la section précédente, ne semble pas engendrer de différence majeure entre les deux séries de mesures. L'influence est donc modérée, avec très probablement production d'atomes rapides en surface de l'alumine, à l'instar des mesures sur le BN-SiO<sub>2</sub>. Le travail de déconvolution opéré pour les mesures de la section précédente n'a pas été mené, car il n'apporterait pas plus d'informations sur les populations qui se mélangent ni sur les phénomènes d'accélération dans le canal qui n'ont pas été mesurés dans ce cas.

Une étude plus systématique du profil d'accélération des atomes dans le canal en fonction du matériau utilisé permettrait d'affiner les modèles utilisés pour l'interaction du gaz avec les parois du canal de décharge dans les simulations hybrides. Ce travail pourrait être mené avec le PPI en utilisant une collection du signal non plus perpendiculaire mais inclinée pour accéder aux profils de fluorescence dans le canal, ou bien fendre la bague externe du PPI à l'instar de ce qui a été fait pour le PPS®100-ML. Il serait alors possible d'utiliser différents matériaux, différents grades de BN, d'AlN ou autres. L'influence précise du gaz résiduel pourrait être mieux évaluée en variant la pression résiduelle en xénon, afin d'améliorer la précision des modèles et notre connaissance de la pertinence des essais réalisés dans des moyens d'essais au sol par rapport aux performances et à la physique de la décharge du propulseur dans l'espace. Un autre domaine de recherche concerne les atomes rapides, susceptibles d'être formés par collisions d'échange de charges avec des ions dans la zone proche du plan de sortie du moteur, là où les densités sont encore assez élevées pour rendre probable cet évènement. Des détails sur l'interaction des faisceaux d'ions, susceptible de contribuer à l'apparition d'atomes rapides, sont donnés dans le chapitre V. A ce jour, aucune mesure de ces atomes rapides n'a pu être réalisée malgré plusieurs tentatives. La question de leur existence reste une question ouverte à l'expérience.

_	4	0	_

# IV Transport ionique dans la direction axiale

La partie précédente ayant détaillé les caractéristiques du transport atomique dans la zone proche du plan de sortie d'un propulseur à effet Hall, cette partie et les suivantes vont s'attacher à étudier les caractéristiques du transport ionique dans plusieurs conditions. Des détails fins sur la physique de la décharge sont accessibles grâce à une analyse fine des résultats.

#### IV.1 Préliminaires : FDV de Xe II dans le PPS®100-ML

Les mesures présentées dans cette section ont été réalisées dans l'installation Pivoine-2g sur le PPS®100-ML. Les conditions d'opération sont fixes, à savoir un débit de 4,5 mg.s<sup>-1</sup> de xénon dans l'anode, de 0.4 mg.s<sup>-1</sup> dans la cathode, une tension de 250 V, et un potentiel de cathode de -18.5 V environ. Le champ magnétique est constant et généré par les bobines traversées par un courant de 5 A. L'objectif de cette section est de présenter l'ensemble du traitement qui peut être réalisé sur une série de mesures de spectroscopie de FIL appliquée aux ions. Ce traitement diffère beaucoup de celui présenté sur les atomes dans la section précédente, car on peut accéder via la vitesse ionique à des informations fines sur le plasma de la décharge, comme l'évolution dans l'espace de la fréquence d'ionisation ou de la mobilité électronique. Un traitement numérique permet d'envisager des comparaisons entre les mesures par FIL dans le champ proche du moteur (jusqu'à 10 cm du plan de sortie) avec des mesures de sondes électrostatiques effectuées dans le champ lointain, jusqu'à près de 100 cm du plan sortie.

# IV.1.1 FDVI, vitesse moyenne et dispersion

Comme il a été expliqué dans la section II.3.2, le profil de fluorescence de Xe II pour les mesures sur l'axe médian du canal est considéré comme identique à la FDV de cet ion. Des spectres bruts obtenus par spectroscopie de FIL sont présentés, en Figure 22 pour les mesures faites à l'intérieur du canal jusqu'au plan de sortie et en Figure 23 pour les mesures effectuées entre le plan de sortie et la position maximale de 40 mm. Les spectres sont normalisés par leur aire et non par le maximum ce qui a pour avantage de faire apparaître l'évolution de la dispersion de la FDVI. Ainsi l'amplitude de la FDV est minimale dans le plan de sortie ce qui correspond à la position où la dispersion est maximale. A l'opposé, la dispersion est à son minimum loin du plan de sortie à l'extérieur du canal. La dégradation du rapport signal sur bruit aux positions extrêmes, à savoir 12 mm avant le plan de sortie et 40 mm après ce plan de sortie, s'explique par la diminution de la densité d'ions.

Les FDVIs font apparaître très nettement des populations à vitesse inférieure à celle du pic central, qu'on appellera par la suite aile lente, et des populations à vitesse supérieure à celle du pic central qu'on appellera de la même façon aile rapide. Il est utile de connaître la vitesse maximale qu'est susceptible d'atteindre un ion qui perçoit une tension de 250 V, soit environ 19158 m.s<sup>-1</sup>. Ceci permet de distinguer une aile dite « supravéloce » d'ions qui ont une vitesse supérieure à cette vitesse théoriquement maximale [60]. Une première explication de l'existence de ces ions est liée aux collisions d'échange de charge avec des ions multichargés (2+, 3+ voire 4+). Cette explication est invalidée par la valeur du libre parcours moyen dans nos conditions, entre 30 cm et 1 m, à comparer aux dimensions typiques de la zone d'accélération, environ 5 cm. Une autre explication est liée à l'oscillation dans l'espace et dans le temps du champ électrique. L'existence d'un phénomène dit de « wave-riding » est prévue par les numériciens et a été démontrée sur plusieurs moteurs. Ce phénomène consiste en une interaction onde-particule entre le champ électrique qui oscille dans le temps et dans l'espace, et les ions qui peuvent osciller en phase ou non avec ce champ. Selon le déphasage entre l'onde de champ et l'ion, l'énergie gagnée par ce dernier pourra être supérieure à la moyenne, tandis que l'énergie moyenne des ions restera bien inférieure au potentiel appliqué.

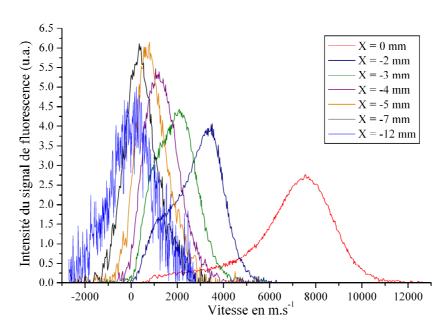


Figure 22 : FDVIs de Xe II à l'intérieur du canal de décharge du PPS®100-ML, sur l'axe médian du canal. Le plan de sortie est repéré par la coordonnée X=0 mm. Le point de fonctionnement est :  $U_d=250~V,~D_a=4.5~mg.s^{-1}$ , et le courant dans les bobines est  $I_b=5~A$ .

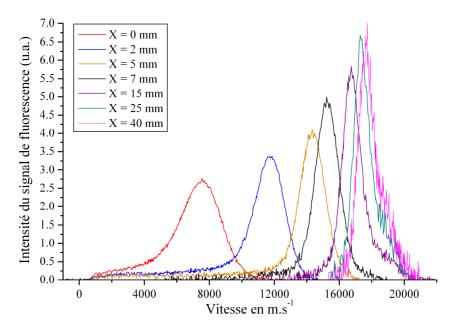


Figure 23 : FDVIs de Xe II à l'extérieur du canal de décharge du PPS®100-ML, sur l'axe médian du canal. Le plan de sortie est repéré par la coordonnée X=0 mm. Le point de fonctionnement est :  $U_d=250~V, D_a=4.5~mg.s^{-1}$ , et le courant dans les bobines est  $I_b=5~A$ .

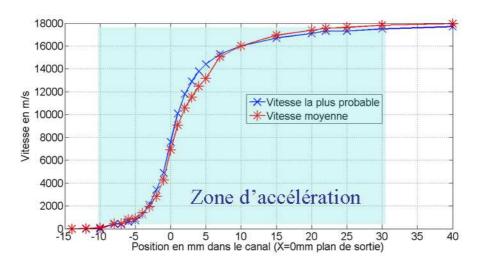


Figure 24 : Evolution de la vitesse la plus probable et de la vitesse moyenne avec la position le long de l'axe médian du canal de décharge du PPS®100-ML.

La première information intégrée qui peut être extraite des FDVIs est une valeur de la vitesse qui soit représentative de l'ensemble des ions. Deux possibilités existent qui donnent des informations différentes mais complémentaires. La vitesse la plus probable, aisément calculée comme la vitesse du maximum de la FDVI, donne la vitesse du groupe d'ions qui représente la plus grande partie du jet d'ions créé dans le canal de décharge et éjecté du moteur. Cette vitesse permet d'avoir une vision rapide et réaliste de la répartition spatiale du processus d'accélération. Cependant les contributions des ailes lente et rapide ne sont pas prises en compte alors qu'elles influent sur les performances en accélération et au final sur la poussée du moteur.

La vitesse moyenne, calculée comme le premier moment normalisé de la FDVI, tient compte de la présence d'ailes lentes et rapides qui indiquent la présence d'une zone d'ionisation et d'une zone d'accélération, en accord avec toutes les mesures faites sur les moteurs électriques à effet Hall. On constate ainsi sur la Figure 24 que la vitesse moyenne passe dans un premier

temps par des valeurs inférieures à la valeur la plus probable, ce qui est la signature de la présence d'une aile lente, puis, dans un second temps par des valeurs supérieures ce qui nous indique l'existence d'une aile rapide. L'évolution des deux profils est la même et montre que l'accélération se passe pour 40 % dans le moteur et pour 60 % à l'extérieur, avec une courbure non nulle jusqu'à 30 mm après le plan de sortie. L'augmentation de vitesse n'est visible à l'intérieur du canal qu'à partir de 10 mm avant le plan de sortie, ce qui définit la zone d'accélération. La répartition spatiale exacte de l'accélération entre l'intérieur et l'extérieur du canal de décharge dépend du champ magnétique – position du maximum et intensité du maximum – mais aussi de la tension de décharge et du débit de gaz. Plusieurs commentaires peuvent être faits sur le calcul de la vitesse moyenne et sur la sensibilité de ce calcul avec la qualité de la mesure. La vitesse moyenne intègre l'ensemble de la FDVI via l'équation (IV.1).

$$V_{moyenne} = \frac{\int v f(v) dv}{\int f(v) dv},$$
 (IV.1)

où v désigne la vitesse, f(v) la FDV. L'intégrale fait donc intervenir les valeurs de la FDVI jusqu'à des valeurs infinies de vitesse avec un poids croissant. Il est donc crucial de mesurer l'intégralité de la fonction de distribution et en particulier ses ailes lente et rapide afin d'avoir une valeur non biaisée de la vitesse moyenne. Utiliser la vitesse la plus probable est une façon de simplifier le problème lorsque les mesures sont trop longues à réaliser et lorsque seule une vision rapide de l'accélération est nécessaire. Ce problème de mesure des ailes va réapparaître lorsque nous allons considérer le champ électrique dans la section suivante.

Une deuxième information utile et aisément accessible est la dispersion p qui a été déjà rapidement mentionnée plus haut. Elle est calculée à partir du deuxième moment normalisé de la FDVI comme explicité dans l'équation (IV.2). La dispersion est égale à la largeur à mihauteur dans le cas d'un profil gaussien.

$$p = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma = 2\sqrt{2\ln(2)}\sqrt{\frac{\int v^2 f(v)dv}{\int f(v)dv}}$$
(IV.2)

La Figure 25 montre un maximum marqué de la dispersion juste après la sortie du canal, puis la dispersion se stabilise à partir d'une position 20 mm après le plan de sortie pour une dispersion de 2000 m.s<sup>-1</sup> environ, proche de la valeur minimum dans le canal pour une position proche de 5 mm avant le plan de sortie. La dispersion en vitesse semble augmenter lorsque l'on va vers le fond du canal, alors que l'on s'attend à ce qu'elle tende vers la valeur de la dispersion pour des ions au repos qui est d'environ 600 m.s<sup>-1</sup>. Ceci peut être du à la saturation laser qui élargit la fonction de distribution. En effet, les ions présents au fond du canal ont une vitesse très faible et interagissent plus longtemps avec le faisceau laser que les ions accélérés.

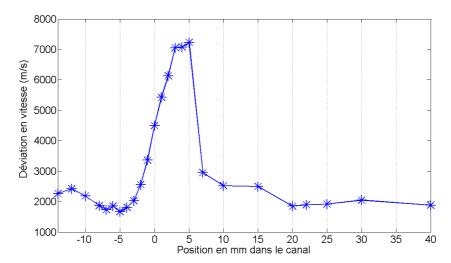


Figure 25 : Evolution de la dispersion *p* en vitesse.

L'existence d'un maximum très piqué de la dispersion est révélatrice du recouvrement de la zone d'ionisation et d'accélération [59]. Ce recouvrement entraîne la création d'ions à plusieurs endroits dans la chute de potentiel, ce qui va donc créer un faisceau d'ions accélérés à des énergies très différentes. Des échanges de charge entre les atomes de xénon et le jet ionique peuvent contribuer à la valeur de la dispersion lorsqu'on s'éloigne de la zone d'ionisation, c'est-à-dire au-delà de 5 mm après le plan de sortie.

La dispersion en vitesse est intéressante car elle permet d'étudier les processus d'accélération, mais on peut également s'intéresser à la dispersion en énergie, que l'on peut directement lier à l'énergie potentielle appliquée entre l'anode et la cathode. Deux calculs sont possibles pour connaître la dispersion en énergie du faisceau, soit en convertissant la dispersion en vitesse en énergie par l'équation (2) soit en convertissant les FDVIs en fonctions de distribution en énergie (FDE) et en calculant ensuite la dispersion. Ces deux procédés ne sont pas identiques car l'équation (2) entre la vitesse et l'énergie n'est pas linéaire et accroît l'importance des vitesses les plus élevées.

$$\varepsilon = \frac{1}{2}mV^2 \Rightarrow \Delta\varepsilon = m \times V_{moy}\Delta V \tag{IV.3}$$

Ainsi on peut constater sur la Figure 26 que l'énergie moyenne calculée à partir des FDVI ou des FDEI est très légèrement différente mais montre la même tendance pour les deux calculs. Le léger écart montre que l'énergie moyenne est plus élevée partout par le calcul via les FDEI que via les FDVI. Ceci est cohérent avec l'existence d'une large aile lente qui diminue en moyenne la vitesse. Cette contribution est largement réduite lors du calcul des FDEI. L'évolution de la dispersion, tracée en Figure 27 montre par contre une évolution très différente avec un maximum très marqué de la dispersion calculée à partir de la vitesse et un maximum peu marqué pour la dispersion calculée à partir des FDEI. Ceci nous confirme que l'aile lente des FDVI modifie considérablement la valeur de la dispersion en vitesse, qui ne correspond pas directement à la largeur à mi-hauteur du paquet principal d'ions créés dans le canal et qui constitue l'essentiel du faisceau éjecté.

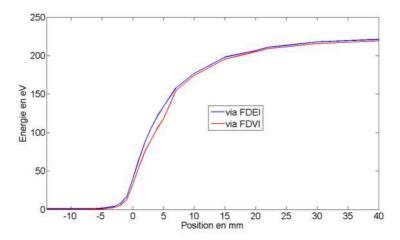


Figure 26: Evolution de l'énergie moyenne calculée à partir des FDVIs mesurées sur le PPS®100-ML et des FDEIs calculées à partir des FDVIs.

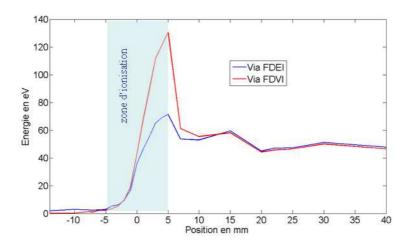


Figure 27 : Evolution de la dispersion en énergie calculée à partir des fonctions de distribution en énergie et en vitesse. Le maximum est atteint pour les profils à la fin de la zone d'ionisation.

# IV.1.2 Champ électrique : calculs et interprétation

Un des prolongements possibles de l'analyse du signal de fluorescence est le calcul du champ électrique. Plusieurs méthodes existent pour le calculer avec pour chacune un certain degré d'approximation nécessaire.

La détermination à partir du profil de vitesse consiste à considérer que l'énergie des ions est purement cinétique et correspond à leur accélération par la force de Lorentz, comme exprimé dans l'équation (IV.4) :

$$qE = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \frac{\partial(v^2)}{\partial x} \tag{IV.4}$$

Où q est la charge élémentaire, E le champ électrique, m la masse d'un atome de xénon, v la vitesse du groupe d'ions sélectionnés et x la position observée. Ce traitement laisse deux possibilités quant à la vitesse à utiliser. Le choix de la vitesse la plus probable ou celui de la vitesse moyenne amène dans le premier cas à ignorer la répartition en vitesse des FDV

ioniques en supposant que la distribution est un pic de Dirac. C'est une approximation assez brutale qui conduit à des erreurs sur la répartition spatiale réelle du champ électrique. Le choix de la vitesse moyenne n'est pas idéal non plus car il corrige la valeur de la vitesse la plus probable en tenant compte des ailes lentes et rapides et tend à diminuer le champ électrique réel. Le résultat du calcul avec ces deux méthodes est représenté en Figure 28.

Une méthode de calcul plus juste du champ électrique nécessite l'utilisation de toute l'information contenue dans les FDV ioniques mesurées [46]. L'outil adapté à ce problème est l'équation de Boltzmann à une dimension d'espace et une direction de vitesse (IV.5).

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + a \frac{\partial f}{\partial v} = S, \qquad (IV.5)$$

où f est la fonction de distribution en vitesse des ions, t le temps, x la position, v la vitesse axiale, a l'accélération axiale et S le terme source/pertes qui régit l'évolution de la FDV dans l'espace des phases (x, v, t). Le terme source/pertes doit être modélisé pour pouvoir résoudre cette équation. Le choix est fait de ne tenir compte que de l'ionisation et des collisions d'échange de charge et l'équation prend alors la forme (IV.6).

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial f}{\partial x} + a \cdot \frac{\partial f}{\partial v} = v_i \cdot f_0 + v_c (f_0 - f), \qquad (IV.6)$$

avec  $v_i$  la fréquence d'ionisation,  $f_0$  la fonction de distribution des atomes supposée assimilable à un Dirac centré sur une vitesse nulle, et  $v_c$  la fréquence de collision. L'équation se simplifie dans le cas d'un plasma sans collisions d'échanges de charge et d'un régime stationnaire en éliminant le premier terme du membre de gauche et le second terme du membre de droite. Après quelques calculs algébriques [46] on obtient les expressions suivantes pour le champ électrique (IV.7) et la fréquence d'ionisation (IV.8) :

$$E(x) = \frac{m}{q} \cdot \frac{w_1 w_2}{2w_1 - w_3} \cdot \frac{\partial w_3}{\partial x},$$
 (IV.7)

$$v_i = \frac{qE}{m \cdot w_2} - \frac{w_1}{w_2} \cdot \frac{\partial w_2}{\partial x}, \qquad (IV.8)$$

où

$$w_k = \frac{\int v^k f(v) dv}{\int v^{k-1} f(v) dv},$$
 (IV.9)

Cette méthode de calcul est plus complexe que les précédentes et demande souvent un lissage numérique des FDVIs car le calcul des moments d'ordre 3 et la dérivation dans l'espace sont très sensibles au bruit de mesure. La division par une différence de moments est également très sensible et peut introduire une part supplémentaire de bruit numérique. L'intérêt physique de cette méthode est de pouvoir dissocier les différents phénomènes qui ont lieu dans le canal du propulseur, à savoir l'ionisation et l'accélération qui sont mêlés dans le canal de décharge.

Les ions lents créés par l'ionisation diminuent la vitesse moyenne et donc le champ électrique dans la zone d'ionisation se retrouve sous-estimé lorsqu'on le calcule à partir de cette vitesse. On s'attend ainsi à trouver par la méthode des moments un champ électrique dans la zone d'ionisation plus élevé. Le calcul par la vitesse la plus probable modifie la valeur du champ électrique de façon moins sensible car il ne tient compte que de l'accélération du groupe principal d'ions, mais cette méthode ne permet d'avoir d'informations sur l'ionisation. Le résultat du calcul par la méthode des moments est tracé et comparé aux autres méthodes de calcul dans la Figure 28. Comme attendu, le champ électrique via les moments est légèrement supérieur à la valeur du champ électrique calculé avec la vitesse moyenne. L'écart se réduit lorsque l'on s'éloigne de la zone d'ionisation. Les champs électriques calculés par la méthode des moments et la vitesse la plus probable diffèrent très peu comme on pouvait le pressentir car la vitesse la plus probable fait ressortir le processus d'accélération du groupe majoritaire d'ions, sans tenir compte des processus d'ionisation.

La Figure 28 est riche d'informations, au-delà de la comparaison des méthodes de calcul du champ électrique. La zone d'accélération est facilement définie comme la zone où le champ électrique est non négligeable, et s'étale donc depuis l'intérieur du canal, soit 5 mm avant le plan de sortie, jusque 25 mm après le plan de sortie, ce qui est un peu plus restreint que l'estimation faite avec la vitesse. La zone d'ionisation, dont le profil très bruité est interpolé par une fonction gaussienne, s'étend depuis l'intérieur du canal, là où la densité d'atomes est élevée, jusqu'à une position en dehors du canal, environ 5 mm après le plan de sortie. C'est en accord avec les FDVI présentées en Figure 23 qui exhibent une large aile lente jusqu'à 5 mm après le plan de sortie. Le large recouvrement de la zone d'ionisation et d'accélération, visible sur la Figure 28, et qui avait été prédit par Manzella [27] est ainsi mesuré avec précision et montre à quel point ces processus sont intriqués. Ce recouvrement est à l'origine d'une partie des pertes en rendement du moteur car les ions produits dans la zone d'accélération ne vont être soumis qu'à une fraction de la différence de potentiel totale.

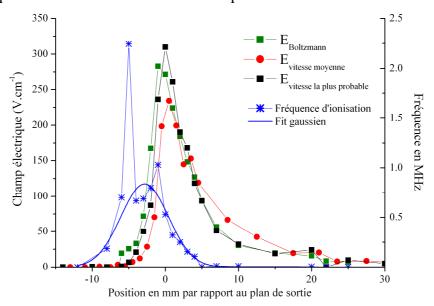


Figure 28 : Répartition spatiale du champ électrique et la fréquence d'ionisation sur l'axe médian du canal de décharge du PPS\$100-ML. La tension appliquée est de 250 V pour un débit de gaz de 5 mg.s $^{-1}$  et un courant dans les bobines de 5 A.

#### IV.2 Efficacité d'accélération dans le PPI

#### IV.2.1 Influence de la géométrie sur l'accélération ionique

Après l'étude détaillée des FDVIs axiales mesurées dans le PP®100-ML, cette section et les suivantes vont s'attacher à mettre respectivement en évidence l'influence du choix de la géométrie, c'est-à-dire la largeur du canal, de l'intensité du champ magnétique et des paramètres de fonctionnement de la cathode sur la vitesse la plus probable des ions dans le PPI. Seule la ligne de visée au milieu du canal est utilisée, de façon similaire aux mesures faites sur le PPS®100-ML. Le calcul du champ électrique est fait en utilisant la conservation de l'énergie cinétique. L'absence de mesures à l'intérieur du canal exclut toute information sur la zone d'ionisation, mais ces informations pourraient être obtenues en modifiant le dispositif de collection du signal, par exemple en l'inclinant de 45° pour observer l'intérieur du canal de décharge.

Le PPI a été construit autour d'un canal à section variable mais de diamètre moyen constant. Cette construction est venue d'un constat, après l'analyse exhaustive des dimensions et performances des propulseurs à effet Hall testés et parus dans la littérature scientifique par Käthe Dannenmayer [65]: l'ensemble des moteurs existants semblent construits en suivant une relation linéaire entre le diamètre moyen du moteur et la largeur du canal de décharge. L'un des deux paramètres est déterminé grâce à des lois d'échelle en fonction de la puissance estimée du propulseur; l'autre paramètre lui étant linéairement lié, les dimensions du propulseur sont ainsi rapidement fixées.

Afin d'examiner l'influence de la largeur du canal de décharge de façon indépendante du diamètre moyen, il a été décidé de concevoir un petit propulseur dont le canal de décharge puisse être modifié à l'aide de plusieurs bagues en céramiques. Le jeu de base, appelé configuration  $S_0$ , correspond au standard pour un propulseur de 200 W. Deux autres jeux de bagues céramiques, appelés respectivement  $2S_0$  et  $3S_0$  ont été usinés. Les sections obtenues grâce à ces nouveaux jeux de bagues céramiques sont, pour la  $2S_0$ , le double de la section du jeu standard  $S_0$ , et le triple pour la section  $3S_0$ . Ces différentes sections sont représentées sur la Figure 29. L'intérêt de ne modifier que la largeur du canal sans toucher au diamètre moyen provient du fait que le rapport surface sur volume pour un canal annulaire est égal au double de l'inverse à la largeur du canal (en négligeant la face arrière du canal) Or, ce rapport exprime le ratio des pertes par recombinaison du plasma sur les parois du moteur sur la production du plasma en volume. Modifier la section revient donc à jouer sur ce ratio et pourrait donc améliorer le rendement du propulseur.

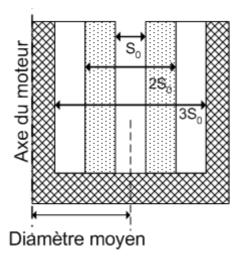


Figure 29 : Schéma des différentes géométries du PPI.

#### IV.2.1.a Influence de la géométrie sur la vitesse des ions Xe II

L'évolution de la vitesse et du champ électrique est tracée en Figure 30. La tension appliquée est de 200 V. Le courant de décharge varie faiblement lors du changement de section, de 0.86 A à 1.02 A entre la section  $S_0$  et la section  $3S_0$  ce qui permet de supposer que la décharge n'est pas trop modifiée par le changement de géométrie. La vitesse finale des ions à 100 mm du plan de sortie augmente avec la section, avec un gain proche de 700 m.s<sup>-1</sup> entre la géométrie  $S_0$  et la  $3S_0$ . L'écart entre la  $3S_0$  et  $2S_0$  est très faible à 100 mm. Ceci signifie que l'efficacité d'accélération, autrement dit la part d'énergie disponible pour l'accélération par rapport à l'énergie appliquée à savoir la tension de décharge, semble saturer avec un gain très important entre la géométrie  $S_0$  et  $2S_0$ , puis un gain faible pour la géométrie  $3S_0$ .

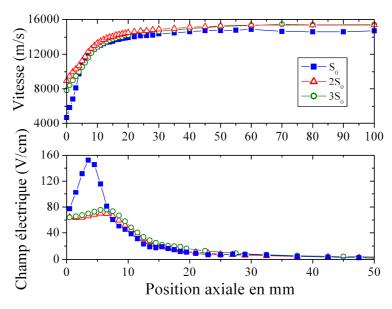


Figure 30 : Influence de la section du canal sur la vitesse des ions Xe II.  $U_d = 200 \text{ V}$ ,  $D_a = 1 \text{ mg.s}^{-1}$ .

La vitesse dans le plan de sortie du PPI est également modifiée, ce qui suggère que la zone d'accélération se déplace lorsque l'on change la largeur du canal, avec un maximum pour la géométrie  $2S_0$  avec une vitesse de 9000 m.s<sup>-1</sup> soit 54.4 eV, contre 4700 m.s<sup>-1</sup> soit 15 eV pour la géométrie  $S_0$ , et 7800 m.s<sup>-1</sup> soit 41.4 eV pour la  $3S_0$ . L'érosion est donc susceptible d'être maximale pour la géométrie  $2S_0$ , et minimale pour la  $S_0$ , à condition que la densité du flux ionique soit la même.

Ces informations sur l'énergie des ions dans le plan de sortie, complétées par l'intégrale du champ électrique mesuré à l'extérieur du canal du PPI, permettent de déterminer la fraction d'énergie électrique qui est utilisée pour l'accélération des ions. On obtient une énergie totale des ions de 139 eV pour la géométrie  $S_0$ , 155 eV pour la  $2S_0$  et 154 eV pour la  $3S_0$ , ce qui prouve que la géométrie la moins efficace en terme d'accélération est la moins large.

Pour une tension de 200 V, et un potentiel de la cathode par rapport à la masse de -20 V, on obtient 180 V de potentiel effectif vu par les ions créés au fond du canal. Or les ions évoluent au sein d'un plasma électropositif dont le potentiel à toute position est nécessairement supérieur à zéro, et qui sera donc le potentiel électrique minimal des ions. Cette différence de potentiel entre le potentiel plasma et la masse diminue encore le potentiel effectif d'accélération vu par les ions. Infiniment loin du propulseur, ce potentiel est nul car le potentiel à l'infini est fixé par les parois du caisson mis à la masse. Dans notre cas, à une distance non infinie, le potentiel a été mesuré par sonde de Langmuir et s'avère très proche de zéro dans nos conditions. En considérant ces différentes sources de diminution de la tension effective d'accélération, on obtient un rendement d'accélération, c'est-à-dire le ratio de l'énergie cinétique maximale atteinte sur l'énergie maximale disponible de 86 % pour les deux géométries les plus larges, contre 77 % pour la géométrie S<sub>0</sub>.

#### IV.2.1.b Influence de la géométrie sur la vitesse des ions Kr II

Une étude similaire a été menée en utilisant du krypton comme ergol. Les trois géométries ont été testées pour le même champ magnétique que celui utilisé avec le xénon.

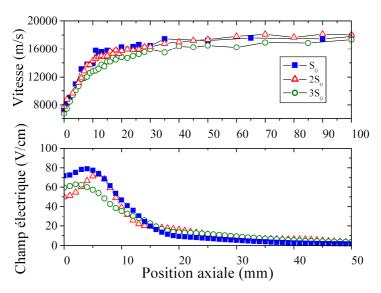


Figure 31 : Influence de la section du canal du PPI sur la vitesse de Kr II. La tension de décharge  $U_d$  vaut 200 V, le débit anodique 14 sccm soit environ 1 mg.s<sup>-1</sup> en krypton.

Contrairement au xénon pour lequel de grandes différences entre les différentes sections étaient visibles, aucun écart important n'est observable sur la vitesse des ions  $Kr^{II}$ . La vitesse dans le plan de sortie comme la vitesse finale sont quasi identiques, soit un peu moins de  $18000~\text{m.s}^{-1}$  ou 137.6~eV, ce qui correspond à un rendement en accélération effective de 76 %, en deçà des rendements en xénon pour les larges sections mais très proche pour la géométrie standard  $S_0$ . Le potentiel de la cathode n'a pas été modifié par le changement de gaz, et reste proche de -20~V, ce qui conduit à 180~V de tension effective. Le champ électrique a été calculé à partir des vitesses interpolées par une spline cubique pour réduire le bruit. La grande incertitude sur la mesure de la vitesse, environ  $300~\text{m.s}^{-1}$  voire  $500~\text{m.s}^{-1}$  pour certains profils, limite la résolution spatiale du champ électrique. Le décalage apparent du maximum de champ doit donc être pris avec précaution comme un possible artefact. Des mesures complémentaires seront nécessaires pour déterminer avec plus de précision l'évolution de la vitesse des ions  $Kr^+$  avec une source d'ions plus efficace. On rappelle ici que le PPI dans sa version actuelle est optimisé en termes de topologie magnétique et de dimensions pour l'utilisation avec du xénon et non le krypton.

#### IV.2.1.c Interprétation

L'évolution du rendement lorsque l'on change la section peut s'expliquer de deux façons. D'une part, en augmentant la section du canal à diamètre constant, on a diminué le ratio des pertes aux parois sur la production du plasma en volume. Un supplément d'énergie est donc disponible soit pour participer à l'ionisation du gaz, soit pour accélérer les ions du plasma. Des mesures par sondes électrostatiques [69][71] ont montré qu'en plus d'améliorer les performances en accélération, élargir le canal augmente le courant ionique, et c'est donc l'ensemble des performances qui s'en trouve augmenté. La très faible modification du rendement en accélération en krypton peut s'expliquer par le potentiel d'ionisation plus élevée, qui entraîne une consommation énergétique plus importante et donc moins d'énergie disponible pour l'accélération. La diminution des pertes aux parois ne suffirait pas à augmenter l'énergie disponible pour l'accélération mais uniquement l'ionisation et donc le courant d'ions.

Une autre explication peut être donnée quant à l'augmentation des performances lors de l'élargissement du canal. En effet, lorsque la section augmente, la zone accessible au plasma s'élargit et se rapproche des pôles magnétiques du moteur. Par conséquent l'effet de confinement du plasma est plus important et protège mieux les parois. La Figure 32 montre la variation du champ magnétique dans sa configuration standard lorsque l'on change les céramiques. Le champ est normalisé à sa valeur dans le plan de sortie, qui sera prise comme référence pour toutes les courbes de champ magnétique du PPI. De même, la position radiale est normalisée au diamètre moyen, donnée classée confidentielle et qui n'est pas critique pour notre propos. L'amplitude du champ croit de façon très importante lorsque l'on passe de la géométrie S<sub>0</sub> à la 3S<sub>0</sub> d'un facteur 2,5 sur la paroi interne et 1,9 sur la paroi interne. Suivant la description utilisée pour le confinement magnétique – pression magnétique, effet miroir sur la ligne de champ, force diamagnétique - on peut estimer de façon différente la contribution du champ magnétique à l'écrantage des parois, mais dans tous les cas, cette contribution est non négligeable et superposée à l'effet purement géométrique. La mesure de l'influence de l'amplitude du champ magnétique sur la vitesse des ions est donc nécessaire et présentée dans la section suivante.

#### IV.2.2 Influence du champ magnétique

Le champ magnétique peut être augmenté ou diminué en variant le nombre d'aimants disposés dans le pôle magnétique interne et dans le pôle externe. Ces pôles consistent simplement en une couronne d'aimants que l'on peut démonter du moteur afin d'ajuster l'intensité du champ magnétique. Trois configurations de champ magnétique ont été utilisées : elles génèrent au milieu du canal dans le plan de sortie un champ respectif  $B_0$ , champ standard dont le profil radial est présenté en Figure 32, et deux intensités différentes, l'une plus faible qui sera appelée  $B_{min}$ , dont la valeur au milieu du canal et dans le plan de sortie vaut  $0.7 \times B_0$ , et l'une plus faible qui sera appelé  $B_{max}$  et qui vaut au même endroit  $1.7 \times B_0$ . La Figure 33 présente les profils du champ magnétique dans le plan de sortie dans ces trois configurations, normalisées comme expliqué dans la figure précédente. La Figure 34 montre le profil du champ magnétique normalisé sur le rayon moyen du canal de décharge du PPI, avec les trois configurations  $B_{min}$ ,  $B_0$  et  $B_{max}$ . Durant cette série de mesures, la géométrie est bien entendu fixée. On a choisi la  $3S_0$  car c'est celle qui donne les meilleures performances en accélération et qui offre l'enveloppe de fonctionnement la plus large.

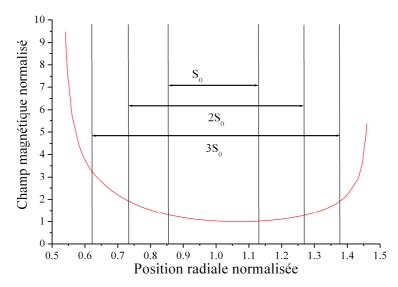


Figure 32 : Amplitude normalisée du champ magnétique dans le plan de sortie du PPI, avec la représentation des différentes géométries. La normalisation du champ est faite en prenant la valeur minimale du champ magnétique dans le plan de sortie. La normalisation de la position radiale est faite en prenant la valeur du rayon moyen.

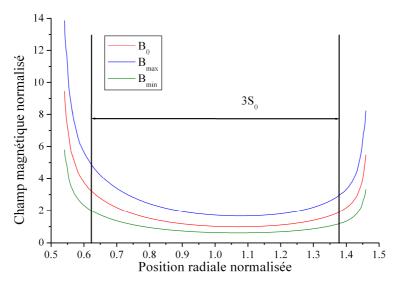


Figure 33 : Profil normalisé des différentes configurations magnétiques : amplitude du champ magnétique dans le plan de sortie du PPI. La norme utilisée est la même que dans la Figure 32.

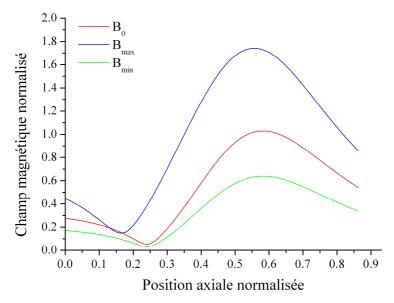


Figure 34 : Profil normalisé des différentes configurations magnétiques : amplitude du champ magnétique sur le rayon moyen du canal de décharge du PPI. La norme utilisée pour le champ est la même que dans la Figure 32. La norme choisie pour la position axiale est la longueur du circuit magnétique.

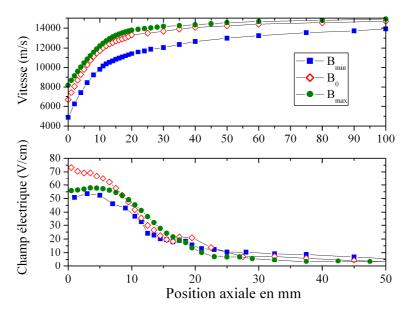


Figure 35 : Evolution de la vitesse la plus probable avec l'amplitude du champ magnétique. La tension de décharge vaut 200 V, pour un débit en xénon d'1 mg.s<sup>-1</sup>.

La mesure par spectroscopie de FIL de la vitesse ionique a été réalisée pour les trois amplitudes de champ magnétique et la géométrie  $3S_0$ . La tension est fixe à 200 V. Le résultat est présenté en Figure 35. On constate qu'augmenter le champ magnétique et donc le confinement du plasma augmente à la fois la vitesse des ions dans le plan de sortie, qui passe ainsi de  $5000 \text{ m.s}^{-1}$  soit 16 eV pour le champ  $B_{min}$ , à plus de  $8000 \text{ m.s}^{-1}$  soit 45.5 eV pour la configuration  $B_{max}$ , et la vitesse finale qui passe de  $14000 \text{ m.s}^{-1}$  à  $15000 \text{ m.s}^{-1}$ . L'écart entre la configuration standard  $B_0$  et la configuration à fort champ est net en ce qui concerne la vitesse ionique dans le plan de sortie, mais devient très faible lorsque l'on se place loin du plan de sortie. Ceci témoigne du fait qu'entre ces deux configurations, seule la répartition spatiale de l'accélération entre l'intérieur et l'extérieur du canal change et non l'intégrale du champ électrique.

La répartition spatiale du champ électrique est assez proche pour les trois amplitudes de champ magnétique utilisées. Le calcul de la valeur du potentiel cinétique final des ions conduit aux valeurs suivantes, à savoir 131.5 eV pour la configuration  $B_{min}$ , 146.1 eV pour la configuration standard et 150.5 eV pour la configuration  $B_{max}$  conduit à un rendement d'accélération maximal de 84 % pour la configuration à fort champ. Le pic du champ électrique est probablement atteint dans le plan de sortie mais l'absence de mesures à l'intérieur du canal ne permet de l'affirmer avec certitude. Il existe ainsi une zone d'ombre sur la position du maximum de champ, au contraire des mesures faites sur le PPS®100-ML qui avaient exploré aussi bien l'intérieur que l'extérieur du canal de décharge. Des mesures précédentes réalisées sur le PPS®100-ML et sur le PPS®X000 par D. Gawron [57]. La tendance relevée est un déplacement de la zone d'accélération vers l'intérieur du canal de décharge lorsque le champ magnétique augmente, ce qui est en bon accord qualitatif avec les résultats obtenus ici.

On pourra constater que la valeur de rendement d'accélération avec la configuration magnétique standard et la géométrie  $3S_0$  n'est pas la même dans cette section et dans la section précédente. L'écart est conséquent, 86% dans la section précédente contre 81% dans celle—ci. Ceci est du non pas à l'incertitude sur la valeur de la vitesse mais à l'état du moteur

qui a évolué au cours du temps et des heures de tir. L'état de surface des céramiques mais aussi l'isolation électrique et la qualité des joints qui assurent l'étanchéité autour de la céramique poreuse, n'est pas le même entre ces deux séries. Cependant, les mesures présentées dans chaque section ont été réalisées dans la même période, c'est-à-dire dans un laps de temps (1 semaine) inférieur au temps typique de dégradation du moteur qui est de l'ordre du mois voire du trimestre suivant les points de fonctionnement.

#### IV.2.3 Influence du débit anodique

L'influence du débit de gaz en xénon a été étudiée pour deux débits très différents à savoir 1mg.s<sup>-1</sup> et 2 mg.s<sup>-1</sup>. La tension est constante, 200 V, et la géométrie 3S<sub>0</sub> a été utilisée pour sa large plage de fonctionnement sans dysfonctionnement, même à fort débit. Le champ magnétique est le champ standard B<sub>0</sub>. Le résultat de ces mesures est présenté en Figure 36. On constate que la vitesse finale est identique pour les deux débits mais qu'un écart significatif existe quant à la vitesse des ions dans le plan de sortie. Ceci signifie que le rendement en accélération est le même, mais que le champ électrique est beaucoup plus important à l'intérieur du canal de décharge à fort débit. La zone d'accélération est donc déplacée vers l'intérieur du canal. Une explication à cette tendance peut être liée au déplacement de la zone d'ionisation vers le fond du canal car l'augmentation de densité des neutres accroît le taux d'ionisation, à densité électronique constante. Le lien fort entre l'ionisation et l'accélération, décrit dans la section IV.1 peut expliquer pourquoi la zone d'accélération serait susceptible de se déplacer également vers l'intérieur du canal de décharge.

La forte augmentation de vitesse dans le plan de sortie, ou autrement dit le déplacement de la zone d'accélération à l'intérieur du canal de décharge, peut entraîner une réduction de la divergence, au détriment d'une érosion beaucoup plus importante, la vitesse des ions étant augmentée de presque 2000 m.s<sup>-1</sup> et la densité doublée. Le très bon rapport signal sur bruit permet de considérer cette fois que le champ électrique est bien défini, et l'on peut constater aisément sur la Figure 36 que le maximum du champ électrique est déplacé vers le plan de sortie à fort débit, et que la valeur du maximum est plus élevée, ce qui traduit un champ moins étalé spatialement à l'extérieur du moteur.

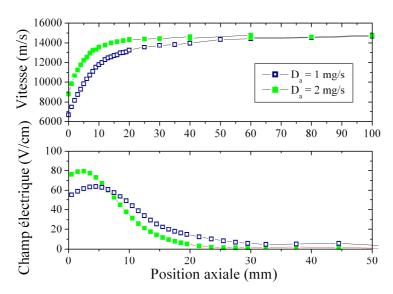


Figure 36 : Influence du débit de xénon sur la vitesse la plus probable mesurée sur l'axe médian du canal de décharge du PPI. La tension est de 200 V, le champ magnétique est dans sa configuration standard  $B_0$ .

Des mesures réalisées par D. Gawron sur le PPS®X000 ont montré qu'une augmentation de débit déplace la zone d'accélération vers l'intérieur du canal et contracte le profil du champ électrique sur une zone plus étroite. Le pic de champ électrique est alors plus intense bien que son intégrale avec la position ne soit pas modifiée. Autrement dit, la vitesse finale des ions n'est pas modifiée, ce qui est conforme à nos mesures sur le PPI. Des résultats similaires ont été obtenus par Hargus et al. (voir par exemple [37]).

# IV.2.4 Influence du potentiel de la cathode sur l'accélération des ions Xe II

On a jusqu'à présent calculé l'efficacité d'accélération en utilisant comme référence la tension de décharge diminuée du potentiel de la cathode par rapport à la masse. L'influence de ce potentiel, tout autre paramètre de fonctionnement étant fixe, tension de décharge à 250 V, débit à l'anode de 1 mg.s<sup>-1</sup>, a été mesurée sur la vitesse des ions Xe II à 100 mm du plan de sortie, c'est-à-dire au-delà de la zone d'accélération. Le résultat est représenté en Figure 37.

L'augmentation de la vitesse lorsque le potentiel se rapproche de la masse est très nette, et atteint une valeur considérable, presque 2000 m.s<sup>-1</sup> pour une augmentation du potentiel de 20V. Il est donc primordial pour les expériences liées à la mesure de la vitesse de rester à un potentiel de cathode constant au cours du temps.

Du point de vue du rendement en accélération, il est naturel de vouloir travailler à un potentiel de cathode aussi près que possible de la masse, car à tension de décharge constante, on augmente largement la vitesse des ions. Cependant, d'un point de vue plus global, comme il faut augmenter le chauffage de la cathode pour faire tendre son potentiel vers la masse, le bilan énergétique n'est pas nécessairement positif. L'idéal plus général serait en fait de travailler avec un potentiel de cathode égal au potentiel plasma à l'infini, légèrement positif dans l'espace, mais égal à la masse dans notre cas car imposé par le caisson.

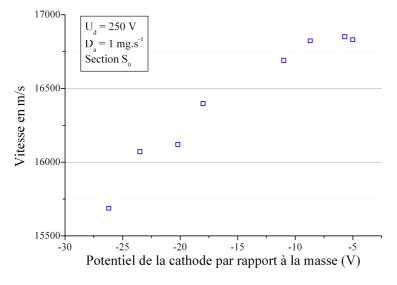


Figure 37: Influence du potentiel de la cathode sur la vitesse finale des Xe II.

Le potentiel de la cathode n'influe pas seulement sur la vitesse la plus probable du paquet d'ions, mais aussi sur les VDF ioniques, comme présenté en Figure 38. On constate que le pic principal se décale vers les plus hautes vitesses lorsque le potentiel tend vers la masse, mais que plusieurs autres groupes d'ions existent et évoluent de manière différente. Ainsi, l'un des paquets secondaires se décale lorsque le potentiel de la cathode, tandis que le groupe d'ions ayant une vitesse très faible, autour de 1000 m.s<sup>-1</sup> et 3000 m.s<sup>-1</sup> n'y est pas sensible. Ces profils, plus complexes que ceux mesurés sur le PPS®100-ML et présentés en Figure 22 et Figure 23, vont être détaillés et interprétés dans le chapitre suivant qui leur est dédié.

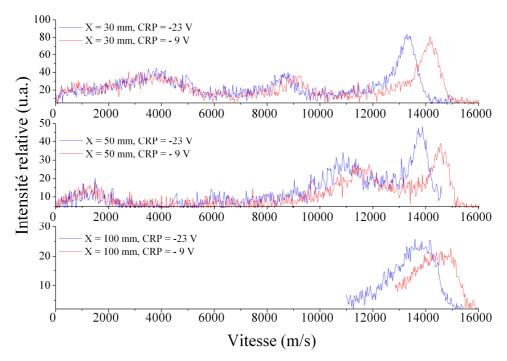


Figure 38 : Influence du potentiel de la cathode sur les FDVIs de Xe II à trois positions. La tension d décharge vaut 200 V, le débit à l'anode 1 mg.s $^{-1}$ . La géométrie est la  $2S_0$  et le champ magnétique est le champ standard  $B_0$ .

# V Interaction de faisceaux dans la plume du PPI

Le chapitre précédent s'est attaché à étudier de façon exhaustive les performances en termes d'accélération du PPI, après une étude détaillée de la physique complexe liant les processus d'ionisation et d'accélération dans le propulseur PPS®100-ML. Le chapitre s'est terminé sur la mise en évidence de structures complexes au sein des fonctions de distribution en vitesse des ions, ce qui n'avait pas été observé sur les FDVIs mesurées tant à l'intérieur qu'à l'extérieur du canal de décharge du PPS®100-ML. Ce chapitre est dédié à l'analyse fine de ces nouvelles structures sur le PPI, en utilisant cette fois deux lignes de visées différentes représentées en Figure 39. Les mesures de vitesse ionique par spectroscopie de FIL réalisées sur le PPS®100-ML ont été limitées spatialement depuis l'intérieur du canal de décharge jusqu'à 40 mm après le plan de sortie. Ici, les mesures réalisées sur le PPI permettent d'explorer une zone plus étalée après le plan de sortie, jusqu'à 100 mm, au détriment des mesures à l'intérieur du canal. La limite de la zone d'exploration, ainsi que l'extension spatiale du faisceau divergent d'ions et les lignes de visée du laser sont représentées dans la Figure 40.

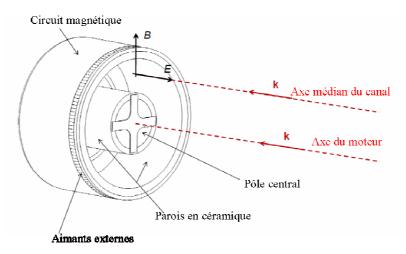


Figure 39 : Schéma du PPI avec les deux axes de mesure par spectroscopie de FIL et la description des principaux éléments visibles.

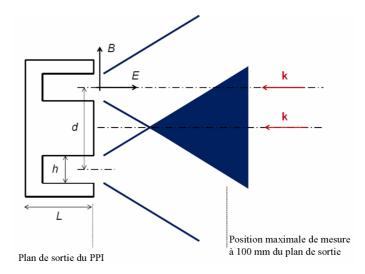


Figure 40 : Schéma de la zone de mesure avec les deux lignes de visées sur l'axe médian du canal et l'axe du moteur, ainsi que l'extension spatiale du faisceau d'ions par rapport au domaine de mesure et à la structure du PPI.

#### V.1 Mesures sur l'axe médian du canal

Les FDVIs ont été mesurées en xénon et en krypton dans le PPI, avec une tension fixe de 200V, champ magnétique B<sub>0</sub>, une même géométrie (3S<sub>0</sub>) et un même débit massique à savoir 1 mg.s<sup>-1</sup> qui correspond à des débits volumiques différents, 10 sccm en xénon et 14 sccm en krypton. Les mesures sont effectuées depuis le plan de sortie jusqu'à 100 mm en xénon, pour un grand nombre de positions ce qui permet de reconstruire une carte en deux dimensions de l'évolution de la FDVI avec la position. Ces cartes doivent être lues comme l'interpolation d'une série de profils de fluorescence qui correspondent chacun à une ligne verticale dans les Figure 41 et Figure 42. L'accélération du groupe principal d'ions, identifié comme le groupe (1) sur les figures, est clairement visible sur chacune des figures, bien que le rapport signal sur bruit soit plus faible dans le cas du krypton. Ceci est du principalement à la densité d'ions plus faible avec le krypton dont l'énergie d'ionisation est plus élevée que celle du xénon. La vitesse finale des ions est logiquement plus élevée dans le cas du krypton du fait de sa masse atomique plus faible. L'existence d'une large aile lente dans la zone proche du plan de sortie révèle une situation similaire à ce qui a été présenté dans la section IV.1, c'est-à-dire une ionisation et des échanges de charges importants dans cette zone.

Trois autres groupes d'ions, identifiés par les chiffres (2), (3) et (4), ayant une vitesse très différente du groupe principal sont visibles sur les deux tracés de FDVIs. Le groupe d'ions (2) a une vitesse plus faible que le groupe principal et accélère rapidement pour fusionner avec le groupe (1) lorsqu'on s'éloigne du plan de sortie. Un autre groupe, identifié (3), apparaît après le plan de sortie du moteur, à des positions différentes suivant que l'on considère le krypton ou le xénon, et accélère de la même façon que le groupe principal. Enfin, un dernier groupe d'ions, le groupe (4) apparaît à une position assez éloignée du plan de sortie, environ 25 – 30 mm et n'accélère pas. Ce groupe disparaît en partie dans le bruit de fond lorsque l'on s'éloigne du plan de sortie du moteur. Le fait que ces phénomènes ne dépendent pas du gaz utilisé écarte toute possibilité que les structures des transitions puissent faire apparaître ces groupes secondaires dans les FDVIs.

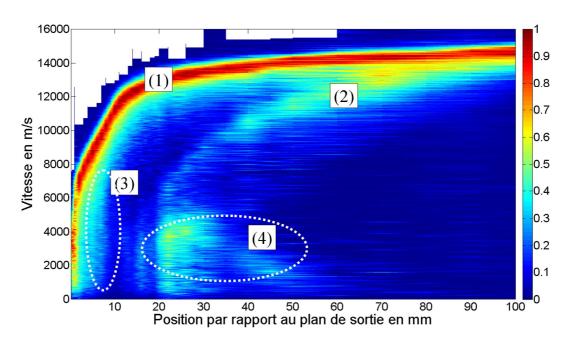


Figure 41 : Cartographie des FDVIs de Xe II au milieu du canal.

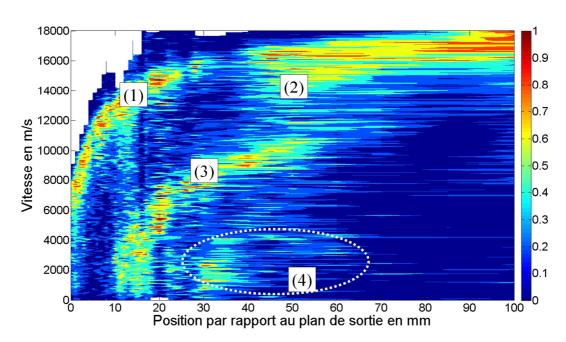


Figure 42 : Cartographie des FDVIs de Kr II au milieu du canal.

L'existence du groupe (2) qui accélère très rapidement et fusionne avec le faisceau principal est essentiellement liée à la petite taille du moteur et à la géométrie annulaire du propulseur, comme il a été remarqué par W.A. Hargus [38] [39]. En effet, une rapide étude de l'évolution de la vitesse du groupe en « sur accélération » montre qu'il provient du canal opposé au canal de mesure. Pour rappel, la mesure est ici faite au milieu du canal de décharge et le groupe qui est observé correspond à la projection sur l'axe de visée des ions qui proviennent du côté droit du canal. La valeur de la vitesse projetée augmente donc plus rapidement que la valeur de la vitesse des ions du groupe principal car l'angle de visée diminue. Ceci explique pourquoi ce phénomène a été rarement observé jusqu'à présent, car la divergence des moteurs, bien qu'élevée, ne permet pas un croisement des faisceaux à une position proche du plan de sortie, et ceci empire avec la taille du moteur. Le PPI est ainsi un cas idéal pour l'étude de ces

phénomènes qui ont nécessairement lieu dans toute plume de propulseur à effet Hall. Pour des moteurs plus petits, le croisement se fera à une position plus proche du plan de sortie, là où les densités peuvent être suffisamment élevées pour provoquer des collisions et dégrader la poussée. Ces phénomènes ont probablement peu d'influence sur des moteurs plus larges car la densité ionique décroît très rapidement en s'éloignant du plan de sortie, et les collisions sont très peu probables.

Le groupe (3) apparaît après le plan de sortie du moteur, à quelques millimètres en xénon, et à environ 10 mm du plan de sortie en krypton. Ce groupe accélère d'une façon très similaire au groupe (1), ce qui nous indique que ces ions, créés localement par collisions d'échange de charge ou par ionisation, subissent le champ électrique accélérateur dont on a vu dans le chapitre précédent qu'il était très étalé à l'extérieur du moteur. La distinction précise entre les groupes (2) et (3) est assez délicate suivant les positions observées, en particulier en xénon dans les quelques millimètres après le plan de sortie du moteur, et autour de 35 mm dans le cas du krypton. Les deux groupes d'ions ont à ces endroits des vitesses et densités similaires bien que n'ayant pas le même « historique » d'accélération.

Le groupe (4) dont la vitesse reste quasi constante dans la zone comprise entre environ 25 mm et 50 mm est, à l'instar du groupe (2) du à des échanges de charge entre le gaz neutre et le faisceau d'ions, ou une ionisation légèrement en dehors du plan de sortie.. L'annulation du champ électrique accélérateur après 40 mm ne permet pas à ces ions d'acquérir de vitesse importante et ils stagnent ainsi à une vitesse d'environ 4000 m.s<sup>-1</sup>. Ce groupe disparaît dans le niveau de bruit lorsque l'on s'éloigne suffisamment du moteur, typiquement après 70 mm pour les deux gaz. La séparation du groupe (4) en deux branches à partir de 40 mm après le plan de sortie peut être liée à l'existence de deux phénomènes antagonistes. Premièrement, l'existence d'un faible champ électrique entre 20 et 40 mm du plan de sortie permet aux ions créés à 20 mm du plan de sortie d'acquérir une vitesse suffisante. Deuxièmement, les collisions entre les ions du groupe (4) et le gaz résiduel du caisson peuvent réduire la vitesse des ions créés auparavant. Il pourrait aussi s'agir d'ionisation résiduelle du gaz neutre dont la vitesse est très faible dans cette région (voir le chapitre III).

L'influence de la position de la cathode sur l'apparition des différents groupes d'ions, en particulier ceux qui sont issus d'échanges de charge ou d'ionisation secondaire, a été évaluée en déplaçant la cathode hors de l'axe de tir du moteur. Sa contribution au flux de gaz, qui représente 20 % du débit injecté dans l'anode soit 0,2 mg.s<sup>-1</sup>, pourrait expliquer l'importance des groupes (3) et (4) qui n'avaient jamais été observés auparavant. La Figure 43 montre une cartographie réalisée sur la géométrie 2S<sub>0</sub> avec la cathode excentrée, en xénon. On y voit avec une très grande netteté les 4 groupes précédemment décrits. La position d'apparition des groupes (3) et (4) semble légèrement modifiée : ils apparaissent à une position un peu plus éloignée du plan de sortie du moteur.

D'autres explications peuvent être formulées pour expliquer l'apparition des structures découvertes ici, en particulier le groupe (4). L'existence d'une île dans l'espace des phases (x, Vx) représenté dans les différentes cartographies peut indiquer la présence d'une onde dans laquelle les ions seraient piégés. On peut penser aux ondes de choc électrostatique non collisionnelles par exemple ou aux ondes acoustiques ioniques dont la vitesse correspond aux vitesses mesurées. Des recherches approfondies devront être menées, tant expérimentalement qu'en modélisation, afin de déterminer de façon certaine l'origine des différents groupes d'ions.

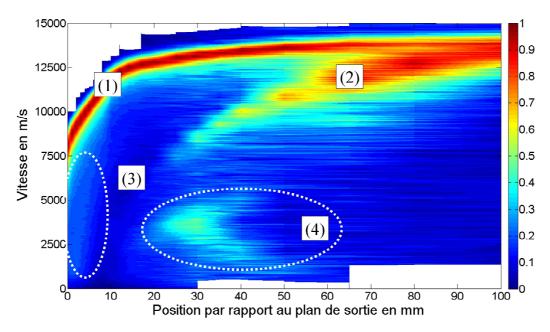


Figure 43 : Cartographie des FDVIs de Xe II dans les mêmes conditions que dans la Figure 41, la cathode étant éloignée.

#### V.2 Mesures sur l'axe du moteur

Pour compléter les informations obtenues sur le faisceau d'ions éjecté du canal de décharge, nous avons cartographié de la même façon les FDVIs sur l'axe du moteur. A cet endroit, aucun ion n'est créé car la densité d'atomes y est faible et les électrons sont attirés par le potentiel positif de l'anode, placée au fond du canal. Sur cette ligne de visée, on ne devrait donc mesurer que la projection des faisceaux issus de chaque côté du canal de décharge, comme il est représenté schématiquement sur la Figure 7. Le résultat de la mesure par spectroscopie de FIL est présenté en Figure 44 pour le xénon et en Figure 45 pour le krypton. La normalisation des profils est cette fois faite non pas par le maximum fixé à une valeur arbitraire de 1 mais à paramètres de mesure constants, c'est-à-dire à puissance laser et autres réglages du banc de mesure fixes. L'évolution de l'intensité est ainsi directement l'image de l'évolution de la densité d'ions à la position étudiée ce qui permet d'obtenir plus d'informations quant au croisement des faisceaux.

Les mesures ne commencent pas dans le plan de sortie comme pour les mesures de la section précédente. La vis qui sert au maintien des céramiques oblige à débuter les mesures à 3mm du plan de sortie. Contrairement à ce qui était attendu, on mesure un signal non négligeable dans la zone proche du moteur, c'est-à-dire bien avant que les faisceaux d'ions provenant de chaque côté du canal de décharge ne puissent se croiser. De plus ces ions présents dans la zone comprise entre 3 mm et 10 mm ont des vitesses très dispersées allant de 3000 m.s<sup>-1</sup> à -4000 m.s<sup>-1</sup>. Les vitesses négatives sont le signe d'ions qui se dirigent vers le moteur, c'est-à-dire qui viennent impacter la surface du moteur sans participer à la poussée. C'est la première fois que ce phénomène est mis en évidence expérimentalement sur un moteur à effet Hall. Ces ions sont accélérés depuis leur création à environ 10 mm du plan de sortie vers le moteur avec une différence de potentiel faible, quelques eV, mais suffisante pour endommager sérieusement le moteur en contribuant à l'érosion de sa structure.

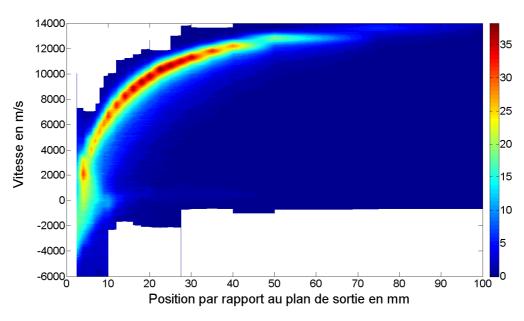


Figure 44 : Cartographie des FDVIs de Xe II sur l'axe du PPI.

La courbure de l'accélération du groupe principal, visible à partir d'environ 6 mm après le plan de sortie jusqu'à 70 mm, est différente de celle de l'accélération du faisceau d'ion éjecté du canal de décharge comme présenté en Figure 43, réalisée dans les mêmes conditions. Cette courbure différente est liée au fait que les ions qui sont observés sur cette ligne de visée ont un vecteur vitesse qui n'est pas aligné avec le vecteur d'onde du laser, mais que l'angle entre ces deux vecteurs diminue en même temps que l'amplitude de la vitesse augmente. On a ainsi l'impression d'une accélération visible jusqu'à 40 mm avec un maximum de densité entre 20 mm et 30 mm du plan de sortie, là où la densité des faisceaux qui se croisent est la plus importante.

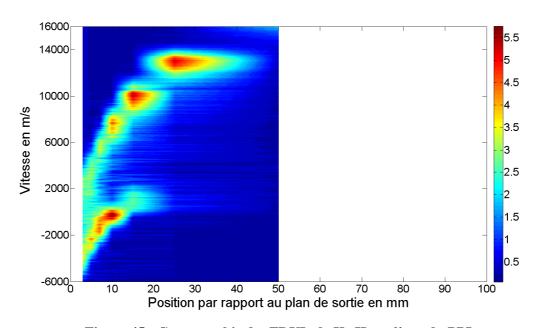


Figure 45 : Cartographie des FDVIs de Kr II sur l'axe du PPI.

Ces mesures ont été effectuées en krypton et la carte des FDVIs est présentée en Figure 45. Le rapport signal sur bruit est meilleur que celui des cartographies présentées dans la section précédente car un temps d'intégration plus long a été choisi, et le signal sur l'axe a une intensité qui est supérieure au signal qui provient du canal. Le groupe d'ions qui revient vers le moteur est très clairement visible et on distingue très bien sa zone de production, entre 10 et 20 mm après le plan de sortie, et son accélération vers le moteur avec une vitesse à l'impact qui peut atteindre 6000 m.s<sup>-1</sup>. Cette vitesse supérieure à la vitesse des ions Xe II est en accord avec le bombardement très important qu'a subi la face avant du moteur lors des expériences en krypton, avec des pièces métalliques qui ont nécessité des remplacements plus rapides que lors des expériences avec le xénon.

On peut interpréter l'accélération de ces ions comme leur trajectoire dans une gaine étendue sur plusieurs millimètres devant le propulseur. Le tracé de la différence de potentiel entre l'endroit où ils semblent être créés et le plan de sortie est présenté dans la Figure 46. La vis de maintien du pôle central nous empêche d'accéder aux valeurs entre le plan de sortie et le point à 3 mm à l'extérieur. Une extrapolation linéaire nous montre que le potentiel du moteur, non mesuré, pourrait être inférieur de presque 10 V lorsque l'on utilise du krypton, passant de -4.5 V à une valeur de – 13.5 V. Ceci est cohérent avec le fait que la température électronique augmente lorsque l'on utilise du krypton, plus difficile à ioniser, et donc que la quantité d'énergie présente dans la gaine s'accroît, accélérant les ions Kr II à des vitesses bien supérieures.

Ces informations seront d'importance lors d'essais en argon car les ions qui reviennent vers le moteur auront certes une masse plus faible, mais une vitesse nettement plus élevée du fait même de cette faible masse et il faut garder en mémoire que l'énergie à l'impact est l'énergie cinétique qui fait intervenir la vitesse au carré. Il pourra être intéressant de refaire ces mesures sur l'axe de symétrie du moteur avec différentes configurations magnétiques, afin d'étudier l'influence de la topologie sur l'existence et la forme du puits de potentiel qui attire les ions vers le moteur. De même, il sera intéressant de refaire la mesure avec un moteur non pas flottant comme c'est le cas pour notre système mais avec une carcasse du moteur mise à la masse. On peut s'attendre à une diminution nette de la vitesse des ions qui ne verront cette fois que la différence de potentiel entre le potentiel plasma local et la masse, de l'ordre de quelques volts.

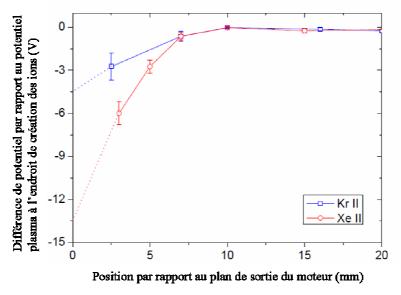


Figure 46 : Evolution du potentiel des ions accélérés depuis le plasma vers le PPI.

# V.3 Mesures complémentaires : visualisation sur plusieurs lignes de visée

Pour compléter les informations obtenues sur le mélange de faisceaux, les échanges de charge et l'existence d'ions qui se dirigent vers le moteur, des mesures complémentaires ont été réalisées à plusieurs positions radiales et axiales, en conservant un laser dont le vecteur d'onde est aligné avec l'axe du moteur.

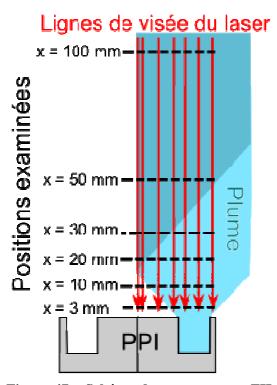


Figure 47 : Schéma des mesures par FIL des FDVIS à différentes positions radiales et axiales dans la plume du PPI.

La Figure 47 représente à l'échelle les différentes lignes de visée supplémentaires qui ont été utilisées et les points auxquels la mesure de la FDVI de Xe II a été réalisée. Ces mesures ont été réalisées en maintenant la direction du laser et le dispositif de collection du signal fixes, et en déplaçant le moteur grâce à deux platines de déplacement micrométrique. La précision de la position est uniquement limitée par la taille du volume de mesure.

Cinq positions axiales ont été examinées. Pour ces cinq positions, 6 positions radiales ont été étudiées. L'ensemble de ces données nous permet de reconstruire une série de cartographie de l'évolution des FDVIs dans la plume, avant et après leur croisement. Bien qu'une partie de ces données recoupe les informations précédemment décrites, à savoir les ions qui sont accélérés vers le moteur, les ions d'échange de charges ou d'ionisation secondaire et l'intersection des faisceaux, ces mesures permettent de mieux comprendre l'évolution de ces phénomènes dans la plume, et de connaître leur extension spatiale.

Les 6 cartes sont présentées dans la Position radiale en millimètres

Figure 48. Le moteur est en fonctionnement nominal, c'est-à-dire une tension de décharge de  $200~\rm V$ , un débit de gaz à l'anode de  $1~\rm mg.s^{-1}$  et un champ magnétique standard, pour la géométrie  $2S_0$ . Les profils n'ont pas été normalisés, l'intensité respective des différents groupes à l'intérieur de chaque figure est donc proportionnelle à la densité respective de ces groupes. La barre de couleur est volontairement absente des figures car l'échelle a été adaptée pour obtenir la meilleure résolution possible ; des valeurs négatives sont utilisées qui pourraient induire en erreur et gêner la compréhension. Un corollaire à la modification des barres de couleur est qu'on ne peut pas comparer directement la densité relative d'un groupe d'une figure à l'autre, mais cette information n'est pas cruciale pour notre propos.

On constate sur les mesures à 3 mm du plan de sortie que le groupe d'ions qui revient vers le moteur s'étend radialement jusqu'à 10 mm de l'axe du moteur. Ce paquet disparaît en grande partie lorsque l'on s'éloigne et seul un groupe d'ions à vitesse nulle est visible à 10 mm du plan de sortie, groupe qui s'étend jusqu'au canal de décharge. Il reste des traces de ce groupe jusqu'à 30 mm ce qui est le signe d'importantes collisions d'échange de charges, ou d'ionisation, cette deuxième hypothèse étant moins probable du fait des faibles densités atomiques et électroniques à cette position.

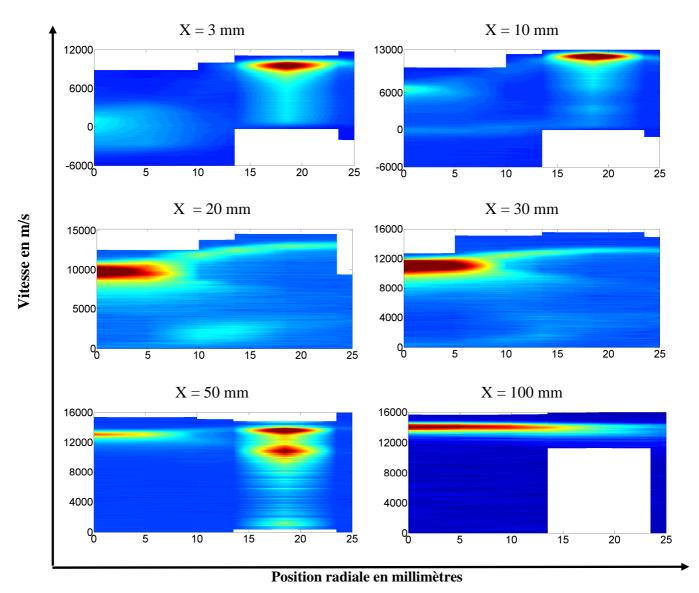


Figure 48 : Cartographie en X et Y de la FDV axiale des ions Xe II.  $U_d = 200 \text{ V}$ ,  $D_a = 1 \text{ mg.s}^{-1}$ , le champ magnétique est  $B_0$  et la géométrie  $2S_0$ .

Le croisement des faisceaux et la présence de phénomènes physiques supplémentaires comme les collisions d'échange de charges, la diffusion aux grands angles de certains ions rendent la compréhension complète de la Position radiale en millimètres

Figure 48 difficile. Un certain nombre de points peuvent être cependant élucidés. Sur la figure à 3 mm du plan de sortie, comme il a été dit précédemment, deux structures sont visibles : un groupe d'ions présent entre l'axe et ~ 10 mm de l'axe, à vitesse moyenne proche de zéro, mais très dispersé avec des vitesses négatives qui signent la présence d'ions qui se dirigent vers le moteur ; une deuxième structure dont la vitesse est beaucoup plus élevée, environ 10000 m.s<sup>-1</sup>, qui s'étale sur toute la largeur du canal de décharge, et dont la dispersion en vitesse est très importante, à cause de la présence d'une forte ionisation et d'échange de charges.

Ces structures évoluent lorsque l'on s'éloigne, mais restent en partie visibles sur la figure à 10mm du plan de sortie. Un groupe d'ions à vitesse moyenne nulle est toujours présent entre l'axe du moteur et ~10 mm de l'axe, mais sa dispersion en vitesse est très faible, environ 1000m.s<sup>-1</sup>. Le faisceau éjecté du canal de décharge poursuit son accélération, avec une FDVIs très étalée en vitesse car des ions à vitesse nulle sont toujours produits et accélérés par le

champ électrique local. Un second groupe d'ions proche de l'axe du moteur apparaît. Il n'était pas visible à 3 mm du plan de sortie. Ce groupe d'ions a une vitesse élevée, environ 6500 m/s, et peut être soit issu des ions proches de l'axe et visibles sur la figure à 3 mm qui seraient accélérés par le champ électrique, non nul dans cette zone, soit issu d'ions provenant du faisceau éjecté du côté opposé du canal de décharge avec une très forte divergence. On peut essayer d'estimer la probabilité de ces éléments avec quelques valeurs numériques. D'une part, la différence de potentiel nécessaire à un ion de vitesse initiale nulle pour acquérir une vitesse de 6500 m.s<sup>-1</sup> est ~ 29 eV, ce qui est tout à fait compatible avec la différence de potentiel qui existe dans le canal de décharge et qui pourrait exister au niveau de l'axe du moteur. D'autre part, des ions produits dans le côté opposé du canal de décharge et qui ont donc une vitesse d'environ 10 km.s<sup>-1</sup> devraient être éjectés avec un angle de 46°, ce qui est compatible avec la divergence typique de ces moteurs. Cet angle est également compatible avec les dimensions du moteur, c'est-à-dire que des ions éjectés du moteur de l'autre côté du canal peuvent effectivement être observés sur l'axe à 10 mm du plan de sortie.

Les mesures effectuées aux positions plus lointaines, de 20 mm à 50 mm sont le reflet de cette genèse complexe de la plume. La figure à 20 mm montre que la plus forte densité ionique n'est plus au niveau du faisceau éjecté du canal mais sur l'axe du moteur, là où les faisceaux se croisent. Le mélange des faisceaux donne lieu à une forme de queue d'hirondelle qui traduit le fait que les ions proviennent d'une source étendue sur toute la largeur du canal de décharge et donc avec des vitesses et des angles très dispersés mais continus. Sur ces trois graphes, à savoir 20 mm, 30 mm et 50 mm, on peut encore voir des groupes d'ions à vitesse très faible. Ces ions peuvent provenir de collisions d'échange de charges avec les atomes encore assez présents dans cette zone. La figure à 50 mm montre que la densité d'ions est redevenue maximale dans le canal de décharge et non sur l'axe. Ceci peut être la signature du fait que la dispersion angulaire et la densité ne sont pas homogènes mais une analyse très poussée de tomographie serait nécessaire afin d'obtenir plus de renseignements sur ces structures.

Enfin, la figure à 100 mm du plan de sortie montre ce qui constitue la plume du moteur, loin des interactions des faisceaux éjectés et de la production d'ions lents. La plume à cette position n'est pas homogène radialement en densité avec presque un facteur deux entre le maximum sur l'axe du moteur et le canal de décharge, et la vitesse n'est pas uniforme ; la vitesse des ions sur l'axe est ainsi légèrement supérieure à la vitesse des ions issus du canal de décharge, soit 14000 m.s<sup>-1</sup> contre 13700 m.s<sup>-1</sup>.

Ces mesures sont les premières jamais effectuées à donner des détails fins sur la structure de la plume d'ions éjectés par le canal de décharge. Des progrès peuvent être faits en mesurant simultanément la vitesse radiale des ions, et en augmentant le nombre de points de mesures en particulier dans la zone proche du plan de sortie du moteur.

# VI Vitesse azimutale des ions

# VI.1 Préliminaire : intérêt physique et technique

Peu de mesures sur la vitesse azimutale ont été réalisées et publiées à ce jour. Son intérêt est pourtant grand : la composante azimutale crée un couple moteur susceptible d'affecter le positionnement du satellite sur lequel il est installé. Parmi les mesures réalisées, Manzella, en 1994 [27], a mesuré par spectroscopie laser le couple exercé par un SPT100. La composante azimutale mesurée est d'environ 250 m.s<sup>-1</sup>, pour un couple estimé à 5.10<sup>-3</sup> N.cm. Cette mesure a été réalisée en un seul point de la plume et dans un seul régime de fonctionnement. W.A. Hargus réalise en 2010b, l'étude de la vitesse azimutale sur le BHT600 qui opère à 600 W [39]. Une vitesse azimutale de 450 m.s<sup>-1</sup> est mesurée. Cette vitesse est plus élevée que celle mesurée par Manzella. L'écart est expliqué par une loi d'échelle, le BHT600 étant plus petit que le SPT100. Contrairement à Manzella, Hargus a mesuré cette vitesse de chaque côté du canal de décharge, et à plusieurs positions sur l'axe du moteur. Une légère asymétrie gauche/droite est relevée mais qui reste dans la barre d'incertitude de mesure. Le point de fonctionnement du moteur n'a pas été modifié. L'équipe d'A. Gallimore a également mesuré la vitesse azimutale des ions Xe II à plusieurs positions, avec des paramètres de fonctionnement du moteur fixes, ce qui limite l'interprétation des valeurs de la vitesse [31].

Au vu de ces antécédents, nous avons voulu étudier l'influence des différents paramètres de fonctionnement du moteur que sont le débit de xénon  $D_a$ , la tension de décharge  $U_d$ , mais aussi l'intensité et la direction du champ magnétique. Nous nous sommes également intéressés à l'impact de la cathode, c'est-à-dire son potentiel et sa position par rapport au moteur.

Plusieurs questions peuvent être légitimement posées auxquelles aucune réponse avant cette étude n'avait été apportée. Les ions tournent ils dans une déviation magnétique de type Laplace/Lorentz ou de dérive en champs croisés ? Autrement dit, leur vitesse suivant l'azimut est-elle linéaire avec le champ magnétique ? Dans le cas d'une déviation de type Lorentz, la dérive serait pilotée par la dérive en champs croisés :

$$\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$
 (VI.1)

Cette vitesse vaut environ  $10^6$  m.s<sup>-1</sup>, vitesse bien trop élevée pour pouvoir être suivie par les ions dans notre système. Il est donc plus probable que cette vitesse soit suivie par les électrons, qui pourraient exercer un effet d'entraînement sur les ions. Dans le cas d'une déviation de type Laplace/Lorentz, c'est la déviation des ions lorsqu'ils traversent toute la

zone magnétisée du canal de décharge qui peut leur communiquer une vitesse azimutale non négligeable. On peut donner une estimation de cette vitesse avec un modèle simplifié de trajectoire.

Considérons une particule soumise à un champ magnétique B purement radial et qui ne dépend que de la composante axiale x et à un champ électrique E purement axial. La particule possède donc une vitesse axiale  $V_x$  déterminée par le champ électrique. L'écriture du principe fondamental de la dynamique projeté sur la direction azimutale donne :

$$\frac{dV_{\theta}}{dt} = -\frac{e}{M}V_{x}B - \frac{V_{r}V_{\theta}}{r} \approx -\frac{e}{M}V_{x}B \tag{VI.2}$$

Le deuxième terme du second membre est lié à la géométrie cylindrique du système de coordonnées choisies.  $V_r$  désigne la composante radiale de la vitesse de la particule. Ce terme s'avère être d'un ordre de grandeur plus faible que le terme qui fait intervenir le champ magnétique, ce qui justifie son élimination. On opère un changement simple de variable pour éliminer la composante temporelle, grâce aux relations de base de calcul de trajectoire :

$$dx = V_{r}dt (VI.3)$$

L'équation (VI.2) devient donc :

$$V_{\theta} = -\frac{e}{M} \int B(x) dx \tag{VI.4}$$

Le profil du champ magnétique est parfaitement connu à la fois par des mesures directes et par simulation. Il suffit d'intégrer le profil sur la distance parcourue par les ions pour en déduire une valeur approximative de leur vitesse azimutale. L'ordre de grandeur des vitesses obtenues par cette méthode est de quelques centaines de m/s, ce qui semble compatible avec les valeurs présentées dans la littérature. Des valeurs plus précises seront données dans la section VI.2.4.b.

Le débit et la tension de décharge ne devraient que peu voire pas influencer la composante azimutale au vu du calcul présenté ci-dessus. Qu'en est-il ? Le plasma est soumis à une dérive due à la configuration croisée entre le champ électrique et magnétique. Ce plasma est-il en rotation solide ou bien soumis à un cisaillement ? La cathode a un potentiel négatif par rapport à la masse, il existe donc une différence de potentiel entre le potentiel plasma et le potentiel autour de la cathode. Ce champ influence-t-il le faisceau d'ions ?

Le PPI et le PPS®100-ML ont été utilisés pour répondre à ces questions. L'étude de l'influence du champ magnétique est réalisée sur le PPS®100-ML afin de répondre à la première question, à savoir le type de dérive qui pilote la vitesse azimutale des ions. Des études complémentaires de l'influence de la tension et du débit sont menées. Dans un second temps, l'influence des paramètres de la cathode est menée sur le PPI, avec en complément des mesures de l'influence de la tension et du débit afin de confirmer les évolutions constatées avec le PPS®100-ML. Les résultats de cette section ont été pour partie publiés dans [68].

#### VI.2 Mesures sur le PPS®100-ML

#### VI.2.1 Géométrie des points de mesure et conventions

La vitesse azimutale a été mesurée à plusieurs positions afin d'obtenir un maximum d'informations sur son homogénéité dans la zone proche du moteur. Un schéma du moteur avec les points de mesure est présenté en Figure 49, et les positions précises sont données dans le

Tableau 4. Deux positions sur l'axe, 1 et 2 ont été examinées afin de confirmer l'évolution constatée dans les études d'Hargus et Gallimore. Les positions 2 et 3 permettent de comparer la vitesse des ions à deux positions radiales différentes et ainsi répondre à la question du cisaillement potentiel du plasma. Enfin, les positions 1, 4 et 5 permettent de comparer la vitesse azimutale à des positions différentes par rapport à la cathode et de tester la symétrie axiale de la décharge. Le dispositif de mesure avec la fibre optique qui amène le faisceau laser, et la branche de collection du signal montée sur une platine de déplacement micrométrique est présenté en Figure 50.

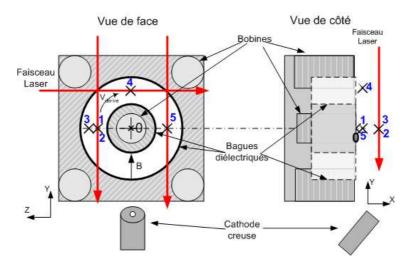
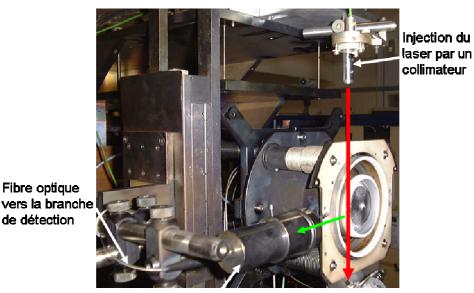


Figure 49 : Schéma des points de mesure de la vitesse azimutale des ions Xe II. Le cas présenté ici est le cas I<sub>b</sub> positif qui correspond à un champ magnétique dirigé vers l'intérieur du moteur.



Collection du signal

Fibre optique

de détection

Figure 50: Photographie du moteur PPS®100-ML et des optiques pour l'injection du laser et la collection du signal lumineux dans le cas de la mesure de la vitesse azimutale.

Le sens du champ magnétique a été inversé en changeant le sens de circulation du courant dans les bobines, I<sub>b</sub>. Pour un courant dans le sens « direct » (i.e. I<sub>b</sub> >0), le champ magnétique du PPS®100-ML est dirigé de l'extérieur vers l'intérieur. Le champ électrique est principalement axial et dirigé vers l'extérieur du moteur. En conséquence, la dérive magnétique est orientée dans le sens horaire lorsque l'on fait face au plan de sortie du moteur, comme présenté sur la Figure 49. La dérive devient anti-horaire lorsque l'on inverse l'alimentation en courant.

Le signe de la vitesse est choisi par rapport à la convention suivante. Si la vitesse azimutale mesurée est dans la même direction que la vitesse de dérive magnétique, elle sera comptée positivement. A l'inverse, si la vitesse mesurée va dans la direction opposée à la dérive en champs croisés, elle sera comptée négativement. Cette convention a pour avantage de rester au plus près de la physique de la décharge croisée qui pilote le plasma. De plus, si les ions suivent une déviation de type Larmor ou Lorentz, la vitesse sera toujours positive et il sera facile de constater tout écart à cette dérive.

Tableau 4: Coordonnées des points examinés. L'origine (0, 0, 0) est située au centre de la céramique interne, dans le plan de sortie du moteur défini par le bord des céramiques

Référence	Axe X (mm)	Axe Y (mm)	Axe Z (mm)	Emplacement
1	2	0	42.5	Gauche
2	12	0	42.5	Gauche
3	12	0	47	Gauche
4	2	42.5	0	Haut
5	2	0	-42.5	Droite

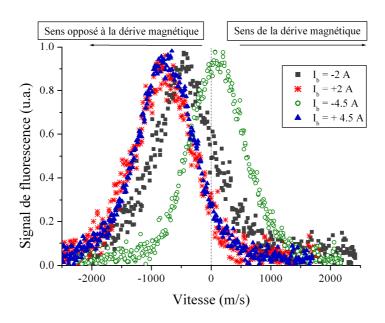


Figure 51 : Spectres de fluorescence des ions Xe II mesurés au point 1 pour différents courants appliqués aux bobines. La convention "dérive magnétique" est ici appliquée. La tension de décharge est 200 V.

#### VI.2.2 Spectres de fluorescence

La Figure 51 montre des profils bruts de fluorescence des ions Xe II. La dispersion des profils est ici proche de 2000 m/s et varie faiblement au contraire de la vitesse la plus probable qui ne suit pas la dérive magnétique. Si c'était le cas, l'ensemble des courbes présentées apparaîtraient dans le cadran droit du graphique et non principalement dans le cadran gauche. La Figure 51 renseigne également sur la qualité du rapport signal sur bruit, excellent dans notre cas ce qui limite l'imprécision des mesures à l'incertitude du banc et de la détermination du maximum de vitesse, soit 150 m/s au total.

#### VI.2.3 Influence du débit de gaz dans l'anode

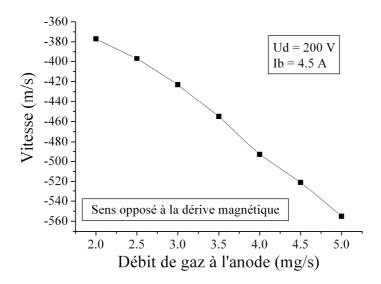


Figure 52 : Vitesse des ions Xe II mesurée au point 1 en fonction du débit de gaz à l'anode

La tension de décharge est ici fixe, 200 V ainsi que le champ magnétique. On constate très clairement sur la Figure 52 que les ions ont une direction opposée à la dérive magnétique, c'est-à-dire qu'ils vont vers le bas au lieu de suivre la dérive magnétique orientée vers le haut, au point 1. Cette première mesure nous révèle ainsi que la trajectoire des ions du faisceau ne suit pas seulement une déviation de type Lorentz/Laplace. La vitesse sur l'azimut dépend manifestement linéairement du débit de gaz injecté de façon linéaire. L'explication la plus plausible à ce stade consiste à supposer que la zone d'ionisation se déplace vers l'intérieur du canal, ce qui allonge la longueur moyenne parcourue dans le canal par les ions et donc leur déviation car ils subissent l'influence du champ magnétique plus longtemps. Cette mesure est en accord avec les mesures effectuées par D. Gawron sur la vitesse ionique axiale et avec les mesures présentées sur le PPI dans la section IV.2.3.

#### VI.2.4 Influence du champ magnétique

#### VI.2.4.a Influence de la direction du champ magnétique sur la décharge

Avant d'étudier l'influence de la direction du champ magnétique, il convient de vérifier que l'inverser ne modifie pas le comportement macroscopique de la décharge. Le courant de décharge, la déviation standard associée et sa transformée de Fourier ont été étudiés afin de s'en assurer. L'évolution du courant de décharge et du niveau d'oscillations est tracée en Figure 53. Pour ces mesures, la tension est fixée à 200 V et le débit à 3 mg.s<sup>-1</sup> de xénon. La symétrie de la figure par rapport à l'axe  $I_b = 0$  A nous permet de considérer que globalement la décharge n'est pas modifiée lorsque l'on inverse la direction du champ magnétique. Ainsi, le courant de décharge change peu pour un courant d'alimentation compris entre 3 et 6 A, quelle que soit l'orientation du champ magnétique, mais augmente brutalement ainsi que le niveau d'oscillation lorsque le champ magnétique devient très faible, c'est-à-dire un courant d'alimentation inférieur à 3 A. Ceci est principalement du à un surplus d'électrons qui peuvent traverser la barrière de champ magnétique.

Les Figure 54 et Figure 55 montrent des oscillogrammes du courant de décharge avec leurs transformées de Fourier respectives, pour différentes valeurs de courant, donc de champ magnétique, et dans des sens opposés. Il existe de faibles différences de régime d'oscillation entre les deux sens, sans toutefois un changement drastique de comportement. Un régime très harmonique existe à faible champ, où l'on note clairement un pic à 17 kHz suivi de ses harmoniques, et ce pour les deux sens du champ magnétique.

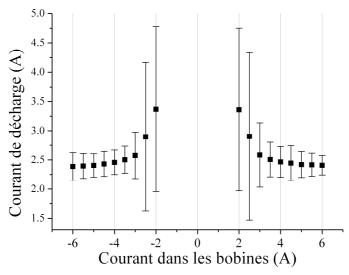


Figure 53 : Courant de décharge et déviation standard en barre d'incertitude, en fonction du courant d'alimentation des bobines du PPS@100-ML.  $U_d = 200 \text{ V}$ ,  $D_a = 3 \text{ mg.s}^{-1}$ 

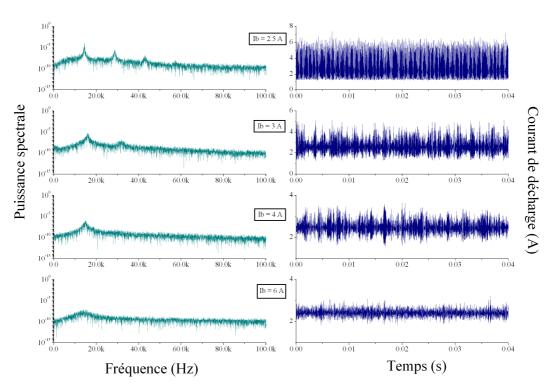


Figure 54 : Transformée de Fourier et oscillogramme du courant de décharge pour un champ magnétique dirigé vers l'intérieur.  $U_d$  = 200 V,  $D_a$  = 3 mg.s<sup>-1</sup>

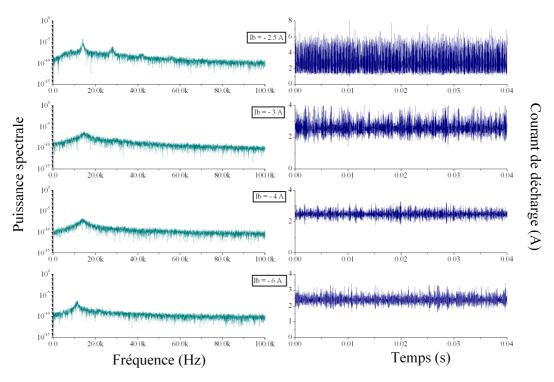


Figure 55 : Transformées de Fourier et oscillogramme du courant de décharge pour un champ magnétique dirigé vers l'extérieur.  $U_d = 200 \text{ V}$ ,  $D_a = 3 \text{ mg.s}^{-1}$ 

#### VI.2.4.b Influence du champ magnétique sur la vitesse azimutale des ions

La mesure de vitesse sur l'azimut a été réalisée en deux séries de mesures distinctes. La première concerne les points 1, 2 et 3, qui permettent d'étudier l'évolution suivant l'axe du moteur de la vitesse des ions (points 1 et 2), et radialement pour étudier l'éventuel cisaillement du plasma (points 2 et 3). Les résultats sont présentés en Figure 56. La vitesse absolue augmente pour ces trois points lorsque l'on augmente la valeur du champ magnétique. Ceci pourrait être en accord avec une dérive magnétique, si la direction était la bonne, ce qui n'est pas le cas. L'augmentation de la vitesse est cependant faible entre  $I_b = 3$  A et  $I_b = 6$  A pour le point 1, contrairement aux points 2 et 3 avec une augmentation de près de 200 m.s<sup>-1</sup>, supérieure à la barre d'erreur des mesures. L'accroissement de la vitesse azimutale entre les points 1 et 2 est en accord avec le modèle présenté en introduction de ce chapitre.

En effet, la vitesse azimutale d'un ion créé au fond du canal et dévié par le champ magnétique et détecté à 2 mm du plan de sortie sera de 178 m.s<sup>-1</sup>, contre 288 m.s<sup>-1</sup> à 12 mm du plan de sortie. Un modèle plus précis tient compte de la dispersion induite par le recouvrement des zones d'ionisation et d'accélération. On aboutit alors à des valeurs plus faibles de vitesse, 113m.s<sup>-1</sup> à 2 mm du plan de sortie et 223 m.s<sup>-1</sup> à 12 mm.

Ces valeurs estimées ne sont pas exactement égales aux valeurs mesurées mais l'ordre de grandeur est correct et l'accroissement avec la longueur de parcours dans la zone magnétisée va dans le bon sens. La valeur de l'accroissement de la vitesse entre les points 1 et 2 diffère d'un facteur 4 entre le modèle et la mesure, ce qui suggère que la déviation magnétique n'est pas la seule à influencer la vitesse azimutale des ions.

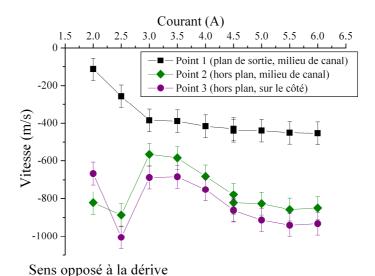


Figure 56 : Influence de l'amplitude du champ magnétique sur la vitesse azimutale des ions  $Xe^+$  aux points 1 2 et 3.  $U_d = 200 \text{ V}$ ,  $D_a = 3 \text{ mg.s}^{-1}$ .

L'étude des mesures réalisées aux points 2 et 3 permet de s'intéresser à un éventuel cisaillement du plasma. Dans le cas d'une rotation en bloc ou « solide », on peut modéliser simplement la dépendance radiale de la vitesse azimutale avec une loi de la forme :

$$V_{\theta} = f(r) = V_0 + a.r \tag{VI. 5}$$

L'écart de vitesse entre les points 2 et 3 est constant d'après la Figure 56. Cette différence vaut environ 90 m.s<sup>-1</sup>, ce qui est compatible avec une « rotation » solide du plasma, c'est-à-dire une absence de cisaillement.

Les mesures aux points 1, 4 et 5 sont présentées en Figure 57, toujours en suivant la convention « sens de la dérive/sens opposé à la dérive ». Le schéma est ici nettement plus complexe qu'auparavant, l'orientation changeant suivant le point de mesure. Ceci nous confirme que la décharge croisée ne pilote pas la trajectoire des ions dans la direction azimutale, car dans le cas contraire, toutes les mesures devraient être dans le demi-plan supérieur.

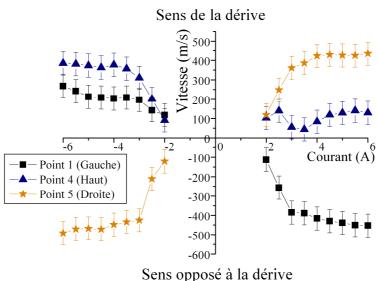


Figure 57 : Influence du champ magnétique en direction et amplitude sur la vitesse azimutale des ions dans un plan proche du plan de sortie.  $U_d = 200 \text{ V}$ ,  $D_a = 3 \text{ mg.s}^{-1}$ .

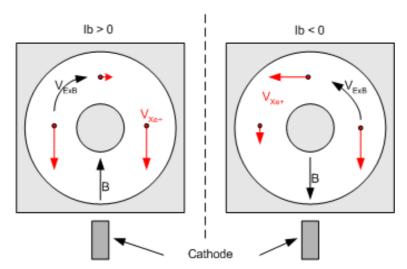


Figure 58 : Vecteurs vitesse des ions Xe II et vitesse de dérive ExB dans le plan de sortie du moteur vu de face.

La compréhension complète de la Figure 57 n'est pas aisée mais de nombreuses informations peuvent en être tirées. La première est indubitablement le fait que tous les vecteurs vitesse mesurés aux points 1 et 5 (ainsi que 2 et 3) pointent vers le bas. La situation est résumée dans la Figure 58, pour un point de fonctionnement fixe en champ magnétique, à savoir  $I_b=\pm 4.5$  A.

La longueur de chaque flèche schématise la valeur absolue de la vitesse pour chacun des points de mesure. Il apparaît plus clairement que sur la Figure 57 que les vecteurs vitesse sont dirigés vers le bas pour les points 1 et 5, et que la direction du vecteur vitesse pour le point 4 (en haut du canal) change lorsque l'on change la direction du champ magnétique. La symétrie axiale du moteur ne s'imprime pas sur le plasma éjecté du canal de décharge, et le plan de symétrie défini comme le plan qui contient la cathode, n'en est pas un pour la décharge. Aucune symétrie ne semble donc pouvoir simplifier le travail de simulation du propulseur.

Un axe de symétrie de la décharge semble pourtant exister bien que cette hypothèse n'ait été confirmée par aucune autre mesure. En effet, sur la Figure 58, la vitesse au point 4 pour  $I_b$  positif est très faible, environ 70 m.s<sup>-1</sup>, ce qui pourrait indiquer que l'axe de symétrie n'est pas vertical, mais très légèrement incliné vers la gauche. A l'inverse, pour  $I_b$  négatif, la vitesse au point 4 est beaucoup plus importante, environ 400 m.s<sup>-1</sup>, mais très faible au point 1, ce qui pourrait suggérer l'existence d'un axe de symétrie incliné cette fois à droite. L'existence d'un tel axe, dont l'orientation change avec le sens du champ magnétique, pourrait être lié à l'existence d'une composante de champ électrique dirigée vers le bas et due à la cathode, composante à laquelle s'ajouterait une composante de champ liée à la dérive magnétique des ions.

Ces hypothèses pourraient être testées lors d'une campagne spécifique pour laquelle un grand nombre de points de mesures devraient être examinés dans l'ensemble du canal de décharge d'un propulseur. On s'intéressera alors à une influence éventuelle de la cathode, tant sa position que son potentiel par rapport à la masse, car cet élément du propulseur semble un élément clef dans la compréhension des trajectoires ioniques 3D.

La section suivante se consacre à examiner l'influence de la tension de décharge, qui a priori n'intervient pas dans la dérive magnétique des ions, mais qui peut être liée à la composante de champ électrique induite par la cathode.

#### VI.2.5 Influence de la tension de décharge

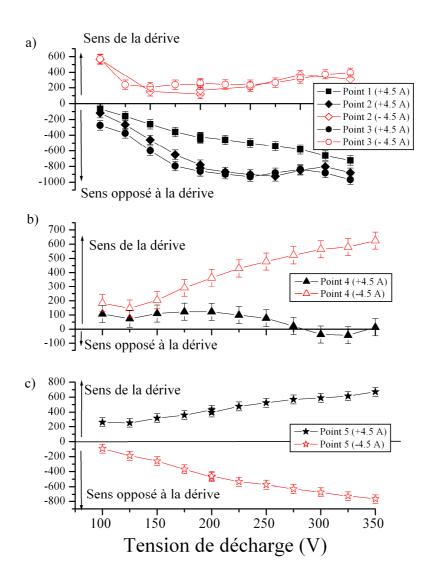


Figure 59 : Influence de la tension de décharge sur la vitesse azimutale des ions Xe II

L'ensemble des points de mesure de 1 à 5 a été examiné afin de connaître l'influence de la tension de décharge dans l'ensemble du canal. Les deux directions du champ magnétique ont été testées afin d'observer une éventuelle symétrie dans l'influence de la tension de décharge. Les profils présentés en Figure 59 montrent une fois de plus que la contribution magnétique ne pilote pas la vitesse des ions dans la direction azimutale pour ce moteur. La vitesse semble en moyenne augmenter avec la tension de décharge, bien que certains points comme les points 1, 2, 3 et 4 pour  $I_b$ <0 voient leur vitesse à peine évoluer. L'évolution de la vitesse au point 5 fait figure d'exception avec une évolution symétrique par rapport à l'axe V = 0 m.s<sup>-1</sup>, qui va à l'encontre de toutes les autres mesures. La vitesse ne suit cependant pas la dérive magnétique car dans le cas inverse, la convention choisie alignerait toutes les courbes dans le demi plan supérieur.

Le potentiel de la cathode a été mesuré durant ces séries de mesure. Son évolution avec la tension de décharge est tracée dans la Figure 60. On constate que l'évolution est très similaire quel que soit le sens du courant d'alimentation des bobines, bien que le potentiel diffère de presque 2 V à basse tension.

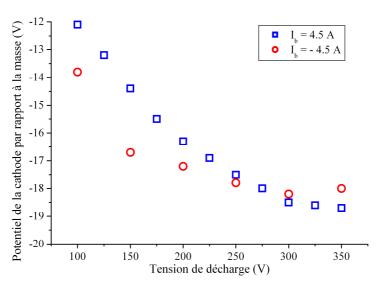


Figure 60 : Evolution du potentiel de la cathode par rapport à la masse avec la tension de décharge du PPS100-ML.

Une partie des mesures présentées dans la Figure 59 peut alors être expliquée. Pour cela, considérons les points 1 et 5, c'est-à-dire respectivement à gauche et à droite du moteur, au milieu du canal de décharge et à la même distance du plan de sortie (voir Tableau 4). On ne va s'intéresser ici qu'au cas  $I_b > 0$ . L'évolution avec la tension de décharge de la vitesse azimutale au point 1 est pratiquement linéaire et dans un sens opposé à la dérive magnétique. Si l'on combine la dérive magnétique, supposée quasi-constante car on ne modifie pas le champ magnétique ici, à la diminution du potentiel de la cathode, on aboutit à une vitesse qui augmente vers le bas, c'est-à-dire dans la même direction que celle mesurée. L'évolution de la vitesse ne suit strictement la loi quadratique que suit le potentiel de la cathode avec la tension, ce qui peut être lié à la modification des zones d'ionisation et d'accélération dans le canal de décharge. Pour le point 5, on mesure une augmentation linéaire de la vitesse avec la tension. C'est l'exact reflet du comportement du point 1 : lorsque la tension augmente, la composante magnétique n'est pas ou que peu modifiée, tandis que la composante électrique liée à la cathode augmente, ce qui accélère les ions vers le bas.

Si l'on examine en détail les autres points, en particulier le point 4, on constate que ces explications ne suffisent pas. En effet, on ne peut mesurer la composante verticale à cette position. Le champ électrique induit par la cathode possède donc une composante non verticale, qui complique nettement l'interprétation des mesures.

En conclusion, on pourra retenir que le plasma dans la zone proche du plan de sortie ne possède pas de symétrie azimutale comme on aurait pu le penser, et que la dérive magnétique ne pilote pas la trajectoire des ions. L'existence d'une composante supplémentaire dirigée vers la cathode est nécessaire pour expliquer une partie des résultats. Toutefois, certaines mesures restent inexpliquées par une simple composante verticale de champ électrique et une structure plus complexe, probablement 3D, est induite et influe sur l'ensemble du plasma éjecté du canal de décharge.

Afin d'obtenir une vision plus claire sur le rôle de la cathode, une campagne expérimentale sur un autre moteur, le PPI, a été réalisée, qui s'attache cette fois non pas à l'étude exhaustive de la plume, mais à l'influence du potentiel de la cathode et à sa position par rapport au moteur.

#### VI.3 Mesure sur le PPI

#### VI.3.1 Point de mesure et positions de la cathode

Le point de mesure ainsi que les 3 positions de la cathode sont représentés en Figure 61. Le moteur utilisé est le PPI, qui ne possède pas de bobines et dont le champ magnétique dans le canal de décharge est plus intense que dans le PPS®100-ML de 50 % environ. La cathode est placée à une position plus éloignée du canal dans le cas du PPI que dans le cas du PPS®100-ML; on peut donc s'attendre à ce que dans cette étude, la dérive magnétique tienne une place plus importante que dans l'étude décrite dans la section précédente.

Dans cette étude, le champ magnétique est dirigé vers l'intérieur du moteur, la dérive ExB est donc dirigée dans le sens horaire en regardant de face le moteur. La direction et l'amplitude du champ magnétique n'ont pas été modifiées. Seuls la tension de décharge, le débit de gaz et le potentiel de la cathode (référencé à la masse) varient. Le potentiel de la cathode est maintenu constant lorsque l'influence des autres paramètres est examinée.

Les positions 1 et 3 sont symétriques par rapport à l'axe de symétrie du moteur afin d'examiner l'évolution de la vitesse azimutale selon la direction du champ électrique induit par la cathode. La position 2 est éloignée du moteur d'environ 20 cm, afin de tester si l'influence de cette composante de champ électrique peut être limitée en déplaçant le corps de la cathode.

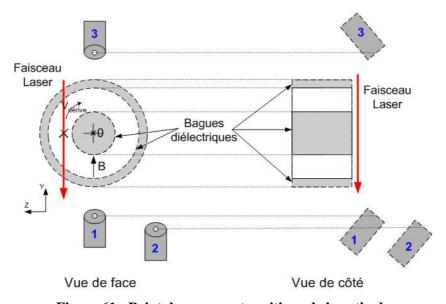


Figure 61 : Point de mesure et positions de la cathode

#### VI.3.2 Influence de la tension de décharge

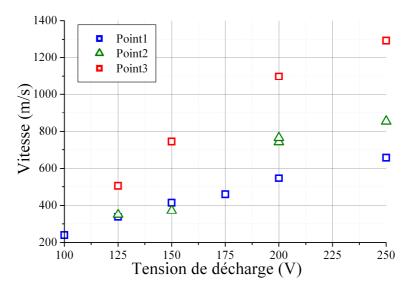


Figure 62 : Evolution de la vitesse azimutale en fonction de la tension de décharge. Le potentiel de la cathode est fixe ainsi que le débit de gaz. La direction du vecteur mesuré est toujours en accord avec la convention du sens de la dérive magnétique. Ici, le vecteur vitesse est donc toujours dirigé vers le haut.

L'influence de la tension de décharge a été examinée la première en maintenant le potentiel de la cathode constant à  $-19.2 \pm 0.5$  V. Le débit de gaz est fixe dans l'anode, 1 mg.s<sup>-1</sup> et fixe également dans la cathode, 0.2 mg.s<sup>-1</sup> de xénon. A l'instar de ce qui a été décrit dans la section précédente, on constate sur la Figure 62 que la vitesse azimutale des ions augmente avec la tension de décharge. La convention « sens de la dérive » a été conservée, et on constate qu'à la différence des mesures dans le PPS®100-ML, ici la vitesse des ions va dans le même sens que la vitesse de dérive magnétique. Ceci suggère donc que l'influence de la dérive ExB est plus forte avec le PPI. Les vitesses mesurées sont également plus élevées avec le PPI qu'avec le PPS®100-ML, ce qui est en accord avec les effets d'échelle suggérés par Hargus [38].

La même tendance à l'augmentation est observée pour les trois points de mesure, et bien que la pente diffère grandement pour ces points, la tendance reste linéaire. Cette relation a été observée pour certaines positions sur le PPS®100-ML mais de façon non systématique. Aucune explication définitive n'existe pour expliquer cette relation, bien que la vitesse dérive ExB soit proportionnelle au champ électrique et donc en partie à la tension appliquée. Cette hypothèse doit être considérée avec précaution car en aucun cas les ions ne peuvent suivre la vitesse dérive ExB dont la valeur est proche de  $10^6$  m.s<sup>-1</sup>. Cette vitesse est typiquement une vitesse électronique, et les ions sont susceptibles de suivre la dérive liée au mouvement d'ensemble du nuage électronique.

On constate que quelle que soit la tension la vitesse des ions est plus élevée lorsque la cathode est en haut, c'est-à-dire que la composante de champ électrique est dans la même direction que la vitesse de dérive. Ceci va dans le sens de notre hypothèse de l'existence des deux composantes. Cette idée est supportée par le fait que la vitesse dans le cas 2, lorsque la cathode est largement éloignée du canal, est intermédiaire entre les cas 1 et 3. Ceci suggère en effet qu'en éloignant la cathode, on élimine, ou au moins on réduit la composante liée à la différence de potentiel entre le corps de la cathode et la masse, ou plutôt le potentiel plasma qui est une variable plus pertinente du point de vue de la décharge.

#### VI.3.3 Influence du potentiel de la cathode

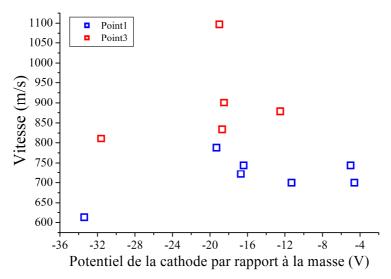


Figure 63 : Evolution de la vitesse azimutale en fonction du potentiel de la cathode. La tension est fixe à 200 V.

Afin de tester notre hypothèse d'une dépendance de la vitesse sur l'azimut avec le potentiel de la cathode, deux séries de mesures ont été réalisées à tension de décharge et débits fixes et en faisant varier le potentiel de la cathode. La variation de ce potentiel est contrôlée en partie par l'intensité du courant de chauffage appliqué. Il est difficile de contrôler avec précision ce potentiel car il est lié à la fois au chauffage du corps mais en même temps aux propriétés de la décharge. Deux cas ont été étudiés, la cathode étant en position 1 et 3, c'est-à-dire sur l'axe vertical du moteur et respectivement en bas et en haut. Les résultats sont présentés en Figure 63. Comme ce qui a été observé dans la section précédente, la vitesse des ions sur l'azimut est plus élevée quel que soit le potentiel de la cathode pour le point 3. Cependant, aucune tendance claire ne se dégage quant à l'influence du potentiel de la cathode sur la vitesse azimutale. Un maximum de vitesse apparaît pour un potentiel proche de -20 V, pour les deux points. On retrouve l'existence d'un maximum pour cette valeur de potentiel lorsque l'on mesure le courant d'ions par sonde plane et le courant de décharge comme présenté en Figure 64. Ce rapport est une valeur importante pour un propulseur car il traduit la composition du faisceau entre ions et électrons.

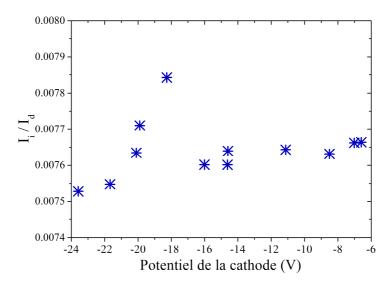


Figure 64 : Evolution du rapport Courant d'ions / Courant de décharge en fonction du potentiel de la cathode

Aucune explication n'a été formulée à ce jour pour expliquer ce phénomène. L'existence d'un optimum de fonctionnement pour la cathode qui se répercute jusque dans les performances du propulseur est possible. L'absence de tendance franche quant à l'évolution de la vitesse sur l'azimut par rapport au potentiel de la cathode nécessite des mesures complémentaires, plus fines et plus systématiques afin de mettre au jour l'impact réel du faisceau d'électrons et de neutres émis par l'orifice de la cathode. Des mesures de sonde dans la zone entre le propulseur et la cathode, ainsi que de spectroscopie de FIL 3D dans cette région seraient à même de fournir de précieuses informations, au prix d'un temps de mesure et de difficultés techniques non négligeables.

Ces mesures, en complément des nombreuses études publiées sur l'étude de l'influence de la cathode sur les performances d'un propulseur, permettent de remettre en question le fait couramment admis que 20 % des électrons émis par la cathode se dirigent vers le moteur tandis que les autres 80 % vont neutraliser le faisceau. Si c'était vraiment le cas, modifier la position de la cathode ou son point de fonctionnement (débit, potentiel) devrait avoir un impact considérable sur la physique de la décharge. Il est possible que ce ratio 20/80 ne soit pas pertinent mais qu'au contraire l'intégralité du faisceau d'électrons rejoint dans un premier temps le faisceau d'ions éjectés du moteur. Dans un second temps, les électrons vont atteindre les parois du caisson et alors en partie retourner vers le propulseur pour participer à l'ionisation et entretenir le courant de Hall, participant peut-être ainsi à l'instabilité azimutale nécessaire pour assurer le transport anormal.

Des expériences complémentaires pourraient être menées afin de déterminer l'influence exacte de la cathode, comme par exemple placer un bloc métallique de la même taille que la cathode et le polariser négativement. Ceci permettra de distinguer l'effet « polarisation négative » d'une influence liée au nuage électronique qui reste à déterminer.

### VII Evolution temporelle du champ électrique

#### VII.1 Principe et montage

#### VII.1.1 Préliminaire : évolution temporelle de la décharge

Les études précédemment détaillées dans ce manuscrit n'ont concerné que des grandeurs moyennées dans le temps, caractéristiques de la décharge. Les FDVIs et le champ électrique ne sont pour autant pas statiques mais oscillent dans le temps sous l'effet des nombreuses instabilités qui existent dans le plasma semi magnétisé du propulseur. La fréquence caractéristique de ces instabilités va de quelques kHz jusqu'au domaine du GHz [73]. Le domaine du kHz est régi par le transit atomique dans le canal, c'est-à-dire le temps mis par un atome injecté dans le canal pour arriver au plan de sortie ou être ionisé. Comme on l'a vu dans le chapitre III, la vitesse des atomes est de l'ordre de 500 m.s<sup>-1</sup> ce qui conduit à un temps de parcours de 50 µs environ ou 20 kHz comme fréquence caractéristique. L'ionisation du gaz dans le canal de décharge conduit à une instabilité du fait de l'existence de deux échelles de temps, celui de transit atomique et le taux d'ionisation, de l'ordre du MHz. L'ionisation vide rapidement le canal de décharge des atomes qui y sont présents, jusqu'à ce que la réaction s'arrête par défaut de réactifs. Le scénario est représenté en Figure 65.

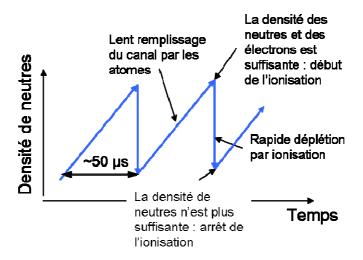


Figure 65 : schéma de l'évolution temporelle de l'ionisation

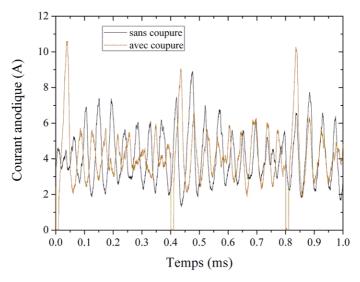


Figure 66 : Oscillogramme du courant de décharge, avec et sans interruption

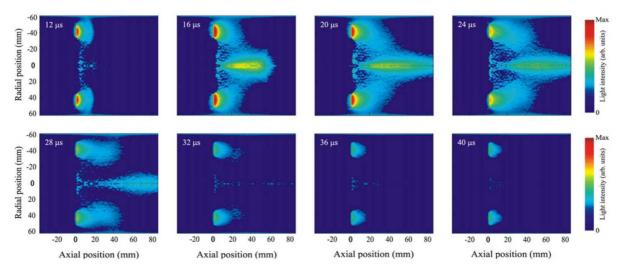


Figure 67 : Evolution de la densité ionique au cours du temps dans un PPS100-ML, mesurée par caméra CCD rapide. Le temps T=0 s correspond au début de l'interruption qui dure 10  $\mu$ s. Le maximum du courant de décharge est à T=21  $\mu$ s. Image tirée de [53]

Ces oscillations sont dites oscillations de respiration car elles créent des bouffées de plasma et donc de fortes oscillations de densité. Le scénario décrit ci-dessus n'est cependant pas complet car il impliquerait une extinction du plasma de façon périodique suivi d'un redémarrage brutal. La Figure 66 présente un oscillogramme du courant qui montre de façon très claire que le courant de décharge ne repasse pas par une valeur nulle. Une ionisation résiduelle peut ainsi avoir lieu dans certaines zones proches du plan de sortie où la densité d'électrons est suffisante pour ioniser le gaz résiduel. Une théorie du type proie-prédateur suivant un mécanisme de Volterra ne suffit pas à expliquer la phénoménologie de ce mode de respiration, car la fréquence du mode de respiration peut être supérieure à la fréquence de transit des atomes.

Des mesures par caméra CCD rapide [53] ont été réalisées qui mettent en lumière l'évolution temporelle de la densité d'ions en sortie du canal de décharge. Il a été ainsi constaté que le courant de décharge passe par un maximum lorsque la bouffée d'ions sort du canal, sans déphasage. Ces données ne nous renseignent cependant pas sur la vitesse des ions éjectés du canal. Une étude par spectroscopie de FIL s'impose donc pour déterminer l'évolution dans le

temps du champ électrique et savoir par exemple s'il est en phase avec le maximum de densité d'ions ou non. Les sous-sections suivantes vont s'attacher à expliquer le principe de la méthode utilisée et le montage électronique adapté. Les résultats seront détaillés dans la section VII.2. Une nouvelle méthode d'acquisition, en cours de développement, permet de s'affranchir d'une partie des contraintes de la méthode actuelle ; elle sera présentée dans la section VII.3.

#### VII.1.2 Principe

Pour envisager la mesure de l'évolution temporelle de la vitesse des ions, soumise au mode de respiration dont la fréquence typique est 20 kHz, l'objectif est d'avoir une résolution temporelle de l'ordre de la microseconde ce qui n'est pas accessible à la mesure de FIL par détection synchrone standard. En effet, dans les conditions expérimentales qui sont celles d'un propulseur à effet Hall, le nombre de photons émis par le plasma est de l'ordre de 1 par microseconde, tandis que le nombre de photons de fluorescence émis par les ions excités par le laser est entre 100 et 1000 fois inférieur. Des techniques d'intégration rapide de type « gate » permettent d'enregistrer le signal sur une durée d'une microseconde et d'accumuler l'acquisition en se synchronisant sur la décharge. L'inconvénient de cette méthode est qu'il faut répéter l'acquisition pour chaque microseconde en se décalant par rapport au courant de décharge afin de reconstituer l'évolution temporelle complète du signal. Cela demande un temps d'acquisition considérable, même en utilisant plusieurs gate en parallèle. De plus, cela requiert une très grande stabilité et reproductibilité de la décharge, ce qui n'est pas le cas de la décharge d'un propulseur à effet Hall, hautement non stationnaire.

Les prérequis pour une mesure par spectroscopie de FIL résolue en temps dans nos conditions sont donc les suivants :

- Sensibilité à un taux de photon très faible
- Résolution temporelle à la µs
- Accumulation du signal pour améliorer le rapport signal sur bruit
- Mesure du signal avec et sans laser pour éliminer le bruit

Une méthode d'acquisition a été développée par N. Sadeghi et B. Pélissier en 1996 [51] qui consiste à utiliser un système électronique de comptage de photons. Nous avons repris cette idée avec une carte Ortec MCS-PCI. Cette carte est constituée d'une partie électronique programmable (LabView) qui permet de contrôler l'accumulation du signal et l'élimination du bruit, et une partie électronique qui réalise la détection du signal grâce à une série de 65 536 canaux de largeur temporelle minimale 100 ns, capables de détecter l'arrivée d'un seul photon, ou de façon plus précise l'arrivée d'une seule impulsion d'électrons produite par le tube PM.

La difficulté de l'acquisition tient au fait que les oscillations du plasma de la décharge ne sont pas harmoniques, c'est-à-dire que toute tentative d'accumulation du signal sur une longue durée, avec une fréquence et une phase fixes, n'aboutira qu'à l'enregistrement d'un signal moyenné car la cohérence temporelle des oscillations est inférieure à une période du signal. Pour surmonter ce problème, un système d'interruption rapide a été développé, capable de supporter des hautes puissances et d'interrompre la décharge sur une très courte durée, quelques µs. Ceci permet de forcer la mise en phase des oscillations du courant de décharge et impose une cohérence temporelle suffisante pour visualiser plusieurs périodes de l'oscillation de respiration.

Le détail du montage est donné dans la sous section suivante. Les résultats sont présentés et analysés en détail dans la section VII.2.

#### VII.1.3 Montage

Le montage expérimental est constitué de plusieurs étages dont une grande partie a été déjà décrite au chapitre II. Ainsi le banc laser est identique, ainsi que le banc de détection du signal de fluorescence. La partie d'acquisition du signal est quant à elle largement remaniée et présentée dans la Figure 68. La carte d'acquisition mentionnée plus haut est l'élément central du dispositif, les autres systèmes étant l'interruption de la décharge, divers générateurs d'impulsions permettant de synchroniser interruption, modulation du laser et acquisition, et la conversion du signal lumineux en un signal électrique adapté à la carte de comptage.

Le signal lumineux, filtré par le monochromateur, est transformé en signal électrique par un tube photomultiplicateur à faible bruit, ce qui signifie qu'en l'absence d'éclairement il produit un nombre extrêmement faible de photons spontanés. Ces photons peuvent venir de la photocathode ou de l'une des dynodes. La tension appliquée au tube PM est ici très importante car elle détermine le nombre et l'intensité d'impulsions qui seront comptés par la carte d'acquisition. Pour mémoire, le nombre d'électrons émis pour chaque photon incident est croissant avec la tension appliquée. Or la carte de comptage possède un taux d'échantillonnage maximum de 150 MHz, ce qui signifie qu'au-delà, certains photons seront perdus. Un discriminateur est utilisé pour éliminer les impulsions qui proviennent des dynodes qui, n'ayant pas été amplifiées par toute la tension appliquée au PM, sont moins intenses. On s'assure donc à l'oscilloscope que le nombre de photons par unité de temps en sortie du PM reste bien inférieur à 150 MHz. Pour s'assurer que le détecteur d'impulsions n'est pas saturé, on peut jouer sur les fentes du monochromateur, sur la tension du PM voire insérer un filtre devant le monochromateur, au cas où la source lumineuse serait trop intense.

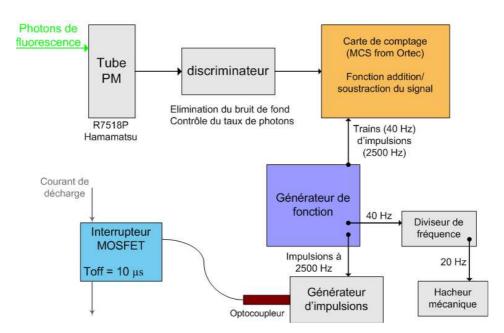


Figure 68 : Diagramme en blocs du système d'acquisition de comptage de photons synchrone

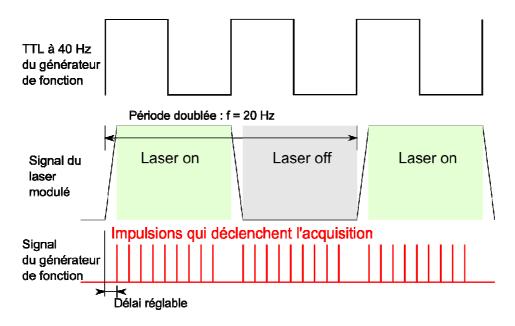


Figure 69 : Schéma de l'oscillogramme de synchronisation du déclenchement de l'acquisition sur la phase du cycle On/Off du laser.

Le mode d'acquisition des impulsions électriques par la carte est simple. Un déclenchement externe est requis sous la forme d'un signal TTL dont seul le front montant ou descendant est utilisé. La carte commence à compter les impulsions qui lui parviennent à partir de ce temps  $T_0$  et balaye chacun des canaux sélectionnés pendant la durée choisie par l'opérateur. Une fois le balayage total effectué, elle attend le prochain front du signal TTL pour déclencher une nouvelle acquisition. Un mode addition permet d'accumuler les acquisitions sur chaque canal, et d'exporter dans la mémoire tampon de l'ordinateur le résultat avant son utilisation. Il devient ainsi possible de mettre en place un système de soustraction du bruit, en comptant positivement les impulsions arrivées pendant la demi période avec le laser passant, et négativement celles arrivées avec le laser bloqué. La somme de ces deux composantes permet d'éliminer le bruit après un très faible nombre d'acquisitions, et d'accumuler le signal filtré pour augmenter le rapport signal sur bruit. C'est le principe du comptage synchrone de photons, dans le sens où le comptage des impulsions est synchronisé sur la modulation d'amplitude du laser.

Comme il a été précisé plus haut, un interrupteur rapide vient brusquement couper l'alimentation électrique du propulseur pendant 10 µs. Cette durée résulte d'un compromis entre une durée assez courte pour que la décharge puisse se ré-allumer spontanément lorsque l'alimentation est rétablie, et une durée suffisamment longue pour être certains que le plasma soit éteint, c'est-à-dire que l'on ne soit plus capable de détecter d'ions. L'interrupteur est un MOSFET piloté via un optocoupleur par un générateur d'impulsions. L'optocoupleur est indispensable pour éviter les retours de puissance lors de l'interruption et la perturbation de l'électronique par les fortes oscillations du plasma, et pour isoler l'interrupteur de la masse. L'interrupteur est passant en l'absence de signal et ouvert pendant la durée de l'impulsion, avec un temps de montée ou de descente de l'interrupteur de 200 ns.

L'ensemble des éléments doit être synchronisé afin d'enregistrer correctement le signal de FIL filtré du bruit. La fréquence de chacun d'entre eux est déterminée de façon manuelle ou automatique sans difficulté. De l'ensemble des composants utilisés, seule la phase de l'un d'entre eux ne peut pas être contrôlée, il s'agit du hacheur mécanique qui module l'intensité

du faisceau laser, ce sera donc l'élément de départ sur lequel tous les autres seront synchronisés par visualisation des signaux sur un oscilloscope. Un schéma d'oscillogramme est présenté en Figure 69. Il synthétise les différents éléments de synchronisation décrits dans cette section. La présence de deux générateurs de fonctions est indispensable pour avoir un degré de liberté entre le déclenchement de l'interruption et celui de l'acquisition. En effet, il est utile d'avoir un déphasage entre les deux qui permet d'enregistrer le signal avant l'interruption pour connaître l'état moyen du plasma.

On pourra noter la présence d'un diviseur de fréquence sur le schéma de la Figure 68 dont il n'a pas été fait mention. La présence de ce diviseur est indispensable à l'acquisition alternée sur la demi-période avec laser et la demi-période sans laser.

#### VII.2 Evolution temporelle du champ électrique

Les premiers résultats sur l'oscillation dans le temps et dans l'espace des FDVIs et du champ électrique ont été obtenus sur le propulseur X000. Un système avec interruption de la décharge durant 5 µs à une fréquence de 2 kHz a été utilisé, associé à un système de comptage de photons. L'influence du mode de respiration sur les FDVIs ainsi que sur les grandeurs macroscopiques que sont la vitesse moyenne ou le champ électrique a été mise en évidence. L'existence d'oscillations dans l'espace et dans le temps du potentiel d'accélération et de la production d'ions lents a été révélée. Il a alors été suggéré que la zone d'ionisation oscille dans l'espace et dans le temps, de la même façon que la zone d'accélération. Seules 3 positions autour du plan de sortie ont pu être examinées lors de cette première campagne expérimentale. L'enjeu de l'étude présentée ici est donc d'approfondir ces premiers éléments afin d'obtenir avec plus de précision la structure de l'évolution spatiotemporelle de la zone d'accélération.

## VII.2.1 Influence de l'interruption sur le comportement moyen de la décharge

La première étape dans l'étude de l'évolution temporelle des FDVIs a été la mesure de l'impact de notre système d'interruption sur le comportement moyen de la décharge, en utilisant le système de mesure par spectroscopie de FIL standard, décrit au chapitre II. L'interruption est contrôlée par un générateur d'impulsions qui coupe à 2.5 kHz la décharge pendant  $10~\mu s$ , de façon continue pendant la mesure de FIL.

L'influence sur le courant de décharge est minime, comme on peut le voir sur la Figure 66. L'interruption provoque un passage par zéro du courant de décharge ainsi qu'un très fort redémarrage ce qui augmente la déviation standard du courant, mais ne modifie pas la valeur moyenne du courant ni la fréquence du mode de respiration, 22 kHz sans interruption contre 21 kHz avec. La poussée est légèrement plus faible avec l'interruption, 80 mN contre 86 mN sans coupure. Ceci est lié à deux choses : la première étant l'interruption de la poussée pendant une durée de 10 µs toutes les 400 µs, ce qui diminue de 2,5% soit environ 2 mN la poussée ; deuxièmement la modification des FDVIs principalement à cause de la forte oscillation au redémarrage a aussi un impact non nul sur la poussée.

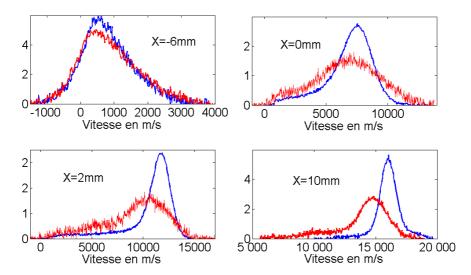


Figure 70 : FDVIs à 4 positions dans le PPS®100-ML. En bleu, le profil sans interruption, en rouge le profil avec coupure

La Figure 70 présente quatre FDVIs mesurées à différentes positions avec le PPS®100-ML avec et sans coupure. La courbe bleue correspond aux mesures déjà réalisées et présentées dans la section IV.1. Le profil à 6 mm avant le plan de sortie est pratiquement inchangé, contrairement aux profils à partir du plan de sortie et au-delà. Les profils sont décalés vers les faibles vitesses, avec une population d'ions lents bien plus importante avec la coupure. Ces ions sont créés au redémarrage du plasma, lorsque les atomes qui ont rempli le canal de décharge pendant l'interruption sont brusquement ionisés et accélérés.

La perturbation du comportement moyen se retrouve sur les grandeurs intégrées que sont la vitesse moyenne (Figure 71), la dispersion (Figure 72) et le champ électrique (Figure 73).

La vitesse moyenne révèle la présence d'un large groupe d'ions lents qui diminue la valeur de la vitesse après le plan de sortie comme on peut le voir en Figure 71. La vitesse avec interruption de la décharge est environ 3000 m.s<sup>-1</sup> plus faible que la vitesse sans interruption. On peut constater que la vitesse moyenne est légèrement supérieure dans le canal et que cette tendance s'inverse à partir du plan de sortie. L'écart est plus marqué dans la zone d'ionisation, c'est-à-dire entre le plan de sortie et 6 mm avant ce plan. Des explications peuvent être données en considérant le champ électrique ce qui est fait plus loin dans cette section.

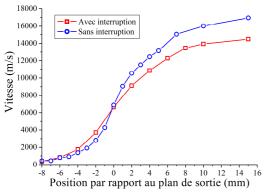


Figure 71 : Vitesse moyenne sur l'axe médian du canal du PPS100-ML avec et sans coupure

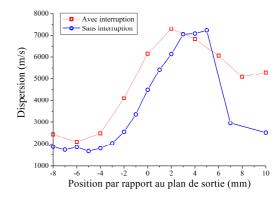


Figure 72 : Dispersion *p* sur l'axe médian du canal du PPS100-ML avec et sans coupure

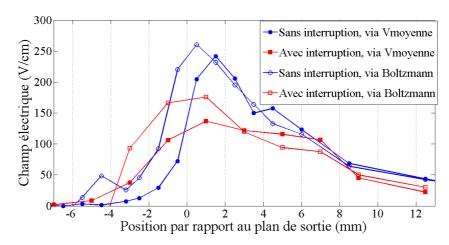


Figure 73 : Champ électrique avec et sans interruption mesuré sur le PPS®100-ML

La dispersion, tracée en Figure 72, montre une évolution très similaire entre les deux cas avec et sans coupure, mais décalée de 2 mm vers l'intérieur du canal. On trouve ainsi une même valeur du maximum autour de 7000 m.s<sup>-1</sup>, et une dispersion qui diminue après le plan de sortie. La même tendance à l'augmentation de la valeur de la dispersion lorsque l'on se rapproche de l'anode est mesurée avec et sans interruption, phénomène qui peut être lié à la saturation de la transition par le laser injecté par l'arrière.

Le champ électrique est modifié par la coupure de la décharge, comme le suggérait déjà l'évolution de la vitesse moyenne. Le calcul par les différentes méthodes, présenté dans la section IV.1.2 est appliqué ici aux FDVIs avec interruption de la décharge. Le résultat est tracé en Figure 73. On retrouve les profils typiques déjà présentés en section IV.1.2 avec un profil de champ piqué au niveau du plan de sortie. Les champs électriques calculés avec interruption présentent un maximum moins marqué et un profil plus étalé dans l'espace. Ceci peut expliquer la valeur de vitesse moyenne plus élevée dans le canal pour le cas avec interruption, si le champ électrique y est plus intense que dans le cas sans interruption.

En résumé de cette étude préliminaire, on peut dire que la méthode de synchronisation des oscillations par l'interruption de la décharge perturbe de façon non négligeable la composition des FDVIs dans le canal et hors du canal. Le courant de décharge est peu modifié, ce qui permet de penser que le comportement temporel est peu modifié et que les écarts mesurés sur les FDVIs et les grandeurs intégrées sont principalement liés à l'interruption et au redémarrage du plasma. Les sections suivantes vont détailler l'évolution temporelle des FDVIs, la validation du dispositif et l'évolution temporelle des grandeurs intégrées à savoir la vitesse moyenne et le champ électrique.

#### VII.2.2 Evolution temporelle des FDVIs

Le montage de comptage de photons résolu en temps est mis en place et permet d'enregistrer l'évolution temporelle du signal de fluorescence pour un groupe de vitesse. La cavité du laser n'est pas balayée en longueur d'onde comme elle l'est pour les mesures moyennées en temps, mais fixée et contrôlée par une boucle de rétroaction. L'évolution d'une dizaine de groupes de vitesse est mesurée pour chaque position spatiale, ce qui représente environ 5h d'acquisition. Une dizaine de positions sont examinées depuis l'intérieur du canal jusqu'à l'extérieur. Quelques exemples de mesures brutes sont présentés en Figure 74. Le fort redémarrage du plasma est visible sur toutes les mesures bien qu'il prenne une forme différente suivant les profils. La phase du redémarrage est légèrement modifiée selon le groupe de vitesse observé,

ce qui témoigne du processus non instantané de l'accélération des ions. Les valeurs négatives du nombre de photons est lié au bruit lors du processus de soustraction du bruit au signal, et non à un quelconque phénomène physique. Lorsque le signal est très faible, on peut ainsi obtenir une amplitude proche de 1000 photons négatifs par exemple pour le groupe à 18,9km.s<sup>-1</sup> à 8 mm du plan de sortie, pour autant de photons positifs alors que la moyenne du signal est quasi nulle.

Avant de développer l'analyse de ces signaux temporels, il convient de s'assurer que la méthode de comptage de photons fonctionne correctement, c'est-à-dire qu'elle reproduit bien les mesures obtenues par la spectroscopie de FIL moyennée en temps. Pour ce faire, on moyenne dans le temps les signaux obtenus par comptage de photons et on les compare aux mesures réalisées par spectroscopie de FIL moyenne en temps avec interruption.

La comparaison des deux mesures est présentée pour plusieurs positions en Figure 75. On constate un excellent accord entre les deux méthodes et ce pour plusieurs positions qu'elle soit à l'intérieur du canal à 6 mm du plan de sortie comme à 15 mm à l'extérieur, là où le signal est pourtant plus faible. Cette validation du dispositif du comptage nous permet de considérer que le système de comptage de photons capte de façon correcte l'intensité du signal de fluorescence émis par le plasma et que les résultats sur l'évolution temporelle du signal sont valables.

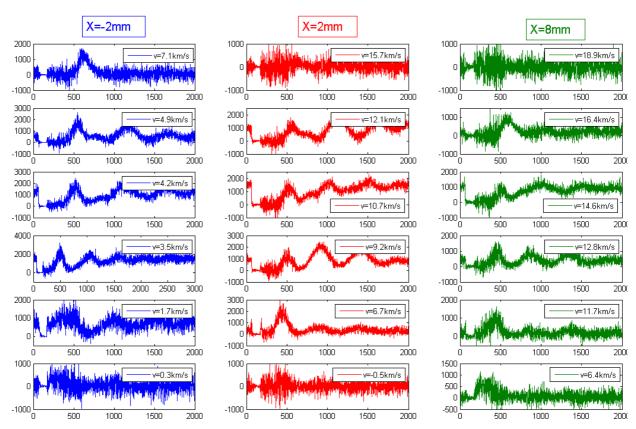


Figure 74 : Evolution du nombre de photons (ordonnées) pour 3 positions en fonction du temps en microsecondes

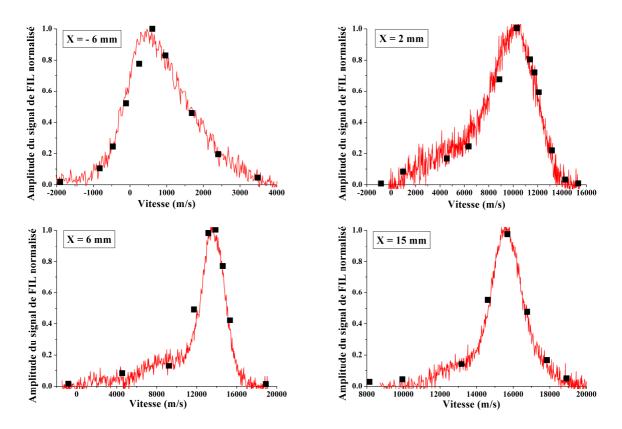


Figure 75 : Comparaison des FDVIs moyennes mesurées par détection synchrone en rouge et calculées par moyenne des signaux de comptage de photons (carrés noirs) à plusieurs positions

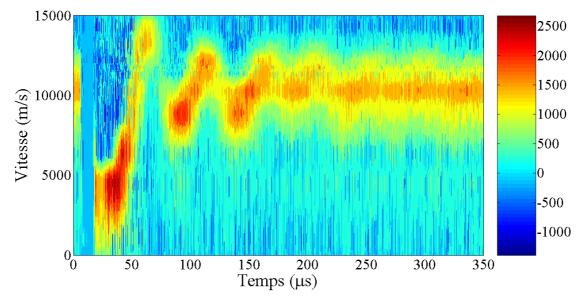


Figure 76 : Evolution temporelle de la FDVI mesurée à 2 mm du plan de sortie. La barre de couleur indique le nombre de photons.

L'évolution temporelle des FDVIs s'obtient par interpolation cubique de l'évolution temporelle des différents groupes de vitesse dont un exemple a été présenté en Figure 74. La Figure 76 montre le résultat de cette interpolation pour une position. On y voit très clairement l'extinction du plasma après une dizaine de µs d'enregistrement, le passage par zéro qui signifie l'extinction quasi-complète de la décharge. Plus précisément, cela signifie qu'il n'y a plus d'ions Xe II dans l'état métastable observé, donc une quantité résiduelle d'ions très faible qui permettent d'assurer la neutralité du milieu. Le redémarrage brutal avec une large

population d'ions ayant une vitesse compris entre 0 et 5000 m.s<sup>-1</sup>, est suivi d'une accélération très rapide jusqu' à 15000 m.s<sup>-1</sup>. Ceci indique que la dynamique du champ électrique au redémarrage du plasma est très singulière et passe par des valeurs du maximum de champ bien supérieures aux valeurs moyennes. Le redémarrage est suivi d'oscillations d'amplitude plus faible et dont la fréquence correspond à la fréquence de respiration. Ces oscillations perdent leur cohérence au-delà de 200 µs. Le même type de comportement est visible sur les oscillations aux autres positions examinées, avec des profils différents au redémarrage de la décharge.

A partir de l'évolution temporelle des FDVIs, on va pouvoir calculer l'évolution temporelle des différentes grandeurs intégrées à savoir la vitesse moyenne, la dispersion à partir des moments d'ordre 1 et 2, puis le champ électrique par la conservation de l'énergie cinétique, de la dérivée particulaire et de l'équation Boltzmann adaptée à des FDVIs dépendant du temps.

#### VII.2.3 Evolution temporelle des grandeurs macroscopiques

Le premier élément intégré concerne l'émission spontanée des ions à la longueur d'onde de fluorescence à savoir 542 nm. Cette donnée est intéressante car elle permet d'avoir une bonne image de l'évolution dans le temps de l'ionisation, bien que l'interprétation complète de la figure soit extrêmement complexe. En effet, il faudrait un modèle collisionnel-radiatif afin de retrouver l'ensemble des processus qui permettent de peupler le niveau sondé, modèle qui n'existe pas à ce jour avec le xénon. Il faut de plus s'assurer que l'intensité laser est strictement constante et en dessous du seuil de saturation. Le tracé 2D en fonction de la position et du temps est présenté en Figure 77. Il est intéressant de constater que le fort redémarrage de la décharge est suivi d'oscillations dont la fréquence est bien définie et qui sont en phase avec le courant de décharge, en accord avec les mesures par caméra CCD rapide faites par V. Vial [53], pour l'oscillation de redémarrage et la première oscillation naturelle. La phase relative entre l'émission et le courant de décharge évolue, le courant de décharge étant en retard par rapport à l'émission ionique spontanée. Ceci est lié au fait que le courant de décharge est une grandeur transportée jusqu'à l'anode tandis que l'émission est une valeur mesurée localement et instantanément [75].

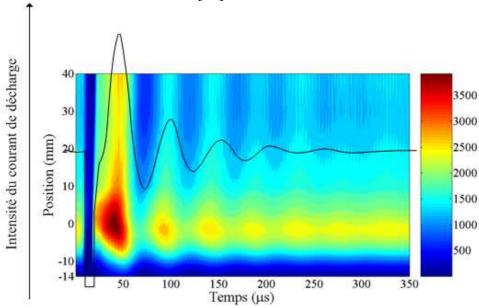


Figure 77 : Emission spontanée à 542 nm et oscillogramme du courant de décharge avec le système d'interruption

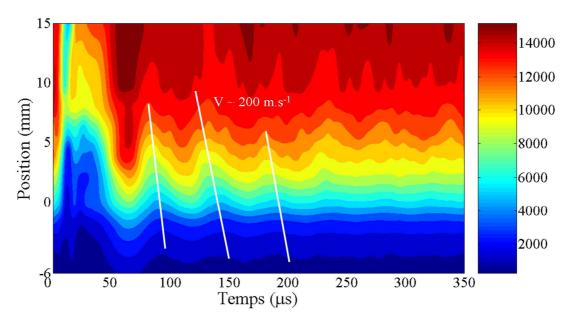


Figure 78 : Evolution temporelle de la vitesse moyenne autour du plan de sortie. La barre de couleur indique la vitesse en m.s<sup>-1</sup>

On peut ensuite calculer à partir des FDVIs résolues en temps l'évolution temporelle de la vitesse moyenne comme le moment d'ordre 1 normalisé. Le calcul permet d'obtenir l'évolution de la vitesse moyenne aux différentes positions. On utilise une fois de plus une méthode d'interpolation cubique pour construire une carte 2D. Un lissage a été utilisé pour réduire l'influence du bruit de mesure et de calcul.

La Figure 78 nous montre que la vitesse moyenne évolue dans le temps et dans l'espace. Au redémarrage de la décharge, l'ionisation d'une grande quantité d'atomes crée un paquet d'ions lents dont la vitesse est d'environ 3000 m.s<sup>-1</sup>, qui sont accélérés 10 mm après la sortie du canal à une vitesse de 10 km.s<sup>-1</sup>. Après ce régime transitoire suivent plusieurs oscillations qui restent visibles pendant près de 300 µs et qui peuvent être considérées comme naturelles. Le signal se dégrade lorsque l'on s'intéresse à des positions éloignées du plan de sortie, après 6 mm typiquement. Ceci est du à la diminution du rapport signal sur bruit et au fait que le calcul de la vitesse moyenne fait intervenir d'une part une intégrale du produit de la FDVI par la vitesse et d'autre part le rapport de cette intégrale avec l'intégrale de la FDVI. Cette division est source d'ajout de bruit et explique en partie la dégradation de la cartographie loin du plan de sortie.

Un point intéressant confirme les mesures obtenues par imagerie CCD est le déphasage des oscillations de la vitesse moyenne lorsque l'on se déplace du le fond du canal vers l'extérieur. Le maximum de vitesse est obtenu pour un instant qui se décale positivement dans le temps lorsque l'on se dirige de l'extérieur vers l'intérieur. Ceci signe l'existence d'un front de propagation de l'accélération qui rentre dans le canal. Le décalage est faible mais une estimation de la vitesse de ce front peut être faite géométriquement. On obtient une valeur typique de 200 m.s<sup>-1</sup> qui correspond en ordre de grandeur à la vitesse des atomes de xénon. Cette information va être vérifiée plus loin avec le calcul du champ électrique.

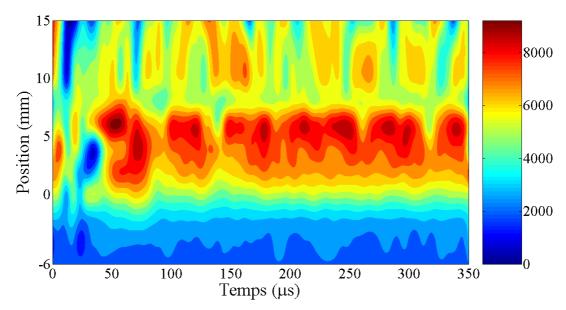


Figure 79 : Evolution temporelle de la dispersion autour du plan de sortie. La barre de couleur indique la dispersion en m.s<sup>-1</sup>

Le calcul du moment d'ordre 2 normalisé des FDVIs via l'équation (IV.2) permet de calculer l'évolution temporelle de la dispersion p. La Figure 79 montre que la dispersion passe par un maximum entre 0 et 5 mm après le plan de sortie du moteur, mais qu'elle n'oscille pratiquement pas dans le temps, à l'inverse de la vitesse moyenne. Les écarts à la valeur moyenne qui peuvent être constatés sont au niveau du bruit et ne présentent pas de structure cohérente à la fréquence de respiration. On rappelle que la dispersion est directement liée au recouvrement entre la zone d'ionisation et d'accélération. L'absence d'oscillations dans l'espace et dans le temps de la dispersion signifie donc que les deux phénomènes, l'ionisation et l'accélération, oscillent de concert. L'ionisation est donc susceptible de suivre un front rentrant dans le canal, en accord avec les mesures par imagerie CCD. L'augmentation du bruit sur la figure est liée au fait que le calcul de la dispersion fait intervenir un moment d'ordre 2, plus sensible au bruit expérimental aux grandes vitesses.

#### VII.2.4 Champ électrique accélérateur

L'évolution temporelle du champ électrique peut s'obtenir par plusieurs méthodes, à l'instar de ce qui a été décrit dans la section IV.1.2. Trois méthodes ont été testées qui ont chacune leurs avantages et inconvénients. La méthode la plus simple consiste à utiliser la conservation instantanée de l'énergie cinétique en utilisant l'équation (IV.4). Cette méthode a l'avantage d'être extrêmement simple à mettre en œuvre à partir de l'évolution temporelle de la vitesse moyenne. L'équation (IV.4) doit cependant être adaptée à une situation où la vitesse évolue dans le temps et dans l'espace, en remplaçant la dérivée spatiale par la dérivée particulaire. On peut déterminer l'expression du champ électrique en utilisant la loi de conservation de la quantité de mouvement des ions non magnétisés :

$$\frac{D(nM\vec{V})}{Dt} = nM\frac{D\vec{V}}{Dt} + M\vec{V}\frac{Dn}{Dt} = en\vec{E} - \nabla\vec{P}$$
 (VII.1)

où l'opérateur D/Dt est la dérivée particulaire utilisée dans tout problème fluide. Dans l'équation (VII.1) on a négligé les termes de frictions et d'autres échanges de quantité de

mouvement, ce qui est légitime dans un modèle non collisionnel. Cette équation peut être simplifiée en utilisant la loi de conservation de la densité, dans le cadre général d'un fluide compressible :

$$\frac{Dn}{Dt} + n \ div(\vec{V}) = S \tag{VII.2}$$

où S est un terme de source/pertes, lié à l'ionisation et n la densité d'ions. La combinaison de (VII.1) et (VII.2) permet d'aboutir à l'expression suivante :

$$e\vec{E} = M\frac{D\vec{V}}{Dt} + M(\frac{S}{n} - div(\vec{V}))\vec{V} + \frac{1}{n}\vec{\nabla P}$$
 (VII.3)

Plusieurs termes du membre de droite peuvent être éliminés de cette équation grâce aux valeurs connues de l'évolution moyenne dans le temps. Ainsi le terme de gradient de pression s'avère négligeable devant la dérivée particulaire de la vitesse de deux ordres de grandeur. Le terme de divergence de vitesse est supposé nul dans l'hypothèse d'un fluide incompressible. Ce point mérite d'être souligné car il n'est pas ici démontré, et souvent éliminé lors des calculs fluides. On trouvera par exemple dans [77] le calcul du transport atomique incluant le terme de divergence, ou dans le calcul complet de l'équation de conservation de la quantité de mouvement [76] page 140 et sq., ou encore en annexe X.1. Il ne reste donc de l'équation VII.3 que le terme source à évaluer. En utilisant la valeur du terme d'ionisation obtenu dans la section IV.1.2, on trouve un terme d'un ordre de grandeur plus faible que le terme électrique. La plus grande approximation majeure dans ce calcul consiste donc à négliger ce terme pour obtenir l'équation VII.4 en une dimension :

$$eE = M \frac{DV}{Dt} = M \left( \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} \right),$$
 (VII.4)

où V est la vitesse moyenne des particules. L'apparition des dérivées spatiale et temporelle de la vitesse moyenne est une source supplémentaire de bruit numérique qui rend le lissage du profil de vitesse indispensable. Le résultat du calcul par la dérivée particulaire est présenté dans la Figure 80. L'oscillation du champ électrique est clairement non locale. Un maximum du champ électrique apparaît dans la zone très proche du plan de sortie, et oscille dans le temps en apparaissant d'abord à l'extérieur du canal, puis en remontant jusqu'à la zone anodique. Le champ s'atténue jusqu'à presque disparaître, puis reparaît à l'extérieur du canal lorsque l'oscillation de respiration redémarre. Le front de propagation du champ électrique a une vitesse qui varie suivant que l'on regarde la première oscillation de redémarrage pour laquelle on trouve une vitesse très élevée de 700 m.s<sup>-1</sup>, ou les trois oscillations qui suivent pour lesquelles la vitesse est proche de 200 m.s<sup>-1</sup>. Comme il a été déjà souligné plus haut, cette vitesse est typique du gaz neutre qui vient remplir le canal, une fois celui-ci vidé par ionisation et éjection des ions créés.

Il convient ici de mentionner que la simplification faite dans l'équation VII.4, à savoir négliger dans le calcul le terme lié à l'ionisation, peut être à l'origine du front observé. Il a donc été nécessaire de développer un nouvel outil de calcul pour dissocier l'évolution temporelle du champ électrique et de l'ionisation. Le choix d'éliminer la divergence du champ de vitesse n'est pas anodin. Le calcul fait en une dimension en conservant ce terme de divergence fait disparaître la partie convective de la dérivée particulaire de la vitesse. Il s'ensuit alors un calcul dont le résultat est totalement en désaccord avec les mesures moyennes dans le temps du champ électrique.

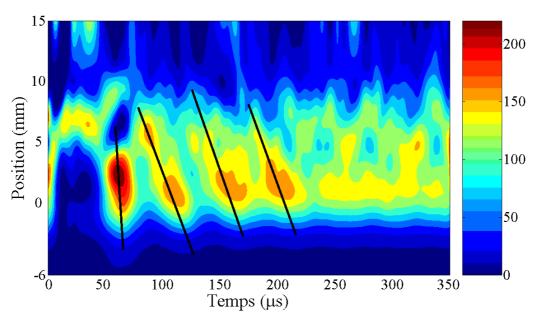


Figure 80 : Evolution temporelle du champ électrique calculé via la dérivée particulaire de la vitesse moyenne. La barre de couleur donne la valeur du champ électrique en V/cm. Les traits figurent le front qui se propage depuis l'extérieur vers l'intérieur du canal.

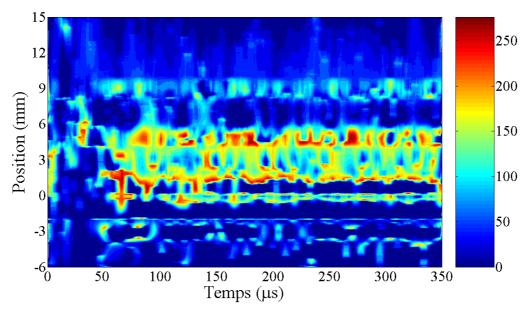


Figure 81 : Evolution temporelle du champ électrique calculé par Vlasov-Boltzmann non stationnaire

L'étude plus précise du champ électrique par l'équation de Boltzmann non stationnaire demande un calcul nouveau du champ électrique, plus lourd que celui réalisé par J. Pérez-Luna dans [46]. Le calcul est détaillé dans l'annexe X.2. L'expression du champ électrique fait apparaître des moments d'ordres très élevés, jusqu'à 4, et des dérivées spatiales et temporelles qui rendent le calcul extrêmement sensible au bruit de mesure et aux erreurs numérique lors des divisions.

La Figure 81 présente le résultat du calcul du champ électrique dans les meilleures conditions de filtrage des FDVIs par la méthode dite EMD [56]. Le résultat est assez peu lisible et aucune structure ne peut être distinguée de façon claire et précise, en dehors du fait que le champ électrique est maximum autour du plan de sortie. De nombreuses méthodes ont été

testées pour améliorer cette cartographie. L'utilisation d'une interpolation sinusoïdale pour chaque oscillation des groupes de vitesse a même été tentée, en dépit de son caractère brutal et peu fidèle par endroit aux mesures. Ce modèle analytique n'a pas permis d'améliorer la cartographie. Des explications sont alors apparues quant à la difficulté d'extraire des résultats pertinents et lisibles avec cette méthode. Toute la difficulté réside dans la valeur de la phase des différents groupes de vitesse examinés pour chaque FDVIs, qui n'est pas exactement constante à chaque instant. Ceci rend le calcul des moments et leurs dérivées dans l'espace et dans le temps instable et provoque des écarts numériques qui détruisent la cohérence du résultat.

Une possibilité pour obtenir un bon résultat serait un modèle analytique complet des oscillations des FDVIs. La difficulté est ici de trouver un bon modèle qui serait fidèle aux mesures tout en étant assez simple analytiquement pour supporter des calculs numériques lourds.

Les simulations numériques sont aujourd'hui partiellement capables de reproduire le phénomène d'oscillations du champ électrique. De très récentes études sur le code hybride du laboratoire LAPLACE ont permis de faire les premières comparaisons entre données expérimentales résolues en temps et simulations numériques. Un article y est consacré [63] dans lequel les grandeurs moyennes en temps simulées reproduisent assez bien les résultats expérimentaux mais ne permettent pas de retrouver l'évolution temporelle du champ électrique ou de la vitesse moyenne. L'un des facteurs limitant et qui peut expliquer cet écart est le caractère statique de la mobilité électronique utilisée dans le code. Aucune information expérimentale n'est disponible à ce jour sur l'évolution temporelle de la mobilité électronique, paramètre pourtant critique pour les modèles numériques. Un moyen de l'obtenir pourrait être par exemple d'utiliser le calcul donné en Annexe X.1 et de le développer dans le cadre d'un régime non stationnaire. Sous réserve d'être capable de déterminer l'évolution temporelle du champ électrique et du terme d'ionisation via l'équation de Boltzmann non stationnaire, on serait alors capable de déterminer l'évolution de la densité ionique, électronique puis de la vitesse électronique axiale et donc de la mobilité électronique axiale. D'importants efforts expérimentaux et en traitement du signal devront être faits pour y parvenir.

#### VII.3 Mesure de l'évolution temporelle sans interruption

#### VII.3.1 Principe de la mesure

L'objectif de cette section est de présenter les alternatives à la mesure des oscillations des FDVIs par comptage de photons utilisant une interruption de la décharge. L'intérêt est de se passer de cette interruption qui perturbe de façon non négligeable l'évolution temporelle de la décharge et qui demande un temps d'acquisition considérable. L'idéal consiste à enregistrer sur un temps long le signal de fluorescence en simultané du courant de décharge comme illustré sur la Figure 82. Un traitement numérique permettra ensuite de déterminer une période ou pseudo période d'oscillation pour extraire l'oscillation basse fréquence. L'acquisition peut être très rapide en comparaison des acquisitions de FIL par comptage synchrone car il suffit ici d'enregistrer un très grand nombre d'oscillations et puis de lancer un programme de traitement du signal. Ce programme d'analyse ne pourra pas être une simple transformée de Fourier car les oscillations du plasma sont trop instationnaires : un traitement adapté comme

l'EMD devra être mis en œuvre afin de déterminer la pseudo période des oscillations. Grâce à elle, le signal de FIL pourra être segmenté et superposé pour reconstruire une oscillation basse fréquence du signal. Il est à noter qu'une condition numérique sur la dispersion de la puissance spectrale autour du mode principal existe et qu'il faudra déterminer en fonction des conditions expérimentales. En effet, si la puissance spectrale est étalée sur une large gamme de fréquences, il sera impossible de reconstruire une oscillation exploitable et le découpage des oscillations n'aura aucun sens. Au contraire, un Dirac offrira un signal parfaitement exploitable. Ceci donne une indication sur le régime de fonctionnement du propulseur le plus favorable à la mesure, c'est-à-dire un régime harmonique.

Le système utilisé pour la mesure est très similaire au dispositif décrit dans la section VII.1. Le signal de fluorescence est enregistré par la carte de comptage de photons. La détection synchrone reste en place mais il n'est pas nécessaire d'utiliser le hacheur. Un simple système de blocage du faisceau permettra de générer deux états, l'un avec et l'un sans laser, synchronisés avec le programme LabView qui pilote tout le système. Les générateurs de fonctions utilisés pour la synchronisation des éléments ne sont plus nécessaires. Ceci allège donc grandement le montage, au prix d'un traitement numérique beaucoup plus lourd.

Avant d'atteindre ce cas idéal, une étape intermédiaire vient d'être étudiée au laboratoire ICARE. Il s'agit d'utiliser un système de synchronisation « douce » pour améliorer la périodicité de la décharge, sans utiliser l'interruption. Le système de comptage de photons est utilisé comme décrit dans le paragraphe précédent, à la différence qu'aucun programme LabView n'a été écrit et que l'acquisition est donc manuelle.

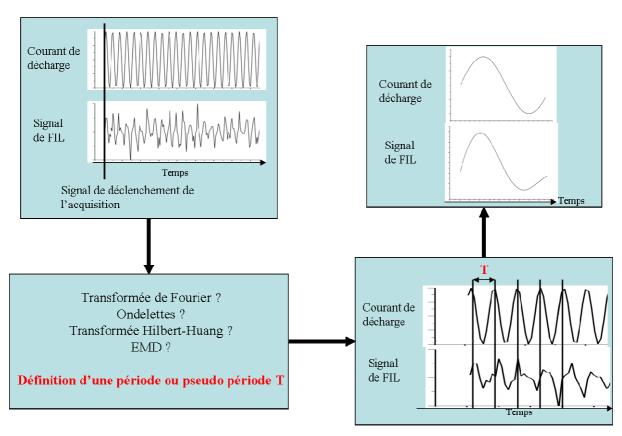


Figure 82 : Schéma du principe d'acquisition et de traitement du signal de FIL résolue en temps

Le système de synchronisation consiste à moduler le potentiel du keeper, électrode flottante qui sert au démarrage du moteur. Des oscillations de forte amplitude, environ 200 V, sont appliquées avec une fréquence variable. L'idée est de balayer à la main la fréquence de cette modulation jusqu'à trouver une résonance du plasma du propulseur [78]. Le PPI a été utilisé pour ces essais. La résonance du mode de respiration apparaît autour de 13 kHz pour des conditions standard de fonctionnement (200V, 1 mg.s<sup>-1</sup>). Le bon fonctionnement de ce système de modulation est présenté en Figure 83. Il a été vérifié que cette modulation ne modifie ni le courant de décharge moyen, ni les FDVIs comme on peut le constater sur la Figure 84, ce qui est en soi une grande amélioration par rapport au système d'interruption de la décharge. Des résultats extrêmement intéressants sur l'évolution temporelle de la densité et de la température électroniques ainsi que du potentiel plasma avec la modulation ont été obtenus par sondes et publiés par K. Dannenmayer et al [78][79].

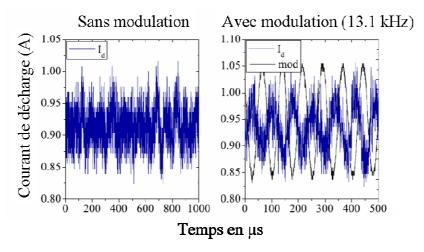


Figure 83 : Synchronisation des oscillations du courant de décharge grâce à l'application d'une modulation du potentiel du keeper. A gauche est représenté le courant de décharge naturel, et à droite le courant de décharge avec la modulation appliquée au keeper. On notera le léger déphasage entre l'oscillation des deux grandeurs.

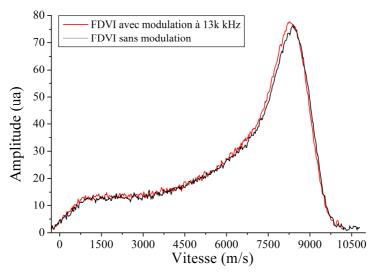


Figure 84 : Influence de la modulation du potentiel du keeper sur la FDVI dans la PPI. La mesure a été faite dans le plan de sortie, sur le rayon médian du canal.

#### VII.3.2 Premiers résultats et perspectives

Cette section va livrer les premiers résultats obtenus par la mesure de l'évolution temporelle des FDVIs via la modulation de la décharge. Le temps maximal d'acquisition pour un passage sur le système de comptage de photons est 100 ns x 65535 soit 6,5 ms soit environ 80 périodes d'oscillations. 100 acquisitions avec laser et 100 acquisitions sans laser ont été réalisées. La soustraction a été faite afin d'éliminer le bruit du signal. Il faut mentionner ici que l'intensité du signal est très faible, entre 0 et 10 photons par canal avec une moyenne d'environ 6. La soustraction est donc une opération très sensible au niveau de bruit. Le système de synchronisation est beaucoup plus simple que celui présenté dans la section précédente. En effet, la carte de comptage Ortec MSC-PCI est capable à la fois d'accepter un signal de déclenchement comme d'en générer un. Le démarrage de l'acquisition du signal de fluorescence est réalisé manuellement, ce qui envoie une impulsion à l'oscilloscope qui déclenche l'enregistrement de l'oscillogramme du courant de décharge avec un décalage temporel parfaitement contrôlé, de l'ordre de 200 ns.

Avant de tenter toute analyse de l'évolution temporelle, il a été vérifié que la moyenne dans le temps des oscillations mesurées pour différents groupes de vitesse redonne bien un profil identique au profil de FIL mesuré par détection synchrone classique. Le résultat est présenté en Figure 85, qui à l'instar de ce qui a été présenté dans la section précédente, nous montre que le système de comptage de photons capte le niveau de signal de façon correcte.

L'étude de l'évolution temporelle a été réalisée sur un seul groupe de vitesse, celui de la vitesse la plus probable. Le contenu fréquentiel du courant de décharge présenté dans la Figure 87 en bas fait apparaître de façon très nette un pic à 13 kHz qui correspond à la modulation. Le contenu fréquentiel des oscillations du signal de fluorescence présenté dans la Figure 87 en haut ne fait par contre apparaître qu'une petite structure à cette fréquence qui se démarque à peine du reste du profil de densité spectrale de puissance.

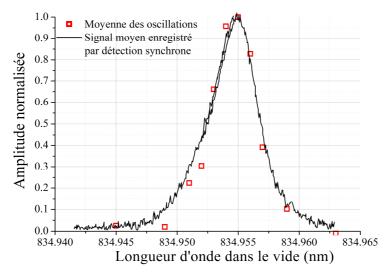


Figure 85 : Comparaison du profil de FIL stationnaire mesuré et calculé

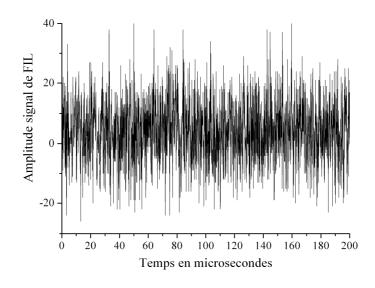


Figure 86 : Oscillogramme du signal de FIL pour la vitesse la plus probable

Transformée de Fourier de l'évolution temporelle du profil de FIL 2.0 1.8 292k 1.6 13k 1.4 1.2 1.0 8.0 0.6 0.4 Transformée de Fourier de l'évolution temporelle du courant de décharge 10 10<sup>-9</sup> 10<sup>-10</sup> 10-11 4M 10<sup>-12</sup> 10<sup>-13</sup> 10<sup>-14</sup> 10<sup>-15</sup> 10<sup>-16</sup> 10 10k 100k

Figure 87 : FFT de l'évolution temporelle du signal de fluorescence du groupe le plus probable (en haut) et du courant de décharge (en bas).

Ce point est donc à améliorer afin de parvenir à la mesure correcte de l'évolution temporelle des FDVIs avec le système de modulation. Ce test préalable a permis d'identifier un certain nombre de points importants pour les futures mesures : le choix du régime moteur doit être fait avec soin pour avoir un courant de décharge le plus harmonique possible, quel que soit le point de fonctionnement en débit et en tension. La fréquence de résonance devra être soigneusement choisie et il faudra vérifier que la valeur de la résonance ne dérive pas dans le temps, ce qui a pu arriver durant nos premiers essais. Enfin, un programme LabView devra être réalisé afin de synchroniser l'acquisition du signal de fluorescence avec et sans laser sur

un très grand nombre d'échantillons, ainsi que l'acquisition du courant de décharge qui permettra d'affiner la valeur de la fréquence d'oscillation.

Une fois ce système maîtrisé, il sera possible de passer à la mesure de l'oscillation naturelle en s'affranchissant du signal de modulation. Un lourd traitement numérique sera alors nécessaire pour calculer la phase et la fréquence instantanées du signal de fluorescence, chose accessible au traitement par ondelettes ou par « Empirical Mode Decomposition ».

# VIII Influence de la topologie magnétique sur les performances d'un PEH

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'influence de la topologie magnétique sur les performances de propulseurs à effet Hall de moyenne puissance. Une étude sur l'influence de la topologie magnétique a été présentée dans la section IV.2.2 qui concernait le PPI, moteur de faible puissance à aimants. La topologie magnétique n'était que peu flexible mais trois topologies de champ magnétique ont été testées et ont révélé l'influence de l'amplitude du champ magnétique sur le confinement du plasma et l'efficacité d'accélération d'un petit moteur.

L'objectif de ce chapitre est de déterminer des pistes pour optimiser le rendement d'un moteur de moyenne puissance à l'aide de propulseurs adaptés à une étude paramétrique.

L'ensemble de ce chapitre est classé Confidentiel Industrie de par l'ensemble des données présentées sur le PPS®1350-ML, tant au niveau des topologies magnétiques qu'au niveau des performances mesurées. Dans cette version, tous les éléments confidentiels industrie ont été éliminés.

## VIII.1 Eléments théoriques liant la topologie magnétique et le plasma d'un PEH

#### VIII.1.1 Influence du champ magnétique sur le plasma

La compréhension fine des mécanismes liant le plasma du propulseur à effet Hall à la topologie complexe 2D nécessite de partir des équations fondamentales de la dynamique d'une particule chargée dans un champ magnétique, que l'on considèrera dans un premier temps homogène. Le but ici n'est pas de redémontrer l'ensemble des relations, qui se trouvent dans tout bon ouvrage d'électromagnétisme (voir [74] par exemple), mais de montrer comment la situation se complexifie entre le cas idéal et le cas réel rencontré. Dans cette partie, on ne traitera que du cas des électrons car l'objectif du champ magnétique dans un propulseur à effet Hall est de confiner les électrons sans perturber la trajectoire des ions. L'étude présentée au chapitre VI a montré que le point de vue d'une perturbation négligeable du fluide ionique est à nuancer.

Dans le cas idéal d'un champ B homogène et stationnaire, on calcule rapidement que le mouvement d'une particule chargée soumise à ce champ est une hélice autour des lignes de champ magnétique dont les paramètres (rayon, vitesse de rotation, vitesse de translation)

dépendent des conditions initiales et de la présence ou non d'un champ électrique. Le rayon de l'hélice, appelé rayon de Larmor, est donné par la relation VIII.1 :

$$r_{L,e} = \frac{V_{th,e}}{\omega_c} = \frac{\sqrt{2m_e T_{e,ortho}}}{eB}$$
 (VIII.1)

où  $T_{e,ortho}$  est la température électronique dans la direction orthogonale à la ligne de champ,  $m_e$ de l'électron et e la charge élémentaire. Une description mathématique du mouvement est souvent utilisée pour simplifier le mouvement hélicoïdal d'une particule autour d'une ligne de champ. Il s'agit du modèle dit du centre guide. Il est en effet intéressant de décomposer le mouvement de la particule en une translation le long des lignes de champ et d'une rotation autour de la ligne car ces deux composantes du mouvement sont liées à des processus souvent indépendants. La translation le long de la ligne est généralement déterminée par la présence ou non d'un champ électrique et des conditions initiales. La rotation autour de la ligne, très rapide, peut être moyennée dans le temps et dans l'espace pour ne conserver que la translation autour de la ligne. On obtient ainsi la trajectoire d'une particule fictive, le « centre-guide » qui ne donne que la trajectoire le long de la ligne de champ. Cette modélisation est utile car elle sert à la résolution d'un certain nombre de cas pratiques. On peut citer par exemple un plasma soumis au champ magnétique qui existe à l'intérieur d'un solénoïde suffisamment long. Cette description permet de développer assez simplement des modèles numériques pour le calcul de trajectoire lorsque l'on ne s'intéresse pas au mouvement cyclotronique à petite échelle.

La situation se complique lorsque le champ magnétique varie le long de la ligne de champ magnétique et orthogonalement, ce qui est la situation la plus couramment répandue.

Deux situations sont alors rencontrées suivant que le champ magnétique varie beaucoup ou non à l'échelle d'un rayon de Larmor, qui dépend à la fois du champ magnétique et de la température électronique. On peut ainsi définir un critère qui sépare ces deux situations, par exemple le ratio du rayon de Larmor électronique sur la longueur de gradient de champ magnétique, ce qui nous donne une grandeur adimensionnée. Si ce ratio est grand devant l'unité, le champ magnétique varie « lentement » dans l'espace, et à l'inverse si ce ratio est petit devant l'unité, le champ magnétique varie rapidement à l'échelle d'un rayon de Larmor électronique. Ce ratio s'écrit :

$$\eta = \frac{r_{L,e}}{L_{\nabla B}} = \frac{\sqrt{2m_e T_{e,ortho}}}{eB} \frac{|\nabla B|}{B}$$
 (VIII.2)

Ce ratio fait intervenir la température électronique dans la direction orthogonale au champ magnétique. Cette valeur, nécessairement positive, est bornée par la température électronique totale, c'est-à-dire l'énergie totale. La température électronique orthogonale n'atteint jamais une valeur strictement nulle car l'électron n'aura jamais une trajectoire purement en translation le long de la ligne de champ. Une configuration de champ magnétique très caractéristique, dite « miroir », est représentée en Figure 88. La température électronique orthogonale est maximale à la limite du miroir (en haut et en bas), là où le champ magnétique est maximal, et minimale au point de symétrie de la configuration sans toutefois atteindre une valeur nulle. Les électrons dont l'énergie totale est suffisante pour atteindre le bord du miroir avec une vitesse de translation non nulle pourront sortir du piège. Ceux dont l'énergie est inférieure ou égale à l'énergie au bord du miroir seront piégés. Le rayon de Larmor varie dans le piège magnétique, ce qui implique une dépendance spatiale du critère donné par le ratio  $\eta$ .

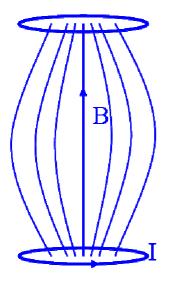


Figure 88: Schéma d'une configuration dite "miroir" avec les lignes de champ créés par deux bobines placées en haut et en bas du schéma, parcourues par un même courant I constant.

La construction d'invariants adiabatiques du mouvement, c'est-à-dire de grandeurs constantes quelle que soit la position dans l'espace, est liée à la séparation d'échelle entre la variation spatiale de B et du rayon de Larmor. En effet ces invariants sont construits à partir d'un développement limité du paramètre  $\eta$  considéré comme petit devant l'unité. Il est donc important de savoir dans quel régime on se situe, afin de savoir si la modélisation par des invariants du mouvement est valide ou non. L'existence des invariants adiabatiques est très utile pour pouvoir décomposer le mouvement des électrons à plusieurs échelles et ainsi faciliter la compréhension des mécanismes à l'œuvre en vue de simulations.

L'existence d'un champ inhomogène et donc de gradients dans plusieurs directions de l'espace, en combinaison avec un champ électrique lui aussi inhomogène complexifie la situation et engendre un certain nombre de dérives, la dérive en champs croisés, les dérives de gradient et de courbure, et enfin de polarisation. L'inhomogénéité des champs entraîne l'apparition de forces volumiques qui agissent sur le plasma. Ces dérives et forces volumiques sont explicitées dans le Tableau 5. Il est important de noter que ces dérives sont calculées dans un cadre adiabatique par développement limité des équations du mouvement, et donc que la condition  $\eta <<1$  doit être vérifiée partout.

Tableau 5 : Expression des différentes dérives et forces exercées sur une particule chargée dans des champs électrique et magnétique inhomogènes

Dénomination	Expression		Caractéristiques
Dérive en champs croisés	$rac{ec{E} imesec{B}}{\leftert B ightert ^{2}}$	(VIII.3)	<ul> <li>insensible à la charge</li> <li>vitesses très élevées : influence les électrons mais peu les ions</li> </ul>
Dérive de polarisation	$\frac{M}{qB^2}\frac{d\overrightarrow{E_\perp}}{dt}$	(VIII.4)	<ul><li>sépare les charges</li><li>proportionnelle à la masse : faible influence sur les électrons</li></ul>
Dérive de gradient B	$rac{k_BT}{qB} \overrightarrow{\overrightarrow{B}  imes \nabla B} \over B^2$	(VIII.5)	<ul><li>sépare les charges</li><li>dépend de la température</li><li>indépendant de la masse</li></ul>
Dérive de courbure	$\frac{M}{qB}V_{prll}^{2}\frac{\vec{b}\times\vec{n}}{R}$	(VIII.6)	<ul> <li>sépare les charges</li> <li>dépend de la masse et de la vitesse</li> <li>le long de la ligne de champ</li> <li>dépend de la courbure des lignes B</li> </ul>
Force diamagnétique	$-\frac{q^2r_L^2}{4M}\overrightarrow{\nabla B^2}$	(VIII.7)	<ul><li>insensible à la charge</li><li>dépend de l'orientation des lignes de champ</li></ul>
Force pondéromotrice	$-rac{q^2}{4m\omega_E^{\ 2}}\overrightarrow{ abla E^2}$	(VIII.8)	<ul> <li>insensible à la charge</li> <li>dépend de la masse</li> <li>dépend de la fréquence</li> <li>d'oscillation du champ électrique</li> </ul>

Dans le Tableau 5, M désigne la masse de l'espèce chargée considérée, électron ou ion, q sa charge négative ou positive, B la norme du champ magnétique,  $E_{ortho}$  la composante du champ électrique orthogonale aux lignes de champ magnétique, T la température de l'espèce considérée, b le vecteur normalisé du champ magnétique, n le vecteur normal aux lignes de champ, R le rayon de courbure des lignes du champ magnétique et  $V_{prll}$  la vitesse des particules le long de la ligne de champ magnétique.

Le critère d'adiabaticité spatiale, indispensable au calcul des dérives et forces volumiques listées ci-dessus, est moins couramment rencontré que le critère bien connu de l'adiabaticité temporelle, abordé dès le début des études supérieures scientifiques dans les cours de thermodynamique, sous l'aspect de transformations lentes devant l'établissement des équilibres thermiques. On peut ramener le problème de l'adiabaticité spatiale du mouvement de l'électron à un problème d'adiabaticité temporelle, en reliant la variation spatiale du champ magnétique à la variation temporelle d'un champ électrique induit (relation de Maxwell-Ampère). Il apparaît alors un temps caractéristique qui correspond au temps nécessaire pour que l'information « variation du champ magnétique local » soit transformée en champ électrique induit et donc en modification de la trajectoire de l'électron. Il faut donc que le temps de réponse de l'électron dans son mouvement de giration soit supérieur d'un ordre de grandeur à ce temps caractéristique pour pouvoir considérer le mouvement comme adiabatique.

Lorsque l'on s'intéresse à la dynamique d'un électron en 3D, toutes ces dérives doivent être prises en compte si l'on souhaite simplifier le problème et obtenir une équation de la trajectoire. Ceci a été réalisé par plusieurs équipes, en Europe comme aux USA [80][81][82][83]. Si la condition  $\eta <<1$  n'est pas vérifiée partout, il faut résoudre les équations du mouvement de façon itérative avec un pas de temps petit devant toutes les périodes du mouvement électronique - en général il s'agit du mouvement cyclotronique de rotation de l'électron autour d'une ligne de champ et ce temps est inversement proportionnel au champ magnétique ce qui définit une borne inférieure en prenant la valeur maximale du champ magnétique dans la zone accessible au plasma - et déterminer à chaque pas de temps les nouvelles coordonnées et les trois composantes du vecteur vitesse de l'électron. Ceci prive d'une expression analytique de la trajectoire au cours du temps mais permet de résoudre numériquement le problème.

Une alternative aux questions de trajectoire électronique consiste à considérer l'ensemble des électrons non pas de façon particulaire mais comme un fluide, régit par des équations de type MHD [77]. Les termes qui pilotent alors la répartition spatiale des électrons sont la pression magnétique et un équilibre dérive-diffusion dû aux gradients de champ magnétique, de champ électrique et de densité. On parlera plus longuement des effets des gradients de densité du plasma dans la section suivante. La pression magnétique a un effet très similaire à un puits de potentiel et suit la variation du champ magnétique suivant la loi :

$$P_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique du vide.

La pression magnétique agit comme un filtre qui discrimine les électrons suivant leur énergie. Ainsi un électron peu énergétique ne pourra explorer que les régions où le champ magnétique est relativement faible, tandis que les électrons très énergétiques pourront explorer une zone plus large et éventuellement entrer en collision avec les parois en céramiques du canal qui confine le plasma, créant ainsi une gaine accélérant en retour les ions vers les parois et

générant recombinaison et érosion. Cette vision permet de comprendre comment on va devoir construire la topologie de champ magnétique, afin que le plasma ne s'approche que le moins possible des parois en céramique afin de limiter les pertes.

#### VIII.1.2 Influence du plasma sur l'action du champ magnétique

Dans la section précédente, les dérives liées aux gradients de champ magnétique ont été évoquées car elles modifient de façon conséquente la trajectoire des électrons et donc l'interaction plasma - paroi. La répartition spatiale du plasma affecte également en retour le couplage plasma – champ. Dans les conditions qui sont celles d'un propulseur, le couplage est unidirectionnel, c'est-à-dire que le champ magnétique et son intensité ne sont pratiquement pas perturbés par la présence du plasma, ni par la boucle de courant de Hall généré par la dérive en champs croisés des électrons. Ce sujet a été ouvert aux débats, des mesures par sondes de Hall semblaient montrer que le champ magnétique dans le propulseur était plus faible avec plasma que sans [84][85]. Pourtant, quelques calculs d'ordre de grandeur du champ magnétique généré par une boucle de courant en son sein, ou des calculs numériques plus fins menés par Laurent Garrigues et publié dans [63], montrent que l'influence ne peut être que de l'ordre de quelques Gauss, à comparer avec les 200 G typiques présents dans le plan de sortie du moteur. L'explication la plus probable des différences mesurées entre le champ magnétique sans et avec plasma par sondes de Hall est liée à l'influence de ces sondes sur le plasma, et de la difficulté à maintenir des sondes dans une zone extrêmement chaude et dense.

La répartition spatiale du plasma affecte le couplage de plusieurs façons. Premièrement, l'écrantage des parois par le champ magnétique, conçu pour limiter le bombardement, entraîne une déplétion en particules et donc un « vide », ou une dépression, rapidement comblé par un flux d'atomes. Cet effet a été mesuré par spectroscopie de FIL en comparant les densités relatives de xénon atomique dans un propulseur de 6 kW, qui a mis en évidence un écart important de densité entre les parois et le diamètre moyen du canal [86]. L'absence de calibration du diagnostic ne permet de remonter aux valeurs absolues, mais l'écart mesuré de densité est d'un facteur 2 voire plus car les mesures ne couvrent que 80 % du canal et manquent les zones les plus proches des parois.

Cet excès est susceptible de créer une ionisation locale et un fort taux de collisions entre les atomes et les ions qui se dirigent vers ces zones le long des parois, et donc la création d'ions lents. Cet effet est ainsi lié aux gradients de densité, induits par l'influence de la topologie magnétique sur le plasma. On mesure donc ici tout l'intérêt d'une mesure 2D de l'évolution temporelle des FDVIs avec une bonne précision spatiale, qui permettrait de résoudre l'évolution temporelle de l'ionisation dans ces zones en bordure de paroi et d'investiguer ce couplage au second ordre entre le plasma et le champ magnétique.

Un deuxième effet qui lie les caractéristiques du plasma à l'interaction plasma-champ magnétique concerne la température électronique. Celle-ci pilote la quasi-totalité des processus qui sont à l'œuvre dans le plasma du propulseur, en particulier l'ionisation du gaz et l'écart des équipotentielles aux lignes de champ magnétique, ce qui influe sur la divergence. Or la température électronique dans les différentes zones du plasma est directement liée à l'amplitude du champ magnétique et à la direction des lignes de champ qui dirigent en partie les flux d'électrons, et la température électronique est fortement liée au plasma émis par la cathode, dont le flux d'électrons permet le démarrage du moteur et contribue à l'ionisation.

Ainsi le plasma émis par la cathode et la topologie magnétique dans le plan de sortie du propulseur sont susceptibles d'influencer grandement l'ensemble du fonctionnement de la décharge, comme les mesures présentées dans le chapitre VI de l'influence du potentiel de la cathode sur la vitesse et le courant ioniques ont pu le suggérer

Il apparaît donc que la mesure des propriétés électroniques dans le moteur et en particulier de la température électronique, et si possible des fonctions de distribution en énergie des électrons, est cruciale pour comprendre le lien subtil qui existe entre le plasma émis par la cathode, le plasma du propulseur et la topologie magnétique qui fait le lien entre eux et qui conditionne le déroulement des phénomènes physiques tels que l'ionisation, l'accélération et la divergence du faisceau qui n'est qu'un sous-produit d'une inhomogénéité 2D du processus d'accélération.

La section suivante va présenter l'architecture d'un circuit magnétique de propulseur, dans un premier temps typique des moteurs de vol, et dans un second temps quelques modèles de propulseurs plus atypiques et dédiés aux études paramétriques du lien entre topologie magnétique et performances.

### VIII.2 Design du circuit magnétique d'un PEH

#### VIII.2.1 Architecture des moteurs classiques

Le design du circuit magnétique du propulseur et son alimentation en flux magnétique doivent répondre à plusieurs exigences. En premier lieu, les électrons doivent être confinés, c'est-à-dire avoir un temps de résidence assez long dans le canal de décharge afin d'augmenter la probabilité d'ionisation par rapport à une simple décharge continue. Comme le champ électrique qui accélère les ions est axial, un champ magnétique principalement radial permet de créer une dérive qui se boucle sur elle-même dans la direction azimutale. Ceci impose donc une partie de l'architecture, à savoir des pôles magnétiques qui dirigent le flux magnétique dans la direction radiale. L'alimentation en flux magnétique peut être réalisée par des bobines, qui permettent de modifier le champ magnétique depuis l'extérieur de l'enceinte, ou par des aimants permanents. La construction d'un circuit magnétique autour des aimants ou des bobines est indispensable pour guider le flux et l'amener de telle façon à être maximum dans la zone proche du plan de sortie du moteur.

En tenant compte de ces quelques considérations sur l'orientation du champ dans la zone autour du plan de sortie, et de l'alimentation en flux magnétique, on aboutit à une construction proche des architectures classiques comme présentée en Figure 89. Il faut rajouter à cette construction des écrans magnétiques dans le cas de l'utilisation de bobines, pour mieux canaliser le champ dans la zone qui couvre tout le canal de décharge. Sans ces écrans, le champ magnétique serait uniquement concentré autour des pôles interne et externe, ainsi qu'à la base de chaque bobine, et les lignes de champ se rebouclent dans ce cas à ces endroits, ce qui n'est pas souhaité. L'ajustement des faces des pôles pour guider les lignes de champ vers l'extérieur est optimisé numériquement afin de contrôler la répartition spatiale du champ électrique dans la zone proche et à l'extérieur du canal de décharge. Cette construction avec écrans présente un défaut majeur : elle induit des entrefers entre les pôles magnétique interne et externe et les écrans, ce qui génère d'importantes pertes de flux magnétique et donc

engendre un très faible efficacité du circuit. R. Vilamot a évalué ces pertes dans le cas d'une architecture proche d'un moteur de vol et obtenu une valeur proche de 75 %. Ceci signifie que d'importantes marges de progression existent dans le design du circuit magnétique avec à la clé des gains substantiels en poids. En utilisant une méthode de calcul très similaire, on a pu déterminer que l'efficacité de génération de flux magnétique, via des aimants permanents, pour le PPI est de 31 %, légèrement supérieure donc à la génération de flux via des bobines. Il reste néanmoins une marge importante pour augmenter ce rendement.

Sur la Figure 89 on peut voir une bobine supplémentaire ajoutée à l'arrière du moteur. La présence de cette bobine a pour effet de modifier la topologie magnétique dans la partie proche de l'anode (en violet sur la figure) et donc de modifier le transport des électrons dans cette zone. Tous les propulseurs ne sont pas équipés de cette bobine additionnelle ; par exemple le SPT100 russe en est dépourvu. Un avantage en faveur de cette bobine arrière est de pouvoir créer une zone de champ magnétique faible (en fait même strictement nul en un point) et donc de permettre aux électrons d'évoluer dans une zone de faible potentiel magnétique, laissant plus d'énergie disponible pour l'ionisation. La remontée de champ qui encadre ce zéro agit comme un puits de potentiel qui permet de confiner le nuage électronique dans cette région, ralentissant leur arrivée sur l'anode et donc le courant de décharge.

La topologie de lignes de champ magnétique, présentée en Figure 89 est conforme aux attentes, c'est-à-dire un champ magnétique purement radial dans le plan de sortie. L'organisation du champ magnétique, ou plus précisément l'étalement dans l'espace des lignes, étant autocohérent, le seul moyen de la modifier dans la zone après le plan de sortie du moteur est de jouer sur le design des pôles interne et externe, en particulier leur face de sortie comme mentionné plus haut. La qualité de leur usinage décide de l'orientation des lignes de champ qui sortent nécessairement perpendiculaires à la face du matériau magnétique.

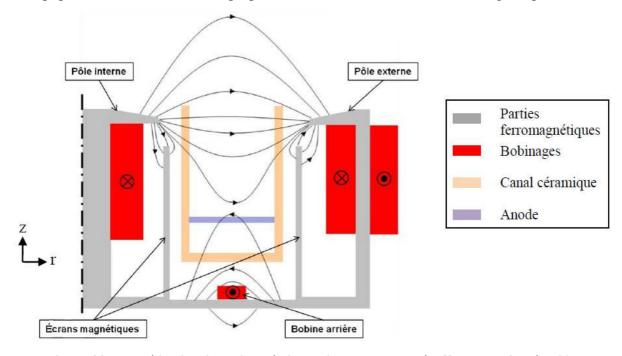


Figure 89 : Modélisation 2D axisymétrique d'un propulseur à effet Hall, d'après [20]

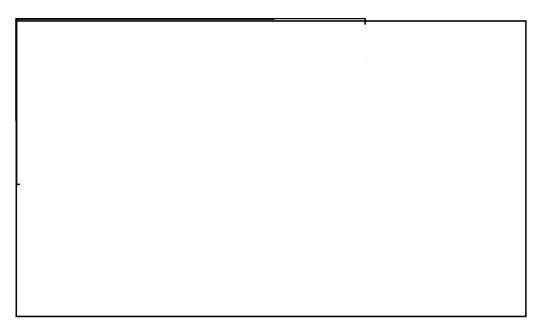


Figure 90 : Schéma axisymétrique du circuit magnétique du PPI. En gris est représenté le circuit en fer doux et en rouge les aimants. Les lignes de champ magnétique sont calculées avec le logiciel FEMM 4.2

Dans le cas d'un montage avec des aimants, certains éléments deviennent inutiles comme les écrans magnétiques. Un exemple est donné dans la Figure 90 qui schématise la situation du PPI dont le flux magnétique est fourni par des aimants en alliage Samarium - Cobalt. La différence majeure entre les bobines et les aimants réside dans la nécessité pour les premières d'avoir un noyau magnétique pour utiliser l'intégralité du flux magnétique produit, alors qu'il suffit d'avoir une face d'un matériau en fer doux en contact avec l'un des pôles des aimants. Il n'y a pas besoin d'écrans magnétiques lorsque l'on utilise des aimants car leur volume est très réduit et les lignes de champ ne viennent pas se reboucler sur le corps de l'aimant, mais vont au contraire chercher à se reboucler sur le circuit magnétique en contact avec les faces. La contrepartie à l'utilisation des aimants est l'impossibilité de modifier le champ magnétique, son intensité ou sa répartition spatiale, lorsque le moteur est sous vide et en opération, ce qui peut poser problème pour l'ajustement du champ magnétique dans le temps pour compenser l'érosion des parois du canal, par exemple. Des architectures combinant bobines et aimants permanents peuvent être envisagées afin de minimiser le poids du circuit magnétique tout en permettant des corrections en opération.

#### VIII.2.2 Architectures non conventionnelles

L'architecture présentée dans la section précédente en Figure 89 est proche des standards utilisés pour les moteurs de vol. Afin d'étudier l'influence de la topologie magnétique et de son couplage avec le plasma sur les performances du propulseur, diverses architectures ont été développées de par le monde, qui incorporent en général des bobines supplémentaires et un circuit magnétique adapté.

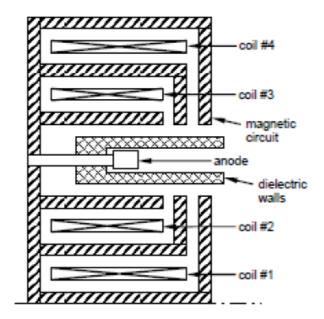


Figure 91 : Schéma axisymétrique du propulseur développé par Gorshkov et al. au Keldysh Research Center [87]

Un premier type de propulseur à architecture alternative a été développé par Gorshkov et al. [87] en modifiant grandement le circuit magnétique qui possède plusieurs pôles internes et externes dans cette version, alimentés de façon indépendante. L'objectif de ces travaux était l'étude de l'influence de la topologie magnétique sur les performances à travers l'évolution d'un paramètre numérique qui contiendrait toute l'information intégrée sur la zone magnétisée et qui servirait d'indicateur de la topologie magnétique. L'apparition d'une corrélation entre cet indicateur numérique et les performances serait une validation de la pertinence de ce paramètre, et une piste pour optimiser de façon générale la topologie magnétique des propulseurs à effet Hall.

Le paramètre sélectionné par l'équipe du Keldysh Research Center est :

$$F = \frac{\left| \overrightarrow{B} \times \overrightarrow{\nabla} | \overrightarrow{B} \right|}{\left| \overrightarrow{B} \right|}$$
 (VIII.9)

Ce paramètre quantifie dans l'espace la variation relative du champ magnétique dans la direction orthogonale aux lignes de champ magnétique. Une interprétation possible, bien qu'elle ne soit pas unique, a un lien avec les critères d'adiabaticité spatiale dont il a été question plus haut : plus B varie rapidement dans la direction orthogonale aux lignes de champ, plus le caractère adiabatique de cette zone serait discutable, mais l'accroissement du confinement par effet de puits de potentiel autour de chaque ligne aurait tendance à maintenir les électrons sur les lignes et donc à augmenter leur temps de résidence, améliorant de fait l'ionisation et les performances du moteur.

C'est dans cette optique que le calcul d'un paramètre numérique H a été mené par Gorshkov et al., Le paramètre H correspond à une moyenne spatiale de la valeur locale du cône de pertes, pondérée par le paramètre F. La moyenne est réalisée en intégrant sur un domaine qui correspond à la zone d'ionisation, obtenue par simulation numérique. Une étude systématique des performances avec l'évolution de ce paramètre H a été menée afin de déterminer

l'existence d'une corrélation entre l'efficacité anodique et H. La conclusion des essais menés par Gorshkov et al. est une corrélation positive entre les performances et H, autrement dit, plus H élevé, plus le moteur est efficace.

Il faut toutefois rester prudent sur les conclusions de ces essais car le propulseur utilisé, de 900 W, affiche des performances faibles et ne dépassant pas 45 % au maximum des valeurs de H. L'évolution quasi-linéaire suggérée par la loi affine n'est pas indiscutable au vu des barres d'erreur, ce qui laisse penser que le choix de ce critère, bien qu'intéressant, ne puisse pas être une référence absolue dans l'optimisation de la topologie magnétique. De plus, des études menées aux USA n'ont pas pu mettre en évidence le même type de corrélation sur un moteur de plus forte puissance, et une étude présentée dans la section suivante sur un PPS1350-ML n'a pas mis en évidence de façon évidente une quelconque influence du paramètre F ou du paramètre H.

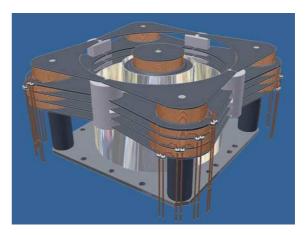
Un second type d'architecture non conventionnelle a été réalisée par Raphaël Vilamot et al. au laboratoire LAPLACE avec la définition et la réalisation du PPS-FLEX. L'objectif de ce propulseur est de pouvoir étudier l'influence de chaque composante de la topologie magnétique indépendamment, à savoir le gradient axial de la composante radiale au milieu du canal, la forme de la lentille magnétique, la position du zéro de champ, la remontée de champ à l'anode, l'amplitude du champ aux parois, sur les performances du propulseur. Toutes les figures qui concernent l'architecture ou les simulations magnétiques du PPS-FLEX sont à créditer à R. Vilamot.

Pour contrôler indépendamment ces différentes composantes, un circuit magnétique complexe a été conçu avec un nombre de bobines bien supérieur aux standards de vol, à savoir 4 bobines internes, 4x4 bobines externes et deux bobines arrières soit un total de 22 bobines. Toutes ne sont pas indépendantes, pour des raisons de conservation de symétrie azimutale, chaque étage de bobine est relié en série. Il reste donc 6 jeux de bobines indépendantes, soit 6 degrés de liberté pour modifier la topologie magnétique de façon précise. Les figures 82 et 83 montrent la carcasse du propulseur sans le canal de décharge en céramique, d'une part en photographie (Figure 92) et d'autre part en vue infographique (Figure 93). Sur cette dernière figure, le circuit magnétique est représenté en couleur sombre, tandis que les éléments de maintien et d'assemblage sont en couleur métallique brillante, la couleur cuivre est quant à elle associée aux fils du bobinage.

R. Vilamot a détaillé les potentialités du moteur en particulier en termes de déplacement du zéro de champ ou de la modification du gradient axial de la composante radiale du champ magnétique à partir de la configuration de référence du PPS®1350. Les figures 84 à 87, issues de son manuscrit de thèse, illustrent une partie des modifications du champ magnétique réalisables. La mention « canal rectiligne » fait référence au fait que le moteur est construit à partir du corps d'un PPS®1350 standard dont le circuit magnétique a été entièrement refait, et auquel on ajoute un étage supplémentaire qui impose un allongement du canal en céramique.



Figure 92 : Photographie du PPS-Flex sans canal Figure 93 : Vue infographique du PPS-Flex de décharge. [20]



sans canal de décharge. [20]

Le très grand avantage de ce propulseur est de pouvoir contrôler de façon totalement indépendante le profil axial de la composante radiale en particulier le gradient dans la partie amont ou aval du maximum sans modifier la lentille magnétique, ou de contrôler avec précision la valeur du maximum de champ sans modifier le champ en amont ou en aval. On peut même déplacer en bloc la zone magnétisée ou évaluer l'effet des parois et de la distance entre la zone magnétisée et l'anode. Ces paramètres sont ceux couramment reconnus dans la communauté de la propulsion à effet Hall comme critiques dans l'interaction entre le plasma et le champ magnétique. Le profil axial de la composante radiale pilote en partie la mobilité électronique axiale. La lentille magnétique est liée à la divergence du faisceau et donc aux performances de poussée ainsi qu'au taux d'érosion des céramiques. La position du maximum peut permettre de diminuer le recouvrement des zones d'ionisation et d'accélération.

L'objectif expérimental de la campagne présentée dans la section suivante est l'étude de l'influence séparée de chacun de ces paramètres sur les performances du propulseur en mesurant la poussée pour le PPS®1350-ML. Les essais ont été réalisés dans le moyen d'essai PIVOINE-2g, au cours d'une campagne de 20h de tir.

Des informations complémentaires sur l'évolution des performances et des caractéristiques du faisceau d'ions pourront être obtenues sur le PPS-FLEX lors d'une campagne expérimentale ultérieure menée dans les installations de la SNECMA.

Figure 94 : Modification du gradient interne [20]	Figure 95 : Modification du gradient externe [20]
Figure 96 : Modification du maximum du champ magnétique [20]	Figure 97 : Déplacement de la zone magnétisée [20]

#### VIII.3 Essais sur le PPS®1350-ML

L'objectif de cette campagne est d'établir un premier diagnostic de l'influence de différents paramètres sur les performances du propulseur, à savoir la poussée et son rendement. Le bras rotatif n'était pas disponible pour les mesures de divergence, aucune information sur la répartition spatiale du courant ionique dans la plume n'a pu donc être obtenue.

On rappelle ici que le propulseur PPS®1350-ML possède trois degrés de liberté pour modifier le champ magnétique, à savoir le courant qui circule dans la bobine interne, le courant qui traverse les bobines externes mises en série, et le courant qui circule dans les bobines arrières également en série.

L'influence de ces trois courants a été testée à paramètres de fonctionnement (débit, tension) constants, mais aussi en faisant varier la tension afin de tester la tenue en puissance des différentes topologies magnétiques. En effet, plus la tension sera élevée, plus le confinement électronique risque d'être dégradé ce qui aura pour conséquence directe une augmentation des pertes aux parois et une divergence plus élevée. Pour des raisons de sécurité du propulseur, une puissance maximale de 1500 W a été définie ce qui a limité l'exploration en tension pour les différentes topologies magnétiques. Pour des raisons de sécurité du matériel, le courant appliqué aux bobines ne peut dépasser 8 A. Une sécurité de l'installation PIVOINE contraint de plus le courant appliqué aux bobines principales, c'est-à-dire la bobine interne et les 4 bobines externes, à ne pas être inférieur à 2 A, afin d'éviter l'apparition brutale de comportements instables de la décharge.

#### VIII.3.1 Paramètres retenus pour l'étude

Les paramètres qui ont été retenus sont ceux qui s'avèrent contenir le plus d'informations sur la topologie magnétique et sur les conséquences en termes de confinement du plasma. A ce titre, le paramètre F de Gorshkov et al. a été calculé, ainsi que la topologie magnétique, c'està-dire la répartition 2D de l'amplitude du champ magnétique et des lignes de champ. Le paramètre F contient une valeur absolue qui élimine une information sur le signe du rotationnel entre le champ magnétique et son gradient. Dans les figures qui suivent, le signe a été conservé et fait apparaître deux zones distinctes qui seront discutées plus loin. Le paramètre F a été choisi au lieu du paramètre H de Gorshkov et al. car il est directement lié à la topologie magnétique et ne repose pas sur des informations supplémentaires liées au cône de pertes.

Les informations sur la lentille magnétique qui pilote en partie la divergence du faisceau sont contenues dans la cartographie du champ magnétique; un critère que l'on pourrait donc considérer comme redondant sur cette lentille a été observé, qui est l'angle de la ligne de champ avec la direction radiale. Ce paramètre permet de mieux visualiser la répartition spatiale de l'angle que la lecture directe sur la carte de champ.

Les configurations magnétiques dans la suite de cette section seront désignées par les courants qui alimentent respectivement la bobine interne, les bobines externes, et les bobines arrière, sous la forme WXYZ. Les cartographies présentées par la suite ont été réalisées sous FEMM puis analysées avec des routines Matlab. L'aire présentée s'étend en largeur sur tout le canal de décharge. En hauteur, la zone couverte va de l'anode jusqu'à 8 mm après le plan de sortie. Plusieurs cas sont présentés dans les figures suivantes, allant d'une topologie très

proche de la topologie nominale, une topologie sans zéro de ou encore une topologie plus éloignée du cas nominal dans la limite des choses réalisables avec le PPS®1350-ML (courant dans les bobines principales au minimum à 2 ampères, courant limité à 8 A pour toutes les bobines). Cette dernière configuration est comparée avec la configuration magnétique du PPI pour laquelle le paramètre F ainsi que l'inclinaison des lignes de champ magnétique sont calculés et tracés.

Le Tableau 6 montre deux séries de cartographies : la première, dans la colonne de gauche, concerne le PPS®1350-ML dans sa topologie nominale, la seconde dans la colonne de droite, le PPS®1350-ML avec le même courant dans les bobines principales mais sans alimentation des bobines situées à l'arrière dans une configuration proche du PPS®100-ML. Sur chaque figure, le plan de sortie ainsi que l'axe médian du canal sont repérés. Les lignes de champ magnétique dans le plan de sortie permettent d'avoir une première idée de l'orientation de la lentille, idée qui est affinée par la figure du bas de chaque colonne.

La cartographie du champ magnétique met en évidence une asymétrie entre l'intérieur du canal et l'extérieur. Le champ magnétique est très intense sur la paroi interne, tandis qu'il n'excède pas 200 G sur la paroi externe. La représentation du paramètre F fait apparaître une large zone assez homogène dans laquelle le paramètre F prend des valeurs négatives. Ce paramètre change de signe lorsque l'on s'approche de la paroi externe. La large zone négative est confinée à l'intérieur du canal de décharge, ce qui pourrait suggérer un lien entre la présence de cette zone et une source d'ionisation, tel que le décrit Gorshkov et al. La dernière figure représente l'inclinaison des lignes de champ par rapport à l'horizontale. Un cas idéal de lentille plane présenterait une large zone avec des valeurs d'inclinaison nulle, autour du plan de sortie. La réalité est proche de ce cas idéal, les valeurs d'inclinaison étant compris entre -5° et +5° dans toute la zone proche du plan de sortie.

Si l'on compare les deux colonnes de ce Tableau 6, on s'aperçoit que les grandes caractéristiques topologiques ne sont pas modifiées, mais que de subtiles différences existent. Ainsi, la zone de champ fort dans la première ligne est légèrement plus équilibrée dans le cas avec un zéro de champ que sans. Sur la représentation du paramètre F, on constate que la zone est légèrement décalée vers l'intérieur du canal de décharge, comme si l'on parvenait à mieux isoler cette zone des parois. L'inclinaison montre de très légères différences, l'écart angulaire des lignes de champ avec l'horizontale étant cette fois compris entre -3° et +3°.

Les performances du PPS®1350-ML ont été mesurées pour ces deux configurations et pour bien d'autres qui ont été choisies en variant légèrement le courant dans les bobines principales pour incliner les lignes de champ magnétique dans le plan de sortie, ou plus largement le courant dans les bobines situées à l'arrière pour déplacer le zéro de champ magnétique et tester l'influence du paramètre F.

Le Tableau 7 montre les trois mêmes représentations (topologie magnétique, paramètre F et inclinaison des lignes de champ) pour le PPI, et pour une topologie atypique du PPS®1350-ML visant à reproduire les caractéristiques du PPI.

Tableau 6 : Cartographies 2D du champ magnétique, du paramètre F et de l'inclinaison des lignes de champ pour deux configurations du PPS®1350-ML. Sur chaque figure, l'axe vertical correspond à la position axiale en millimètres avec en référence le plan de sortie, et l'axe horizontal correspond à la position radiale dans le canal de décharge, avec en référence l'axe médian.

Champ magnétique du PPS®1350-ML pour la topologie nominale. La barre de couleur donne la valeur du champ en Tesla.	Champ magnétique du PPS®1350-ML pour la topologie sans alimentation des bobines arrières. La barre de couleur donne la valeur du champ en Tesla.
Paramètre F	Paramètre F
Inclinaison des lignes de champ. La barre de couleur indique l'angle en degrés.	Inclinaison des lignes de champ. La barre de couleur indique l'angle en degrés.

La colonne du PPI montre une topologie magnétique qui reprend une partie des caractéristiques du PPS®1350-ML mais dans le même temps présente un certain nombre de différences flagrantes. Tout d'abord, la topologie magnétique présente des valeurs plus élevées et un contraste beaucoup plus important ente la zone de champ magnétique nul et la zone de fort champ magnétique autour du plan de sortie. L'équilibre entre la paroi interne (limite gauche) et la paroi externe (limite droite) reste imparfait mais semble mieux réparti que sur le PPS®1350-ML.

La cartographie du paramètre F se distingue très nettement des figures obtenues jusque là avec le PPS®1350-ML. Deux régions se distinguent par le signe du paramètre F: l'une avec un signe positif, très limitée dans l'espace et centrée sur l'axe médian du canal de décharge, et l'autre avec un signe négatif qui s'étale depuis le centre du canal jusqu'aux parois. On

remarque que le signe de la zone centrale est opposé au signe de la même zone pour le PPS®1350-ML: ceci s'explique très simplement par le fait que le champ magnétique n'est pas orienté dans le même sens pour ces deux moteurs. L'analogie entre la zone centrale très concentrée et une zone d'ionisation est ici très attirante, bien que non supportée pour le moment par des mesures expérimentales. Les larges zones qui couvrent les parois pourraient indiquer un effet de confinement magnétique vis-à-vis des électrons.

Enfin, la cartographie de l'inclinaison des lignes de champ par rapport à l'horizontale montre une situation très symétrique par rapport à l'axe médian, bien plus que sur les différentes configurations du PPS®1350-ML. La courbure est par contre plus importante autour du plan de sortie et la zone de faible inclinaison est déplacée à 1 mm à l'extérieur du canal.

Une topologie magnétique du PPS®1350-ML se rapprochant au mieux de celle du PPI a été recherchée et identifiée. Cette configuration, assez exotique pour ce moteur, est présentée dans la colonne de droite du Tableau 7. Le courant appliqué aux bobines situées à l'arrière est au maximum de la tolérance, à savoir 8 A. Le courant appliqué aux bobines principales est 3 A pour la bobine interne et 2.5 A pour les bobines externes, ce qui est proche du minimum de fonctionnement. Ceci signifie que le zéro du champ, très visible sur la cartographie du champ magnétique, ne peut pas être déplacé plus près. Cette topologie constitue de ce point de vue l'un des extrema accessible au circuit magnétique du PPS®1350-ML. On retrouve dans cette colonne droite les principales caractéristiques du PPI présenté dans la colonne de gauche : le zéro de champ magnétique est aisément identifiable et très proche de l'axe médian du canal. Il se trouve à 17 mm du plan de sortie, soit une distance presque double de celle du PPI, mais le ratio « distance du zéro au plan de sortie / distance de l'anode au plan de sortie » est sensiblement le même pour les deux configurations (autour de 0.7). La représentation 2D du paramètre F montre une structure identique pour le PPI et la configuration exotique du PPS®1350-ML avec deux domaines de signes opposés. La configuration n'est pas tout à fait symétrique pour le PPS®1350-ML, la structure étant très légèrement décalée vers la paroi interne. Comme il a été mentionné plus haut, les signes absolus entre les configurations du PPI et du PPS®1350-ML sont opposés, ce qui est simplement lié à la convention d'orientation du champ pour ces deux moteurs. Il est très intéressant de constater que l'opposition de signe des domaines entre l'intérieur du canal et les parois du canal est quant à elle préservée.

La lentille magnétique, tracée pour le PPS®1350-ML dans la figure du bas de la colonne de droite, montre une structure beaucoup moins symétrique que dans le cas du PPI. La zone de faible inclinaison est par contre beaucoup plus étalée autour du plan de sortie à la différence du PPI pour lequel cette zone est assez restreinte et décalée après le plan de sortie.

Tableau 7 : Cartographies 2D du champ magnétique, du paramètre F et de l'inclinaison des lignes de champ pour le PPI dans sa configuration standard (à gauche) et une configuration atypique du PPS®1350-ML (à droite). Sur chaque figure, l'axe vertical correspond à la position axiale en millimètres avec en référence le plan de sortie, et l'axe horizontal correspond à la position radiale dans le canal de décharge, avec en référence l'axe médian.

Champ magnétique du PPI dans sa configuration standard. La barre de couleur donne la valeur du champ en Tesla.	Champ magnétique du PPS®1350-ML dans une configuration atypique. La barre de couleur donne la valeur du champ en Tesla.
Paramètre F	Paramètre F
Inclinaison des lignes de champ. La barre de couleur indique l'angle en degrés.	Inclinaison des lignes de champ. La barre de couleur indique l'angle en degrés.

Ces trois informations, la topologie magnétique, le paramètre F et l'inclinaison des lignes de champ magnétique, ont été utilisées afin de déterminer plusieurs topologies magnétiques potentiellement intéressantes. La section suivante va présenter l'évolution des performances pour différentes topologies et différents points de fonctionnement.

# VIII.3.2 Evolution des performances pour différentes topologies magnétiques

L'évolution de la poussée en fonction de la puissance pour le PPS\$1350-ML est tracée en Figure 98. Les différentes séries de points correspondent aux dates où les performances ont été mesurées. La puissance électrique ne fait intervenir que le produit de la tension de décharge par le courant de décharge. On ne prend pas en compte la puissance nécessaire pour l'alimentation en courant des bobines ou le chauffage de la cathode. La poussée est mesurée avec une balance dont la précision est de  $\pm 2$  mN.

Le rendement du moteur, ou efficacité anodique est déterminé comme le rapport de la puissance mécanique fournie par la poussée sur la puissance électrique. Le calcul de la puissance mécanique peut être fait dans l'approximation d'un faisceau d'ions homogène en densité et vitesse et en utilisant la dérivée de l'énergie cinétique. Une autre approche peut être utilisée par la conservation de la quantité de mouvement mais il faut alors être prudent quant au système considéré (faisceau éjecté + propulseur). On parle ici d'efficacité anodique car seule la puissance électrique « anodique » est considérée. Le calcul est détaillé dans l'équation VIII.10 et le rendement anodique prend la forme :

$$\eta = \frac{P_{\text{mécanique}}}{P_{\text{électrique}}} = \frac{d/dt (\frac{1}{2} m V^2)}{U_d I_d} = \frac{\frac{1}{2} V^2 \frac{dm}{dt}}{U_d I_d} = \frac{D_a V^2}{2U_d I_d} = \frac{T^2}{2D_a U_d I_d}$$
(VIII.10)

où V est la vitesse d'éjection des ions, constante,  $D_a$  le débit massique.

Deux débits de gaz pour l'alimentation du propulseur ont été testés, en plus du point nominal. Un débit de travail de 4 mg.s<sup>-1</sup> a été choisi pour permettre d'explorer des régimes à fort courant de décharge tout en maintenant la puissance sous la barre des 1500 W. Une très grande variété de topologies magnétiques a été testée avec ce débit « sous-nominal ». Un autre débit, inférieur, de 2.5 mg.s<sup>-1</sup> a été utilisé pour une série de mesures en tension, à champ magnétique constant. Cette série peut servir de référence basse puissance pour des campagnes futures ; il a été constaté que le point nominal à 1500 W (4,8 mg/s et 350 V) est devenu instable après la campagne expérimentale, rendant caduque son utilisation comme point de référence. L'évolution de la poussée pour ce très faible débit, utilisable comme étalon, est visible sur la Figure 98. Par la suite, seules les séries de mesures avec le débit de 4 mg.s<sup>-1</sup> vont être étudiées. La barre d'erreur de mesure de poussée a été représentée sur la Figure 98 grâce à l'ajout de deux courbes de tendance pour chaque débit examiné et de ces mêmes tendances avec une erreur de ± 2 mN. On constate que l'essentiel des points testés est à l'intérieur de la zone d'incertitude liée à la précision de la balance de poussée.

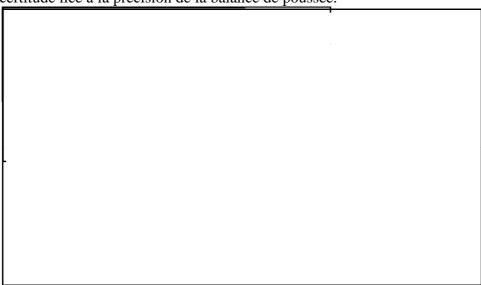


Figure 98 : Evolution de la poussée mesurée en fonction de la puissance pour l'ensemble des topologies magnétiques et des tensions testées.

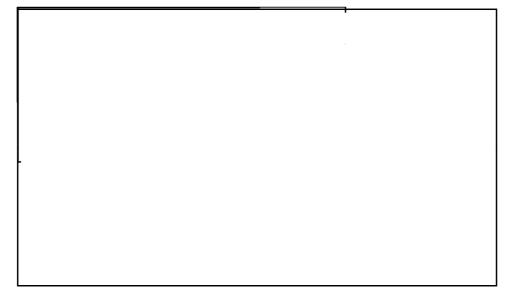


Figure 99 : Evolution de l'efficacité anodique avec la puissance du PPS1350-ML. Le débit est ici fixe et vaut 4 mg.s<sup>-1</sup>, sauf pour le point nominal.

L'efficacité anodique pour l'ensemble des topologies testées et différentes tensions est tracée en Figure 99 en fonction de la puissance de fonctionnement. Le débit y est fixe, à 4 mg.s<sup>-1</sup> hormis pour le point nominal. On peut constater que le rendement des différentes topologies magnétiques testées ne parvient pas à surpasser le rendement du point nominal. De plus les différentes topologies donnent des performances qui restent alignées sur une courbe essentiellement pilotée par la tension de décharge, comme le montre la Figure 99. Les seules évolutions constatées vont dans le sens d'une dégradation du rendement.

La Figure 99 montre que l'évolution du rendement suit une loi quadratique avec la puissance électrique, avec une dispersion des points liée aux essais de topologies magnétiques. Les résultats sont regroupés suivant la valeur de la tension utilisée, par exemple autour de 900 W pour une tension de 200 V. Un zoom sur ce groupe est réalisé dans la Figure 100. On y constate toute la difficulté d'interpréter les résultats au vu des barres d'erreur tant en efficacité, liée à la mesure de la poussée mais aussi à la détermination de la valeur de la tension appliquée et des valeurs exactes de courant de décharge et de débit.

Les topologies qui figurent dans les Figure 100 et Figure 101 font apparaître les 4 chiffres qui correspondent aux courants délivrés aux bobines. Il a été possible pour certains points d'alimenter indépendamment les deux bobines situées à l'arrière, ou plus simplement de n'en alimenter qu'une seule, ou encore d'inverser le sens du courant d'alimentation. Les deux derniers chiffres donnent le courant qui est appliqué aux deux bobines arrières. Les topologies magnétiques liées à ces paramètres d'alimentation sont variées, mais aucune tendance claire ne se dégage ni aucun gain significatif n'a pu être réalisé. La limite de reproductibilité des mesures apparaît sur la Figure 101 pour une série de points réalisés le même jour, avec une variation de puissance de près de 50 W entre les deux points. Ceci peut être lié à la précision de mesure et de lecture des paramètres électriques du moteur.

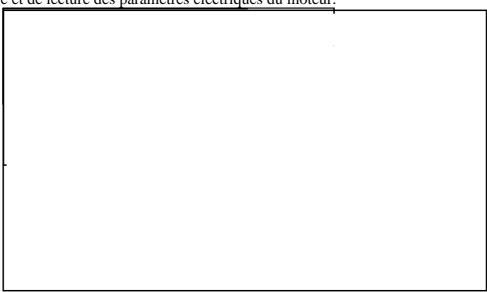


Figure 100 : Evolution de l'efficacité anodique pour différentes topologies magnétiques. La tension est ici fixe, à 200 V ainsi que le débit anodique, à 4 mg/s

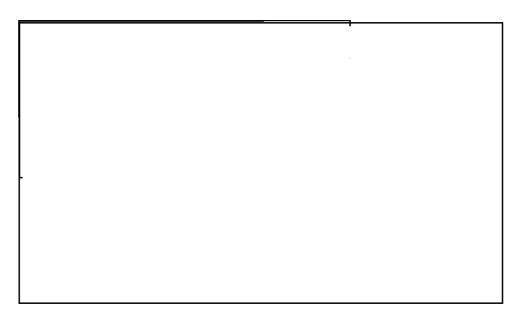
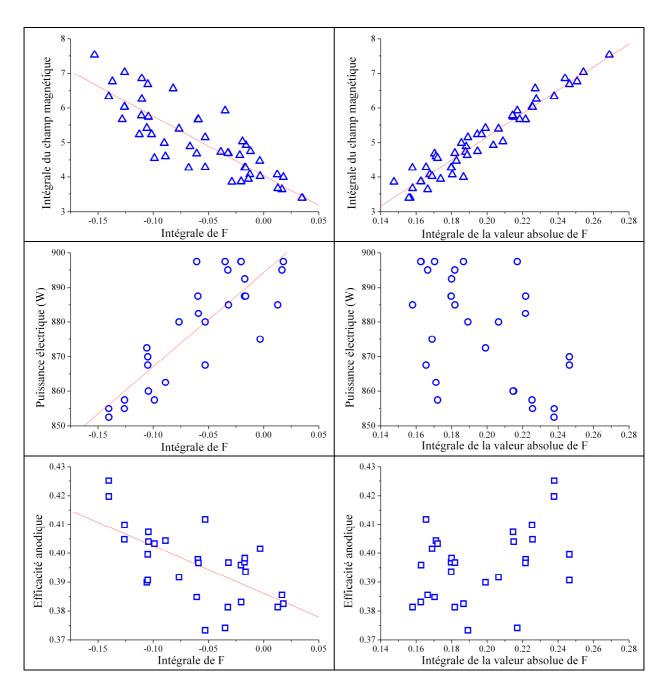


Figure 101 : Evolution de l'efficacité anodique pour différentes topologies magnétiques. La tension de décharge est fixe à 300 V pour un débit anodique de 4 mg/s

Le lien entre le paramètre F, la topologie magnétique et les performances du propulseur PPS®1350-ML a été étudié en s'intéressant à l'évolution de la poussée et de la puissance électrique avec une nouvelle variable qui est l'intégrale du paramètre F. L'intégrale est réalisée sur un domaine spatial qui couvre le canal de décharge et s'étale jusqu'à 8 mm du plan de sortie. Ce domaine correspond exactement au domaine spatial des figures présentées dans les tableaux 6 et 7. Les performances présentées dans le Tableau 8 correspondent aux points de fonctionnement réalisés à 250 V de tension de décharge et 4 mg/s de débit anodique. Seule la topologie magnétique est modifiée. La première ligne présente l'évolution de l'intégrale de l'amplitude du champ magnétique en fonction de l'intégrale de F normalisé ou non.

Tableau 8 : Evolution de la topologie magnétique et des performances du PPS®1350-ML avec le paramètre F. La colonne de gauche utilise le paramètre F comme défini dans la section VIII.2.2 en conservant le signe de ce paramètre. La colonne de droite présente les mêmes résultats avec le paramètre F pris en valeur absolue comme défini initialement par Gorshkov et al.



La relation quasi-linéaire entre l'intégrale de B et l'intégrale de F, normé ou non, est partiellement attendue. En effet, la relation analytique forte entre les deux paramètres permettait de prévoir une évolution non aléatoire mais l'existence d'une loi quasi-linéaire pour l'ensemble des topologies magnétiques testées n'est pas triviale et pour le moment inexpliquée. L'inversion de la pente est essentiellement liée au fait qu'une large partie de la cartographie du paramètre F (voir Tableau 6 par exemple) est constituée de valeur négatives qui basculent fortement du côté positif lorsque l'on normalise le paramètre F.

La puissance électrique, présentée dans la deuxième ligne du Tableau 8, est une puissance électrique à point de fonctionnement constant. Autrement dit, l'évolution de la puissance correspond à l'évolution du courant de décharge lorsque l'on modifie la topologie magnétique. On peut donc comprendre l'évolution de la puissance électrique avec l'intégrale de F non normé comme le fait que le courant de décharge diminue lorsque l'intégrale de F diminue, c'est-à-dire lorsque le champ magnétique augmente. Ceci est un effet assez bien

connu et vrai tant que l'on reste à des valeurs de champ magnétique « raisonnables » [12]. La disparition de toute tendance claire lorsque l'on considère l'intégrale du paramètre F normé n'est pas expliquée. L'évolution du rendement anodique est liée à l'évolution de la puissance électrique à paramètres de fonctionnement constant. Le rendement augmente lorsque le courant de décharge diminue, et toute tendance disparaît lorsque l'on utilise l'intégrale du paramètre F normé. Ceci permet de penser que le paramètre F sous sa forme intégrée n'a que peu de lien avec les performances du moteur. A l'inverse, l'étude approfondie de la répartition spatiale du paramètre F non normé pourrait aider à comprendre le lien entre la topologie magnétique et le confinement des électrons et donc le rendement anodique du moteur.

L'absence de résultats positifs concernant la corrélation entre topologie magnétique et performances est en soi une information importante. Plusieurs choses peuvent en être extraites. La première concerne le point de fonctionnement actuel du PPS®1350-ML, qui est optimisé en terme de configuration magnétique. Sans modification profonde de son circuit, aucun gain substantiel en rendement ne peut être espéré, dans le domaine de fonctionnement qui a pu être testé lors de cette campagne. La seconde concerne la précision de mesure : on constate sur les différentes figures des performances que la variation de poussée et de performance liée à la topologie magnétique ne peut pas être distinguée de la variation liée à l'incertitude de mesure de la poussée par la balance et de la mesure de la puissance exacte du moteur, liée à l'imprécision de consigne et de lecture à la fois de la tension de décharge et du courant. Enfin, l'historique de la campagne a un effet clairement visible sur la Figure 99. Pour des topologies variées, la première série dans l'ordre chronologique est celle qui donne les performances les plus élevées. Tous les essais réalisés après cette première série ont donné des performances dégradées. Ceci peut être lié au fait que l'érosion constatée des céramiques est bien plus importante après les 20 h de la campagne d'essais qu'après la même durée de tir dans des conditions nominales. Certaines topologies magnétique ont donné lieu à des plumes très fortement divergentes à l'œil qui pourraient être examinées plus en détail grâce à l'utilisation du bras rotatif équipés des différentes sondes.

La limite imposée sur les courants d'alimentation des bobines a contraint fortement le cadre des recherches de topologies magnétiques exotiques. Une autre limite forte vient du circuit magnétique du PPS®1350-ML, très proche d'une architecture de moteur de vol et donc peu adapté à ce type de recherches. Le moteur PPS-FLEX sera à même de répondre à ces besoins. La structure du nouveau circuit magnétique, détaillée dans la section précédente, permet une exploration extrêmement large des topologies magnétiques, avec un contrôle précis et indépendant des différents paramètres susceptibles d'altérer les performances du moteur. La combinaison de ce nouveau moteur, avec des mesures plus précises des performances mais aussi beaucoup plus fines des propriétés électroniques sera indispensable pour pouvoir comprendre appréhender pleinement le lien subtil entre les performances macroscopiques et la topologie magnétique. Des mesures de la température et de la densité électronique dans la plume mais aussi dans la zone proche du plan de sortie, ainsi que des mesures des propriétés de l'accélération des ions dans le canal, permettront une vue plus fine des phénomènes physiques, et ce faisant une amélioration sensible des simulations du transport électronique à travers la barrière magnétique.

### **IX Conclusions**

L'étude du transport de particules a été conduite par spectroscopie de fluorescence induite par laser sur deux propulseurs aux caractéristiques bien différentes. L'un, similaire aux propulseurs de vol, a été testé dans le moyen d'essai national PIVOINE-2g. L'autre, petit propulseur innovant de 200W, destiné à l'étude en laboratoire de la physique complexe de la décharge plasma, a été testé dans le nouveau moyen d'essai NExET.

L'étude du transport atomique axial a été menée sur plusieurs niveaux d'excitation du xénon neutre sur les deux propulseurs. L'étude combinée de l'évolution dans l'espace des fonctions de distribution en vitesse par spectroscopie de FIL, des travaux théoriques et expérimentaux sur la structure détaillée de la transition et des simulations numériques hybrides a permis de grands progrès dans la compréhension de certains mécanismes de la décharge. En particulier, cette étude a mis en avant l'importance de la recombinaison des ions aux parois et l'influence du gaz résiduel de la chambre d'essais. La similarité des essais sur le PPS®100-ML et sur le PPI malgré leur gamme de fonctionnement très éloignées montre que les processus qui contrôlent l'accélération du gaz neutre sont très probablement les mêmes quelle que soit la taille du propulseur. Des études complémentaires avec des céramiques différentes permettront d'affiner encore la compréhension de la recombinaison des ions sur les parois du canal de décharge, afin d'obtenir un modèle prédictif efficace.

L'étude du transport ionique axial a été réalisée en suivant plusieurs objectifs distincts. Premièrement, l'étude de la variation spatiale des fonctions de distribution en vitesse de l'ion Xe II a montré que les zones d'ionisation et d'accélération ne sont pas complètement dissociées mais se recouvrent ce qui limite l'efficacité du propulseur. Ce résultat est conforme aux mesures déjà réalisées sur d'autres propulseurs à effet Hall comme par exemple le PPS-X000. La répartition spatiale de la zone d'accélération, à savoir à 60 % à l'extérieur du canal de décharge, est également en accord avec les mesures réalisées sur les propulseurs à effet Hall qui héritent du SPT100 russe, au contraire des propulseurs à effet Hall développés aux USA pour lesquels le champ électrique accélérateur est à 60 % à l'intérieur du canal.

Le deuxième objectif était la mesure de l'efficacité d'accélération sur un propulseur de faible puissance pour différentes sections de canal, amplitude de champ magnétique, débit de gaz et type de gaz utilisés. De nombreuses informations ont été obtenues par spectroscopie de FIL. Il a ainsi été montré que l'efficacité d'accélération augmente avec la section du canal lorsque l'on utilise du xénon. L'effet de la modification de l'amplitude du champ magnétique au niveau des parois du canal de décharge a été examiné et n'est pas suffisant pour expliquer le gain en performances. Des mesures complémentaires par sondes ont montré que le taux d'ionisation augmente avec la section du canal et la thermographie infrarouge a montré que la température des parois était alors plus faible. Un modèle radiatif a été développé par K. Dannenmayer. Il démontre que la diminution de la température n'est pas uniquement due à un

simple effet géométrique mais bien lié à une amélioration nette du rendement du moteur lorsque le canal de décharge est élargi. Des mesures en krypton ont été réalisées pour les différentes sections disponibles mais aucune différence en efficacité d'accélération n'a pu être mise en évidence. Des mesures par sonde ont montré que le courant d'ions augmentait en krypton, ce qui laisse penser que la diminution des pertes profite en premier lieu à l'ionisation avant d'impacter la zone d'accélération. Il faut rappeler ici que ce propulseur est optimisé en termes de taille et de champ magnétique pour le xénon et en aucun cas pour le krypton. Un nouveau PPI, nommé à juste titre PPI-Kr, dimensionné pour fonctionner avec du krypton a été conçu afin de prolonger l'étude qui a été menée en xénon.

Le troisième objectif de l'étude du transport ionique axial a été l'investigation détaillée des fonctions de distribution ionique dans la plume du PPI afin de mieux comprendre l'interaction des faisceaux issus de chaque « côté » du canal annulaire. Le croisement sans interaction des faisceaux a été mesuré à la fois en xénon et en krypton, permettant une estimation de la divergence du faisceau d'ions. L'existence d'ions accélérés depuis le plasma de la plume vers le moteur à des vitesses d'environ 5000 m.s<sup>-1</sup> a été prouvée en xénon et en krypton. Ces ions peuvent expliquer le fort taux d'érosion des parties métalliques placées en face avant des propulseurs dont le potentiel est généralement celui du satellite et donc légèrement négatif. L'apparition de groupes d'ions lents à 30 mm du plan de sortie suggère que les collisions d'échange de charge sont importantes dans nos conditions expérimentales. Le flux de gaz neutre éjecté de la cathode est mis hors de cause dans l'apparition de ces ions lents. Une autre hypothèse est liée à l'existence d'une seconde zone d'ionisation située après le plan de sortie du moteur. Des mesures complémentaires de ces ions, par exemple en modifiant la pression résiduelle du caisson, sont nécessaires afin de mieux comprendre l'impact de la chambre d'essais sur la plume du propulseur et donc sur les performances. La mise en œuvre de mesure de FIL dans la direction radiale pourrait apporter des informations importantes et nouvelles sur la divergence du faisceau d'ions et répondre en partie à des questions théoriques comme par exemple la compressibilité ou l'incompressibilité du plasma de la décharge. Ces mesures permettraient de mieux détailler l'interaction des faisceaux d'ions avec le gaz neutre résiduel et ainsi mieux connaître l'évolution dans l'espace du groupe d'ions lents mis en évidence au cours de cette thèse.

Le transport ionique dans la direction azimutale a été étudié afin de déterminer l'impact du champ magnétique sur une possible mise en rotation ou déviation du faisceau d'ions. La situation a été examinée sur le PPS®100-ML et sur le PPI. Le résultat, inattendu, est la démonstration du rôle de la cathode qui dévie de façon sensible les ions depuis le moteur dans sa direction. L'effet est similaire sur les deux propulseurs testés. L'influence des paramètres de fonctionnement de la décharge a été examinée mais la combinaison des effets liés à ces paramètres et à la cathode rend complexe leur dissociation et leur compréhension. L'influence du potentiel de la cathode sur la vitesse azimutale des ions a mis en évidence un maximum très piqué autour du potentiel optimum de fonctionnement de la cathode, maximum également observé sur des mesures de courant d'ions. Une étude plus poussée sur ce sujet pourrait révéler un lien aujourd'hui encore mal connu entre le faisceau d'électrons émis par la cathode et l'ensemble du plasma de la décharge du propulseur.

L'évolution dans l'espace du champ électrique axial a été complétée par l'étude de son évolution temporelle à l'intérieur et à l'extérieur du canal de décharge. Les mesures réalisées sur le PPS®100-ML grâce à l'utilisation d'une carte d'acquisition d'impulsions synchronisées sur une modulation de l'amplitude du laser et d'un système de synchronisation des oscillations du courant de décharge ont permis de confirmer et de préciser la dynamique

suggérée par les mesures de D. Gawron. L'existence d'un déphasage spatial des oscillations dans le temps de la vitesse moyenne suggère fortement l'existence d'un front dont la vitesse de propagation est de l'ordre de la vitesse du gaz neutre. La difficulté du calcul de l'évolution temporelle du champ électrique est fortement liée au faible rapport signal sur bruit expérimental. Un compromis entre précision et robustesse a donc été déterminé grâce à la dérivée particulaire du champ de vitesse des ions. Les perspectives pour prolonger l'étude réalisée sont nombreuses et permettront une amélioration conséquente des connaissances sur la physique de la décharge. Ainsi, la mesure de l'évolution temporelle de la vitesse moyenne et du champ électrique à plusieurs positions dans le canal de décharge, en particulier de chaque « côté » du canal par rapport à l'axe du moteur permettra de savoir si l'oscillation du champ électrique est purement axiale ou en fait hélicoïdale. Ceci pourra être fait en complément de la mesure de l'évolution temporelle de la vitesse azimutale afin d'obtenir des informations sur la physique d'une instabilité dans cette direction qui est susceptible de générer du transport électronique axial à travers la barrière magnétique. Le développement actuel d'un nouveau système d'acquisition, sans interruption de la décharge mais utilisant une modulation de tension appliquée au keeper, permettra de se rapprocher d'une mesure des oscillations naturelles de la décharge et non perturbées comme ce pouvait être le cas avec le premier système de synchronisation par coupure de la décharge.

Afin de compléter l'étude fine de la physique de la décharge, des mesures de performances ont été réalisées pour une large gamme de topologies magnétiques accessibles au PPS®1350-ML. Les différents essais ont mis en évidence la grande stabilité du propulseur vis-à-vis des topologies magnétiques testées et le caractère optimal de la topologie nominale. Un paramètre numérique lié aux gradients du champ magnétique, imaginé par Gorshkov et al., a été repris et adapté mais n'a pas permis de corréler les différentes topologies magnétiques à la modification des performances du propulseur. Des travaux théoriques portant par exemple sur l'existence d'une ligne de champ magnétique qui sépare le plan de sortie de la zone anodique pourront être menés en complément de nouvelles mesures, par exemple des propriétés électroniques de la plume, afin de mieux appréhender le lien entre la topologie magnétique, les performances et la physique du plasma en partie magnétisé.

### **X ANNEXES**

# X.1 Calculs dérivés des mesures par FIL en régime stationnaire

#### X.1.1 Analyse théorique

On a pu voir en section IV.1.2 qu'un grand nombre de grandeurs caractéristiques du plasma pouvaient être déduites des FDVIs, à savoir la vitesse moyenne des particules, le champ électrique et la fréquence d'ionisation. On peut en fait aller beaucoup plus loin en utilisant les équations de conservation appliquées au plasma de la décharge, en exploitant au maximum le fait que l'on connaît la répartition axiale de la vitesse axiale des atomes, des ions de l'ionisation et du champ électrique. L'objectif de cette étude analytique est de pouvoir déterminer l'évolution de paramètres comme la densité ou la température électronique, qui sont des grandeurs accessibles aux mesures par sondes électrostatiques. On pourrait ainsi avoir une comparaison des mesures réalisées par différentes méthodes et tester différents modèles.

Quelques hypothèses et notations doivent être posées avant de détailler le calcul. On se place en coordonnées cylindriques où x est l'axe du canal, r la coordonnée radiale et  $\theta$  la coordonnée azimutale.

#### On suppose que:

- aucune grandeur ne varie avec l'angle θ, bien que l'on ait vu au chapitre VI que cela n'est pas rigoureusement exact; aucune composante radiale n'est prise en compte : ce modèle est pour le moment purement 1D
- le champ électrique E est purement axial, ce qui est vrai sur la ligne médiane du canal
- la vitesse ionique  $V_i$  est purement axiale ; le calcul peut être refait si l'on a mesuré la vitesse radiale des ions
- la vitesse des neutres est constante et thermique et vaut  $V_{th,n}$ ; le calcul peut là aussi être amélioré avec un profil de vitesse axiale des neutres, voire 2D. Le résultat en sera légèrement modifié et les équations plus lourdes mais l'esprit du calcul reste le même
- les variations de densité ionique  $N_i$ , électronique  $N_e$  et neutre  $N_n$  ne dépendent que de x. Une fois encore, le calcul pourra être repris si davantage de données 2D sont disponibles

On exploite quelques relations de conservation, à savoir la conservation de matière des atomes (X1), des ions (X.2) et d'électrons (X.3) et l'équation de Maxwell-Gauss (X.4), écrites dans notre système de coordonnées et sous les hypothèses explicitées ci-dessus :

$$V_{th,n} \frac{dN_n}{dx} + v_i N_n = 0^4, (X.1)$$

$$V_i \frac{dN_i}{dx} + N_i \frac{dV_i}{dx} = v_i N_n, \qquad (X.2)$$

$$V_e \frac{dN_e}{dx} + N_e \frac{dV_e}{dx} = V_i N_n, \qquad (X.3)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\varepsilon_0} (N_i - N_e), \qquad (X.4)$$

La résolution de ces équations, connaissant  $v_i$ , E,  $V_{th,n}$  et  $V_i$  ne pose pas de problème analytique majeur dans la mesure où ce ne sont que des équations différentielles du premier ordre (ED1) linéaires, avec ou sans second membre. Des conditions aux limites sont nécessaires. On se donne :

- $N_i(x = \text{anode}) = 0$
- $N_n(x = \text{anode}) = N_0$

La résolution de (X.1) donne :

$$N_n(x) = N_0 \exp\left(-\int_{anode}^{x} \frac{V_i(u)}{V_{th,n}} du\right)$$
 (X.5)

L'intégration est numérique à partir du profil mesuré de la fréquence d'ionisation. Connaissant la vitesse ionique, l'ionisation et l'évolution spatiale de la densité des neutres, on peut intégrer (X.2) pour déterminer l'évolution de la densité ionique. On obtient, en utilisant les techniques usuelles de résolution des ED1 avec second membre non constant :

$$N_{i}(x) = \exp(-\int_{anode}^{x} \frac{1}{V_{i}(w)} \frac{dV_{i}}{dw}(w)dw) * \int_{anode}^{x} V_{i}(u) \frac{N_{n}(u)}{V_{i}(u)} * \exp(\int_{anode}^{u} \frac{1}{V_{i}(s)} \frac{dV_{i}}{ds}(s)ds)du$$
 (X.6)

L'équation (X.4) livre aisément la densité électronique une fois calculée la densité ionique :

$$N_e(x) = N_i(x) - \frac{\mathcal{E}_0}{e} \frac{dE}{dx}$$
 (X.7)

Il ne reste plus qu'à exploiter la conservation de densité des électrons pour terminer le calcul avec la vitesse axiale des électrons :

$$V_{e,x}(x) = \exp(-\int_{anode}^{x} \frac{1}{N_e(u)} \frac{dN_e(u)}{du} du) * \int_{anode}^{x} V_e(w) \frac{N_n(w)}{N_e(w)} \exp(\int_{anode}^{w} \frac{1}{N_e(b)} \frac{dN_e(b)}{db} db) dw$$
 (X.8)

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Cette équation peut être modifiée si l'on tient compte de la dépendance spatiale de la vitesse des atomes. L'expression prend alors une forme similaire aux équations (X.2 et X.3)

Ces expressions, bien que lourdes, restent relativement simples à intégrer car elles ne font intervenir que des dérivées logarithmiques et des termes qui se calculent les uns après les autres. On peut raffiner ce modèle dans un cas 2D en  $(x,\theta)$ . Il faut alors inclure de nouvelles hypothèses, afin de pouvoir traiter le problème. L'objectif de cette extension du calcul est d'exploiter la conservation de la quantité de mouvement des électrons, afin de remonter à la température électronique qui est une donnée accessible aux mesures de sondes.

On conserve la symétrie en  $\theta$ , ce qui signifie qu'aucune grandeur ne varie suivant cette variable, mais cela n'empêche pas l'existence de composantes vectorielles suivant cette coordonnée. On suppose que la vitesse ionique et le champ électrique n'ont pas de composante en  $\theta$ , ce qui revient à négliger les effets de déviation magnétique ou cathodique vus dans le chapitre VI. La seule nouvelle composante en  $\theta$  est  $V_{e,\theta}$ .

On va écrire l'équation de conservation de la quantité de mouvement des électrons, dans un cas sans friction ni perte de quantité de mouvement :

$$m_e N_e (V_{e,x} \frac{\partial}{\partial x}) (\overrightarrow{V_{e,\theta}} + \overrightarrow{V_{e,x}}) = -e N_e (\overrightarrow{E} + (\overrightarrow{V_{e,\theta}} + \overrightarrow{V_{e,x}}) \times \overrightarrow{B}) - \overrightarrow{\nabla P_e}$$
(X.9)

On projette cette équation suivant l'axe x et suivant  $\theta$  ce qui nous livre deux nouvelles équations. Tout d'abord suivant  $\theta$ :

$$V_{e,x} \frac{\partial V_{e,\theta}}{\partial x} = -\frac{e}{m_e} (E_\theta + V_{e,x} B_r)$$
 (X.10)

et suivant x:

$$V_{e,x} \frac{\partial V_{e,x}}{\partial x} = -\frac{e}{m_e} (E_x - V_{e,\theta} B_r) - \frac{k_B}{m_e N_e} (T_e \frac{\partial N_e}{\partial x} + N_e \frac{\partial T_e}{\partial x})$$
 (X.11)

On a obtenu (X.10) et (X.11) en supposant un terme de pression scalaire de la forme  $P_e = N_e k_B T_e(x)$ . L'équation (X.10) se simplifie car  $E_\theta$  est en moyenne nul même s'il peut exister des fluctuations temporelles non nulles, à l'origine du transport turbulent.

De nouvelles grandeurs deviennent alors accessibles au calcul, en commençant par  $V_{e\theta}$  qui s'obtient facilement à partir de (X.10):

$$V_{e,\theta}(x) = V_{e,\theta}(x_0) - \int_{x_0}^{x} \frac{e}{m_e} B_r(u) du$$
 (X.12)

Il suffit de déterminer une condition aux limites, par exemple à l'anode, pour déterminer complètement la composante azimutale électronique. La résolution de (X.11) est numériquement réalisable car toutes les grandeurs sont connues à l'exception de  $T_e$ , et (X.11) peut se lire comme une ED1 sur  $T_e$  avec un second membre non constant. On peut ainsi la réécrire sous la forme :

$$\frac{\partial T_e}{\partial x} + f(x)T_e(x) = g(x) \tag{X.13}$$

avec 
$$f(x) = \frac{1}{N_e(x)} \frac{\partial N_e}{\partial x}$$
 (X.14)

- 136 -

et 
$$g(x) = \frac{m_e}{k_R} \left[ -V_{e,x} \frac{\partial V_{e,x}}{\partial x} - \frac{e}{M} (E_x - V_{e,\theta} B_r) \right]$$
 (X.15)

L'expression analytique est de peu d'intérêt car assez lourde. Le calcul numérique est quant à lui intéressant car des mesures de température électronique dans la plume sont disponibles. Un bon test de ce modèle 2D stationnaire est donc la comparaison des valeurs mesurées avec les valeurs extrapolées du modèle utilisant les données de FIL. Un modèle isentropique développé par Knoll et al. [86] donne une dépendance de la température électronique comme Ne<sup>2/3</sup>, il sera donc intéressant de vérifier quelle description est la plus proche de la réalité mesurée par sondes.

#### X.1.2 Résolution numérique, conclusions et perspectives

On utilise la condition aux limites  $N_n$  (x=0) =  $2.10^{19}$  m<sup>-3</sup>. Ceci permet d'intégrer successivement les équations présentées ci-dessus et de déterminer l'évolution spatiale des densités.

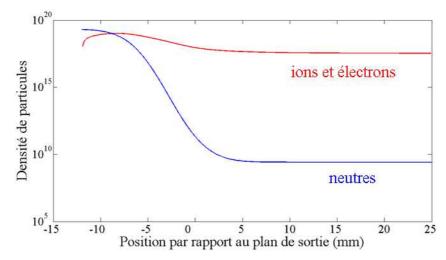


Figure 102 : Evolution de la densité de neutre (en bleu), des ions et des électrons (en rouge) calculées à partir du modèle 1D. Les densités ioniques et électroniques sont si proches qu'elles en sont superposées.

La diminution de la densité de neutres est très rapide, sans doute trop par rapport à un modèle plus réaliste qui tiendrait compte de l'invasion du canal par des atomes du gaz résiduel du caisson. On peut estimer en effet qu'à une pression de  $10^{-5}$  mbar, pour une vitesse thermique des neutres de  $500 \, \text{m.s}^{-1}$  conforme aux mesures présentées au chapitre III, on obtient par la loi des gaz parfaits une densité de neutres d'environ  $2.10^{17}$ , contre  $2.10^{9}$  dans le modèle. Il faudrait ainsi modifier l'équation X.1 régissant l'évolution de la densité des neutres pour correspondre aux situations réelles. Cependant, cette équation régit l'évolution de la densité des neutres dans l'espace et donne une idée de la valeur de densité dans le vide absolu.

Les densités ioniques et électroniques sont quasi-identiques et seul un zoom très important sur la zone autour du plan de sortie du moteur permet de les distinguer. En effet, un champ électrique de 250 V/cm ne génère qu'une séparation très faible des charges, et l'approximation souvent faite d'un plasma quasi-neutre est à ce titre tout à fait valable. Ces densités passent par un maximum un peu avant le plan de sortie puis décroissent par détente et accélération du jet. Le débit reste conservé sur l'axe, mais comme la vitesse ionique croit de

façon très importante, la densité en diminue d'autant. La densité à 25 mm du plan de sortie est assez étonnamment en accord avec les mesures par sondes : on obtient par le modèle une valeur de 3,4.10<sup>17</sup> particules, en lente décroissance, pour une valeur de 3,5.10<sup>17</sup> particules par m<sup>3</sup> pour un moteur et des conditions d'opération très similaires [89].

L'étude de la température électronique demande un travail numérique plus conséquent que le calcul des densités. On doit d'abord calculer la vitesse électronique suivant x et  $\theta$  avant d'obtenir une information sur  $T_e$ , que l'on peut espérer assez proche des valeurs mesurées au vu de l'accord obtenu sur les densités. Malheureusement, a suite du calcul donne des valeurs assez fantaisistes de la température électronique, allant jusqu'à  $10^4$  eV, ce qui est bien loin des températures mesurées qui sont de quelques dizaines d'eV. Le détail de la vitesse azimutale ne peut être décrit ici complètement car il est directement lié à la configuration magnétique protégée en tant que secret industriel, mais il est facile de le calculer avec un profil de champ magnétique mesuré et en fixant une condition aux limites, par exemple dans le plan de sortie en connaissant la vitesse de dérive azimutale E/B.

Si l'on utilise l'hypothèse d'un modèle isentropique, on fixe la valeur maximum à une valeur typique dans un propulseur à savoir 25 eV. La valeur de l'exposant 3/2 de la loi isentropique peut être affinée car elle n'est valable que dans le cas d'un gaz faiblement ionisé. Dans le cas d'un plasma, l'exposant a une valeur plus proche de 1,37 due à la présence d'un degré de liberté supplémentaire du fait de l'ionisation [90]. Le profil autour du plan de sortie est directement lié à celui de la densité électronique et présenté en Figure 103. Le point intéressant est de connaître la valeur extrapolée pour une position lointaine, ce que l'on obtient par une interpolation de la fin de la courbe par une exponentielle décroissante. On trouve une valeur de 0.5 eV à 300 mm, ce qui est inférieur aux valeurs mesurées qui sont d'environ 4 eV. L'ordre de grandeur est cependant correct, ce qui suggère que ce modèle isentropique peut être une approximation correcte au premier ordre.

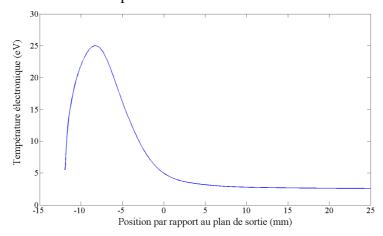


Figure 103 : Evolution de la température électronique autour du plan de sortie du moteur dans un modèle isentropique de la décharge

Le manque de réalisme du modèle 1D utilisé et son incapacité à livrer une valeur raisonnable de la température électronique montrent que la physique de la décharge doit tenir compte d'ensemble plus complets de processus physiques comme les collisions, ainsi que du caractère 3D du système. Cela ne remet cependant pas en cause tout le calcul, qui permet d'exploiter au maximum les informations apportées par la mesure des profils de fluorescence et des FDV dans le plasma du propulseur en livrant des valeurs intéressantes de la densité électronique dans la zone très proche du canal du propulseur.

# X.2 Evolution temporelle du champ électrique via l'équation de Vlasov-Boltzmann non stationnaire

Pour effectuer le calcul du champ électrique à partir de l'évolution temporelle des FDVIs, on utilise l'équation de Vlasov-Boltzmann comme dans la section IV.1.2 :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + a \frac{\partial f}{\partial v} = S \tag{IV.5}$$

Cette fois on ne supprime pas le premier terme du membre de gauche afin d'utiliser une méthode algébrique très similaire au travail de J. Pérez-Luna dans le but de déterminer l'expression du champ électrique accélérateur en fonction de grandeurs normalisées. En effet, on ne connait pas les FDVIs absolues ce qui implique de n'utiliser que des données divisées par l'intégrale des FDVIs à chaque position.

Comme pour le calcul du champ électrique moyenné en temps, il faut multiplier l'équation (IV.5) par la vitesse et intégrer en fonction de la vitesse pour faire apparaître la densité ionique et ses dérivées spatiale et temporelle. Le calcul en régime stationnaire ne fait apparaître que la dérivée spatiale. L'ajout d'une inconnue supplémentaire va rendre le calcul algébrique plus lourd mais sans en changer le principe.

On multiplie l'équation (IV.5) par  $v^k$  où k est un entier strictement positif et on l'intègre en fonction de la vitesse. Ceci fait disparaître le terme de droite, constitué uniquement d'un pic de Dirac centré sur la vitesse nulle, car on est toujours dans un modèle non collisionnel avec une FDV atomique très étroite par rapport aux FDVIs. L'équation (9) devient donc :

$$\frac{\partial (nu_k)}{\partial t} + \frac{\partial (nu_{k+1})}{\partial x} - anku_{k-1} = 0 \tag{X.16}$$

où l'on a posé:

$$u_k = \frac{\int v^k f(v)dv}{\int f(v)dv}$$
 (X.17)

et

$$n = \int f(v)dv \tag{X.18}$$

L'équation (12) permet de faire apparaître la densité absolue des FDVIs, qui dépend de la position et du temps, afin de visualiser les inconnues du système d'équations que l'on peut construire avec l'équation (10).

On peut ainsi réécrire (10) en divisant les trois termes par la densité n, et introduire deux inconnues y et z, qui sont les dérivées logarithmique de la densité par rapport au temps et à l'espace, respectivement. On obtient ainsi :

$$yu_k + \frac{\partial u_k}{\partial t} + zu_{k+1} + \frac{\partial u_{k+1}}{\partial x} - aku_{k-1} = 0$$
(X.19)

Il suffit alors d'écrire un système de trois équations à trois inconnues, qui sont y, z et a, et d'en extraire la valeur de a qui est l'accélération et donc directement liée au champ électrique. Le calcul, fastidieux et sans aucun intérêt en tant que tel, n'est pas détaillé ici. Il aboutit à une expression assez lourde et complexe :

$$a = \frac{e}{M}E = \frac{1}{A_1}(\frac{\partial u_3}{\partial t} + \frac{\partial u_4}{\partial x} + A_2 + A_3)$$
 (X.20)

$$A_{1} = 3u_{2} - u_{3} \frac{u_{3} - 2u_{1}u_{2}}{u_{1}u_{3} - u_{2}u_{2}} - u_{4} \frac{u_{2} - 2u_{1}u_{1}}{u_{2}u_{2} - u_{3}u_{1}}$$
(X.21)

$$A_2 = u_3 \frac{u_2 \frac{\partial u_2}{\partial t} - u_3 \frac{\partial u_1}{\partial t} + u_2 \frac{\partial u_3}{\partial x} - u_3 \frac{\partial u_2}{\partial x}}{u_1 u_3 - u_2 u_2}$$
(X.22)

$$A_{3} = u_{4} \frac{u_{1} \frac{\partial u_{3}}{\partial x} - u_{2} \frac{\partial u_{2}}{\partial x} - u_{2} \frac{\partial u_{1}}{\partial t} + u_{1} \frac{\partial u_{2}}{\partial t}}{u_{2}u_{2} - u_{1}u_{3}}$$
(X.23)

Cette expression est extrêmement sensible au bruit, à cause des moments d'ordre très élevés qui apparaissent dans (14), et des nombreuses dérivées et rapports de dérivées dans (X.20-X.23). Néanmoins cette expression permet de calculer le champ électrique dépendant du temps sous les hypothèses d'un modèle non collisionnel avec une fonction singulière pour terme source.

Le traitement numérique présenté dans cette section a été appliqué aux FDVIs expérimentales, présentées dans le chapitre VII. Plusieurs méthodes de lissage, filtres et interpolations ont été testées afin de réduire au minimum le bruit expérimental et permettre d'obtenir des résultats lisibles. Malheureusement, aucune méthode, même la décomposition en mode auto-générés (ou Empirical Mode Decomposition) n'a permis d'obtenir une cartographie du champ plus nette que celle présentée en Figure 81. La méthode fluide est donc, pour le moment, la méthode la plus efficace pour le calcul de l'évolution temporelle du champ électrique.

### X.3 Evolution des performances du PPS®1350-ML

Les pages suivantes donnent l'ensemble des performances pour les différents topologies et points de fonctionnement testés au cours de la campagne expérimentale de mesure des performances du PPS®1350-ML. La liste est organisée suivant la date des mesures. Les valeurs des paramètres de fonctionnement (courant, tension, courant d'alimentation des bobines) sont données dans le système MKSA hormis la poussée en mN. Le débit est donné en mg/s.

#### TABLE DES REFERENCES

- [1] <a href="http://www.arianespace.com/launch-services-ariane5/ariane-5-intro.asp">http://www.arianespace.com/launch-services-ariane5/ariane-5-intro.asp</a>
- [2] http://esamultimedia.esa.int/multimedia/publications/europe-launchers/pageflip.html
- [3] http://www.snecma.com/-vulcain-r-2,384-.html
- [4] <a href="http://www.snecma.com/-10-hm7-tm-b-.html">http://www.snecma.com/-10-hm7-tm-b-.html</a>
- [5] <a href="http://www.snecma.com/-vinci-r,385-.html">http://www.snecma.com/-vinci-r,385-.html</a>
- [6] Communiqué Snecma sur le PPS-20k : <a href="http://www.snecma.com/premiere-europeenne-snecma-et-le.html">http://www.snecma.com/premiere-europeenne-snecma-et-le.html</a>
- [7] C. Charles, *Plasmas for spacecraft propulsion*, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol **42**, 163001, 18, 2009
- [8] R.H. Frisbee, *Advanced Space Propulsion for the 20th century*, J. Propul. Power, Vol. **19**, 2003
- [9] M.Martinez-Sanchez, J.E. Pollard, *Spacecraft electric propulsion an overview*, J. Propul. Power, Vol. **14**, No.5, 1998
- [10] R.G. Jahn, E.Y. Choueiri, *Electric propulsion*, Encyclopedia of Physical Science and Technology, Third edition, Vol. 5, pp 125-141
- [11] Communiqué Snecma sur le PPS®1350 : <a href="http://www.snecma.com/snecma-livre-le-4eme-propulseur,2625.html">http://www.snecma.com/snecma-livre-le-4eme-propulseur,2625.html</a>
- [12] V. Kim, Main physical features and processes determining the performance of stationary plasma thrusters, J. Propul. Power, Vol. 14, No 5, 1998
- [13] V. Zhurin, H.R. Kaufman and R.S. Robinson, *Review article: Physics of closed drift thrusters*, Plasma Sources Sci. Technol., **8**, 1999
- [14] L. Garrigues, J. Pérez-Luna, J. Lo, G.J.M. Hagelaar, J.P. Bœuf and S. Mazouffre, *Empirical electron cross-field mobility in a Hall effect thruster*, Appl. Phys. Letters, **95**, 141501, 2009
- [15] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, C. Boniface and J.P. Bœuf, *Model study of the influence of the magnetic field configuration on the performance and lifetime of a Hall thruster*, Phys. Plasmas, Vol. **10**, N° 12, 2003
- [16] Descriptif des bancs Pivoine-2g et NExET : http://www.icare.cnrs-orleans.fr/spip.php?rubrique242
- [17] M. Guyot, P. Renaudin, V. Cagan and C. Boniface, Brevet FR 07 05658 (2007)

- [18] Documentation Snecma pour le PPS®1350-G http://www.snecma.com/IMG/files/fiche\_pps1350g\_2011\_modulvoir\_file\_fr.pdf
- [19] C. Henaux, R. Vilamot, L. Garrigues and D. Harribey, a new flexible magnetic circuit for a Hall effect thruster, 32th IEPC, 2011
- [20] R. Vilamot, *Optimisation de la configuration magnétique d'un propulseur à effet Hall*, Université de Toulouse
- [21] S. Mazouffre, Spectroscopie de fluorescence induite par diodes laser: Application au diagnostic des plasmas, Publications MRCT du CNRS, p. 67, 2009
- [22] W. Demtröder, *Laser spectroscopy : Basic concepts and instrumentation*, ISBN 3-540-57171-X, 2<sup>nd</sup> edition, Springer
- [23] I.A. Biloiu, E.E. Scime, and C. Biloiu, *One and two dimensional laser induced fluorescence at oblique incidence*, Plasma Sources Sci. Technol., **18**, 025012, 10 pp, 2009
- [24] E. Scime, C. Biloiu, C. Compton, F. Doss, D. Venture, J. Heard, E. Choueiri and R. Spektor, *Laser induced fluorescence in a pulsed argon plasma*, Rev. Scien. Instr., Vol. **76**, 026107, 2005
- [25] E. V. Barnat, Top. Review: Multidimensional optical and laser based diagnostics of low temperature ionized plasma discharges, Plasma Sources Sci. Technol. 20, 053001, 23 pp, 2011
- [26] S. Mazouffre, Approche expérimentale de la physique des détentes supersoniques de plasma et des propulseurs à effet Hall, Habilitation à diriger des recherches, 2009
- [27] D.H. Manzella, Stationary plasma thruster ion velocity distribution, AIAA 1994-3141
- [28] R.J. Cedolin, W.A. Hargus Jr., R.K. Hanson and M.A.Cappelli, *Laser-induced fluorescence diagnostics for Xenon Hall thrusters*, AIAA-96-2986
- [29] R.J. Cedolin, W.A. Hargus, P.V. Storm, R.K. Hanson and M.A. Cappelli, *Laser-induced fluorescence study of a xenon Hall thruster*, Appl. Phys. B 65, pp 459-469, 1997
- [30] G.J. Williams, T.B. Smith, F.S. Gulczinski, Brian.E. Beal, A.D. Gallimore and R.P. Drake, *Laser induced fluorescence measurement of ion velocities in the plume of a Hall effect thruster*, AIAA-99-2424
- [31] T.B. Smith, D.A. Herman, A.D.Gallimore and R.P. Drake, Deconvolution of axial velocity distributions from hall thruster LIF spectra, IEPC 2001-0019
- [32] T.B. Smith, B.B. Ngom, J.A. Linnel and A.D. Gallimore, *Diode laser induced fluorescence of xenon ion velocity distributions*, AIAA 2005-4406
- [33] W. Huang and A. Gallimore, Laser induced fluorescence study of neutral xenon flow evolution inside a 6 kW Hall thruster, IEPC 2009-087

- [34] W.A. Hargus and M.A. Cappelli, *Laser induced fluorescence measurements of velocity within a Hall discharge*, Appl. Phys. B 72, pp 961-969, 2001
- [35] W.A. Hargus and M.A Cappelli, *Interior and Exterior Laser induced fluorescence and plasma measurements within a Hall thruster*, J. Propul. Power, Vol. 18, No.1; 2002
- [36] W.A. Hargus and M.R. Nackles, *Evolution of the ion velocity distribution in the near field of the BHT-200-X3 Hall thruster*, AIAA 2006-4991
- [37] W.A. Hargus and M.R. Nackles, *Ion velocity measurements within the acceleration channel of a low power Hall thruster*, IEEE Transactions, Vol.**36**, N°5, 2008
- [38] W.A. Hargus and C.S. Charles, *Near exit plane velocity field of a 200 Watt Hall thruster*, J. Propul. Power, Vol. **24**, N°1, 2008
- [39] W.A. Hargus Jr. and C.S. Charles, *Near-plume laser induced fluorescence velocity measurements of a medium power Hall thruster*, J. Propul. Power, Vol.**26**, N°1, 2010
- [40] M Nakles and W. A. Hargus, *Background pressure effects on ion velocity distribution within a medium power Hall thruster*, J. Propul. Power, Vol. 27, N°4, 2011
- [41] W.A. Hargus Jr., Laser induced fluorescence derived Hall effect thruster ion velocity distribution visualisation, IEEE Transactions, Vol.39, N°11, 2011
- [42] D. Keefer, N. Wright, J. Hornkohl and J. Bangasser, *Multiplexed LIF and Langmuir Probe Diagnostic Measurements in the TAL D-55 thruster*, AIAA-99-2425
- [43] E.J. Beiting and J.E. Pollard, *Measurements of xenon ion velocities of the PST-140 using laser induced fluorescence*, 3<sup>rd</sup> ICSP, 2000
- [44] J.E. Pollard and E.J. Beiting, *Ion energy, Ion velocity and thrust vector measurements* for the SPT-140 Hall thruster, 3<sup>rd</sup> ICSP, 2000
- [45] R. Spektor, K.H. Diamant, E.J. Beiting, Y. Raitses and N.J. Fisch, *Laser induced fluorescence measurements of the cylindrical Hall thruster plume*, Phys. Plasmas, 17, 093502, 2010.
- [46] J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues and J.P. Boeuf, *Method to obtain the electric field and the ionization frequency from laser induced fluorescence measurements*, Plasma Sources Sci. Technol. **18**, 034008 (6pp), 2009.
- [47] R. Spektor, Computation of two-dimensional electric field from the ion laser induced fluorescence measurements, Phys. Plasmas, 17, 093503, 2010
- [48] W.A. Hargus Jr., A preliminary study of krypton laser induced fluorescence, 46<sup>th</sup> AIAA, 2010
- [49] W. A. Hargus Jr., G.M. Azarnia and M.R. Nakles, *Demonstration of laser induced fluorescence on a krypton Hall effect thruster*, IEPC 2011-018

- [50] N. Dorval, J. Bonnet, J.P. Marque, E. Rosencher, S. Chable, F. Rogier and P. Lasgorceix, *Determination of the ionization and acceleration zones in a stationary plasma thruster by optical spectroscopy study: Experiments and model*, J. of Appl. Phys., Vol.**91**, N°8, 2002
- [51] B. Pelissier and N. Sadeghi, *Time-resolved pulse-counting lock-in detection of laser induced fluorescence in the presence of a strong background emission*, Rev. Sci. Instrum, 67 (10) 1996 3405-3410, October 1996.
- [52] N. Sadeghi, N. Dorval, J. Bonnet, D. Pigache, C. Philippe and A. Bouchoule, *Velocity measurement of Xe*<sup>+</sup> *in stationary plasma thruster using LIF*, AIAA 99-2429
- [53] V. Vial, S. Mazouffre, M. Prioul, D. Pagnon and A. Bouchoule, *CCD images of Hall effect thruster plume dynamics after ultrafast current ignition*, IEEE Transactions, Vol. 33 No. 2, April 2005.
- [54] A. Bouchoule, Ch. Philippe-Kadlec, M. Prioul, F. Darnon, M. Lyszyk, L. Magne, D. Pagnon, S. Roche, M. Touzeau, S. Béchu, P. Lasgorceix, N. Sadeghi, N. Dorval, J-P. Marque and J. Bonnet, *Transient phenomena in closed electron drift plasma thrusters: insights obtained in a French cooperative program*, Plasma Sources Sci. Technol., 10, 364-377 (2001)
- [55] S. Mazouffre and G. Bourgeois, *Spatio-temporal characteristics of ion velocity in a Hall thruster discharge*, Plasma Sources Sci. Technol. **19**, 065018 (9pp), 2010
- [56] J. Kurzyna, S. Mazouffre, A. Lazurenko, L. Albarède, G. Bonhomme, K. Makowski, M. Dudeck, and Z. Peradzynski, *Spectral analysis of Hall effect thruster plasma oscillations based on the empirical mode decomposition*, Phys. Plasmas, **12**, 2005
- [57] D. Gawron, *Phénomènes de transport ionique dans le plasma d'un propulseur à effet Hall à forte puissance : étude par spectroscopie laser*, Thèse présentée à l'Université d'Orléans et soutenue le 20/12/07
- [58] S. Mazouffre, D. Pagnon, P. Lasgorceix and M. Touzeau, *Temperature of xenon atoms in a stationary plasma thruster*, IEPC 2003
- [59] S. Mazouffre, D. Gawron, V. Kulaev and N. Sadeghi,  $Xe^+$  ion transport in the crossed field discharge of a 5 kW class Hall effect thruster, IEEE Transaction, Vol. **36**, No.5, October 2008.
- [60] D. Gawron, S. Mazouffre, N. Sadeghi and A. Héron, *Influence of magnetic field and discharge voltage on the acceleration layer features in a Hall effect thruster*, Plasma Sources Sci. Technol. **17**, 025001, 10 pp, 2008.
- [61] S. Mazouffre, V. Kulaev and J. Pérez-Luna, *Ion diagnostics of a discharge in crossed electric and magnetic fields for electric propulsion*, Plasma Sources Sci. Technol. **18** (2009) 034022 (12pp)

- [62] S. Mazouffre, G. Bourgeois, L. Garrigues and E. Pawelec, A comprehensive study on the atom flow in the cross-field discharge of a Hall thruster, J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 44, 105203, 8pp, 2011.
- [63] L. Garrigues, S. Mazouffre and G. Bourgeois, Computed versus measured ion velocity distribution functions in a Hall effect thruster, J. Appl. Phys, **111**, 113301 (2012)
- [64] E. Pawelec, S. Mazouffre and N. Sadeghi, *Hyperfine structure of some near-infrared Xe I and Xe II lines*, Spectrochimica Acta Part B, 66 (2011) 470-475
- [65] K. Dannenmayer and S. Mazouffre, *Elementary scaling relations for Hall effect thrusters*, J. Propul. Power, **27** (2011) p. 236
- [66] A. Lejeune, G. Bourgeois and S. Mazouffre, Kr II and Xe II axial velocity distribution functions in a cross-field ion source, PoP?
- [67] G. Bourgeois, A. Lejeune and S. Mazouffre, *Ion velocity evolution with channel width, magnetic topology and propellant in a 200W Hall thruster*, IEPC 2011-123
- [68] G. Bourgeois, S. Mazouffre and N. Sadeghi, Unexpected transverse velocity component of Xe+ ions near the exit plane of a Hall thruster, Phys. Plasmas 17, 1, 2010
- [69] S. Mazouffre, G. Bourgeois, K. Dannenmayer and A. Lejeune, Ionization and acceleration processes in a variable channel width Hall thruster, J. Phys.D: Appl. Phys., 45 185203, 2012
- [70] Y. Raitses, D. Staack, M. Keidar and N.J. Fisch, *Electron wall interaction in Hall thrusters*, Phys. Plasmas, **12**, 057104 (2005)
- [71] S. Mazouffre, A. Lejeune, K. Dannenmayer, G. Bourgeois, M. Guyot and S. Denise, *Impact of the channel width on Hall thruster discharge properties*, IEPC 2011-019
- [72] Base de données du NIST: http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm
- [73] E.Y. Choueiri, *Plasma oscillations in Hall Thrusters*, Phys. Plasma, **8**, N°4, 2001
- [74] J.M. Rax, *Physique des plasmas*, Edition Dunod, ISBN 2 10 007250 1
- [75] F. Darnon, Comportements transitoires d'un propulseur à plasma type PST100. Caractéristiques dynamiques de la décharge, du plasma et du jet ionique », Thèse de l'université d'Orléans, 1999.
- [76] W. Baumjohann and R.A. Treumann, *Basic space plasma physics*, Imperial College Press, ISBN 1-86094-079-X
- [77] S. Barral, Numerical studies of Hall thrusters based on fluid equations for plasma, Ph.D. Dissertation, IPPT, 2003

- [78] K. Dannenmayer, S. Mazouffre, P. Kudrna and M. Tichy, *Time-resolved measurements of plasma properties in the far-field plume of a low-power Hall effect thruster*, IEPC 2011-219
- [79] K. Dannenmayer, P. Kudrna, M. Tichy and S. Mazouffre, *Time-resolved measurements of plasma parameters in the far field plume of a low power Hall effect thruster*, Plasma Sources Sci. Technol., submitted
- [80] L.B. King, A (Re-) examination of electron motion in Hall thruster fields, IEPC 2005-258
- [81] W Bennet, T. Ogunjobi and J.A. Menart, Computational study of the effects of cathode placement, electron energy and magnetic field strength on the confinement of electrons, AIAA 2007-5248
- [82] E.A. De Marco, E. Coscarelli and M. Andrenucci, *Electron dynamics in Hall Thrusters*, AIAA 2008-4630
- [83] E. C. Fossum, L.B. King and J. Makela, *Mobility studies of a pure electron plasma in Hall thruster fields*, AIAA 2006-5173
- [84] P.Y. Peterson, A.D.Gallimore and J.M. Haas, Experimental investigation of Hall thruster internal magnetic field topography, AIAA 2001-3890
- [85] B.B. Ngom, Magnetic field simulation and mapping based on Zeeman-split LASER induced fluorescence spectra of Xenon in the discharge channel of 5-6 kW coaxial stationary plasma Hall thrusters, Ph.D. Dissertation, University of Michigan, 2009
- [86] W. Huang and A.D. Gallimore, *Neutral flow evolution in a 6 kW Hal thruster*, J. Propul. Power, **27**, N°3, 2011
- [87] O.A. Gorshkov, A.A. Shagayda and S.V. irishkov, *The influence of the magnetic field topology on Hall thruster performance*, AIAA 2006-4472
- [88] A.K. Knoll and M.A. Capelli, *A simple isentropic model of electron transport in Hall thrusters*, Fast Track Communication in J Phys.D: Appl. Phys. **41** (2008) 162003 (6pp)
- [89] S.W. Kim, J.E. Foster and A.D. Gallimore, Very-near field plume study of a 1.35 kW SPT-100, AIAA, 1996-2972.
- [90] K.T.A.L. Burm, W.J. Goedheer, D.C. Schram, *The isentropic exponent in plasmas*, Phys. Plasmas Vol. **6**, 2622-2627 (1999).

#### **Guillaume BOURGEOIS**

# Influence de la topologie magnétique, de la cathode et de la section du canal sur l'accélération des ions dans un propulseur à effet Hall

Les propulseurs électriques sont de plus en plus utilisés pour des missions de correction de trajectoire des satellites et pourront dans un avenir proche être utilisés pour le transfert d'orbite. Ces propulseurs constituent une excellente alternative aux propulseurs chimiques grâce à leur rendement élevé et une substantielle économie de carburant réalisée par rapport aux propulseurs chimiques. Les propulseurs à effet Hall créent la poussée par l'accélération d'ions positifs de xénon ou de krypton dans un plasma confiné par un champ magnétique.

L'objet de ce manuscrit concerne principalement les caractéristiques de l'accélération des ions et des atomes dans un propulseur à effet Hall. Les influences de la largeur du canal de décharge, de la topologie magnétique et de la cathode sur l'efficacité d'accélération des ions sont étudiées. Des pistes d'optimisation de l'architecture du propulseur sont alors proposées qui pourraient être particulièrement avantageuses sur les propulseurs de petite taille, comme l'élargissement du canal et l'augmentation du champ magnétique près des parois du canal. L'influence de la position et du potentiel de la cathode sur la déviation du faisceau ionique est révélée. L'évolution temporelle basse fréquence du champ électrique est mesurée par comptage synchrone de photons et suggère que la température atomique joue un rôle important dans les oscillations basse fréquence de la décharge.

Par ailleurs, l'influence du champ magnétique sur les performances d'un propulseur proche des modèles de vol a été mesurée grâce à l'utilisation d'un moteur doté d'une topologie magnétique flexible. Ceci a montré la difficulté de définir un paramètre numérique capable de synthétiser l'information complexe de la répartition spatiale du champ magnétique dans le canal de décharge. Les très faibles modifications des performances par le champ magnétique soulignent l'importance de la précision dans la mesure.

Mots clés : propulsion spatiale électrique, propulseur à effet hall, fluorescence induite par laser, topologie magnétique, comptage de photons, accélération de particules

# Influence of magnetic topology, cathode and channel width on ion acceleration processes in a Hall effect thruster

Electric propulsion systems are more and more often used for trajectory correction of satellites and may soon be used for orbit transfer. These devices represent a great alternative to classic chemical propulsion devices thanks to their high efficiency and propellant mass savings. Hall effect thruster provide thrust by the acceleration of xenon or krypton ions in a magnetized confined plasma.

The study presented in this manuscript mainly addresses characteristics of ion and atom acceleration in a Hall effect thruster. Influence of channel width, magnetic topology and cathode parameters on ion acceleration efficiency is investigated. Ways to optimize thruster architecture are suggested that may be particularly relevant for low power thrusters, such as widening thruster channel and increasing magnetic field amplitude near channel walls. Influence of cathode position with respect to the thruster channel exit plane and its potential with respect to ground on ion beam deviation has been revealed with two thrusters. Low frequency time evolution of the accelerating electric field was measured using lock-in photon counting system. Results strongly suggest that the atom temperature plays a crucial role in low frequency time evolution of the whole plasma discharge.

Measurement of performances as a function of the magnetic field demonstrated that numeric parameters are compulsory to carry on a relevant parametric study. These parameters would summarize the 2D information of magnetic topology. Weak influence of magnetic topology revealed that thrust measurement precision needs to be increased by at least one order of magnitude if one wants to reach a better understanding of plasma confinement in a Hall effect thruster.

Keywords: electric space propulsion, Hall effect thruster, laser induced fluorescence, magnetic topology, photon counting, particle acceleration



ICARE 1c avenue de la recherche scientifique, 45071 Orléans cedex 2, France

