



**HAL**  
open science

# MODELISATION DES PLASMAS HORS-EQUILIBRE APPLICATION A LA PROPULSION

Laurent Garrigues

► **To cite this version:**

Laurent Garrigues. MODELISATION DES PLASMAS HORS-EQUILIBRE APPLICATION A LA PROPULSION. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009. tel-00440101

**HAL Id: tel-00440101**

**<https://theses.hal.science/tel-00440101>**

Submitted on 9 Dec 2009

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

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



# MODELISATION DES PLASMAS HORS-EQUILIBRE APPLICATION A LA PROPULSION

document de synthèse  
présenté en vue de l'obtention de  
l'Habilitation à Diriger des Recherches

par

**Laurent GARRIGUES**  
**Chargé de Recherche CNRS**

Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE)  
Université Paul Sabatier, Bâtiment 3R2  
118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex 9, France  
laurent.garrigues@laplace.univ-tlse.fr  
05.61.55.81.42

Exposé le 7 juillet 2009 devant le jury composé de

Président	Jean François ROUSSEL	Ingénieur	ONERA, CERT-DESP, Toulouse
Rapporteurs	Khaled HASSOUNI	Professeur	LIMHP, Université Paris 13, Villetaneuse
	Fabrice DOVEIL	DR CNRS	PIIM, Université de Provence, Marseille
	Tiberiu MINEA	Professeur	LPGP, Université Paris-Sud, Orsay
Examineurs	Richard FOURNIER	Professeur	LAPLACE, Université P. Sabatier, Toulouse
	Jean-Pierre BOEUF	DR CNRS	LAPLACE, Université P. Sabatier, Toulouse



# MODELISATION DES PLASMAS HORS-EQUILIBRE APPLICATION A LA PROPULSION

document de synthèse  
présenté en vue de l'obtention de  
l'Habilitation à Diriger des Recherches

par

**Laurent GARRIGUES**  
Chargé de Recherche CNRS

Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE)  
Université Paul Sabatier, Bâtiment 3R2  
118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex 9, France  
laurent.garrigues@laplace.univ-tlse.fr  
05.61.55.81.42

Exposé le 7 juillet 2009 devant le jury composé de

Président	Jean François ROUSSEL	Ingénieur	ONERA, CERT-DESP, Toulouse
Rapporteurs	Khaled HASSOUNI	Professeur	LIMHP, Université Paris 13, Villetaneuse
	Fabrice DOVEIL	DR CNRS	PIIM, Université de Provence, Marseille
	Tiberiu MINEA	Professeur	LPGP, Université Paris-Sud, Orsay
Examineurs	Richard FOURNIER	Professeur	LAPLACE, Université P. Sabatier, Toulouse
	Jean-Pierre BOEUF	DR CNRS	LAPLACE, Université P. Sabatier, Toulouse

Avant propos

Après une dizaine d'années de recherche dans le domaine de la modélisation des plasmas froids hors-équilibre, j'ai souhaité synthétiser les principaux résultats obtenus durant cette période dans le domaine de la propulsion à plasma en vue de l'obtention de mon Habilitation à Diriger des Recherches. Je présente également dans ce document quelques pistes intéressantes à investiguer dans le domaine de la propulsion à plasma au sens large.

J'ai choisi de diviser le document en trois parties distinctes, la première synthétise mes activités de recherche et présente les grandes lignes de mon projet de recherche, la seconde regroupe un certain nombre d'informations complémentaires me concernant, la dernière regroupe les publications les plus significatives.

Je tiens à exprimer ma plus profonde gratitude à tous les étudiants dont j'ai encadrés les travaux de recherche ainsi qu'à l'ensemble de mes collègues pour toutes les discussions fructueuses et conseils prodigués tout au long de cette période.

Je tiens également à remercier chaleureusement l'ensemble des membres du jury pour avoir examiné mes travaux.

Je vous souhaite une bonne lecture !

Laurent Garrigues  
*Toulouse, le 9 juillet 2009*

*A la mémoire de Paul  
A Camille et Clémence  
A mes parents  
A ma famille  
A mes amis*

« Le savant n'est pas l'homme qui fournit les vraies réponses, c'est celui qui pose les vraies questions »

Claude Levi Strauss  
*Le cru et le cuit*

# Table des matières

<b>Introduction Générale – Contexte .....</b>	<b>4</b>
Contexte général et parcours professionnel .....	5
Cadre de mes activités de recherche - collaborations .....	6
Organisation du document .....	8
<b>PARTIE A ACTIVITES DE RECHERCHE .....</b>	<b>10</b>
<b>Chapitre I</b>	
<b>Comportement d'un propulseur à effet Hall : modèle hybride 1D.....</b>	<b>11</b>
<b>I.A La propulsion électrique : contexte et besoins .....</b>	<b>12</b>
<b>I.B Le propulseur à effet Hall.....</b>	<b>14</b>
<b>I.C Modèle simplifié du canal de décharge.....</b>	<b>15</b>
<b>I.D Fonctionnement du propulseur à effet Hall .....</b>	<b>18</b>
I.D.1 Fonctionnement à faible tension – 200 V .....	18
I.D.2 Fonctionnement à forte tension – 250 V .....	19
<b>I.E Autres travaux .....</b>	<b>21</b>
<b>Chapitre II</b>	
<b>Interactions entre le jet d'un propulseur à effet Hall et le satellite.....</b>	<b>22</b>
<b>II.A Interactions propulseur électrique/satellite .....</b>	<b>23</b>
<b>II.B Mesures dans le jet d'un propulseur électrique.....</b>	<b>24</b>
<b>II.C Modélisation du jet d'un propulseur à effet Hall .....</b>	<b>25</b>
II.C.1 Transport des espèces lourdes .....	25
II.C.2 Transport des électrons et calcul du champ électrique .....	26
II.C.3 Collisions entre particules lourdes.....	26
<b>II.D Comparaisons avec les mesures au sol et en vol .....</b>	<b>27</b>
<b>Chapitre III</b>	
<b>Transport électronique anormal dans un moteur à effet Hall.....</b>	<b>30</b>



<b>III.A</b>	<b>La mobilité électronique anormale .....</b>	<b>31</b>
III.A.1	Quelques ordres de grandeur .....	31
III.A.2	Interactions électron-paroi .....	32
III.A.3	Fluctuations du champ électrique azimuthal .....	33
III.A.4	Prise en compte dans une approche fluide ? .....	35
<b>III.B</b>	<b>Modèle hybride transitoire bidimensionnel .....</b>	<b>35</b>
<b>III.C</b>	<b>Résultats modèle hybride – mesures .....</b>	<b>38</b>
<b>III.D</b>	<b>Interaction onde azimuthale – électrons .....</b>	<b>41</b>
<b>Chapitre IV</b>		
<b>Nouveaux concepts dérivant du propulseur à effet Hall .....</b>		<b>44</b>
<b>IV.A</b>	<b>Limites des propulseurs à effet Hall .....</b>	<b>45</b>
IV.A.1	Gamme de fonctionnement étendue des propulseurs ? .....	45
IV.A.2	Moteur à effet Hall de petite taille .....	47
<b>IV.B</b>	<b>Propulseur double-étage de type SPT-MAG .....</b>	<b>48</b>
IV.B.1	Principe du concept SPT-MAG .....	48
IV.B.2	Efficacité d'ionisation de la chambre .....	49
IV.B.3	Rôle de l'électrode intermédiaire .....	50
<b>IV.C</b>	<b>Propulseur cylindrique à effet Hall .....</b>	<b>52</b>
<b>Chapitre V</b>		
<b>Etude du risque de claquage d'un disjoncteur sous-vide .....</b>		<b>54</b>
<b>V.A</b>	<b>Coupure dans un disjoncteur sous-vide .....</b>	<b>55</b>
<b>V.B</b>	<b>Erosion du plasma durant la montée de la TTR .....</b>	<b>57</b>
V.B.1	Evolution de la gaine pour une tension constante .....	58
V.B.2	Evolution de la gaine pendant la TTR .....	58
<b>V.C</b>	<b>Erosion du plasma – gaine collisionnelle .....</b>	<b>60</b>
V.C.1	Evaporation des électrodes .....	60
V.C.2	Influence des collisions sur l'érosion du plasma .....	61
<b>V.D</b>	<b>Claquage de Townsend lors de la phase post-arc .....</b>	<b>62</b>
V.D.1	Mécanismes de génération des électrons secondaires .....	62
V.D.2	Echec de coupure du disjoncteur en phase post-arc .....	64
<b>Chapitre VI</b>		
<b>Projets à court et moyen termes .....</b>		<b>66</b>
<b>VI.A</b>	<b>Propulseur à Effet Hall conventionnel .....</b>	<b>67</b>
VI.A.1	Structure à topologie magnétique paramétrable .....	67
VI.A.2	Propulseurs à effet Hall – atmosphère ambiante .....	68

<b>VI.B</b>	<b>Propulseur multi-étages basé sur l'effet Hall.....</b>	<b>68</b>	
<b>VI.C</b>	<b>Propulseur micro-onde miniature.....</b>	<b>70</b>	
<b>Chapitre VII</b>			
<b>Projets à long terme – Méthodologie.....</b>			<b>72</b>
<b>VII.A</b>	<b>Limites de l'approche hybride .....</b>	<b>73</b>	
<b>VII.B</b>	<b>Méthode Particle-In-Cell (PIC) implicite.....</b>	<b>74</b>	
<b>VII.C</b>	<b>Calculs sur des processeurs de carte graphique .....</b>	<b>76</b>	
<b>Bibliographie.....</b>		<b>77</b>	
<b>PARTIE B INFORMATIONS COMPLEMENTAIRES .....</b>			<b>83</b>
<b>Publications dans des Revues Internationales avec Comité de Lecture .....</b>		<b>84</b>	
<b>Publications Soumises dans des Revues Internationales .....</b>		<b>85</b>	
<b>Publications dans un Ouvrage de Synthèse.....</b>		<b>85</b>	
<b>Publication dans une Revue sans Comité de Lecture .....</b>		<b>85</b>	
<b>Conférences Internationales avec Actes – Présentation Orale.....</b>		<b>85</b>	
<b>Conférences Internationales avec Actes - Présentation Poster.....</b>		<b>87</b>	
<b>Conférences Nationales avec Actes - Présentation Orale .....</b>		<b>88</b>	
<b>Conférences Nationales avec Actes - Présentation Poster .....</b>		<b>89</b>	
<b>Liste des principaux séminaires.....</b>		<b>89</b>	
<b>CURRICULUM VITAE .....</b>		<b>90</b>	
<b>PARTIE C PUBLICATIONS SIGNIFICATIVES .....</b>			<b>93</b>

# **Introduction Générale – Contexte**

---

---

## Contexte général et parcours professionnel

Je suis entré au Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse (CPAT) en septembre 1994 dans le cadre de la formation doctorale de Génie des Procédés Plasmas de l'Université Paul Sabatier (UPS). J'ai effectué mon stage de Diplôme d'Etudes Approfondies de janvier à juin 1995 dans l'Equipe qui s'intitulait alors "Groupe de Modélisation et Diagnostics des Décharges" (devenue en 2005 "Groupe de Recherche sur l'Energétique des Plasmas Hors-Equilibre") dirigée par Jean-Pierre Boeuf. En quelques mots, les travaux de l'équipe étaient consacrés à l'étude des plasmas de décharges hors-équilibre (décharges pour lesquelles la température électronique est bien supérieure aux températures des espèces lourdes ions et neutres). L'objectif général était de mieux comprendre, à l'aide d'un ensemble de modèles et de diagnostics couvrant un vaste domaine de conditions de fonctionnement, les mécanismes de base liés au couplage entre transport de particules chargées et champ électrique dans ces plasmas. Pour arriver à cet objectif, des diagnostics ont été mis en place en relation avec la modélisation dans le but de compléter les informations fournies par les modèles et/ou les valider. Ces outils de diagnostics et de modélisation ont été utilisés dans le cadre d'applications diverses. Les trois grands thèmes d'activités portaient sur les mécanismes de dépôt de l'énergie électronique dans les plasmas non thermiques, les interactions plasma-électrode et les sources de particules chargées.

J'ai bénéficié d'une bourse du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche pour effectuer mes travaux de thèse qui ont débuté en septembre 1995, sous la direction de Jean-Pierre Boeuf. Mes activités de recherche entraient alors dans l'étude des sources de particules chargées, et en particulier de sources d'ions à effet Hall pour la propulsion de satellites. J'ai soutenu ma thèse intitulée "Modélisation d'un Propulseur à Plasma Stationnaire pour Satellites", le 28 octobre 1998. J'ai approfondi ce travail sur la propulsion ionique dans le cadre d'un contrat entre le CPAT et le Centre National d'Etudes Spatiales du 1<sup>er</sup> novembre 1998 au 31 octobre 1999 puis du 1<sup>er</sup> mai 2000 au 31 décembre 2001. J'ai entre temps saisi l'opportunité d'être chercheur post-doctoral dans le Département d'Ingénierie pour l'Aéronautique à l'Université du Michigan à Ann Arbor - Etats-Unis (novembre 1999 - avril 2000). Au 1<sup>er</sup> janvier 2002, je suis entré au CNRS en tant que Chargé de Recherche 2<sup>ème</sup> Classe (d'abord contractuel) au CPAT, mon projet de recherche portait sur l'utilisation des décharges hors-équilibre pour des applications dans le domaine de la propulsion. J'ai progressivement étendu mon champ d'activités à des études couvrant une plus large gamme de la physique des plasmas hors-équilibre, pour des applications telles que les plasmas de dépôts et le claquage dans des disjoncteurs sous-vide.

Je suis depuis le 1<sup>er</sup> octobre 2006 Chargé de Recherche 1<sup>ère</sup> Classe au CNRS. Lors de la création de la nouvelle UMR Laplace<sup>1</sup> (Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie) au 1<sup>er</sup> janvier 2007, une nouvelle équipe intitulée GREPHE – Groupe de Recherche

---

<sup>1</sup> Elle résulte de la fusion de 3 laboratoires mixtes du site toulousain (CPAT, LGET – Laboratoire de Génie Electrique de Toulouse, LEEI – Laboratoire d'Electronique et d'Electrotechnique Industrielle) et d'une équipe d'accueil de l'UPS (LE – Laboratoire d'Energétique) dans les domaines tels que la physique des plasmas, du génie électrique et des matériaux. Elle compte au 1<sup>er</sup> janvier 2009 150 permanents et 150 doctorants et post-doctorants (<http://www.laplace.univ-tlse.fr>).

Energétique, Plasmas, Hors-Equilibre – dirigée par Jean-Pierre Boeuf, a vu le jour. Elle résulte de la fusion de deux équipes la première appartenant à l'ex-CPAT, la seconde étant le Laboratoire d'Energétique LE (équipe d'accueil de l'Université Paul Sabatier). Elle comporte au 1<sup>er</sup> janvier 2009 6 enseignant-chercheurs, 7 chercheurs, et 20 doctorants et post-doctorants, avec une dizaine de nationalités différentes.

Historiquement, l'ancienne équipe à laquelle j'appartenais était spécialisée dans la physique des plasmas hors-équilibre, l'équipe LE dans les phénomènes de rayonnement, transport corpusculaire pour une part, et les systèmes diphasiques et les mécanismes de changement de phase d'autre part. Les thèmes de recherche de l'équipe se déclinent aujourd'hui de la manière suivante :

- (1) énergétique des plasmas hors-équilibre ;
- (2) phénomènes de transport : rayonnement, plasmas, transitions de phase ;
- (3) instabilités, auto-organisation et morphogénèse ;
- (4) interactions plasma-électrode, pulvérisation cathodique, émission électronique ;
- (5) micro-système fluidiques : diphasiques et plasma.

J'interviens pour ma part dans les sous-thèmes 1, 2 et 4. Le rapprochement des deux équipes s'inscrit dans un projet plus vaste, il s'agit de l'action transverse du LAPLACE appelée 3EP (Electromagnétisme, Electrodynamique, Energétique et Plasmas : physique de la complexité et du hors-équilibre) qui permet d'élargir le spectre de mes compétences et d'envisager de nouvelles pistes pour la propulsion plasma, j'y reviendrai plus en détails dans le chapitre VI.

## **Cadre de mes activités de recherche - collaborations**

Sur le plan académique, mes activités de recherche dans le domaine de la propulsion électrique s'inscrivent depuis 1996 et le début de ma thèse tout naturellement dans le cadre du Groupement de Recherche (GDR) CNRS/CNES/Snecma/Universités "Propulsion par Plasma dans l'Espace"<sup>2</sup>. Les laboratoires du CNRS qui prennent une part active au sein du GDR depuis sa création sont le GREMI – Groupe de Recherche sur l'Energétique des Milieux Ionisés, à Orléans, le LPGP – Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, à Orsay, ICARE – Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité et Environnement, à Orléans (ex-Laboratoire d'Aérothermique), le CPHT – Centre de Physique Théorique (CPHT), Ecole Polytechnique à Palaiseau, et le LAPLACE, à Toulouse. Les trois premiers laboratoires cités interviennent sur le plan expérimental, avec des campagnes de mesures sur le moyen d'essai appelé PIVOINE – Propulsion Ionique pour Vols Orbitaux, Interprétation et Nouvelles Expériences, à Orléans. Les deux derniers laboratoires cités ci-dessus apportent leur expérience de manière complémentaire sur le plan de la modélisation et de la simulation du fonctionnement du moteur. Les doctorants que j'ai co-encadrés dans ce domaine ont bénéficié soit de financement du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la

---

<sup>2</sup> sous son appellation actuelle ; il en est à son 3<sup>ème</sup> renouvellement.

Recherche (**J. Bareilles** – octobre 1999-décembre 2002), soit des bourses co-financées CNES/Snecma dans le cadre du GDR (**C. Boniface** – septembre 2002-février 2006, **J. Pérez-Luna** – octobre 2005-novembre 2008, un nouveau financement est d'ores et déjà acquis pour septembre 2009). Lors de ma thèse, j'ai également fortement collaboré avec l'IMT – Institut de Mathématiques de Toulouse (ex-Mathématiques pour l'Informatique et la Physique) et profité de la compétence des chercheurs de l'IMT dans la résolution mathématique et numérique de problèmes liés au transport de particules chargées, en l'occurrence sur les problèmes d'interactions électron-paroi. La création du LAPLACE m'a permis, à travers l'action transversale 3EP, de rencontrer des spécialistes de champ magnétique (Equipe GREM 3 dirigée par B. Nogarède) et d'envisager une nouvelle architecture magnétique pour le propulseur (co-encadrement de la thèse de **R. Vilamot** – démarrage en octobre 2007).

En parallèle, toujours sur le plan académique, ce projet a été soutenu par l'ANR en 2006 avec le projet blanc TELIOPEH – Transport Electronique et Ionique dans les Propulseurs à Effet Hall (Porteur de Projet : J.P. Boeuf, LAPLACE, Toulouse), dans le but de mieux comprendre les mécanismes responsables du transport des électrons dans le propulseur. Un post-doctorant N. Dubuit a bénéficié du soutien financier de l'ANR pour travailler sur ce projet (janvier 2007 – novembre 2008). Un des objectifs, aujourd'hui réalisé, était l'installation du modèle cinétique Particle-In-Cell développé au CPHT au LAPLACE.

Concernant les partenaires industriels, sur la thématique moteur à effet Hall, le partenaire privilégié est la Snecma, concernant les études sur les interactions entre le jet du propulseur et le satellite que j'ai pu mener, les partenaires étaient les maîtres d'œuvre Astrium et Alcatel Space Industrie.

Les partenaires impliqués dans ce projet au niveau Européen sont l'ESA – Agence Spatiale Européenne à travers des appels d'offre Programmes de Recherche Technologique (TRP). Les études ont porté sur la vectorisation tridimensionnelle du vecteur poussée d'un propulseur à effet Hall et sur un nouveau concept de moteur particulièrement novateur. J'ai participé à des programmes d'échange Europe-Russie (INTAS) dans le but d'étudier des moteurs dérivés des moteurs à effet Hall ou basés sur un concept novateur. Un projet avec Thales Alenia Space en Italie a consisté à modéliser le fonctionnement d'un moteur « double étage » dans le but de préparer une nouvelle génération de moteur qui pourrait répondre à divers types de missions, en 2006. Plus récemment, les équipes du GDR sont impliquées dans un projet de 7<sup>ème</sup> PCRDT appelé HIPER – High Power Electric propulsion : A Roadmap for the Future, qui prépare une nouvelle génération de moteurs dont la puissance électrique est 10 fois supérieure à la puissance électrique des moteurs actuels (Porteur de projet pour la propulsion effet Hall : S. Zurbach, Snecma). A noter la mise en concurrence de trois concepts de moteurs différents utilisés en propulsion électrique, ce projet a démarré en octobre 2008 et sa durée est de 18 mois.

Concernant les partenaires de l'autre côté de l'Atlantique, j'ai fait un séjour post-doctoral entre novembre 1999 et avril 2000 à l'Université du Michigan (Etats-Unis) dans le Département d'Ingénierie pour l'Aéronautique et dans l'équipe du Professeur I. Boyd qui s'intéresse au domaine des plasmas hors équilibre très peu collisionnels. J'ai

pu apporter mon expertise dans le domaine de la simulation des plasmas hors-équilibre pour la propulsion (avec le co-encadrement de la thèse de **J. Koo** – financement du Ministère Américain de l'Energie, durant mon séjour). J'ai en retour pu profiter de toute l'expertise du Professeur I. Boyd et étendre mon domaine de compétence en étudiant la méthode DSMC – Direct Simulation Monte Carlo – qui a fait ses preuves pour des gaz très faiblement collisionnels. En 2001, des contacts ont aussi été pris avec l'US Air Force (base d'Edwards, Californie) dans le but de confronter les résultats de modèles de propulseur à effet Hall. Plus récemment, j'ai également tissé des liens étroits avec l'équipe de Propulsion Electrique du Professeur Y. Raitses à l'Université de Princeton, ce qui m'a permis de modéliser un nouveau concept de petit moteur basé sur l'effet Hall mais dont la géométrie diffère du moteur à effet Hall conventionnel (2004-2007).

A partir de 2005, j'ai souhaité étendre mon champ de compétence. J'ai d'abord travaillé dans le cadre d'un contrat industriel avec Schneider Electric dans le but d'étudier le risque d'échec d'un disjoncteur sous-vide lors de la phase post-arc (avec le financement d'un post-doctorant T.W. Kim en 2005 et d'un doctorant **P. Sarrailh** boursier Cifre – janvier 2006-décembre 2009). Depuis 2006, je m'intéresse également aux interactions plasma micro-onde, je participe à un projet blanc PLASMODIE – Plasmas Micro-Onde Distribués à Conditions Opératoires Etendues (Porteur de Projet : J. Pelletier, LPSC, Grenoble), dans le but d'étudier une nouvelle génération de réacteurs plasma micro-onde à conditions opératoires étendues, capables de couvrir un large domaine de pression. De manière générale, l'aspect interactions micro-onde/plasma est aujourd'hui une composante émergente sur le site Toulousain, notamment avec le démarrage du projet de couplage des équations de Maxwell-Plasma pour des applications aéronautique et spatiale (projet Plasmax, coordonné par F. Christophe, ONERA) financé par le RTRA-STAE (Réseau Thématique de Recherche Avancée – Science et Technologie pour l'Aéronautique et l'Espace). Par ailleurs, la récente intégration du GRE – Groupe de Recherche en Electromagnétisme – au sein du LAPLACE au 1<sup>er</sup> janvier 2009, vient conforter cet axe de recherche au sein même du LAPLACE. Dans un tout autre domaine, un projet appelé MOSITER a été sélectionné par l'UPS, même si l'objectif est clairement relié au projet ITER, il va me permettre de prendre contact avec des chercheurs de l'IRIT – Institut de Recherches en Informatique de Toulouse – sur l'aspect qui m'intéresse au plus haut point concernant le calcul massivement parallèle sur des processeurs de cartes graphiques.

## Organisation du document

J'ai décidé de découper la suite du document en deux grandes parties. Dans la première partie, je présente un résumé des activités de recherche dans les Chapitres I à V, chaque chapitre fait environ 10 pages. J'ai volontairement fait le choix de ne pas m'attarder sur les méthodes numériques qui ont été décrites dans un document récent [Hage08]. J'ai préféré montrer comment des modèles, même approximatifs, permettaient de mieux comprendre la physique des décharges étudiées. J'ai suivi une progression chronologique, en commençant tout naturellement par résumer mes travaux de thèse dans le **Chapitre I**, où après avoir présenté les besoins en terme de propulsion électrique et le moteur à effet Hall, je montre qu'un modèle assez simple de la décharge

a permis de comprendre une partie du fonctionnement du propulseur. Le **Chapitre II** est consacré à une partie de mon travail de chercheur post-doctoral, à savoir les interactions jet de plasma-satellite<sup>3</sup>. Le **Chapitre III**, plus transversal, revient sur la difficile description des mécanismes responsables du transport des électrons à travers la barrière magnétique. Parce que le propulseur à effet Hall ne répond pas entièrement aux attentes des moteurs du futur, le **Chapitre IV** présente l'étude de deux concepts de moteur à effet Hall particulièrement innovants. Je présente ensuite dans le **Chapitre V** une étude qui sort du domaine de la propulsion plasma puisqu'elle est dédiée à la compréhension du ou des mécanismes conduisant à l'échec d'un dispositif de coupure dans le vide. J'essaie de montrer de manière pédagogique comment un modèle, construit et validé pas à pas, peut prendre en compte un grand nombre de phénomènes physiques et permettre d'apporter des éléments de réponse.

Les deux derniers chapitres de quatre pages chacun présentent mes projets de recherche, à cours, moyens et longs termes. Dans le **Chapitre VI**, j'ai essayé de décliner un certains nombres de projets (dont certains ont déjà démarré) dans le domaine de la propulsion, grâce aux outils développés dans les différents projets auxquels j'ai participé. Le **Chapitre VII** tente de dresser la méthodologie nécessaire à l'amélioration des méthodes utilisées jusqu'à présent, grâce à une approche cinétique – Particle-In-Cell, plus fine mais qui demande des puissances de calcul considérables. Cet outil puissant dépasse le cadre de l'application de la propulsion plasma. Il va me permettre de mieux appréhender certains phénomènes de la physique des plasmas hors-équilibre, je compte porter cette activité. Je termine par l'arrivée dans le domaine du calcul scientifique des processeurs de cartes graphiques qui pourraient révolutionner les approches massivement parallèles. Une **bibliographie**, non exhaustive, est enfin jointe à la fin de cette première partie.

La dernière partie, plus administrative, est un résumé de ma production scientifique. Cinq publications sont jointes en fin du document.

---

<sup>3</sup> Pendant la période 2000-2002, j'ai aussi travaillé dans le cadre d'études directement avec l'industriel Snecma sur des sujets classés Confidentiel Industrie, je n'en parlerai pas dans ce document.



## **PARTIE A**

# **ACTIVITES DE RECHERCHE**

---

---

# Chapitre I

## Comportement d'un propulseur à effet Hall : modèle hybride 1D

---

---

## I.A La propulsion électrique : contexte et besoins

L'équation maîtresse posant les bases de la propulsion électrique, c'est à dire l'accélération d'espèces chargées pour propulser un engin spatial, est posée au tout début du XX<sup>ème</sup> siècle par Tsiolkovsky (1857-1935) [Chou04]. Il faut néanmoins attendre le début de la guerre froide pour voir émerger dans la course à l'espace que se livrent les Etats-Unis et l'ex-Union soviétique un intérêt sans cesse accru pour ce type de propulsion. Les avancées technologiques permettent à divers concepts d'émerger (resistojet, arcjet, moteur à effet Hall, moteur ionique à grille, etc). Les premiers succès viennent ensuite avec le lancement, côté américain, en 1965 par l'US Air Force d'un satellite Vela avec à son bord un propulseur de type resistojet et, côté russe, en 1972 le lancement du satellite Meteor avec un propulseur à effet Hall. Depuis les années 1980, le contrôle de l'espace est devenu un enjeu crucial, que se soit pour les Etats-Unis, la Russie, le Japon et l'Europe, mais également pour les puissances émergentes telles que la Chine et l'Inde. De nombreux satellites ont dès lors été lancés pour des applications de type télécommunications, observations civiles et militaires, et navigation. Pour donner un ordre d'idée, on estime que, depuis le 1<sup>er</sup> lancement en 1972 du satellite Meteor, une soixantaine de satellites ont bénéficié et bénéficient aujourd'hui de la technologie des propulseurs à effet Hall pour le maintien sur orbite du satellite, soit plus de 300 propulseurs<sup>4</sup>. Il est important de noter ici que la propulsion électrique vient en tant que système propulsif secondaire, la propulsion chimique restant le système de propulsion primaire pour la mise en orbite du satellite. Les détracteurs de la propulsion électrique mettent en avant la forte consommation de puissance électrique (limitée sur un engin spatial par la puissance fournie par les générateurs solaires) pour ce type de système propulsif. Si des générateurs solaires sont aujourd'hui capables de fournir des puissances pouvant aller jusqu'à quelques dizaines de kW, des générateurs nucléaires seront nécessaires dans le futur pour délivrer des puissances de l'ordre du MW [Chan00]. Des préoccupations environnementale et politique rentreront alors en ligne de compte. Néanmoins, force est de constater que la propulsion électrique demeure la seule technologie à ce jour envisagée que ce soit pour les missions d'exploration lointaine du système solaire comme pour les projets de vols habités vers Mars.

Revenons à la relation de Tsiolkovsky [Goeb08]. En écrivant la conservation de la quantité de mouvement du système entre un instant initial et un instant final suite à l'éjection de particules, cette équation permet de relier l'incrément de vitesse  $\Delta v$  à une vitesse d'éjection  $v_e$  donnée :

$$\Delta v = v_e \ln \left[ \frac{m_i}{m_f} \right] \quad (I-1),$$

où  $m_i$  et  $m_f$  correspondent masses initiale et finale de l'engin spatial. Considérons maintenant un incrément de vitesse donnée  $\Delta v$  (relié à un type de mission donné) et une

---

<sup>4</sup> Ce chiffre ne tient pas compte des programmes à venir, soit déjà plus de 20 satellites et 140 propulseurs à effet Hall à leur bord.

masse initiale de l'engin spatial  $m_0$ . La masse de carburant à embarquer  $m_c$  est donnée par la relation :

$$m_c = m_0 \left( 1 - \exp \left( - \frac{\Delta v}{v_e} \right) \right) \quad (\text{I-2}).$$

Calculons la consommation de carburant d'un satellite géostationnaire de 3 tonnes d'une durée de vie de 15 ans, ce qui correspond à un  $\Delta v$  cumulé sur toute sa durée de vie de  $750 \text{ m.s}^{-1}$ . Prenons par exemple un propulseur chimique<sup>5</sup> fonctionnant avec de l'hydrazine  $\text{N}_2\text{-H}_4$ <sup>6</sup>, la vitesse d'éjection du gaz chaud est directement reliée à l'énergie thermique de la réaction ; la vitesse du fluide propulsif en sortie de tuyère atteint  $3 \text{ km/s}$ . La masse de carburant à embarquer  $m_c$  est de  $1000 \text{ kg}$ . Un même calcul pour un faisceau d'ions  $\text{Xe}^+$  accéléré par une tension de  $400 \text{ V}$ , donne une vitesse du fluide propulsif de  $24 \text{ km.s}^{-1}$ , soit une masse  $m_c$  de  $100 \text{ kg}$ . Même si la masse d'un propulseur électrique est plus importante, ce calcul très simple montre l'intérêt de la propulsion électrique<sup>7</sup>. La communauté en propulsion parle d'impulsion spécifique ( $I_{sp}$ ) définie comme le temps durant lequel le moteur peut fournir une poussée égale à son propre poids :  $I_{sp} = v_e/g_0$  [s], où  $g_0$  est la constante de gravitation terrestre ( $9.81 \text{ m.s}^{-2}$ ). Un autre élément important pour tout engin spatial est la durée de la mission  $\Delta t$ . Celle-ci s'écrit de la manière suivante  $\Delta t = m_c v_e / T$  ; la quantité au dénominateur est appelée poussée ( $T$ )<sup>8</sup>. La poussée est la force de réaction due à l'éjection des gaz qui propulse l'engin spatial donnée par l'équation de Newton :  $T = \dot{m} v_e$  [N], où  $\dot{m}$  est le débit de du fluide propulsif éjecté. Si nous revenons à l'exemple initial du propulseur chimique éjectant  $1 \text{ gramme}$  par seconde d'un mélange N-H à  $3000 \text{ K}$ , il fournit une poussée de l'ordre de  $3 \text{ N}$ . Un moteur à grille éjectant  $1 \text{ ampère}$  de xénon (débit de  $1.3 \text{ mg.s}^{-1}$ ) accéléré sous  $400 \text{ V}$  fournit une poussée de  $30 \text{ mN}$ . Les missions nécessitant une forte poussée pendant un temps court, ne peuvent donc pas être assurées pour le moment par des propulseurs électriques. Dès lors, on comprend mieux la complémentarité entre les deux types de propulsion.

Les principaux propulseurs électriques sont généralement classés en trois catégories [Jahn01]:

- propulseurs électrothermiques (ou électrochimiques) : l'électricité est utilisée pour chauffer le fluide combustible qui est ensuite éjecté par une tuyère ; le chauffage peut être effectué grâce à un plasma. Ces propulseurs sont somme toute assez proches des propulseurs chimiques.
- propulseurs électrostatiques : des ions sont extraits d'une source de plasma froid puis accélérés par un champ électrique créé à l'aide de grilles extractrices.

---

<sup>5</sup> Le principe de fonctionnement d'un propulseur chimique est basé sur le chauffage d'un mélange de gaz par une réaction chimique. Une tuyère permet de transformer l'énergie thermique de la réaction en énergie cinétique.

<sup>6</sup> Ce mélange a l'avantage, malgré sa dangerosité, de ne pas nécessiter de comburant.

<sup>7</sup> Ce gain en masse peut être remplacé par de la charge utile supplémentaire, ou permet de prolonger la mission du satellite pour une même masse embarquée, ou permet une économie financière substantielle (le coût du lancement du  $1 \text{ kg}$  dans l'espace est de l'ordre de  $10\text{-}15 \text{ k€}$ ).

<sup>8</sup> J'ai conservé le terme anglais « thrust ».

- propulseurs électromagnétiques : la combinaison d'un champ électrique et magnétique produit une force de Lorentz capable d'accélérer un plasma et de fournir la poussée.

Je ne vais pas ici dresser une liste des différents types de propulseurs, je renvoie à lecture de l'ouvrage de Goebel et Katz [Goeb08], je vais maintenant m'intéresser à un type de propulseur bien particulier : le propulseur à effet Hall.

## I.B Le propulseur à effet Hall

Je ne vais pas ici dresser un historique des différentes évolutions du propulseur à effet Hall (PEH)<sup>9</sup>, la paternité de l'invention entre les américains d'un côté et les russes de l'autre n'étant à ce jour toujours pas réglée. Néanmoins, la communauté de la propulsion électrique s'accorde à dire que le Professeur A.I. Morozov est le principal instigateur des diverses évolutions de ce type de propulseur [Moro93]. Ce sont ses travaux qui ont conduit au lancement du satellite Meteor en 1972. La figure I-1a montre une coupe d'un propulseur à effet Hall et la figure I-1b une photo du moteur PPS®5000<sup>10</sup> en fonctionnement sur le moyen d'essais PIVOINE à Orléans [Duch05].

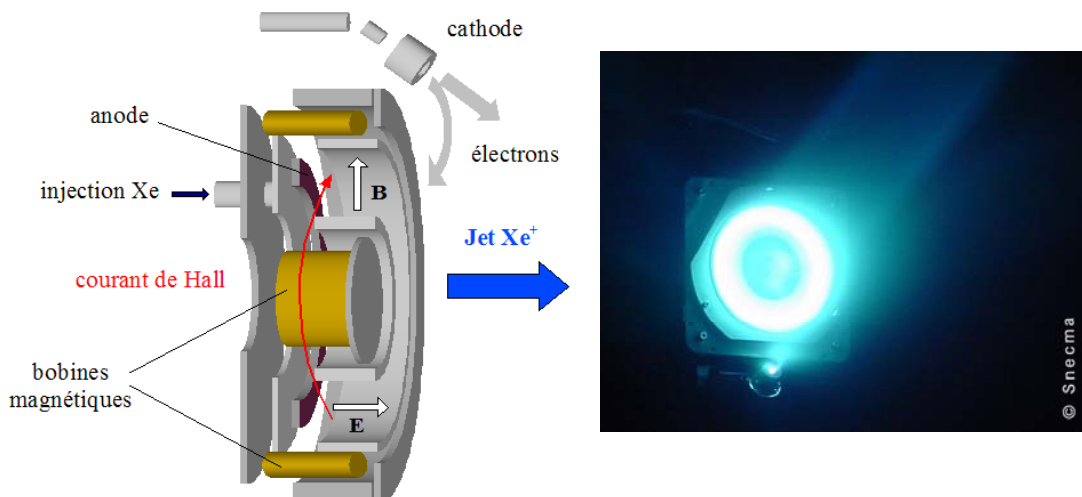


Figure I-1 : (a) coupe d'un propulseur à effet Hall, (b) photo du PPS®5000 en fonctionnement [Duch05].

La première idée quand on veut accélérer des ions à de grandes vitesses est d'utiliser un système de grilles extractrices, la vitesse d'éjection des ions variant comme  $V^{1/2}$  (en

<sup>9</sup> J'ai décidé d'utiliser le terme de propulseur à effet Hall dérivant de la terminologie américaine « Hall Effect Thruster » ; la terminologie côté russe est SPT pour « Stationary Plasma Thruster » se traduit en français par « Propulseur à Plasma Stationnaire » - PPS.

<sup>10</sup> Historiquement, l'école russe classe les moteurs par taille du diamètre externe, par exemple le diamètre externe d'un moteur SPT-100 fait 100 mm. L'industriel français Snecma classe les propulseurs par puissance, à titre d'exemple le moteur le plus proche en terme de taille du SPT-100 est le PPS®1350 fonctionnant en régime nominal à une puissance de 1350 W. Les industriels américains utilisent encore d'autres terminologies.

appelant  $V$  la tension aux bornes de la grille extractrice). C'est le principe même d'un propulseur ionique à grille. Ce concept pose néanmoins le problème de l'érosion des grilles et de durée de vie du moteur. La densité de courant d'ions extraite est limitée dans ce type de dispositif par la loi de Child-Langmuir, ce qui conduit clairement à une limite en terme de rapport par poussée par unité de surface à quelques  $\text{N.m}^{-2}$  [Jahn01]. L'originalité d'un concept tel que le propulseur à effet Hall repose sur l'utilisation d'un champ magnétique radial localisé en sortie du moteur, dans le but baisser la conductivité et induire ainsi une augmentation du champ électrique. Le rôle du champ électrique est de chauffer les électrons et d'accélérer les ions pour produire la poussée, sans avoir recours à un quelconque système de grilles. Ce champ magnétique est produit par un système de bobines (interne et externe) avec un circuit magnétique complexe (voir Figure I-1a). L'intensité du champ magnétique ( $\sim 150 \text{ G}$ ) est choisi de manière à confiner les électrons mais pas les ions. Le courant d'électrons est fourni par une cathode externe, le gaz lourd à ioniser (xénon avec des débits de quelques  $\text{mg.s}^{-1}$ ) est injecté à travers l'anode. Une différence de potentiel continue de quelques centaines de volts est appliquée entre la cathode externe et l'anode. Le jet d'ions est ensuite neutralisé par une partie des électrons émis par la cathode. La longueur du canal est de quelques centimètres. Les parois du canal de décharge, deux cylindres concentriques, sont recouvertes de diélectrique pour isoler électriquement la décharge du circuit magnétique. La manière dont j'ai décrit le fonctionnement du moteur le classerait dans la catégorie « électrostatique », si on considère que c'est le champ électrique induit dans le plasma qui accélère les ions et crée la poussée. On peut ainsi classer les propulseurs à effet Hall dans la catégorie « électromagnétique » si on considère que c'est la force de Laplace exercée sur le courant de Hall (dérive des électrons dans la direction azimutal  $\text{ExB}$  – d'où le nom moteur à effet Hall) qui est à l'origine de la poussée.

## I.C Modèle simplifié du canal de décharge

Je me suis intéressé à la modélisation de la décharge de ce type de propulseur pendant ma thèse. Les bases d'un modèle uni-dimensionnel (dans la direction axiale) du canal de la décharge (dimension  $L$ ) ont alors été posées. Mon leitmotiv était de développer un modèle relativement simple pour un faible coût en temps de calcul, les puissances de calcul au milieu des années 90 n'étaient en rien comparables à celles d'aujourd'hui. De manière générale, lorsque l'on s'intéresse à la modélisation d'un plasma hors-équilibre, il faut coupler les équations de transport des particules chargées à la résolution des équations de Maxwell qui se limitent à l'équation de Poisson dans la plupart des décharges que nous cherchons à modéliser. Une contrainte importante dans le couplage explicite des équations de transport des particules chargées et de l'équation de Poisson est liée au temps de relaxation de Maxwell  $\tau_m$  inversement proportionnel à la densité de plasma. Pour donner un ordre de grandeur, pour une densité de plasma de  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $\tau_m \sim 10^{-10} \text{ s}$ . Une méthode dite semi-implicite permet de réduire cette contrainte en prédisant lors du calcul du champ électrique l'évolution de la charge d'espace à l'instant suivant [Hage08]. Une seconde contrainte est directement liée au mouvement des électrons qui s'enroulent autour des lignes de champ magnétique. Une méthode dite particulière qui consiste à suivre les trajectoires d'un grand nombre d'électrons soumis aux actions combinées des champs électrique et magnétique et à des

collisions en volume et/ou aux parois pour traiter le transport des électrons est très consommatrice du temps de calcul. La période de giration  $\omega_c$  d'un électron soumis à un champ magnétique de 150 G est de  $2 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ . Intégrer de manière satisfaisante la trajectoire d'un électron nécessite de découper le mouvement de cycloïde de l'électron au minimum en une dizaine de pas en temps, soit des pas en temps inférieurs à  $10^{-10} \text{ s}$ .

Ces deux contraintes m'ont amené à faire les hypothèses suivantes. La première hypothèse est de considérer le plasma quasi-neutre. La taille des gaines ( $s$ ) est de l'ordre quelques longueurs de Debye  $\lambda_d$  ( $\lambda_d \sim 20 \text{ }\mu\text{m}$  pour des densités de plasma de  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  et des températures électronique de 10 eV) ;  $s \ll L$ . La taille des mailles dans notre système ne sera pas contraint par la faible dimension des gaines. L'approche quasi-neutre ne nous permet pas de tirer le champ électrique de la résolution de l'équation de Poisson mais du transport des électrons. La densité de plasma  $n_p$  (puisque la densité d'ions est en tout point égale à la densité des électrons) est quant à elle tirée du transport des ions [POS-1]. La deuxième hypothèse forte est liée à l'approche fluide adoptée pour décrire le transport des électrons, à travers les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie. Le transport des ions est régi par une équation de Vlasov (équation de Boltzmann sans collision), seule la force électrique est prise en compte. La contrainte sur le pas en temps est reliée à une condition de type CFL – Courant Friedrich Lewy [Hage08]– pour les ions. La résolution de l'équation de quantité de mouvement couplée à l'équation de continuité de courant permet de déterminer le profil du champ électrique (pour une différence de potentiel fixée entre les deux électrodes). Cela revient à écrire une loi d'Ohm généralisée. Cette approche a été validée lors de ma thèse en couplant les équations des particules chargées à la résolution de l'équation de Poisson à l'aide d'une méthode semi-implicite [Garr98]. La résolution de l'équation d'énergie des électrons en supposant une fonction de distribution électronique Maxwellienne, permet de calculer le taux d'ionisation. Dans le canal du propulseur, le degré d'ionisation varie fortement, il peut atteindre 0.9. Une équation du transport des atomes est nécessaire afin de prendre en compte l'ionisation dans le canal des atomes. Pour terminer, nous avons fait l'hypothèse que le champ magnétique est un champ appliqué extérieur et que l'influence d'un champ magnétique induit par le courant de Hall est négligeable, hypothèse justifiée pour les densités de plasma rencontrées.

Il est apparu très vite une difficulté dans la description fluide des électrons, il s'agit de la quantification de la mobilité perpendiculaire au champ magnétique, dans la direction de l'axe du propulseur qui nous intéresse. Revenons à l'équation liant la mobilité perpendiculaire au champ magnétique  $\mu_{\perp, \text{collisions}}$  à la fréquence de collisions électron-atome  $\nu_{e-n}$  [Chen84]:

$$\mu_{\perp, \text{collisions}} = \mu_{\parallel} \frac{1}{1 + (\mu_{\parallel} B)^2} = \frac{e}{m_e \nu_{e-n}} \frac{1}{1 + \left( \frac{\omega_c}{\nu_{e-n}} \right)^2} \quad (\text{I-3}),$$

où  $e$  et  $m_e$  sont respectivement la charge élémentaire et la masse de l'électron. L'ordre de grandeur de la fréquence de collisions électron-neutre est de quelques  $10^6 \text{ s}^{-1}$  (pour une densité de neutres de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) ; clairement,  $\omega_c > \nu_{e-n}$ . La relation (I-4) devient alors :

$$\mu_{\perp, \text{collisions}} = \frac{e v_{e-n}}{m_e \omega_c} \quad (\text{I-4}).$$

Il apparaît que ce sont les collisions électron-atome qui permettent aux électrons de traverser la barrière magnétique et d'avancer en direction de l'anode. Les collisions électron-atome provoquent un transfert de quantité de mouvement et un changement de trajectoire confinée. Je n'obtenais pas de solution stable dans ces conditions, la fréquence de collisions électron-neutre  $\nu_{e-n}$  qui est directement proportionnelle à la densité d'atomes tend vers zéro lorsque le flux de neutres est ionisé. Le champ électrique étant tiré d'une loi d'Ohm généralisée ( $E = j_e / \sigma_e$  avec la conductivité des électrons  $\sigma_e = en_p \mu_{\perp, \text{collisions}}$ ), celui-ci tend vers l'infini quand la conductivité électronique  $\sigma_e$  tend vers zéro.

Je me suis basé sur l'idée de Morozov qui a étudié le rôle des interactions électron-paroi sur le transport axial des électrons ("near-wall conductivity" [Moro00, Moro01]). Les simulations Monte Carlo de trajectoires électroniques ont en effet montré que les électrons dont l'énergie est supérieure au potentiel de gaine et réfléchis de manière diffuse par les parois en céramique participent à la conductivité axiale. Les électrons dont l'énergie est inférieure au potentiel de gaine sont quant à eux réfléchis de manière miroir par la gaine et ne participent pas à la conductivité axiale (la composante de vitesse axiale reste inchangée avant et après l'interaction avec la gaine) [PRI-2], [PRI-6]. Une manière très simple de calculer la « fréquence de collisions électron-paroi »  $\nu_{e-w}$  est :

$$\nu_{e-w} = \frac{v_{e,th}}{R_2 - R_1} \quad (\text{I-5}),$$

où  $v_{e,th}$  est la vitesse thermique des électrons et  $R_1$  et  $R_2$  sont respectivement les rayons interne et externe des céramiques. La fréquence donnée par la relation (I-5) surestime largement l'effet des parois, puisqu'elle considère clairement que tous les électrons participent à la conductivité axiale, elle a néanmoins le mérite de donner un ordre de grandeur de cette fréquence de collisions ( $\nu_{e-w} \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$  pour des électrons de quelques eV et une distance entre les deux parois de 2 cm). La réalité est bien entendue plus complexe, la littérature russe, abondante sur ce sujet, met en avant le rôle des micro-rugosité, des fluctuations du potentiel de gaine (sur des échelles de temps bien plus courtes que les échelles de temps regardées à l'aide de ce modèle), de l'émission secondaire électronique par impact d'électrons énergétiques, etc. [Moro00, Moro01]. J'ai considéré la fréquence de collisions électron-paroi de la manière la plus simple possible en la prenant comme paramètre ajustable. Une fréquence de collisions électron-neutre  $\nu_{e-w} = 2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  constante dans le temps et en position permet de retrouver un courant de décharge comparable à celui mesuré. Nous reviendrons dans le Chapitre III sur certains de ces aspects. La mobilité totale prise en compte dans le modèle unidimensionnel est donc la résultante des effets des collisions électron-neutre et électron-paroi :

$$\mu_{\perp, \text{total}} = \mu_{\perp, \text{collisions}} + \mu_{\perp, \text{parois}} = \frac{e}{m_e \omega_c} (\nu_{e-n} + \nu_{e-w}) \quad (\text{I-6}).$$



Le terme de pertes d'énergie des électrons dans l'équation de l'énergie des électrons a par ailleurs été aussi modifié afin de prendre en compte les pertes d'énergie des électrons (sous une forme phénoménologique) lors de leurs interactions avec les parois diélectriques. Il est clair que le modèle hybride n'est pas prédictif, mais, comme nous allons le voir, permet de décrire une partie du fonctionnement du propulseur.

## I.D Fonctionnement du propulseur à effet Hall

Les résultats du modèle hybride unidimensionnel ont permis de caractériser le fonctionnement d'un propulseur tel que le SPT-100 [PRI-1]. Je résume ici les principaux résultats pour un point de fonctionnement nominal du moteur. Le débit de xénon est de  $5 \text{ mg}\cdot\text{s}^{-1}$ . Le canal du propulseur fait 4 cm de long et le champ magnétique maximal est de 200 G. Je présente dans une première partie les résultats du modèle pour une tension de 200 V et dans une deuxième partie, pour une tension de 250 V.

### I.D.1 Fonctionnement à faible tension – 200 V

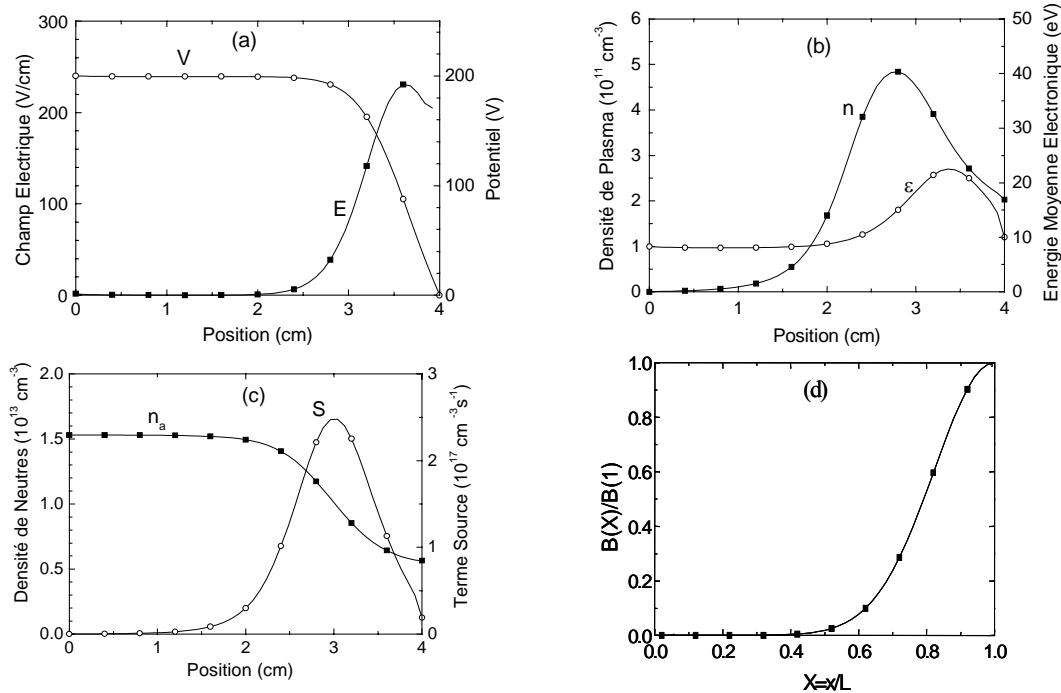


Figure I-2 : profils axiaux du (a) potentiel et champ électrique, (b) densité de plasma et énergie moyenne des électrons, (c) densité d'atomes et terme source d'ionisation (nombre de paires électron/ion par unités de temps et de volume), (d) profil du champ magnétique. La tension de décharge est 200 V. Le champ magnétique maximum est 200 G [PRI-1].

A travers les résultats du modèle hybride unidimensionnel pour une tension de décharge de 200 V, nous pouvons mieux appréhender le fonctionnement du moteur et définir trois régions (voir Figure I-2). La région anodique, où le champ électrique est

très faible, la mobilité des électrons est assurée par les collisions électron-neutre, la densité de neutres décroît faiblement. La région d'ionisation est située entre 2 et 3.5 cm, avec un maximum du terme source positionné à 3 cm. C'est dans cette région que l'énergie des électrons est maximale (atteignant 20 eV dans ces conditions). Les électrons confinés par le champ magnétique ionisent le flux de neutres injecté et la densité d'atomes est réduite d'un facteur 3 environ. Une tension plus importante conduit à une ionisation plus intense du débit de xénon. La région d'accélération est localisée sur le dernier centimètre, là où le champ magnétique est maximal. La densité de plasma qui atteint  $5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  un centimètre avant le plan de sortie chute dans la région d'accélération car les ions sont accélérés en direction de la sortie du moteur.

## I.D.2 Fonctionnement à forte tension – 250 V

Quelque soit la taille des moteurs et les conditions de fonctionnement (tension de décharge, débit de xénon, intensité et profil du champ magnétique, la position de la cathode, pression résiduelle du caisson dans lequel le propulseur est étudié, etc.) ils sont, de manière générale, sujets à un comportement instationnaire. La gamme des fréquences varient de 1 kHz à quelques dizaines de MHz. De nombreuses études ont été menées et synthétisées dans deux articles [Zhur99], [Chou01]. A partir de mesures et des observations expérimentales, des équations de dispersion ont été dérivées et des critères de stabilité obtenus. A faibles amplitudes, leurs impacts sur le fonctionnement du propulseur restent négligeables, mais à de fortes amplitudes, leurs influences jouent un rôle majeur sur le comportement et les performances du propulseur à effet Hall, comme je vais tacher de le montrer. Les études montrent que c'est dans la gamme des 10-30 kHz que l'amplitude des oscillations est maximale, la variation du courant de décharge peut varier de 100 %.

La Figure I-3 montre l'évolution du courant de décharge dans les mêmes conditions que la Figure I-2 mais pour une tension de 250 V. Le régime de fonctionnement du propulseur à effet Hall varie fortement puisque maintenant le courant de décharge oscille au cours du temps (entre 1 et 7 A), à une fréquence de 16 kHz.

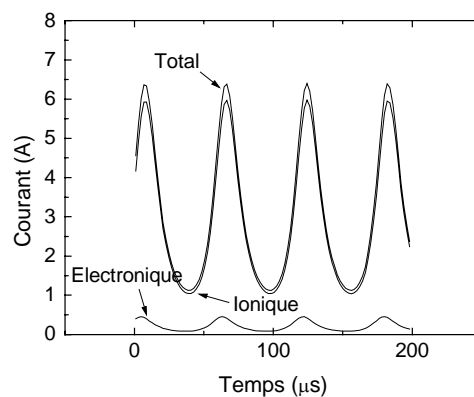
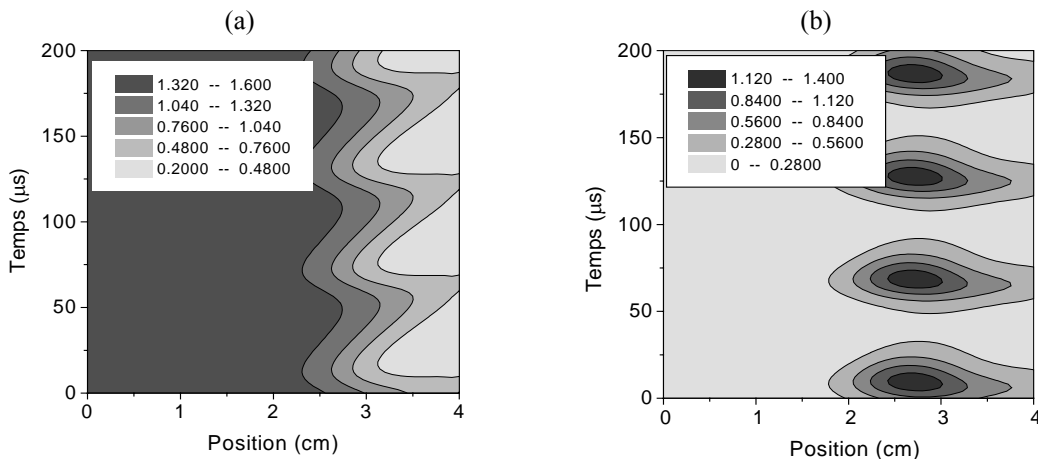


Figure I-3 : Variations temporelles des courants de décharge, d'ions et d'électrons, dans les mêmes conditions que la Figure I-2, mais pour une tension de décharge de 250 V [PRI-1].

Afin de mieux appréhender le comportement du moteur, je montre sur la Figure I-4 les évolutions spatio-temporelles des densités d'atomes et d'ions. Il apparaît clairement que les oscillations du courant de décharge sont associées à une déplétion périodique des atomes (on a parlé d'oscillations dues à une "respiration de la densité d'atomes", terme maintes fois repris par la suite dans la littérature). Lorsque le front du flux d'atomes pénètre dans la région d'ionisation, la conductivité des électrons augmente, leur énergie est suffisamment grande pour ioniser les atomes. Les courants ionique et de décharge augmentent fortement et la densité d'atomes décroît. Le front du flux d'atomes recule ensuite dans une région à faibles champs électrique et magnétique, la densité de plasma comme la conductivité des électrons diminuent et le courant de décharge chute fortement. Le phénomène se répète. La fréquence d'oscillations du courant de décharge est liée à la vitesse des atomes et à la distance caractéristique de la région d'ionisation. Un rapide calcul pour une vitesse des atomes de  $300 \text{ m.s}^{-1}$  et une longueur caractéristique de la région d'ionisation de 1.5 cm conduit à une fréquence des oscillations du courant de 20 kHz, en accord avec les résultats du modèle. Des études analytiques ont par ailleurs été menées pour caractériser de manière plus fine la fréquence de ces oscillations [Zhur99], [Chou01]. Des analogies ont par ailleurs été faites avec des oscillations de type "prédateur-proie" rencontrées dans le domaine animalier [Fife97].



**Figure I-4 : Variations spatio-temporelles des densités (a) des atomes (unité  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ), (b) des ions (unité  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ ), pour une tension de 250 V (mêmes conditions que la Figure I-2) [PRI-1].**

Les mesures du courant de décharge sur un SPT-100 sont reportées sur la Figure I-5 a. La fréquence des oscillations du courant de décharge est ici de 30 kHz, mais le canal du propulseur a une longueur de 2.5 cm (contre 4 cm dans les calculs). Des mesures d'émission lumineuse ont par ailleurs été effectuées sur le même moteur à l'aide d'une caméra CCD placée à  $45^\circ$  de l'axe du moteur. Cette caméra couplée à un intensificateur d'image permet de prendre des "photographies" du plasma avec des temps de pose de  $1 \mu\text{s}$ , et donc de voir l'évolution de l'anneau de plasma durant une période d'oscillation (voir Figure I-5b) [PRI-3]. La forte modulation de la lumière émise par le plasma associée avec les variations du courant de décharge périodiques suggère que le système passe par deux phases successives, une première phase dans laquelle le plasma se forme (région de montée du courant) et une deuxième phase dans laquelle les ions sont expulsés du moteur ce qui a pour conséquence une chute de la densité du plasma et donc

une chute du courant de décharge. Ces mesures effectuées *a posteriori* sont venues confirmer les résultats du modèle.

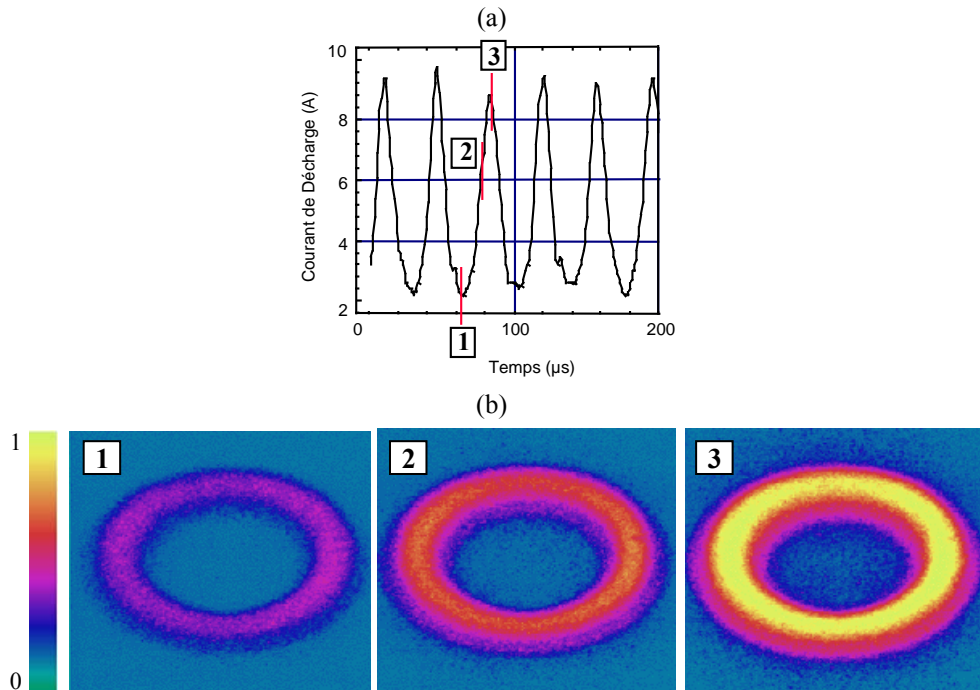


Figure I-5 : (a) courant mesuré sur le moteur SPT-100, (b) : Emission lumineuse du plasma dans la région de sortie du moteur à trois instants du cycle de l'oscillation (les instants durant la montée du courant sont indiqués sur la courbe du courant de décharge) [PRI-3].

## I.E Autres travaux

J'ai comparé les résultats de ce modèle avec les résultats d'un modèle unidimensionnel Particle-In-Cell [PRI-4]. J'ai également mené toute une série de travaux à l'aide de ce modèle. J'ai regardé en particulier l'influence du type de gaz rare (Xénon, Krypton, Argon) introduit dans le moteur à effet Hall sur les performances du propulseur, les conclusions ont montré que le xénon était le candidat idéal [PRI-5].

## **Chapitre II**

# **Interactions entre le jet d'un propulseur à effet Hall et le satellite**

---

---

## II.A Interactions propulseur électrique/satellite

Comme je l'ai déjà mentionné dans le Chapitre I, la propulsion électrique offre un avantage certain en terme de réduction de la masse de fluide propulsif à embarquer. Néanmoins l'intégration de propulseurs électriques sur un engin spatial au sens large peut poser des problèmes à cause d'interactions possibles entre le jet du propulseur et un engin spatial. Il existe un certain nombre de points communs entre les interactions du jet de plasma des divers propulseurs électriques et l'environnement du satellite qui peuvent se résumer de la manière suivante<sup>11</sup> :

- (2) **interactions directes** - La source d'énergie sur satellite est assurée par les panneaux solaires. Ces panneaux solaires, lorsque un satellite géostationnaire décrit son orbite à une position verticale de l'équateur, pivotent de manière à ce que les cellules solaires soient orientées en direction du soleil. Le propulseur à effet Hall est quant à lui fixe. Le jet de plasma composé d'ions énergétique n'est pas unidirectionnel, il existe une certaine dispersion angulaire. Certains ions peuvent potentiellement interagir avec les panneaux solaires et provoquer des dommages irréparables, conduisant à la fin prématurée de la mission du satellite ;
- (3) **interactions indirectes** - Le jet de plasma est également composé d'atomes non-ionisés dans le canal (avec la présence supplémentaire d'atomes due à un caisson dans une étude au sol dont le vide n'est jamais parfait) et les collisions d'échange de charge entre les ions rapides et ces atomes lents peuvent potentiellement générer des ions de basse énergie, qui accélérés même par quelques volts vers le satellite, peuvent revenir vers lui et potentiellement endommager les autres régions sensibles du satellite. L'érosion d'une partie d'un panneau solaire sous l'effet d'ions énergétiques peut aussi conduire à la contamination des structures environnantes par un dépôt des quantités érodées ;
- (4) **interactions avec les antennes** - La mission première d'un satellite géostationnaire est la télécommunication. Les interactions entre le signal d'une antenne et le jet de plasma vont dépendre des fréquences respectives. Typiquement, dans la plupart des applications de télécommunication, les fréquences sont supérieures à 1 GHz (historiquement bande K et plus récemment bande C). Prenons un jet de plasma à 1 m du propulseur, la densité maximale est de l'ordre de  $10^{15} \text{ m}^{-3}$ , la fréquence plasma est inférieure à 300 MHz, l'effet est négligeable. Pour des fréquences de quelques centaines de MHz, l'effet même de distorsion de phase est négligeable car la distance sur laquelle les fréquences plasma et de l'onde sont proches est très petite (la densité de plasma décroît de plusieurs ordres de grandeur quand on s'éloigne de plus de 1 m du satellite).

---

<sup>11</sup> R.I. Samanta Roy passe en revue les particularités de divers propulseurs électriques et les autres conséquences potentiellement néfastes pour le satellite [Sama95].

Je me suis intéressé au cours de mes travaux aux interactions directes (1) et indirectes (2) du jet de plasma d'un propulseur à effet Hall et du satellite [PRI-8]. Je ne parlerai pas ici des travaux sur la pulvérisation des panneaux solaires sous l'impact des ions énergétiques, les détails se trouvent dans la thèse de J. Bareilles [Bare02]. Le développement intensif de modèles afin de mieux comprendre ces interactions a démarré au milieu des années 90 avec le retour des premières expériences en vol (voir section II.B). Des modèles bidimensionnels [Boyd01], [Wang01], [Mike02] au début sont devenus tridimensionnels [Sama95] avec des domaines de calcul de plusieurs mètres pour pouvoir inclure la géométrie complète du satellite [Rous05].

## II.B Mesures dans le jet d'un propulseur électrique

Des mesures ont été effectuées dans les enceintes à vide (telles que le moyen d'essai PIVOINE à Orléans) dans lesquelles sont étudiés les propulseurs électriques. Si les mesures à l'aide de diagnostics intrusifs perturbent le fonctionnement d'un moteur électrique, ce type de diagnostic a été utilisé avec succès pour étudier le jet de propulseur électrique [Pero99]. Trois types de diagnostic ont été utilisés, les sondes de Langmuir qui permettent de mesurer la densité des ions, les sondes de Faraday qui permettent de déterminer les densités de courant ioniques, et enfin un analyseur multi-grilles (RPA – Retarding Potentiel Analyser) qui permet de remonter à la fonction de distribution des ions. Une combinaison entre les mesures effectuées par une sonde de Faraday couplées aux mesures de la fonction de distribution des ions permet de remonter à une mesure indirecte de la densité des ions. Les sondes sont le plus souvent montées sur un bras articulé qui permet de mesurer les propriétés du jet de plasma dans un plan polaire centré sur le moteur pour un rayon  $R$  variant de quelques dizaines de centimètre à 1 mètre et pour des angles compris entre  $-100$  degrés à  $+100$  degrés. Un bémol doit être apporté concernant la précision des mesures notamment aux forts angles, l'incertitude, en fonction du diagnostic utilisé, peut atteindre 100 %. En effet, l'orientation de la sonde joue un rôle majeur, en particulier, si la surface collectrice de la sonde n'est pas perpendiculaire au flux d'ions, la densité de courant des ions peut être surestimée. Indépendamment des problèmes inhérents à la méconnaissance des facteurs de transparences des grilles, le principal problème pour un analyseur multi-grilles concerne les ions de basse énergie, lorsque aucune direction du flux des vitesses n'est privilégiée. La composante de la vitesse dans la direction perpendiculaire à l'analyseur n'est pas toujours négligeable, nous ne pouvons alors plus parler d'analyse d'un faisceau d'ions. Dans cette région, leur densité étant relativement faible, il est parfois difficile de tirer une information pertinente du signal tant le rapport signal sur bruit est faible. Afin de remédier à ce problème, une solution consiste à augmenter la taille de l'analyseur, des questions concernant les processus collisionnels à l'intérieur même de l'analyseur se posent alors.

Quelques satellites ont également embarqué des diagnostics pour recueillir des données en vol afin de quantifier les interactions potentielles entre le jet de plasma et le satellite. La sonde Deep Space 1 lancée par la NASA en octobre 1998, dont le système de propulsion est assuré par un moteur ionique à grilles [Davi00], a été le premier engin spatial à embarquer un ensemble de diagnostics. Cette plateforme de diagnostics

positionnée à l'arrière du moteur avait pour but de quantifier la densité d'ions et le dépôt des matériaux (contamination) résultant de l'érosion des grilles accélératrices et/ou des panneaux solaires. Ces matériaux peuvent venir se re-déposer sur certaines régions sensibles et changer les propriétés des matériaux recouverts. A titre de remarque le jet des propulseurs ioniques à grille est moins divergent que celui d'un propulseur à effet Hall. Les satellites Russes Express A#2 et Express A#3 [Manz01] lancés respectivement en mars et juin 2000 sont chacun équipés de 8 propulseurs à effet Hall de type SPT-100. Les instruments de mesure (sondes Faraday et analyseur multi-grilles) sont placés sur le corps du satellite à 90 degrés de la direction du faisceau d'ions et à différents endroits sur les panneaux solaires (sud et nord), ainsi qu'au niveau de la charge utile.

Cet ensemble de mesures permet de faire des comparaisons afin de valider les hypothèses du modèle de jet de plasma, dans des conditions réelles d'engins spatiaux en vol mais également dans des conditions des caissons au sol, où sont qualifiés les propulseurs électriques. La caractérisation du jet dans les deux conditions est donc un élément de première importance.

## **II.C Modélisation du jet d'un propulseur à effet Hall**

Je vais dans une première sous-section (II.C.1) revenir sur la manière de traiter le transport des particules lourdes (ions et atomes). Dans une deuxième sous-section (II.C.2) je reviendrai sur les hypothèses simplificatrices qui permettent de traiter le transport des électrons et le calcul du champ électrique. La sous-section (II.C.3) est dédiée à une validation de l'approche Monte-Carlo utilisée pour traiter les collisions. Je montre également une cartographie typique de la densité ionique.

### **II.C.1 Transport des espèces lourdes**

Si nous revenons à quelques ordres de grandeurs en sortie du moteur, nous avons vu dans le Chapitre I que la densité d'ions est de l'ordre de  $10^{17}$ - $10^{18}$   $\text{m}^{-3}$ , la densité d'atomes est environ  $10^{18}$   $\text{m}^{-3}$ . Si nous prenons un caisson tel que PIVOINE, en supposant une température dans le caisson de 300 K, pour une pression résiduelle typique de 2.5 mPa, la densité d'atomes moyenne dans l'enceinte est de  $6 \times 10^{17}$   $\text{m}^{-3}$ . La densité des atomes non-ionisés dans le canal du propulseur décroît rapidement (en  $1/r^2$ ), par conséquent, dans une enceinte telle que PIVOINE, la densité d'atomes est contrôlée par la pression résiduelle de l'enceinte. Les ions ont des vitesses de quelques  $20 \text{ km.s}^{-1}$ , très grandes devant la vitesse des atomes ( $\sim 300 \text{ m.s}^{-1}$ ). Les libres parcours moyen d'échange de charge entre un atome et un ion est typiquement de 1 m [Boyd02], le libre parcours moyen pour les collisions élastiques entre deux atomes est encore plus grand [Boyd02]. Une approche cinétique (comme dans une méthode Particle-In-Cell) est donc nécessaire, un échantillon d'ions et d'atomes est suivi de manière particulière en intégrant les équations de mouvement. Les collisions sont quant à elles traitées de manière statistique (voir section II.C.3). La principale inconnue est la distribution initiale des particules lourdes en sortie du canal. Je reviendrai plus en détails sur cet aspect souvent passé sous silence dans la littérature. Des hypothèses supplémentaires



sont nécessaires concernant le courant d'ions et le degré d'ionisation en sortie du moteur.

## II.C.2 Transport des électrons et calcul du champ électrique

Les électrons provenant de la cathode permettent de neutraliser le faisceau d'ions dans le jet. En considérant un milieu électronique isotherme (température des électrons constante sur l'ensemble du domaine), non collisionnel (le libre parcours moyen électron-particule chargée et électron-atome est bien supérieur aux dimensions étudiées) et non magnétisé (le champ magnétique décroît très rapidement quand on s'éloigne du propulseur). Les électrons sont en équilibre avec le potentiel électrique et la densité des électrons  $n_e$  est donnée par une loi de Boltzmann :

$$n_e = n_{e,0} \exp\left(\frac{e(V - V_0)}{k_B T_e}\right) \quad (\text{II-1})$$

où  $e$  la charge de l'électron,  $V$  le potentiel électrique,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T_e$  la température des électrons (supposée constante dans notre modèle, quelques eV). L'indice 0 correspond à la référence en position où la densité et le potentiel sont fixés. Notons à ce sujet que certains auteurs ont introduit une équation de l'énergie pour les électrons afin de prendre en compte la décroissance de la température des électrons quand on s'éloigne du moteur [Boyd02].

La résolution de l'équation de Poisson permet de s'affranchir de l'hypothèse de quasi-neutralité et permet de calculer le potentiel à partir des densités d'ions obtenues à l'aide de la description particulaire et de la densité des électrons donnée par la relation de Boltzmann :

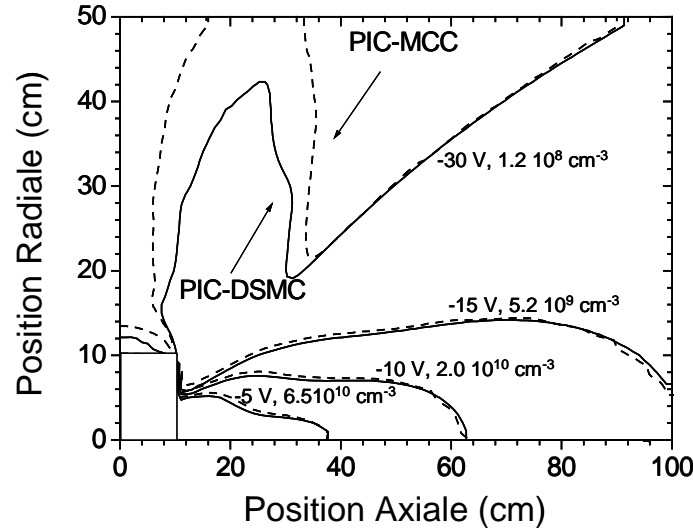
$$\Delta V = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - \sum_{\text{espèces}} n_i) \quad (\text{II-2})$$

où  $\rho$  est la charge d'espace et  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide. A noter que la longueur de Debye est de  $10^{-5}$  m, l'hypothèse de plasma est quasineutre est tout à fait justifiée, cela revient à supposer en tout point que les densités ionique et électronique sont identiques, le potentiel électrique peut être calculé en inversant la relation (II-1). Les conditions aux limites sont les suivantes : le champ électrique est supposé nul aux frontières "ouvertes" du domaine (contact avec le vide), et le potentiel est nul (potentiel de référence) sur les surfaces du satellite en contact avec le domaine (avec  $n_{e,0} = 3 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ). La longueur du domaine simulée est 1 m.

## II.C.3 Collisions entre particules lourdes

J'ai utilisé une méthode classique Monte-Carlo pour traiter les collisions entre particules lourdes. La principale approximation de cette approche consiste à négliger l'effet des neutres rapides. Une autre approche, plus fine mais plus coûteuse en temps de calcul, consiste à calculer les probabilités de collision dans chaque cellule du domaine de calcul connaissant les propriétés de chaque paire de macro-particules (qui représentent un nombre réels d'ions/atomes). Si une collision arrive, les vitesses des

deux macro-particules sont modifiées. L'impact des neutres rapides sur la densité totale des atomes est pris en compte par cette méthode dite Direct Simulation Monte Carlo (DSMC) [Bird94].



**Figure II-1** : Comparaisons des distributions de potentiel électrique obtenues par deux approches Monte-Carlo et Direct Simulation Monte Carlo pour des conditions initiales identiques [Bird94]. Le courant d'ions est de 3.3 A. La distribution du flux d'ions est une Maxwellienne déplacée avec une température  $T_i = 4$  eV et une vitesse  $v_{i,0} = 17$  km.s<sup>-1</sup>. La distribution du flux d'atomes est aussi une Maxwellienne déplacée ( $T_a = 500$  K et une vitesse  $v_{a,0} = 280$  m.s<sup>-1</sup>). Les distributions angulaires varient linéairement entre -10 degrés et +10 degrés. La cartographie de la densité d'ions est également représentée [PRI-8].

La Figure II-1 présente un profil bi-dimensionnel de la densité d'ions calculée par les deux approches. On note un bon accord entre les deux manières de traiter les collisions en volume entre particules lourdes dans l'axe du propulseur, cependant des écarts apparaissent lorsqu'on s'en éloigne. La chute de potentiel électrique est de 15 V dans la direction axiale et de 30 V dans la direction radiale. Les ions éjectés du canal avec une vitesse de 17 km.s<sup>-1</sup> ne seront pas sensibles à cette chute de potentiel électrique. En revanche les ions de basse énergie créés par échange de charge dans la région proche de la sortie du propulseur (là où la densité atomique est la plus grande), vont être sensibles à cette différence de potentiel électrique et par conséquent s'éloigner de l'axe du jet pour revenir vers l'arrière du moteur où le satellite est positionné. Ces ions sont responsables de l'augmentation de la densité ionique hors de l'axe (lobe sur la Figure II-1). L'écart observé entre les deux méthodes est relativement faible, si on considère la méconnaissance des distributions initiales des particules lourdes.

## II.D Comparaisons avec les mesures au sol et en vol

Comme je l'ai déjà mentionné, la principale incertitude porte sur les distributions initiales des particules lourdes en sortie du canal. La Figure II-2b montre une comparaison entre les densités de courant ionique calculée et mesurée dans une enceinte à vide de pression résiduelle égale à 3.3 mPa pour trois distributions angulaires des

particules lourdes différentes (voir Figure II-2a). La distribution angulaire initialement la plus divergente donne un meilleur accord. Ces comparaisons ne sont cependant pas suffisantes.

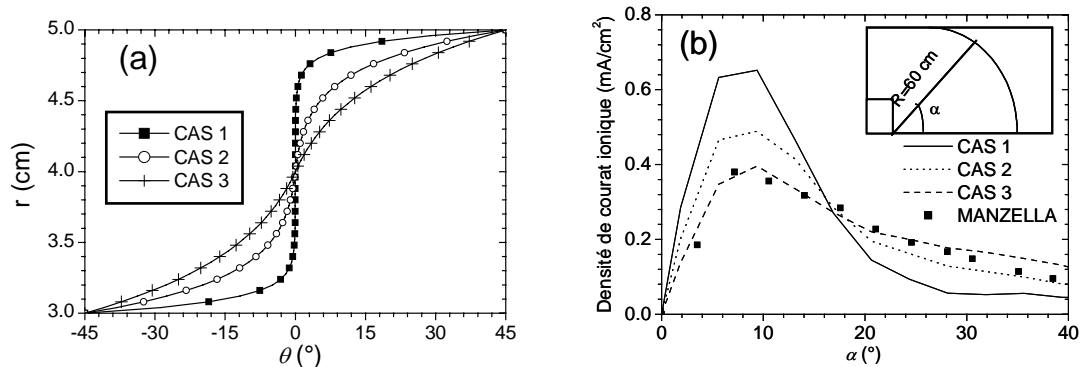


Figure II-2 : (a) Distributions angulaires initiales des particules lourdes dans le plan de sortie du canal (rayons interne et externe respectivement de 3 et 5 cm), (b) Comparaisons entre les distributions de la densité de courant ionique calculée et mesurée par Manzella et Sankovic [Manz95], la distance est fixe  $R = 60$  cm et l'angle  $\alpha$  varie de 0 à 40 degrés [PRI-8].

Les densités de courant ionique calculées à  $R = 30$  cm en fonction de l'angle de divergence  $\alpha$  avec sans pression résiduelle (avec et sans collisions en volume – échange de charge et collisions élastiques) sont représentées sur la Figure II-3. Première conclusion : jusqu'à un angle de 30 degrés pour la distribution angulaire initiale des particules lourdes la moins divergente (CAS 1) et jusqu'à un angle de 50 degrés pour la distribution la plus divergente (CAS 3), l'effet des collisions (avec et sans pression résiduelle) est complètement négligeable. En d'autres termes, la variation de la densité de courant ionique est directement connectée à la distribution initiale angulaire des particules lourdes. La deuxième conclusion est liée au rôle de la pression résiduelle aux forts angles de divergence (quand on s'éloigne de l'axe du propulseur). Nous observons sur la Figure II-3a que la densité de courant ionique est typiquement un ordre de grandeur au-dessus de la même densité de courant calculée sans pression résiduelle. La quantification de la quantité d'ions de basse énergie potentiellement dangereux pour le satellite est donc largement surestimée en présence d'une pression ambiante dans un caisson au sol.

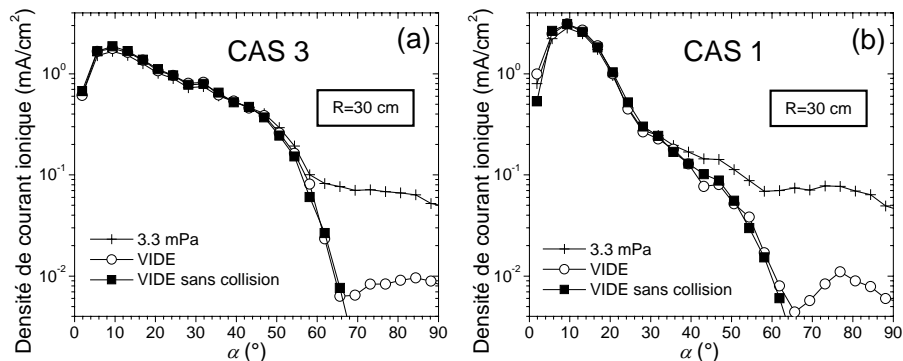


Figure II-3 : Distributions de courant ionique calculées pour une pression résiduelle de 3.3 mPa, sans pression résiduelle (avec et sans collisions d'échange de charge et élastique) pour (a) CAS 3, (b) CAS 1 [PRI-8].

Pour terminer, la Figure II-4 montre une comparaison des résultats du modèle et des mesures effectuées en vol sur les satellites Express A#2 et Express A#3. Ces comparaisons ne sont pas très concluantes et ne nous apportent que peu d'informations supplémentaires sur la validation des hypothèses du modèle (distributions initiales des particules lourdes). J'insiste, une connaissance plus fine de ces distributions initiales permettrait de mieux prédire la quantité d'ions de basse énergie potentiellement dangereux qui peuvent revenir vers le satellite. On peut noter tout de même, comme annoncée dans la section II.B, la difficulté d'avoir des mesures exploitables aux forts angles. Le premier groupe de points (au-dessus) correspond à des mesures effectuées sur Express A#2 (sonde de Faraday) et le second groupe de points (au-dessous) sur Express A#3 (analyseur multi-grilles). Aucune explication n'est apportée sur cet écart (plus d'un ordre de grandeur)

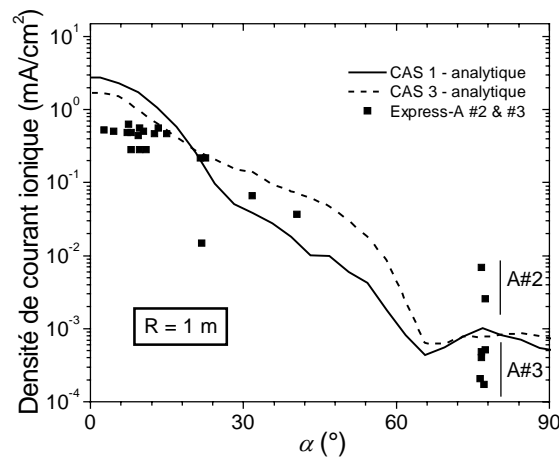


Figure II-4 : Distributions de la densité de courant ionique calculées sans pression résiduelle pour les CAS 1 et CAS 3 [Bare02] et mesurées sur les satellites Russes Express-A # 2 & 3 [Manz01].

## **Chapitre III**

# **Transport électronique anormal dans un moteur à effet Hall**

---

---

## III.A La mobilité électronique anormale

Les problèmes relatifs au « transport anormal » ne sont pas l'apanage des propulseurs à effet Hall. La réponse à ce type de problème dans le cas d'un plasma de Tokamak tel que ITER revêt une importance de tout premier ordre si la fusion devait un jour démontrer sa capacité à produire de l'énergie comblant ainsi le déficit en énergie fossile. Dans un plasma de Tokamak, les calculs montrent que les coefficients de diffusion des particules dépassent de très loin les valeurs prédites par la théorie classique collisionnelle ; ceci explique la difficulté de confiner le plasma sur un temps suffisamment long pour l'utilisation d'une telle machine pour produire de l'énergie [Lava07]. Si nous revenons aux propulseurs à effet Hall, comme je l'ai déjà évoqué dans le Chapitre I, la compréhension du transport anormal est un enjeu crucial pour mieux saisir le fonctionnement du moteur. Je vais dans une première sous-section essayer de fixer quelques ordres de grandeur, je vais tâcher de synthétiser dans les sous-sections suivantes les théories avancées jusqu'à maintenant, et terminer dans une dernière sous-section par la prise en compte de ces phénomènes par une approche fluide des électrons.

### III.A.1 Quelques ordres de grandeur

Dans une géométrie simplifiée, appelons  $x$  la direction axiale (direction du champ électrique –  $E_x$ ),  $r$  la direction radiale (direction du champ magnétique –  $B_r$ ) et  $\theta$  la direction azimutale (dérive des électrons  $E_x \times B_r$ ), et calculons la densité de courant d'électrons axiale  $J_{e,x}$  dans le plan de sortie :

$$J_{e,x} = \frac{e^2}{m_e} n_e \frac{v_m}{v_m^2 + \omega_c^2} E_x \approx n_e \frac{E_x v_m}{B_r \omega_c} \approx n_e \mu_{\perp} E_x \quad (\text{III-1}),$$

où  $v_m$  est la fréquence d'échange de quantité de mouvement,  $n_e$  est la densité d'électrons. Calculons maintenant la densité de courant dans la direction azimutale  $J_{e,\theta}$  :

$$J_{e,\theta} = \frac{e^2}{m_e} n_e \frac{\omega_c}{v_m^2 + \omega_c^2} E_x \approx n_e \frac{E_x}{B_r} \quad (\text{III-2}).$$

La quantité  $\Omega_{\text{Hall}} = \omega_c / v_m$  est le paramètre de Hall (rapport entre les courants d'électrons azimutaux et axiaux). Typiquement, des mesures du rapport de ces deux courants donnent  $\Omega_{\text{Hall}} \sim 200-300$  [Kim98]. Pour une fréquence d'échange de quantité de mouvement due aux collisions électron-neutre  $v_m$  comprise entre  $10^5$  et  $10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $\Omega_{\text{Hall}} \sim 2 \times 10^3 - 2 \times 10^4$  ce qui est très loin des valeurs mesurées. D'autres processus collisionnels conduisant à un transfert de quantité de mouvement doivent être capable de conduire à une diffusion axiale des électrons.

De manière très schématique, tout processus collisionnel conduisant à un transfert de quantité de mouvement dans la direction axiale permet à un électron de franchir la barrière magnétique. Je rappelle ici que la barrière magnétique ne s'arrête pas au plan de sortie du propulseur. La région à fort champ magnétique s'étend bien au delà du plan de

sortie, typiquement, le champ magnétique est de 40 G dans le plan médian à une position axiale de 5 cm en aval de la sortie du propulseur. A titre de comparaison, le champ magnétique est uniquement de 20 G à la hauteur du plan anodique, soit 2.5 cm en amont du plan de sortie. Lorsque l'on regarde la littérature sur le sujet, on a l'habitude jusqu'à présent de classer en deux catégories les phénomènes de diffusion « anormaux ».

### III.A.2 Interactions électron-paroi

Parce que les électrons sont piégés par un champ magnétique essentiellement radial, les électrons interagissent avec les parois en céramiques du canal. L'école de l'ex-Union Soviétique a développé toute une théorie sur les interactions électron-paroi, résumé dans le livre de Morozov [Moro00]. Dans la description du mécanisme responsable de la diffusion anormale des électrons dans le canal dans le modèle unidimensionnel présentée dans le Chapitre I, je me suis appuyé sur cette théorie.

Au début des années 2000, une étude portant sur les caractéristiques d'un propulseur à effet Hall de type SPT-100 avec des céramiques constituées de divers matériaux ont montré des caractéristiques courant-tension très différentes, pour des mêmes conditions de fonctionnement [Gasc03]. Des modèles uni-dimensionnels du canal de la décharge prenant en compte l'émission secondaire d'électrons par impact d'électrons énergétiques ont mis en évidence l'effet des parois sur la diffusion anormale des électrons [Barr03], [Ahed03]. Les auteurs ont attribué cet effet aux interaction électron-paroi parce que le coefficient d'émission secondaire électronique dépend des matériaux diélectriques. Il est ici important de rappeler que le potentiel de gaine joue le rôle de filtre, seuls les électrons dont l'énergie est supérieure au potentiel de gaine participent à la diffusion axiale par un échange de quantité de mouvement avec la paroi (voir Chapitre I). L'émission secondaire d'électrons de basse énergie par impact d'électrons très énergétiques sur la paroi conduit à une saturation de la charge d'espace de la gaine, la conséquence est que la chute de potentiel électrique dans la gaine, qui est de l'ordre de quelques fois la température électronique dans un cas sans émission secondaire électronique, est réduite à la température électronique. Ce filtre en énergie va dépendre de la céramique à travers le coefficient d'émission secondaire.

J'ai cependant montré que les calculs uni-dimensionnels conduisaient à une surestimation de cet effet parce que le profil de la densité de plasma n'est pas uniforme dans la direction radiale [PRI-16]. Cependant, l'ensemble des modèles évoqués avec une description fluide des électrons supposent une fonction de distribution des électrons Maxwellienne. Ceci conduit à une théorie décrivant la chute de potentiel électrique dans la gaine simplifiée, voire simpliste. En parallèle, une modélisation cinétique de l'interaction électron-paroi a mis en évidence le caractère bien entendu non-maxwellien mais également non-isotrope de la fonction de distribution en énergie des électrons ainsi que le rôle des électrons secondaires eux-mêmes sur l'émission secondaire d'électrons et sur la modification de la saturation de charge d'espace [Sydo06].

Bref, ces quelques exemples montrent la difficulté de prendre en compte les interactions électron-paroi dans une description fluide des électrons par des approches relativement simples, quand on pense aux hypothèses liées à la fonction de distribution

des électrons et à la dépendance de résultats expérimentaux tels que le coefficient d'émission secondaire par impact d'électrons avec tout ce que cela comporte en terme d'incertitudes (avec une incertitude supplémentaire portant sur la distribution en énergie des électrons secondaires émis à la paroi). Quand bien même cette théorie serait capable d'expliquer la diffusion dans la direction perpendiculaire au champ magnétique, quid de la diffusion entre la cathode externe où les électrons sont émis et l'entrée du moteur, dans une région où la densité de neutres chutant brutalement rend le transport collisionnel complètement négligeable ?

### III.A.3 Fluctuations du champ électrique azimuthal

Parce que le champ magnétique est radial, une composante non-nulle du champ électrique azimuthal conduit à une diffusion des électrons dans la direction axiale, sous certaines conditions. Les premières mesures des fluctuations du champ électrique azimuthal pour une configuration très proche d'un propulseur à effet Hall (champs électrique et magnétique croisés), excepté que le gaz étudié est l'argon et que l'intensité de champ magnétique est de 500 G, remontent à 1966 [Jane66]. Janes et Lowder ont utilisé un système de sondes réparties azimuthalement et ensuite corrélé les fluctuations azimuthales du potentiel électrique et de la densité électronique pour calculer un coefficient de diffusion des électrons. Selon leur conclusion la mobilité classique collisionnelle n'est pas suffisante pour expliquer le transport des électrons perpendiculaire au champ magnétique. Le paramètre de Hall effectif mesuré  $\Omega_{\text{Hall,eff}} \sim 10$ . La gamme de fréquence est de ici de 10 kHz. Les auteurs ont rapproché ce résultat des travaux de Bohm *et al.* [Bohm49]. La première fois que ce type de diffusion a été observée était dans le cadre d'une étude d'un arc magnétique pour la séparation des isotopes d'Uranium en 1946. Bohm, Burhop, et Massey [Bohm49] ont mesuré un paramètre de Hall effectif  $\Omega_{\text{Hall,Bohm}} \sim 16$ , encore connu de nos jours sous le terme de diffusion de Bohm. La mobilité s'écrit alors :

$$\mu_{\perp, \text{Bohm}} = \frac{1}{16B_r} \quad (\text{III-3}).$$

D'autres mesures dans des gammes de fréquence variant de quelques kHz à plusieurs MHz ont depuis été réalisées à l'aide de sondes et d'antennes cette fois-ci pour des propulseurs à effet Hall [Ches02], [Lazu05]. Cependant, la conséquence sur la diffusion des électrons à travers la barrière magnétique n'a pas été clairement quantifiée.

Afin de mettre en évidence une éventuelle instabilité azimuthale du champ électrique et ses conséquences sur la diffusion des électrons perpendiculairement au champ magnétique, il est nécessaire de développer un modèle bi-dimensionnel ( $x, \theta$ ). Adam et Héron [Adam04] ont développé un modèle Particle-In-Cell (PIC) implicite comportant un secteur angulaire ( $\sim 1$  cm) suivant la direction azimuthale ici notée  $y$  avec des conditions aux limites périodiques et la totalité de la longueur du canal de décharge (2.5 cm) plus la région proche de la sortie (0.5 cm) suivant la direction  $x$ . L'anode positionnée à  $x = 0$  avec un potentiel fixé à 300 V et la cathode placée à  $x = 3$  cm avec un potentiel fixé à 0 V. La direction radiale n'est pas décrite. Le champ magnétique est supposée purement radial avec un profil axial dont le maximum se situe à  $x = 2.5$  cm sa valeur maximale est de 200 G.



Les résultats du modèle PIC implicite ont montré un fonctionnement du moteur tout à fait en accord avec les précédentes études (notamment les oscillations du courant de décharge basse fréquence  $\sim 10$  kHz). Les résultats du modèle PIC montrent également des courants en accord avec les résultats du modèle hybride et les mesures expérimentales. Les seuls processus collisionnels sont les collisions entre les électrons et les atomes, aucun autre processus de collisions rendant compte d'un quelconque transport anormal n'est introduit dans le modèle cinétique. Quel mécanisme de transport pris en compte dans ce modèle permet-il un transport des électrons ?

La Figure III-1 montre l'existence d'une onde de champ électrique dans la direction azimutale. La Figure III-1a montre le profil moyenné dans le temps du champ électrique azimutal  $E_y$  en fonction des positions axiale et azimutale. La forme de l'onde est complexe, avec un grand nombre de modes, dans les deux directions. De manière simplifiée et en première approximation, cette onde peut être caractérisée par un seul mode de longueur d'onde  $\lambda$  (de l'ordre du mm, proche du rayon de Larmor électronique) et de nombre d'onde  $k = 2\pi/\lambda$  ( $\sim 6000$  rad.m<sup>-1</sup>). L'amplitude moyenne du champ azimutal est de 11 kV.m<sup>-1</sup>, soit 20 % du champ électrique axial. Le profil du champ azimutal n'est pas uniforme, il est concentré dans la région à fort champ magnétique, là où la vitesse de dérive azimutale  $v_d = E_x/B_r$  est maximale. A. Ducrocq a montré dans sa thèse à travers l'étude de l'équation de dispersion l'existence de modes azimutaux instables pour des nombres d'onde multiples de  $v_d/\omega_c$  [Ducro06]

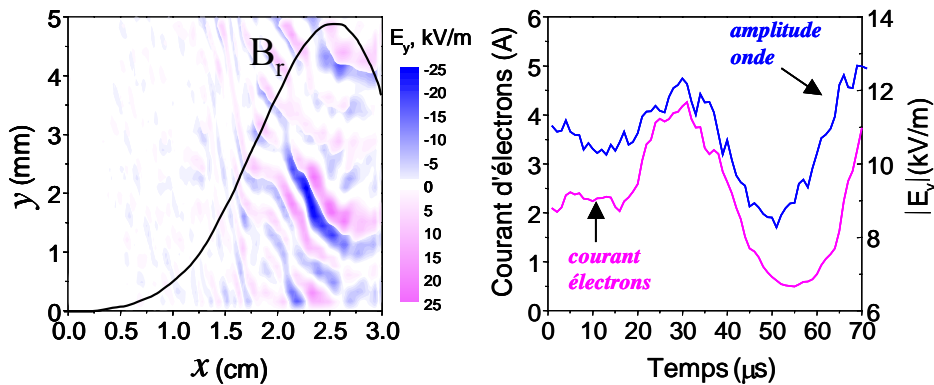


Figure III-1 : (a) Amplitude du champ électrique azimutal  $E_y$  en fonction des positions axiale et azimutale, le profil du champ magnétique radial est aussi indiqué, (b) Evolution temporelle du courant axial d'électrons et de la norme de  $E_y$  ; ces deux grandeurs sont moyennées dans la direction azimutale à  $x = 2.4$  cm [Pere08].

Encore faut-il démontrer l'effet de cette onde azimutale sur le transport des électrons perpendiculairement au champ magnétique. La Figure III-1b montre pour une position axiale où le champ magnétique est maximal ( $x = 2.5$  cm) les évolutions temporelles de l'amplitude du champ électrique azimutal et du courant axial d'électrons moyennés suivant l'azimut. Nous voyons clairement que plus grande est l'amplitude du champ azimutal, plus grand est le courant d'électrons traversant la barrière magnétique.

Afin de conforter les résultats du modèle PIC, une expérience de diffusion collective a été mise en place sur le moyen d'essais PIVOINE [PRI-21]. Le but est d'envoyer un signal laser traversant le jet du propulseur à une distance variable du plan de sortie du

moteur (entre 7.5 mm et 10 cm) et d'analyser le signal diffusé par le plasma pour remonter aux fluctuations de la densité électronique [Gres94]. Les mesures sont venues confirmer les résultats prédits par le modèle PIC seulement en partie. Les mesures de diffusion collective ont mis en évidence la présence d'instabilités azimutales de longueur d'onde de l'ordre ou inférieure au rayon de Larmor. La gamme de fréquence est de la dizaine de MHz, comme dans les simulations PIC. Cependant l'amplitude des fluctuations de la densité des électrons déduites des mesures sembleraient, d'après les premières analyses, bien inférieures aux fluctuations calculées dans le modèle PIC.

### III.A.4 Prise en compte dans une approche fluide ?

L'approche fluide « collisionnelle » du transport des électrons requiert la connaissance de la mobilité dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. L'approche jusqu'ici employée que se soit pour un modèle unidimensionnel (direction axiale – Chapitre I) et bidimensionnel (directions axiale et radiale – section III.B.) consiste à ajouter aux fréquences d'échange de quantité de mouvement dues aux collisions électron-neutre et coulombiennes (relativement bien connues) une fréquence d'échange de quantité de mouvement « effective » qui prend en compte les phénomènes physiques non encore élucidés dont j'ai discuté dans les sous-sections précédentes :

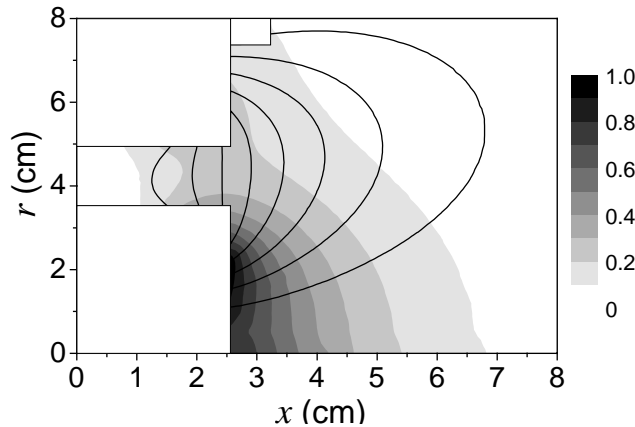
$$\mu_{\perp, \text{total}} = \mu_{\perp, \text{coll}} + \mu_{\perp, \text{eff}} = \frac{e}{m_e \omega_c^2} (v_c + v_{\text{eff}}) = \frac{1}{B \omega_c} (v_c + v_{\text{eff}}) \quad (\text{III-4}).$$

La relation (III-4) est valable quand  $\omega_c \gg v_m$  et  $\omega_c / v_{\text{eff}}$ , i.e. dans la région à fort champ magnétique, en sortie du propulseur la fréquence d'échange de quantité de mouvement totale même de l'ordre de quelques  $10^6 \text{ s}^{-1}$  reste très inférieure à la pulsation cyclotron électronique. Tout l'intérêt des travaux présentés dans ce chapitre va porter sur la pertinence de modéliser les différents processus évoqués et qui conduisent à une diffusion des électrons perpendiculairement au champ magnétique à l'aide d'une fréquence de collision effective.

## III.B Modèle hybride transitoire bidimensionnel

J'ai déjà présenté dans le Chapitre I un modèle hybride unidimensionnel axial du canal de la décharge, la direction axiale est la direction privilégiée en terme de poussée. Si nous voulons aller un peu plus loin dans l'élaboration d'un modèle décrivant le fonctionnement du moteur, que faut-il prendre en compte [PRI-7], [PRI-12]? Comme je l'ai déjà précisé à maintes reprises, la région à fort champ magnétique ne s'arrête pas à la sortie du propulseur mais s'étend jusqu'à plusieurs centimètres en aval de celui-ci, comme le montre la Figure III-2. Il devient important de prendre en compte cette région située entre la ligne de champ magnétique qui passe par la cathode et la sortie du moteur. La lentille magnétique apparaît clairement en sortie du moteur sur la Figure III-2. Si en première approximation les lignes de champ magnétique sont des lignes d'iso-potentiel électrique, les ions créés dans le canal sont focalisés vers la sortie du propulseur. Cependant, si les lignes d'iso-potentiel électrique s'éloignent un temps soit peu des lignes de champ magnétique, par exemple si la densité des ions n'est pas uniforme

radialement, des ions peuvent potentiellement éroder la paroi. Il est également intéressant d'étudier la divergence du faisceau d'ions et ses conséquences sur les interactions entre le jet de plasma et l'environnement du satellite (voir Chapitre II). La prise en compte de la dimension radiale prend alors tout son sens. Excepté la position de la cathode, la géométrie du système possède une parfaite symétrie azimutale. Il est important de noter que les différentes mesures effectuées dans le jet de divers propulseurs à effet Hall dans divers caissons à vide ne remettent pas en cause l'hypothèse d'un système axisymétrique. Pour terminer, le fonctionnement du moteur étant par essence non stationnaire, la dimension « temps » reste incontournable.



**Figure III-2 : Intensité du champ magnétique total (échelle de gris, unité arbitraire) et lignes de champ magnétique typique du PPS@100. Le maximum de champ magnétique en sortie du canal atteint 150 G. Le carré blanc en haut représente la position de la cathode externe. Le domaine de calcul s'étend sur 8 cm dans les deux directions [Pere08].**

Les principales hypothèses du modèle transitoire bi-dimensionnel<sup>12</sup> (directions axiale notée  $x$  et radiale notée  $r$ ) sont les mêmes que le modèle uni-dimensionnel, à savoir la quasineutralité et la description fluide collisionnelle des électrons. Revenons à la description des ions ( $Xe^+$  et maintenant également  $Xe^{2+}$ ). Un des intérêts du modèle est de s'intéresser à l'érosion des parois sous l'effet des ions énergétiques et aux performances du moteur (divergence, etc.), seule l'approche cinétique particulière du transport des ions permet d'avoir des informations sur la fonction de distribution des ions. Côté atomes, une description cinétique particulière est la plus à même de traiter le transport des atomes émis à travers l'anode sur un disque d'injection et subissant des collisions de manière diffuse avec les parois en céramique. La pression résiduelle du caisson est aussi prise en compte. Il n'y a pas de difficultés particulières au traitement des particules lourdes. Les choses ne sont pas aussi simples pour la description fluide des électrons, indépendamment des difficultés liées à la prise en compte du transport anormal.

Je rappelle ici que la description fluide des électrons fait intervenir les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann, à travers les équations de continuité, conservation de la quantité de mouvement et d'énergie. Le système est « fermé » en supposant une fonction de distribution des électrons Maxwellienne. Les grandeurs macroscopiques déduites de ces relations permettent de calculer la densité, la vitesse moyenne et

<sup>12</sup> Pour simplifier, nous l'appellerons modèle hybride par la suite.

l'énergie des électrons. Ces grandeurs vont dépendre de l'espace (soit deux dimensions –  $x$  et  $r$ ) et du temps. L'équation de conservation de la quantité de mouvement des électrons se réduit à la forme simplifiée suivante (dite de dérive-diffusion) quand on néglige les termes d'inertie et temporel :

$$\Gamma_e = -n\hat{\mu} \cdot \mathbf{E} - \frac{2}{3}\hat{\mu} \cdot \nabla(n\varepsilon) \quad (\text{III-5}),$$

où  $n$ ,  $\mathbf{E}$ , et  $\varepsilon$  sont respectivement la densité de plasma, le vecteur champ électrique et l'énergie moyenne (défini comme  $3/2k_B T_e - T_e$  température électronique). Le terme de mobilité  $\hat{\mu}$  est maintenant un tenseur :

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{//} & 0 \\ 0 & \mu_{\perp} \end{bmatrix} = \mu_{//} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{1+\Omega_{Hall}^2} \end{bmatrix} \quad (\text{III-6}).$$

Comme le montre la relation (III-6), il existe une forte anisotropie dans le transport des électrons puisque le facteur de Hall  $\Omega_{Hall} \sim 10^2 - 10^3$ . La résolution combinée de l'équation (III-5) et de l'équation de continuité se ramène à une équation elliptique fortement anisotrope  $\nabla \cdot (n\hat{\mu} \nabla V) = S + 2/3 \nabla \cdot (\hat{\mu} \cdot \nabla(n\varepsilon))$  où l'inconnue est le potentiel électrique  $V$  ( $S$  est le terme source – nombre de paires électron-ions créées par unités de temps et de volume). La résolution numérique de cette équation est donc très délicate et une mauvaise précision peut conduire à un transport électronique non pas dû à des processus « physiques » mais numériques. C'est pourquoi, pendant longtemps, nous avons supposé que les électrons sont en équilibre de Boltzmann le long des lignes de champ magnétique, en écrivant que les termes de dérive et de diffusion sont très grands et que leur différence est négligeable. Cela revient à dire qu'il n'y a pas de courant le long des lignes de champ magnétique ; conséquence, le potentiel électrique tend à s'aligner sur les lignes de champ magnétique (avec un terme de diffusion en plus). En pratique, dans la direction perpendiculaire au champ magnétique, nous ramenons un problème bi-dimensionnel à un problème unidimensionnel. La grille résolvant les équations fluides des électrons est alors calquée sur les lignes de champ magnétique. Cette approche peut devenir lourde pour des configurations magnétiques complexes. Plus récemment, une méthode robuste de résolution a été mise en place pour résoudre en deux dimensions l'équation elliptique calculant le potentiel électrique [Hage07, Hage08]. Il existe également un avantage pratique, puisque les équations fluides sont résolues sur la même grille que les particules lourdes.

Les calculs à l'aide du modèle hybride bidimensionnel ont confirmé les résultats du modèle unidimensionnel avec les trois régions caractérisant le fonctionnement du propulseur à effet Hall que j'ai définies dans le Chapitre I, la principale différence est que la région d'accélération s'étend au delà du plan de sortie (j'y reviendrais plus loin). La présence d'oscillations basse fréquence dues au temps de transit des atomes (voir Chapitre I) a par ailleurs été encore observée [PRI-11]. Des oscillations du courant de décharge de plus haute fréquence ( $\sim 200 - 500$  kHz) liées au temps de transit des ions dans la région d'accélération ont aussi été observées [PRI-9], [PRI-11]. Nous avons mené diverses études en changeant la configuration magnétique [PRI-10], [PSI-1], la

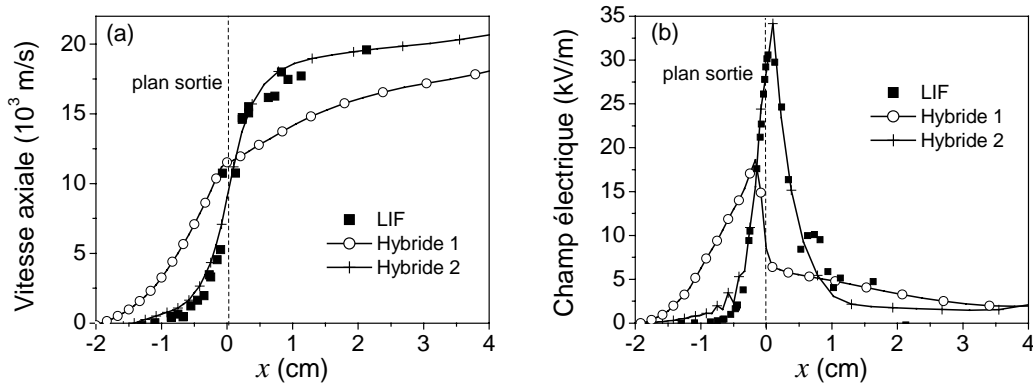
position d'injection des atomes [PRI-13], je ne rentrerai pas dans les détails ici. Je préfère revenir dans les deux sections suivantes sur les informations utiles que nous avons tiré des comparaisons entre les résultats du modèle hybride et les mesures d'une part et les calculs PIC d'autre part, sur le transport anormal des électrons.

### III.C Résultats modèle hybride – mesures

Le modèle hybride ne permet pas de décrire le transport anormal des électrons dans la direction perpendiculaire de manière auto-cohérente. Dans la relation (III-4), en plus des processus collisionnels d'échange de quantité de mouvement (fréquence de collisions  $\nu_c$ ), nous avons d'abord essayé de représenter la diffusion anormale des électrons à travers les actions combinées des interactions électron-paroi à l'intérieur du canal (fréquence de collision  $\nu_w$ ) et une diffusion de type Bohm à l'extérieur du canal (fréquence de collision  $\nu_{Bohm}$ ) ;  $\nu_{eff} = \nu_w + \nu_{Bohm}$  [voir relation (III-4)]. La frontière entre les deux représentations est le plan de sortie du propulseur. Nous avons volontairement fait le choix d'avoir une représentation la plus simple possible (dérivant pour partie des travaux antérieurs). En pratique,  $\nu_w = \alpha \nu_{ref}$  ( $\nu_{ref} = 10^7 \text{ s}^{-1}$ ), et  $\nu_{Bohm} = K\Omega_{Hall}/16$  ;  $\alpha$  et  $K$  étant des paramètres ajustables constants dans le temps et dans l'espace. A noter tout de même que, d'après cette description, la mobilité perpendiculaire au champ magnétique varie en  $1/B^2$  dans le canal et en  $1/B$  à l'extérieur du canal. Comment ajuster ces paramètres ? Nous disposons de mesures que j'appellerais « macroscopiques », c'est à dire intégrées dans l'espace, à savoir le courant de décharge et ses variations temporelles, les performances du propulseur (poussée, impulsion spécifique, efficacité). Nous avons pu alors dégager un jeu de paramètres ( $\alpha = 1$ ,  $K = 0.2$ ) qui permettait de reproduire les quelques grandeurs mesurées [PRI-11]. La question sous jacente également posée était quid de l'unicité de la solution trouvée ? Si on se place plus du côté « électrique », on peut parfaitement imaginer que la mobilité agit comme une résistance. La chute de tension aux bornes des deux régions intérieure et extérieure du canal se répartit comme dans un pont diviseur de tension, c'est à dire en fonction des résistances. Une expérience appelée interférométrie Fabry-Pérot (FP) a été mise en place sur le moyen d'essai PIVOINE [Boni06] dans le but de remonter au profil de potentiel (où plus précisément à la répartition de la chute de potentiel entre l'intérieur et l'extérieur du canal) à partir de mesures de fonctions de distribution des vitesses des ions (FDVI). Les comparaisons entre les mesures et les calculs ont démontré que prendre en compte d'un seul et même processus (une diffusion de type Bohm) à l'intérieur comme à l'extérieur du canal conduisait à des résultats en accord avec l'expérience [PRI-15].

Cette approche « paramétrique » a été remise en cause récemment en faisant des comparaisons plus détaillées des fonctions de distribution des ions calculées et mesurées. Même si l'interférométrie FP apportait des informations sur la FDVI, une comparaison directe avec les résultats du modèle hybride est difficile, parce que l'information est d'une part intégrée suivant une ligne de visée et d'autre part limitée spatialement à la région extérieure du moteur. Un diagnostic non-intrusif tel que la Fluorescence Induite

par Laser (LIF – Laser-Induced-Fluorescence<sup>13</sup>) est plus à même de mesurer localement la FDVI. Ces mesures, moyennées dans le temps, sont effectuées axialement<sup>14</sup> (entre  $x = -15$  mm et  $x = 40$  mm, l'origine  $x = 0$  est ici le plan de sortie<sup>15</sup>) sur un rayon proche du plan médian pour des propulseurs à effet Hall de tailles variables et pour des conditions de fonctionnement différentes. Une nouvelle méthode d'exploitation des mesures afin de prendre en compte la totalité de l'information mesurée a par ailleurs été mise en œuvre [PRI-24]. On note qu'une bonne partie de l'accélération des ions a lieu à l'extérieur du canal de décharge.



**Figure III-3 : Comparaisons des profils de vitesse des ions moyennés et du champ électrique mesurés et calculés pour un PPS@100. Hybride 1 : mobilité en  $1/B^2$  à l'intérieur du canal et en  $1/B$  à l'extérieur du canal ; Hybride 2 : mobilité analytique ajustée [Pere08].**

La Figure III-3 montre une comparaison des profils de la vitesse moyenne ionique et du champ électrique axial mesurés et calculés sur le PPS@100. Dans le cas où nous imposons une mobilité variant en  $1/B^2$  à l'intérieur du canal et en  $1/B$  à l'extérieur du canal avec des coefficients ajustables, nous sommes dans l'impossibilité de reproduire les résultats expérimentaux (comparaison résultats LIF – Hybride 1). Nous avons alors ajusté la mobilité par une fonction analytique de manière à retrouver le profil de la vitesse moyenne des ions (comparaison résultats LIF – Hybride 2). La Figure III-3b montre le profil de champ électrique. Un écart existe entre les résultats du modèle Hybride 1 et les mesures, la région à fort champ électrique s'étend sur une zone trop large dans les calculs, le champ électrique est largement sous-estimé ( $20 \text{ kV.m}^{-1}$  dans les calculs contre  $33 \text{ kV.m}^{-1}$  dans les mesures). Ceci explique les écarts entre le profil de vitesse moyenne ionique calculé par le modèle Hybride 1 et mesuré. En fixant le profil de mobilité, nous retrouvons bien la forme du champ électrique mesurée (Hybride 2).

Les processus intervenant dans la mobilité (collisionnelle et effective) sont présentés Figure III-4. Nous avons fait apparaître de manière distincte les collisions électron-atome (qui dominent quand on se rapproche de l'anode) et coulombiennes (négligeables en première approximation). Les deux hypothèses Hybride 1 et Hybride 2 présentent des profils bien différents, l'écart entre les deux approches augmente d'autant plus que

<sup>13</sup> J'ai conservé l'acronyme anglais dans la suite du document.

<sup>14</sup> On fait ici l'approximation que la fonction de distribution des vitesses des ions mesurée peut se ramener à la fonction de distribution des vitesses axiales des ions, étant donné que, dans le plan médian, le faisceau d'ions est presque uniquement composé d'ions de vitesse dirigée suivant  $x$ .

<sup>15</sup> Nous garderons dans cette section ce choix d'origine pour les comparaisons calculs-mesures.

l'on s'éloigne de la sortie du canal du propulseur. A titre de comparaison, sont aussi tracés les profils de mobilité en  $1/B^2$  et en  $1/B$  correspondant à la mobilité minimale (voir Figure III-4b). La mobilité analytique tirée des mesures ne peut être reliée de manière simple à des profils  $1/B^2$  et en  $1/B$ . D'autres mesures indirectes du profil de mobilité donnent des résultats très proches de celui de la Figure III-4b [Koo06].

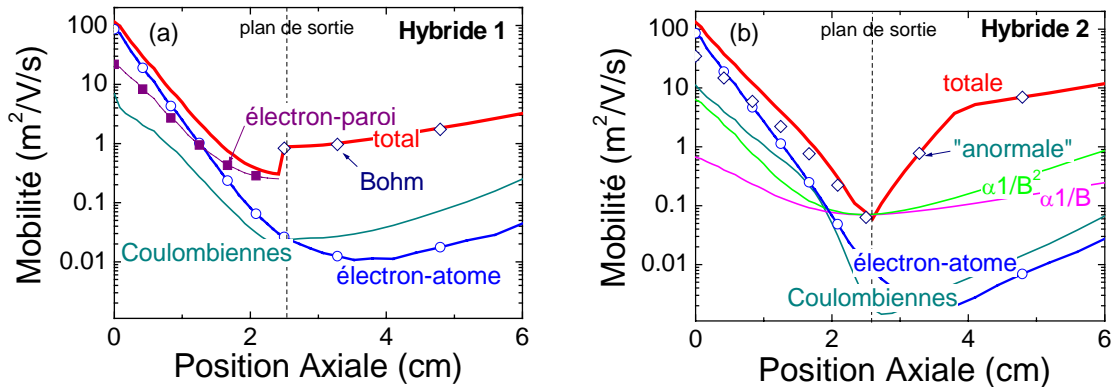


Figure III-4 : Mobilité collisionnelle et effective (a) Hybride 1 : mobilité en  $1/B^2$  à l'intérieur du canal et en  $1/B$  à l'extérieur du canal ; (b) Hybride 2 : mobilité analytique ajustée [PRI-21].

La Figure III-5 illustre le fonctionnement du propulseur avec le profil de mobilité analytique. Les positions relatives des zones d'ionisation et d'accélération ont un rôle majeur sur le fonctionnement et les performances du propulseur. Les lignes de potentiel électrique à l'extérieur du canal ne s'alignent pas sur les lignes de champ magnétique (présentée sur la Figure III-2), conduisant à un jet d'ions pas complètement dirigé dans la direction axiale. Certains ions créés à l'intérieur du canal dans les zones près des parois impactent et érodent les céramiques, limitant la durée de vie du propulseur. Modifier le profil de mobilité des électrons dans la direction perpendiculaire au champ magnétique conduit inévitablement à une modification de la position des zones d'ionisation et d'accélération et donc un fonctionnement du moteur qui peut être très différent.

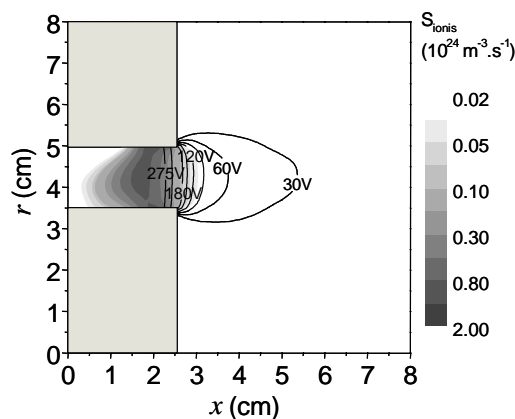


Figure III-5 : Profils bi-dimensionnels moyennés dans le temps du terme source (nombre de paires électron-ion produites par unités de temps et de volume – niveaux de gris) et lignes d'iso-potential électrique calculées pour un profil de mobilité analytique (Hybride 2) [Pere08].

### III.D Interaction onde azimutale – électrons

Nous venons de voir dans la section précédente que l'hypothèse consistant à relier la diffusion anormale des électrons à des processus collisionnels effectifs donnant lieu à des variations de mobilité variant en  $1/B^2$  (tels que les interactions électron-paroi) et/ou en  $1/B$  (tels que la diffusion de type Bohm) comme le suggère notre première approche ne permet pas de retrouver les résultats expérimentaux. Nous avons proposé une formule analytique de la mobilité permettant de calquer le profil du champ électrique calculé au profil mesuré. Cependant, la méthode proposée est certes intéressante mais n'est pas satisfaisante en terme de compréhension de l'origine du processus qui permet aux électrons provenant de la cathode externe de traverser la barrière magnétique pour atteindre l'anode. Nous allons essayer ici de d'une part quantifier le rôle de l'onde azimutale observée par le modèle PIC sur le transport anormal des électrons et d'autre part examiner la pertinence d'une approche collisionnelle pour les électrons à travers une fréquence de collisions effective.

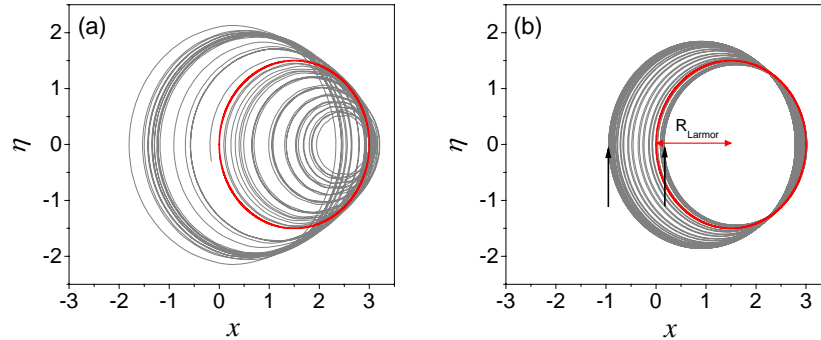
Karney a étudié le chauffage stochastique des ions par une onde hybride basse dans un plasma de Tokamak et a démontré que, dans certaines conditions, le mouvement d'ions soumis au champ magnétique peut devenir stochastique suite à des interactions non-linéaires entre le mouvement cyclotronique et l'onde [Karn78], [Karn79]. Je ne rentrerai pas ici dans les détails, mais Karney a défini deux conditions sur l'onde (fréquence, amplitude) et une condition sur la vitesse de l'ion pour que le régime stochastique (non-linéaire) apparaisse. L'interaction onde-ion conduit à un chauffage de l'ion.

Si nous revenons à notre configuration  $E \times B$ , pour des champs électrique et magnétique supposés constants, les électrons dérivent à la vitesse  $v_d = E/B$ . Les résultats PIC ont montré l'existence d'une onde azimutale (pulsation  $\omega_{\text{onde}} \sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ ). En se plaçant dans le repère dérivant à la vitesse  $v_d$ , on retrouve le cadre du modèle de Karney, avec des électrons voyant un champ magnétique constant et une onde azimutale stationnaire ( $\omega_{\text{onde}} \ll \omega_c$ ). Les calculs de trajectoires électroniques pour une vitesse de dérive  $v_d$  donnée et une onde caractérisée par sa fréquence  $\beta$  et son amplitude  $\alpha$  montrent que les électrons sont perturbés durant leur mouvement cyclotronique et peuvent entrer en résonance avec l'onde (à condition d'avoir suffisamment d'énergie) [Ducr06]. Tant que l'amplitude de l'onde est faible, les perturbations sont linéaires, au-delà du seuil, les perturbations deviennent non-linéaires, c'est le régime de stochasticité, il s'en suit un chauffage de l'électron par l'onde. C'est cet effet non-linéaire qui a une conséquence sur le mouvement de l'électron [PRI-20].

La Figure III-6 montre deux trajectoires électroniques dans le repère dérivant avec  $v_d$ . Sans champ fluctuant, la trajectoire est un cercle (en rouge sur la figure III-6). Lorsque l'amplitude de l'onde est sous le seuil de stochasticité, si l'électron reste toujours piégé, sa trajectoire est tout de même modifiée par l'interaction électron-onde puisqu'il oscille entre deux positions (limites visible sur la Figure III-6b). Lorsque l'amplitude de l'onde est au-dessus du seuil de stochasticité (Figure III-6a), l'électron oscille sur des trajectoires qui ne sont plus bornées, il dérive axialement dans le sens opposé au champ



électrique. Dans ce régime de stochasticité, la trajectoire de l'électron devient chaotique, et l'approche fluide du transport des électrons qui consiste à représenter ce transport anormal à l'aide d'une fréquence de collisions locale peut être remis fortement en cause.



**Figure III-6 : Trajectoires électroniques dans le repère dérivant à  $v_d$  quand (a) l'amplitude de l'onde est au-dessus du seuil de stochasticité, (b) quand l'amplitude est au-dessous du seuil de stochasticité ; le cercle rouge correspond à la rotation non-perturbée [Pere08].**

L'interaction entre le mouvement d'un électron et une onde de champ transverse induit un transport dans la direction axiale, ce processus peut-il expliquer à lui tout seul le transport anormal dans les zones de faible densité atomique ? Nous avons étudié le transport de particules test à l'aide d'un modèle Monte Carlo pour des profils de densité de xénon, de champ magnétique, de champ électrique axial réalistes et issus du modèle PIC. Clairement, à travers les exemples de trajectoires électroniques relativement simples présentés Figure III-6, il semble difficile de pouvoir représenter l'interaction électron-onde par une approche locale. Une description fluide collisionnelle met en avant le fait que le transport électronique à une position donnée dépend uniquement des grandeurs connues à cette position. La question sous jacente à laquelle nous allons donc tâcher de répondre est la possibilité de représenter cette interaction onde-particule par une fréquence de collision équivalente « locale », pour une géométrie plus proche du canal du moteur à effet Hall. Le domaine axial (direction  $x$ ) s'étend sur 3 cm, avec à gauche l'anode et à droite la cathode où sont injectés les électrons avec une température initiale de 2 eV. (voir Figure III-7a). Nous prenons en compte les collisions électron-atome. Nous avons ajouté une onde azimutale stationnaire dans la direction  $y$  :

$$E_y(x,y)=E_{y0}(x)\cos(k_y y) \quad (\text{III-7})$$

où  $k_y$  est le nombre d'onde, et  $E_{y0}$  est l'amplitude (fonction de la position axiale  $x$ ). La forme exacte de l'onde est tirée des résultats PIC reportés sur la Figure III-1.

La Figure III-7b montre le profil de la mobilité axiale. Jusqu'à  $x = 1.5$  cm, le transport est assuré par les collisions électron-atome, au-delà de cette limite, la densité d'atomes décroît et l'effet de l'onde azimutale est indéniable. On note même une remontée de la mobilité induite par l'interaction onde-électron après le maximum de champ magnétique ( $x = 2.5$  cm). De plus, nous voyons que la prise en compte des interactions onde-particule par une fréquence de collisions équivalente a tout de même un sens. Ces résultats certes très encourageants supposent des grandeurs tels que les profils de densités et de champ électrique moyennés dans le temps.

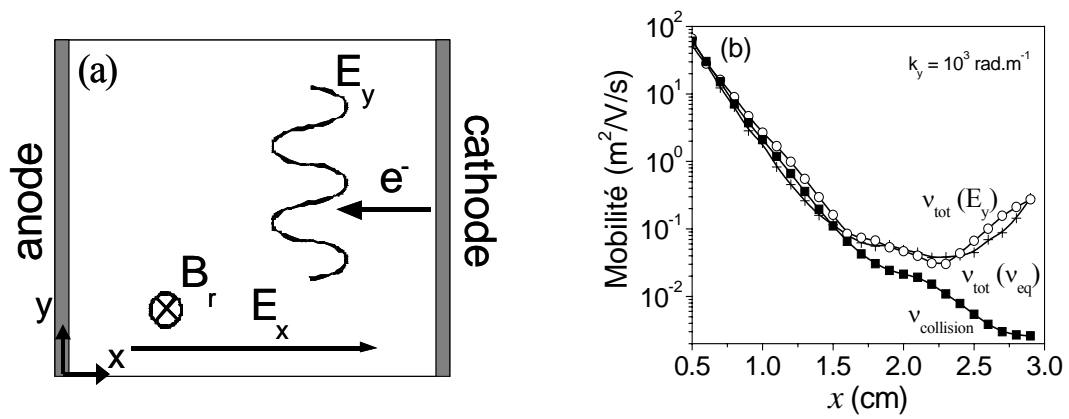


Figure III-7 : (a) Domaine de calculs des particules test, (b) Profils de mobilité axiale [Pere08].

## **Chapitre IV**

### **Nouveaux concepts dérivant du propulseur à effet Hall**

---

---

## IV.A Limites des propulseurs à effet Hall

J'ai présenté jusqu'à présent un certain nombre d'études portant sur un propulseur à effet Hall (puissance  $\sim 1.5$  kW) dans un régime de fonctionnement dit nominal, c'est à dire pour un débit de gaz injecté de xénon de  $5 \text{ mg.s}^{-1}$ , une tension de décharge voisine de 300 V, et un champ magnétique en sortie de l'ordre de 150 G. Des nouvelles voies d'utilisation de ces propulseurs ont été proposées en étendant son point de fonctionnement.

Une première voie concerne une utilisation versatile des propulseurs à effet Hall, c'est à dire utiliser le propulseur pour différentes opérations lors d'une même mission [POS-2], [PRN-1]. Je m'explique en prenant comme exemple la mission d'une sonde d'exploration. J'ai mentionné le fait que la propulsion chimique avait un avantage certain en terme de poussée, la propulsion électrique (et à effet Hall en particulier) tirait son avantage de la forte impulsion spécifique (liée je le rappelle à la vitesse d'éjection du fluide propulsif). L'idée d'utiliser un seul et même système propulsif a germé dans la tête des industriels, le but étant d'augmenter la poussée (donc le débit) pour une faible impulsion spécifique (faible tension), pour s'échapper de l'attraction terrestre et pour la mise en orbite autour de l'objet à étudier. Une importante impulsion spécifique (et faible poussée) est nécessaire durant le trajet interplanétaire afin de limiter la masse du fluide propulsif à embarquer au décollage. Le succès de la sonde Smart-1 (sonde mise en orbite autour de la Lune) est venue dernièrement renforcer l'intérêt côté industriel pour l'utilisation d'un propulseur à effet Hall pour ce type de mission. La question posée est la suivante : un propulseur à effet Hall est-il capable de fonctionner efficacement sur une grande plage de variations des paramètres extérieurs ? J'y reviendrai dans la sous-section IV.A.1.

Une deuxième voie porte sur l'utilisation de petits propulseurs à effet Hall, cette fois-ci pour répondre à un besoin en terme de faibles poussées (quelques mN) sur de petits satellites de moins de 100 kg placés en orbite basse où la puissance disponible ne dépasse pas 100 à 200 W<sup>16</sup>. Les applications visées sont le plus souvent soit scientifiques soit militaires. Une kyrielle de satellites volant en formation afin de surveiller et de contrôler un espace donné est un scénario de mission envisagé. La fonction principale du système propulsif est alors de compenser la force de traînée. Les contraintes principales sont clairement reliées au problème de masse, volume, puissance disponible et d'encombrement du système propulsif. Nous allons voir dans la sous-section IV.A.2 que l'utilisation d'un moteur à effet Hall de dimension réduite pose aujourd'hui de grosses difficultés.

### IV.A.1 Gamme de fonctionnement étendue des propulseurs ?

La Figure IV-1 montre la variation de l'efficacité du moteur ( $\eta_T = T^2 / 2\dot{m}P - T$  : poussée,  $\dot{m}$  : débit,  $P$  : puissance) en fonction de la tension de décharge pour un moteur

---

<sup>16</sup> Je renvoie le lecteur à un ouvrage complet spécialement dédié à la micropropulsion pour de petits satellites (1 – 100 kg) pour des gammes de poussée variant du micro au millinewton [Micc00].

PPS®1350 [Duma03]. En ce plaçant à relativement basse tension 300 – 500 V et forts débits 5 – 7 mg/s, l'efficacité du moteur est comme prévue importante (autour de 0.6). Si nous augmentons la tension (800 – 1000 V, domaine de la forte impulsion spécifique), et réduisons le débit de xénon injecté à l'anode (~ 2 mg/s, domaine de la faible poussée), l'efficacité chute jusqu'à 0.45. Il est donc difficile de faire fonctionner avec une grande efficacité le moteur sur une grande plage de tensions et débits. Regardons comment varie l'efficacité à puissance constante, nous constatons là aussi une baisse de l'efficacité. Par exemple, pour une puissance de 2.4 kW, l'efficacité chute avec la tension, celle-ci est de 0.6 pour 500 V, 0.57 pour 700 V, et 0.45 pour 1000 V. Ces résultats ne sont qu'un aperçu des besoins nécessaires, un moteur à effet Hall conventionnel ne peut *a priori* pas remplir une large gamme de missions de manière tout aussi efficace.

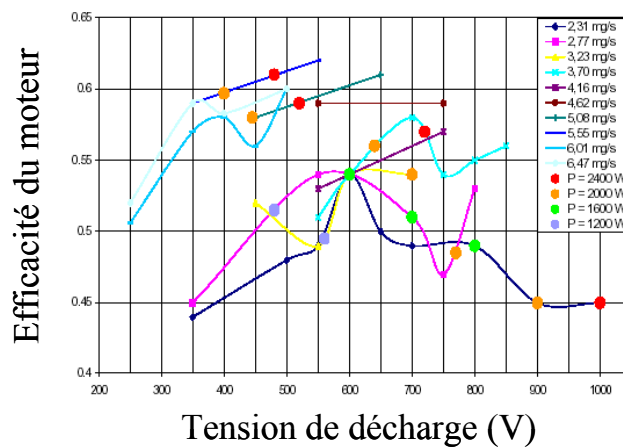


Figure IV-1 : Efficacité du moteur en fonction de la tension de décharge pour différents débits pour un moteur PPS®1350 [Duma03].

Le propulseur ionique à grille revêt un intérêt particulier à fortes tensions (donc fortes impulsions spécifiques). Cependant, l'utilisation d'un système hybride, c'est à dire qui intégrerait sur un même satellite ces deux types de moteurs est hautement délicat. Ces deux moteurs, basés sur deux concepts sont en effet de technologie très différentes, les alimentations électriques ne sont donc pas identiques. Dans ces conditions, l'utilisation combinée de ces deux moteurs avec un seul et même sous système d'alimentation électrique est certes intéressant en terme de coût mais demeure complexe à mettre en œuvre (alimentation d'un système de grilles pour un propulseur ionique et alimentation des bobines pour un moteur à effet Hall) [Oles00]

La région à fort champ magnétique, dans un propulseur à effet Hall, contrôle l'étalement de la zone à fort champ électrique. Ce même champ électrique permet aux électrons de gagner de l'énergie pour ioniser le flux d'atomes. Les ions ainsi créés sont accélérés par ce même champ électrique. Le profil de champ magnétique contrôle donc aussi bien le chauffage des électrons que l'accélération des ions. Il est donc difficile de séparer complètement les processus d'ionisation (qui contrôlent la poussée) et d'accélération (reliée à l'impulsion spécifique), c'est ce que montre la Figure III-5. Une seconde génération de propulseurs a été développée au début des années 90, dans le but de séparer les deux fonctions [Yama91], [Gors01], [Capp04]. Une électrode intermédiaire est insérée dans le canal du propulseur. Une tension de quelques dizaines

de volts (tension à minimiser) est appliquée entre l'anode et l'électrode intermédiaire afin d'ioniser le gaz. Une tension accélératrice appliquée entre la cathode externe et l'électrode intermédiaire de quelques centaines de volts permet d'accélérer les ions. Les premiers essais n'ont pas été très concluants, avec une chute de l'efficacité à forts débits. Une première amélioration consiste en l'ajout d'une électrode intermédiaire émissive (source additionnelle d'électrons), si le coût énergétique pour produire une paire électron-ion est alors réduit, l'efficacité du moteur reste faible. Une seconde amélioration a consisté à proposer une configuration magnétique originale avec non plus deux mais quatre bobines pour créer un second pic de champ magnétique dans la région d'ionisation. Là encore les résultats sont décevants [PRI-17]. Il semblerait que le courant d'ions extrait du moteur soit faible à cause des pertes en volume des ions créés dans l'étage d'ionisation<sup>17</sup>. Je présenterai l'étude d'un nouveau concept de moteur double étage dans la section IV.B.

## IV.A.2 Moteur à effet Hall de petite taille

La réduction de la taille des moteurs à effet Hall conduit inéluctablement à une baisse de l'efficacité. Des études portant sur des propulseurs dont le diamètre externe (entre 5 à 6 cm) plus petit qu'un propulseur conventionnel et dont la puissance varie de 50 à 500 W, montrent une efficacité relativement faible (0.1-0.3) [Hrub99]. Un débit de xénon  $\sim 0.5 \text{ mg.s}^{-1}$  est suffisant pour quelques mN de poussée. La réduction de la taille du moteur s'accompagnant d'une réduction de longueur du canal  $L$ , pour ioniser efficacement le flux de xénon, il faut augmenter le champ magnétique (proportionnellement à  $1/L$  - loi très empirique [Zhur99]). C'est parce que cette opération est difficile à réaliser que l'efficacité du propulseur est faible [Khay00].

La première difficulté pour obtenir un champ magnétique optimal est liée au manque de place entre l'axe de symétrie et le rayon interne, pour positionner la bobine interne nécessaire pour avoir un champ magnétique radial. Dans cette configuration la topologie magnétique présente une composante axiale importante. Les ions créés ne sont pas extraits du canal par la présence d'un champ électrique axial liée à la forme de la lentille magnétique, mais vont impacter et éroder la paroi interne. La seconde difficulté tient à la saturation magnétique du circuit ; ce qui signifie qu'augmenter le courant parcourant les bobines ne se traduit pas par un accroissement linéaire de l'intensité du champ magnétique. En parallèle, pour de faibles débits, le courant de décharge est de l'ordre ou inférieur à 1 A. Si on veut conserver une seule alimentation électrique (comme sur les moteurs de vol et pour garder un système électrique simple) il faut augmenter le nombre de spires pour accroître la densité de courant, pour produire l'intensité de champ magnétique requise. A ça, viennent s'ajouter des problèmes de thermique et d'échauffement de tout le système propulsif. Plus récemment, une autre option été proposée, elle consiste à remplacer les bobines par des aimants permanents en SmCo (point de Curie à  $750^\circ\text{C}$ ) pour établir le champ magnétique d'une grande intensité [CCI-30]. L'avantage en terme d'encombrement et de poids est certain, en revanche,

---

<sup>17</sup> Cette même difficulté a été rencontrée dans un concept de moteur à double étage « hybride » mêlant l'étage d'ionisation d'un propulseur à grilles (source Kaufman) avec l'étage d'accélération d'un propulseur à effet Hall avec une barrière magnétique [Pete04].

l'intensité du champ magnétique n'est pas ajustable. Je montrerai un exemple de nouveau concept de moteur de petite taille basé sur l'effet Hall dans la section IV.C.

## IV.B Propulseur double-étage de type SPT-MAG

La faiblesse des propulseurs à effet Hall double étage est clairement liée à la difficulté de séparer effectivement ionisation et accélération en considérant une même chambre. Quand bien même l'ionisation est découplée spatialement de l'accélération des ions, la recombinaison des ions sur les parois conduit au mieux à une ré-ionisation des atomes dans l'étage d'accélération (avec un certain coût énergétique supplémentaire) et au pire à non-ionisation de ces atomes. Je présente dans la sous-section IV.B.1 le principe de fonctionnement d'un concept de propulseur double-étage avancé. Je résume les principales conclusions de l'étude de ce moteur dans les deux sous-sections suivantes.

### IV.B.1 Principe du concept SPT-MAG

Dans les années 50, un système appelé Galatea a été proposé en Russie ; il s'agit d'un arrangement de bobines qui permet de générer deux régions de champ magnétique intense avec un champ magnétique nul au centre, la ligne magnétique interceptant le zéro de champ magnétique est appelée séparatrice [Moro98]. Le but est de confiner les électrons pour augmenter leur temps de séjour et créer des plasmas de forte densité dans de grands volumes. L'intérêt pour ce système a été grandissant dans les années 60-70, puis abandonné au profit des tokamaks. C'est ce principe de piège magnétique qui est repris dans le moteur double étage appelé SPT-MAG pour initier la décharge dans l'étage d'ionisation. L'étage d'accélération est un propulseur à effet Hall conventionnel, c'est à dire que les ions sont accélérés par le champ électrique localisé là où le champ magnétique est intense.

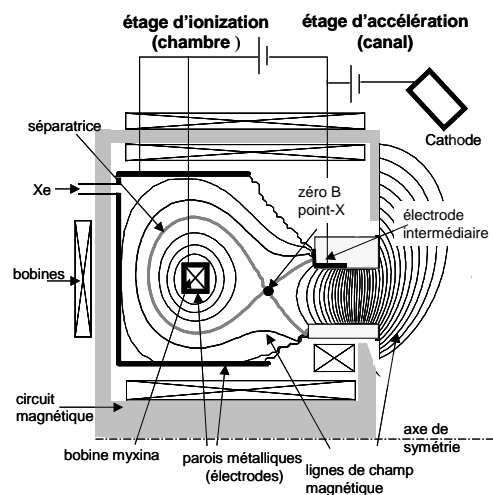


Figure IV-2 : Schéma en coupe : géométrie et lignes du champ magnétique du SPT-MAG [PRI-22].

Nous présentons sur la figure IV-2 les chambres d'ionisation et d'accélération du SPT-MAG. Le plasma dans l'étage d'ionisation est confiné par un piège magnétique de type « semi-Galatea » généré par un arrangement particulier de bobines et du circuit magnétique. Cette structure magnétique permet de confiner efficacement les électrons et ainsi augmenter leur temps de résidence dans la chambre pour ioniser efficacement le flux de gaz. On applique une tension entre la bobine myxina (recouverte d'un matériau métallique), la ligne de champ magnétique appelée « séparatrice » et les parois métalliques de la chambre (les électrodes ou les parties en contact avec les électrodes sont en gras sur le schéma). Les lignes de champ magnétique étant en première approximation équipotentielles, le minimum de potentiel dans la chambre d'ionisation est situé le long de la séparatrice, celle-ci interceptant l'anode du canal d'accélération. Par ailleurs le maximum de potentiel est situé le long de la myxina et des parois de la chambre. Ainsi un puit de potentiel est créé. Les électrons provenant de la cathode externe, traversent l'étage d'accélération et entrent dans la chambre d'ionisation où ils sont confinés le long des lignes de champs magnétiques et dérivent lentement vers les parois ou la myxina par collision en volume avec les neutres. Quelques dizaines de volts suffisent pour créer le plasma. Le puit de potentiel permet de piéger et de guider les ions vers l'entrée du canal où ils sont accélérés et ensuite éjectés [PRI-14]. Une conséquence indirecte est une meilleure efficacité en énergie du faisceau d'ions accompagnée d'une divergence plus faible.

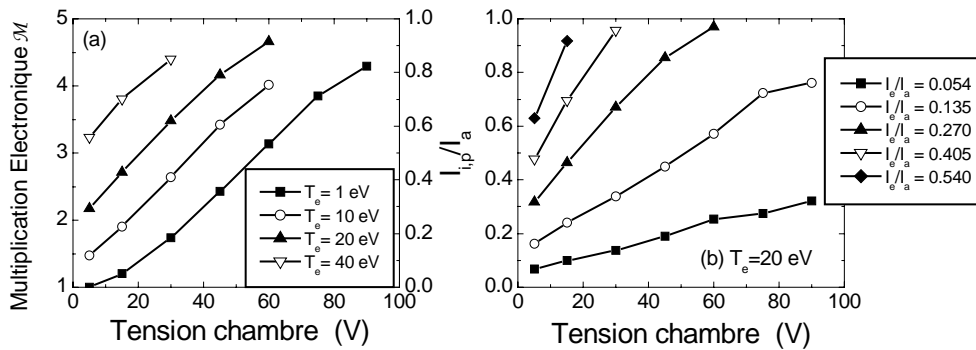
## IV.B.2 Efficacité d'ionisation de la chambre

Nous avons d'abord étudié l'efficacité d'ionisation à l'aide d'une simulation Monte Carlo du transport des électrons pour des profils de champ magnétique et de potentiel électrique (en supposant un potentiel électrique constant le long des lignes de champ magnétique). Les électrons sont injectés au niveau du point-X (zéro-B), les paramètres sont le courant entrant  $I_e$  et la température des électrons  $T_e$  pénétrant dans l'étage d'ionisation (électrons que nous appellerons primaires). Les deux autres paramètres sont le débit de xénon injecté et la tension appliquée aux bornes de l'étage d'ionisation. Une première grandeur utile à définir est l'équivalent en courant du débit  $\dot{m}$  d'atomes injecté  $I_a = e\dot{m}/m_i$  -  $m_i$  masse de l'ion. Une deuxième grandeur est la quantité d'ions produite et intégrée sur tout le volume de la chambre et exprimée en unité de courant  $I_{i,p}$ . La multiplication électronique  $\mathcal{M}$  est définie telle que  $(\mathcal{M}-1)$  est le nombre de paires électron/ion créés par un électron primaire.

La Figure IV-3 résume l'ensemble des résultats obtenus. Pour un débit injecté de  $\dot{m} = 2.5 \text{ mg}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $I_e = 0.5 \text{ A}$ , une bonne ionisation, donc un rapport  $I_{i,p}/I_a$  plus grand que 0.7-0.8, est obtenue pour des tensions dans la chambre d'ionisation de 30 V pour une température des électrons primaires  $T_e = 20 \text{ eV}$ . Si  $T_e = 40 \text{ eV}$ , une tension dans la chambre de 10 V suffit pour une ionisation efficace du gaz, par contre pour une faible température électronique des électrons primaires  $T_e = 1 \text{ eV}$ , la tension dans la chambre d'ionisation est de 80 V. Des mesures montrent une bonne ionisation du débit de gaz pour des tensions dans la chambre d'ionisation de 30-40 V [Prio04]. Les calculs montrent clairement que la température des électrons primaires doit être de l'ordre de 20 eV. Cela signifie très clairement que l'ionisation est assurée par les électrons accélérés



dans le canal d'accélération et non par la tension appliquée aux bornes des électrodes de la chambre d'ionisation. C'est une première remise en cause du concept de moteur double-étage, puisque c'est la tension appliquée entre l'anode de l'étage d'accélération et la cathode externe qui va fournir l'énergie aux électrons. Néanmoins, un résultat intéressant est lié à l'existence d'une large plage d'ionisation efficace du gaz pour de faibles débits. Ceci constitue un avantage par rapport au propulseur conventionnel dont l'efficacité d'ionisation à faible débit est faible [Lazu06]. Ceci est probablement dû au large volume de la chambre d'ionisation qui permet un temps de transit des atomes plus grand.



**Figure IV-3 : Influence de la tension dans la chambre d'ionisation (a) sur la multiplication électronique  $\mathcal{M}$  pour différentes températures des électrons primaires,  $I_e/I_a = 0.27$  ; (b) sur le rapport  $I_{i,p}/I_a$  pour différents  $I_e/I_a$ ,  $T_e = 20$  eV [PRI-22].**

### IV.B.3 Rôle de l'électrode intermédiaire

Le modèle Monte Carlo du transport des électrons dans la source a été couplé au modèle hybride. En pratique, nous ne résolvons plus d'équation d'énergie, le terme source de création de paires électron/ion est tiré des calculs Monte Carlo. Le modèle hybride fournit en retour le profil de potentiel électrique utilisé pour transporter les électrons.

La Figure IV-4 montre un profil bi-dimensionnel de la densité de plasma et de potentiel électrique pour des conditions typiques de fonctionnement. Nous voyons clairement l'établissement d'un puit de potentiel dans la chambre d'ionisation avec un minimum le long de la séparatrice et un maximum au niveau de la myxina et de la ligne interceptant la paroi. Une partie non négligeable des ions est cependant créée à l'extérieur du puit. Je rappelle ici que dans le modèle hybride nous imposons une différence de potentiel, le courant n'est pas imposé mais un résultat du calcul. Les simulations effectuées, avec une tension appliquée de quelques dizaines de volts, montrent que le courant quittant la séparatrice est supérieur au courant provenant de l'étage d'accélération, ce qui signifie que cette différence de courant est fournie par l'électrode intermédiaire qui est donc émissive. Dans ce cas, le puit de potentiel piège les ions, qui sont ensuite guidés vers le canal pour y être accélérés et extraits. Le courant émis par l'électrode émissive est 7 A, avec un coût supplémentaire en terme de puissance déposée sur les parois de la chambre.

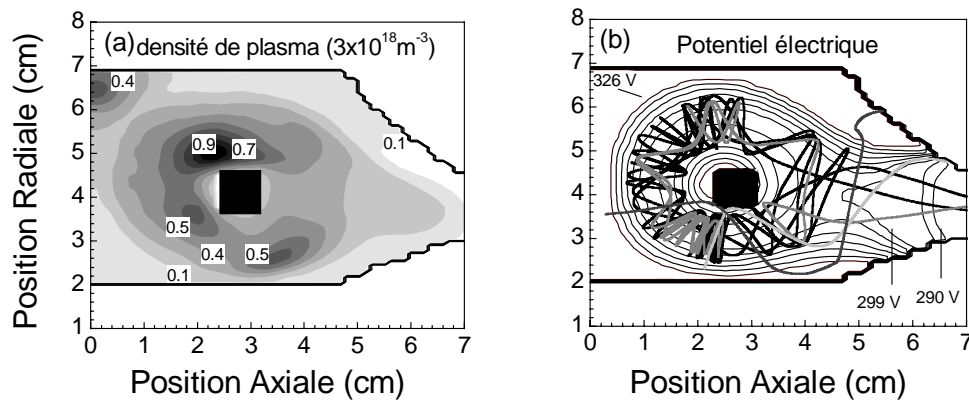


Figure IV-4 : Profils 2D (a) de la densité de plasma et (b) du potentiel électrique ainsi que quelques trajectoires ioniques. Les conditions suivantes :  $\dot{m} = 2.5 \text{ mg.s}^{-1}$ , tension dans la chambre d'ionisation 30 V, électrons injectés à  $x = 7 \text{ cm}$  avec  $T_e = 20 \text{ eV}$ . La cathode interne est émissive : 7 A et la température des électrons injectés est 1 eV [PRI-22].

Nous avons fait une série de calculs supposant une électrode non-émissive (le courant au niveau de la séparatrice est égal au courant fourni par l'étage d'accélération). La tension appliquée dans la chambre d'ionisation est négative (i.e. que le maximum est au niveau de la séparatrice et le minimum au niveau de la myxina et des parois de la chambre). Les ions créés dans le volume ne sont pas piégés et se recombinaient sur les parois de la chambre d'ionisation pour être ré-ionisés éventuellement à l'entrée de l'étage d'accélération. Cette situation dans le dispositif réel peut très bien être envisagée, cela signifie que toute la chute de potentiel se retrouve dans la gaine voisine de l'électrode intermédiaire (et non décrite par le modèle).

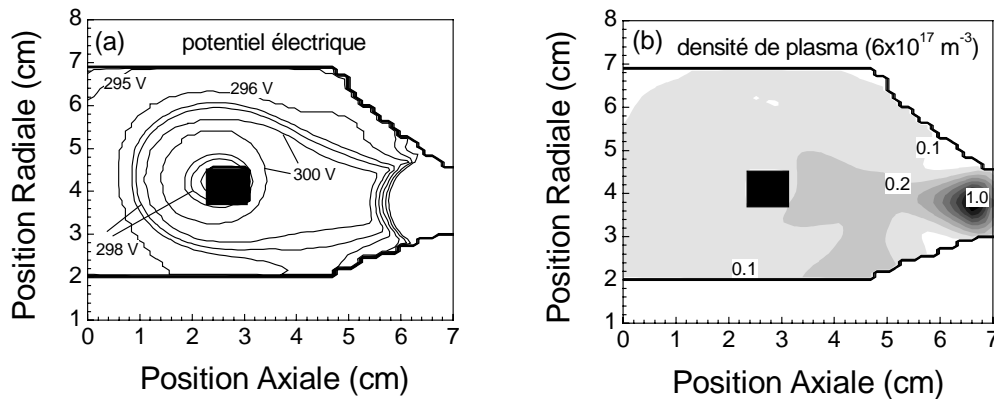


Figure IV-5 : Profils 2D (a) de la densité de plasma et (b) du potentiel électrique ainsi que quelques trajectoires ioniques, en supposant une électrode non-émissive. Les conditions sont identiques à la Figure IV-4. Le maximum de potentiel électrique est maintenant au niveau de la séparatrice et le minimum au niveau de la myxina et des parois de la chambre (différence 5 V) [PRI-22].

L'ensemble de ces calculs pose clairement la question de l'utilité de ce concept en tant que moteur double étage, dont la complexité en terme magnétique et électrique est certaine, si le seul point positif est la possibilité d'ioniser efficacement le flux d'atomes injecté à relativement bas débits. La question de la séparation réelle entre l'ionisation dans la chambre d'une part puis l'accélération des ions dans le canal d'autre part est

remis en cause par le fait que ce sont les électrons qui proviennent de la cathode externe qui ont assez d'énergie pour ioniser le gaz injecté (l'énergie des électrons émis par l'électrode intermédiaire lorsque celle-ci joue le rôle de cathode est faible). Pour terminer, nous avons vu que seule une électrode émissive est à même de conduire à l'établissement d'un puit de potentiel, avec un coût supplémentaire en terme de puissance déposée sur les parois de la chambre d'ionisation du SPT-MAG.

## IV.C Propulseur cylindrique à effet Hall

Un concept dérivé d'un propulseur à effet Hall de petite taille a été proposé [Smir02], [Smir03], [Smir04]. Le schéma de ce moteur appelé propulseur cylindrique à effet Hall est présenté Figure IV-6, accompagné des profils de champ magnétique axial et radial au niveau plan médian et du profil de la norme du champ magnétique sur l'axe. Le canal, toujours recouvert de matériaux céramiques, est composé de deux régions distinctes, une région annulaire de 6 mm de long et une région cylindrique de 16 mm, soit une longueur totale du canal comparable à un moteur à effet Hall conventionnel. Le diamètre externe est de 26 mm. Le xénon est injecté à travers l'anode au fond du canal. Deux bobines, une externe et une arrière sont alimentées par un circuit électrique disjoint de celui de la décharge. Les bobines sont parcourues pour des courants de sens contraire. Un circuit magnétique, comme dans un propulseur à effet Hall, permet de canaliser les lignes de flux. Le maximum du champ magnétique ( $\sim 800$  G) est localisé dans la zone annulaire. La composante axiale du champ magnétique n'est pas négligeable, quant au champ magnétique total, au niveau du noyau interne, il atteint 1400 G. Ce moteur cylindrique offre un meilleur rapport volume sur surface qu'un propulseur à effet Hall conventionnel de petite taille. Le but est clairement de diminuer les pertes d'ions sur la paroi interne qui érodent et chauffent la céramique interne, même si la divergence du faisceau d'ions est très importante. Des variantes ont été proposées où le canal est constitué uniquement d'une zone cylindrique [Shir07].

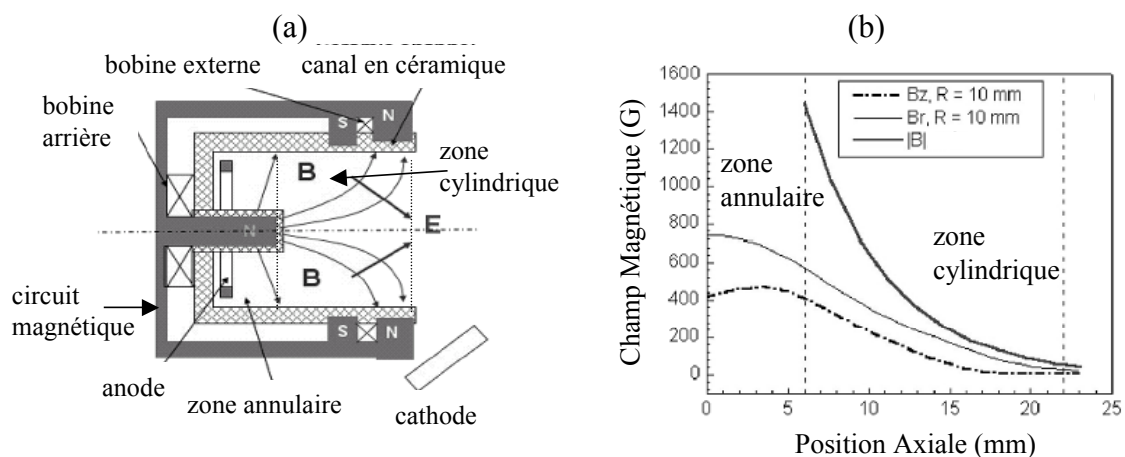


Figure IV-6 : (a) Schéma en coupe d'un propulseur cylindrique à effet Hall, (b) Profils de champ magnétique axial et radial au plan médian, et profil de la norme du champ magnétique sur l'axe, pour  $I_{\text{arrière}} = 2.5$  A et  $I_{\text{externe}} = -1$  A [Smir02].

J'ai adapté le modèle hybride afin de simuler le fonctionnement de ce propulseur pour comprendre en particulier pourquoi l'efficacité d'ionisation (en supposant uniquement des ions simplement chargés) définie par :

$$\eta_u = \frac{I_i m_i}{e \dot{m}} \quad (\text{IV-1}),$$

où  $I_i$  est le courant ionique, était particulièrement élevée. Si tout le gaz introduit est ionisé une fois l'efficacité d'ionisation  $\eta_u$  est égale à 1. Les mesures ont montré toutefois que l'efficacité d'ionisation  $\eta_u$  dépasse 1, pour des tensions de décharge supérieures à 200 V [Smir03]. Si on liste les mécanismes qui peuvent influencer sur l'efficacité d'ionisation, on trouve la présence d'ions doublement chargés, et/ou l'ionisation d'un flux d'atomes résiduels provenant soit de la pression résiduelle du caisson, soit de la cathode (le débit de gaz injecté dans la cathode est loin d'être négligeable dans un petit moteur ~ 30 %).

CAS	Pression résiduelle du caisson (mPa)	Débit de xénon à la cathode (mg.s <sup>-1</sup> )	Ions double-charge	Efficacité d'ionisation $\eta_u$
référence		mesures		1.05
1	0	0	Non	0.95
2	0	0.2	Non	0.95
3	9	0	Non	0.97
4	20	0	Non	1.01
5	30	0	Non	1.19
6	0	0	Oui	1.05

**Tableau IV-1 : Mesures et calculs de l'efficacité d'ionisation  $\eta_u$  pour différentes conditions. La tension de décharge est de 250 V et le débit de gaz injecté à l'anode  $\dot{m}$  de 0.6 mg. s<sup>-1</sup> [PRI-23].**

J'ai résumé les résultats des calculs dans le Tableau IV-1. Le cas noté « référence » est le résultat donné par les mesures. Dans le CAS 1, où ni une quelconque source d'atomes supplémentaires, ni les ions doublement chargés ne sont pris en compte, l'efficacité d'ionisation est inférieure à l'efficacité mesurée. J'ai pris en compte un débit supplémentaire injecté au niveau de la cathode. Les résultats montrent (CAS 2) que même en faisant l'hypothèse que tout le débit injecté à la cathode est introduit dans le jet du plasma, le débit supplémentaire injecté à la cathode ne parvient pas à expliquer l'efficacité déduite des mesures. Dans les expériences, le moteur cylindrique a été testé dans deux caissons. Sur toute la gamme des mesures, la pression résiduelle a varié de 0.4 mPa à 9 mPa. La prise en compte d'une quantité de neutres supplémentaire due à la pression résiduelle (CAS 3 & 4) ne permet pas d'expliquer une fois de plus l'efficacité mesurée. Si tel avait été le cas, l'efficacité mesurée n'aurait pas été la même dans les deux caissons. Il faudrait parvenir à une pression résiduelle supérieure à 25 mPa pour avoir une influence notable sur l'efficacité d'ionisation. La prise en compte des ions double-charge permet d'expliquer la très forte efficacité d'ionisation. Les calculs montrent que ces ions  $\text{Xe}^{2+}$  sont créés par étape à partir de l'ion  $\text{Xe}^+$  dans la zone annulaire. Des mesures de fonction de distribution des vitesses des ions pourraient confirmer l'hypothèse avancée.

## **Chapitre V**

### **Etude du risque de claquage d'un disjoncteur sous-vide**

---

---

## V.A Coupure dans un disjoncteur sous-vide

Le rôle d'un disjoncteur est d'assurer la protection d'un réseau électrique. Il doit être capable d'interrompre un courant de court-circuit afin d'éviter tout endommagement du matériel disposé sur ce réseau électrique. Les premiers disjoncteurs aujourd'hui abandonnés utilisaient des techniques telles que l'air et l'huile. Deux techniques dominant de nos jours le marché de la coupure moyenne tension (1 kV à 52 kV), à savoir l'hexafluorure de soufre – SF<sub>6</sub> et le vide. Les sociétés commerciales telles que ABB, Areva, Schneider Electric, General Electric, Alstom, Siemens, et Toshiba se partagent ce marché très concurrentiel.

Le gaz SF<sub>6</sub> est un gaz électronégatif qui a des propriétés particulièrement intéressantes en terme de tenue électrique et de stabilité. En revanche, il est un gaz néfaste pour les changements climatiques, classé en 1<sup>ère</sup> position sur la liste des gaz les plus nuisibles par le protocole de Kyoto en 1997. A titre de comparaison, 1 kg de SF<sub>6</sub> équivaut à 24 tonnes de CO<sub>2</sub> ; autrement dit la quantité de SF<sub>6</sub> utilisée pour un seul disjoncteur est un élément aussi nocif pour l'atmosphère que l'utilisation d'une voiture sur toute sa durée de vie ! Le vide apparaît alors comme un parfait candidat pour remplacer le SF<sub>6</sub>. L'idée d'utiliser le vide n'est pas nouvelle puisque les premiers brevets dates des années 1930. Cependant pour des raisons techniques liées au vide poussé et à la nécessaire parfaite étanchéité des ampoules<sup>18</sup>, il a fallu attendre 1950 pour voir cette technique prometteuse enfin disponible. Cependant, à la différence des disjoncteurs SF<sub>6</sub> qui couvrent l'ensemble de la gamme de la moyenne tension, les disjoncteurs sous-vide souffrent de problème de fiabilité pour des tensions supérieures à 32 kV. Si de nombreuses études portent sur la compréhension des mécanismes conduisant à un échec du dispositif de coupure, la majorité d'entre elles porte sur la phase d'arc. Néanmoins, force est de constater que les échecs interviennent après l'extinction de l'arc, il nous est donc apparu pertinent d'étudier la phase post-arc pour tenter de comprendre quel(s) mécanisme(s) pouvai(en)t être à l'origine de l'échec de coupure de l'ampoule sous vide.

La figure V-1a présente un schéma de l'ampoule d'un disjoncteur sous vide [Pico00]. L'enveloppe isolante extérieure permet de conserver un vide poussé (10<sup>-1</sup> à 10<sup>-5</sup> Pa). A l'intérieur on trouve deux contacts métalliques (généralement en cuivre/chrome - CuCr), un premier contact est fixe, le second est mobile. Un écran principal (aussi appelé écran d'évaporation) sert de protection à l'ampoule (vapeurs métalliques, gouttelettes, etc.). Ce dispositif est relativement compact, le diamètre des électrodes varie de 2 cm à 6 cm, l'espace inter-électrode varie entre 1 cm et 3 cm (~ distance entre les contacts et l'écran). Typiquement, le diamètre de l'ampoule est de 10 cm et sa longueur de 15 cm.

Lorsqu'un courant de défaut est détecté, les deux contacts en métal sont séparés. Le courant de défaut vient se concentrer sur les derniers points de contact entre les deux surfaces. La température des contacts augmente, les contacts métalliques fondent et un gaz de vapeurs métalliques et des gouttelettes de liquide en fusion se répandent dans

---

<sup>18</sup> Le terme ampoule est également utilisé quand on parle d'un disjoncteur, pour des raisons de forme géométrique du dispositif.

l'espace inter-électrode. La pression est maintenant éloignée du vide, un claquage inévitable apparaît et un arc électrique se forme. Le courant de défaut est en déphasage avec la tension réseau jusqu'à  $\pi/2$  (voir Figure V-1b). Le courant d'arc est très élevé (plusieurs dizaines de kA – égal au courant de défaut) mais la tension d'arc est faible (quelques centaines de volts simplement, à titre de comparaison tension réseau  $\sim 10$  kV). Cet arc est entretenu par la quantité de vapeurs métalliques générées par les spots sur les électrodes. Lorsque l'intensité du courant diminue, le nombre de spots diminue ce qui conduit à une diminution des températures au niveau des contacts et donc de la quantité de métal évaporée. L'arc s'éteint au passage de courant par son zéro naturel (le zéro-courant – ZC est obtenu toutes les 10 ms pour du 50 Hz) [Sche01].

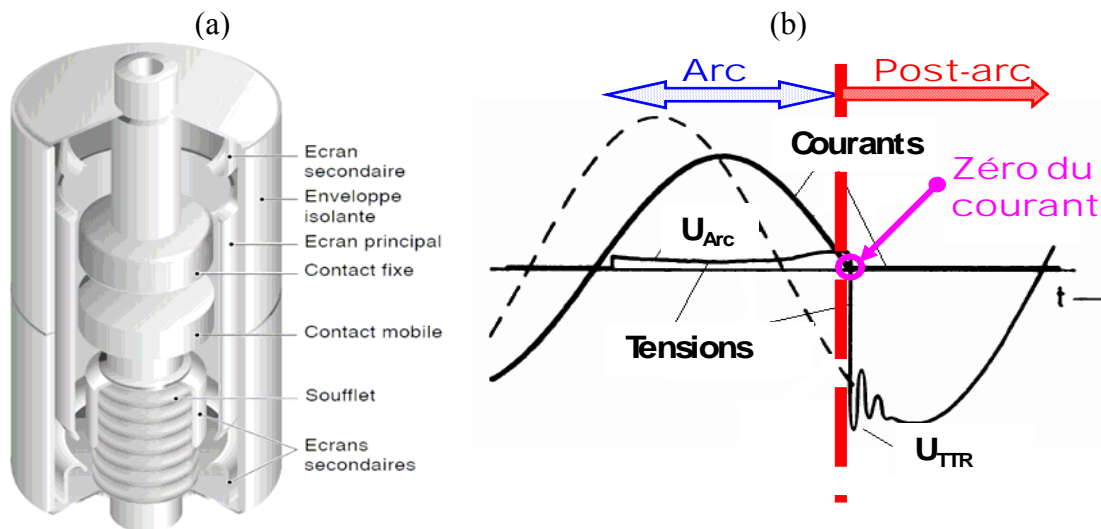


Figure V-1 : (a) Schéma de l'ampoule sous-vide [Pico00], (b) Formes du courant et de la tension aux bornes du disjoncteur (phases d'arc et post-arc) ; la tension nominale du réseau est représentée en pointillés, et le temps s'écoule de la gauche vers la droite .

La phase post-arc commence après le moment du passage du courant par zéro comme le montre la Figure V-1b. A cet instant, le disjoncteur devient isolant et la tension aux bornes du disjoncteur (de quelques dizaines de volts) tend à rejoindre la tension réseau. On retrouve alors aux bornes de l'ampoule une tension appelée Tension Transitoire de Rétablissement (TTR), avec des valeurs crêtes pouvant atteindre le double de la tension réseau. La première valeur crête est la plus forte (notée  $U_{TTR}$  sur la Figure V-1b) au bout d'un temps  $t_{TTR}$ . Il existe des normes internationales fixant les valeurs TTR que le dispositif doit pouvoir supporter. La pente de la TTR,  $\eta_{TTR} = U_{TTR} / t_{TTR}$ , dépend des propriétés du réseau, elle varie entre 0.2 et 0.6 kV. $\mu$ s $^{-1}$  [Theo98]. Pendant la phase post-arc un courant apparaît (appelé courant post-arc  $I_{PA}$ ) de l'ordre de quelques A, quelques microsecondes après le passage par zéro du courant. C'est pendant le temps de montée de la TTR ( $< 100 \mu$ s) que le disjoncteur court le plus grand risque d'échec, avec la formation d'un nouveau plasma qui conduit à l'échec du dispositif. Ce type de claquage appelé reclaquage ou claquage instantané fait l'objet de l'étude présentée dans ce chapitre. A titre d'information, les échecs de coupure ne se produisent pas tous pendant la première montée de la TTR, certains claquages (appelés claquage à retardement) se produisent quelques millisecondes après le zéro de courant, mais ne feront pas l'objet de cette étude.

Faisons le bilan après le passage de la phase d'arc au passage du courant par zéro. A cet instant, l'espace inter-électrode est constitué d'un plasma résiduel quasineutre, des vapeurs métalliques issues de la recombinaison et de l'évaporation des électrodes portées à des températures très chaudes, et des gouttelettes métalliques (qui ne seront pas prises en compte dans le modèle de la phase post-arc). On parle « d'effet mémoire de la phase d'arc » [Dull87]. Les électrodes elles-mêmes sont partiellement fondues. La problématique de la phase post-arc vient de la combinaison de la « mémoire » de la phase d'arc combinée à l'application de la TTR [Scha05]. La littérature est relativement peu fournie sur la problématique de la phase post-arc<sup>19</sup>.

Les principales hypothèses que nous allons faire pour le modèle de la phase post-arc sont les suivantes :

- (1) **électrodes purement en cuivre** - On peut raisonnablement penser que la densité des vapeurs métalliques dans l'espace inter-électrode est majoritairement constituée de cuivre, le chrome ayant une pression de vapeur saturante très inférieure au cuivre pour une même température ;
- (2) **plasma initial constitué d'ions  $\text{Cu}^+$**  - Les ions multichargés ne sont pas pris en compte (perdus par une diffusion plus rapide). Ceci va nous permettre, à partir de la quantité totale de charges mesurées, d'estimer la densité initiale d'ions ;
- (3) **température constante des électrodes** - La variation de la température des contacts varie sur une échelle de temps de l'ordre de la milliseconde ( $> t_{\text{TTR}}$ ) ;
- (4) **variation de la TTR** - Elle est supposée linéaire au cours du temps.

Même si la géométrie de l'ampoule est bi-dimensionnelle, je vais m'attacher ici à décrire les phénomènes physiques, et donc me contenter de résultats uni-dimensionnels (en supposant une distance inter-électrode  $d = 1$  cm). Le rôle du bouclier a par ailleurs été étudié dans des travaux complémentaires [Sarr08], [PRI-19]. Je vais tâcher de montrer dans les sections suivantes comment le modèle a été construit pas à pas, en prenant en compte progressivement les ingrédients nécessaires à la description de la phase post-arc, avec le souci en parallèle de valider les approches utilisées.

## V.B Erosion du plasma durant la montée de la TTR

Nous considérons dans cette section une densité de plasma constante (et reliée à la phase d'arc) soumise à une montée de la tension TTR. Je reviens brièvement sur le cas particulier bien connu d'une tension constante dans la sous section V.B.1. Je décris ensuite l'influence de la TTR sur l'érosion du plasma dans la sous section V.B.2.

---

<sup>19</sup> Je renvoie le lecteur à la thèse de P. Sarraillh qui fait un état des lieux des modèles existants, qui ne permettent pas de décrire le risque de claquage puisqu'ils se limitent pour la plupart à l'étude de la gaine et de l'évolution du plasma sous l'influence de la TTR [Sarr08].



## V.B.1 Evolution de la gaine pour une tension constante

Le comportement transitoire d'un plasma de densité constante initiale  $n_0$  soumis à une tension donnée constante  $V_0$  est un problème bien connu en physique des plasmas [Lieb94]. Le potentiel de l'anode est fixé à 0 et la cathode est portée au potentiel  $-V_0$ . Une gaine (appelée gaine matricielle) se forme très rapidement (temps caractéristique de l'inverse de la fréquence de plasma électronique  $\sim 10^{-11}$  s) en face de la cathode, conséquence du déplacement des électrons très rapides, les ions restant immobiles. Son épaisseur  $s_0$  est proportionnelle à  $[V_0/n_0]^{1/2}$ , à l'intérieur de cette gaine la densité ionique  $n_i = n_0$  et  $n_e = 0$ , la totalité de la tension se répartit dans la gaine. Les ions commencent ensuite à réagir sur des échelles de temps beaucoup plus longues (échelles de temps caractéristiques de l'inverse de la fréquence de plasma ionique  $\sim 10^{-8}$  s). Les ions commencent à être accélérés et leur densité décroît. Le courant d'ions  $J_{CL}$  maximum susceptible de traverser la gaine d'épaisseur  $s$  est donnée par la loi de Child-Langmuir,  $J_{CL}$  varie comme  $[V_0^{3/2}/s^2]$ . Dans la gaine, la densité d'électrons est nulle, leur énergie ne leur permet pas de remonter la chute de potentiel électrique concentrée dans l'épaisseur de la gaine. Dans l'hypothèse d'un plasma semi-infini côté anode, en d'autres termes une densité dans le plasma maintenue à  $n_0$ , il existe une solution stationnaire analytique. La gaine progresse en effet jusqu'à un équilibre entre le courant d'ions extrait du plasma en limite de gaine avec la vitesse de Bohm  $J_B = en_s u_B$  où  $n_s$  est la densité de plasma à l'entrée de la gaine ( $\sim 0.6 n_0$ ) et  $u_B = [k_B T_e / M]^{1/2}$  est la vitesse de Bohm ( $T_e$  est la température électronique et  $M$  la masse de l'ion de cuivre) et le courant de Child-Langmuir. A l'état stationnaire, l'épaisseur de la gaine tend vers une constante (gaine de Child-Langmuir  $s_{CL}$  proportionnelle  $[V_0^{3/4}/n_s^{1/2}]$ ).

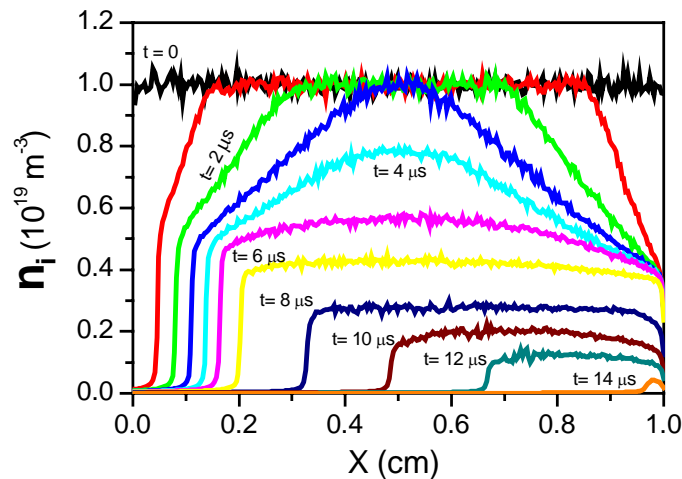
## V.B.2 Evolution de la gaine pendant la TTR

Le scénario ci-dessus permet de solutionner le problème de manière analytique, cependant deux hypothèses sont très éloignées de notre étude, à savoir une chute de tension  $V_0$  constante au cours du temps et un plasma semi-infini. En effet, comme nous l'avons précisé, d'une part la TTR augmente au cours du temps, la tension  $V_0$  aux bornes du disjoncteur ne peut donc pas être supposée constante. D'autre part, le plasma ne peut être supposé comme semi-infini puisque le dispositif est borné par deux électrodes. Il n'y a pas de solution analytique à notre problème. Un problème qui peut paraître aussi simple que l'évolution d'un plasma soumis à une tension croissante au cours du temps entre deux électrodes nécessite le développement d'un modèle. Si des solutions analytiques existent, elles ne permettent souvent de décrire que les premiers instants, quand la dimension de la gaine est petite devant la distance inter-électrode, et quand la densité de plasma n'est pas très éloignée de la densité initiale  $n_0$ .

Le comportement d'un plasma soumis à une montée rapide de la tension se rapproche fortement du problème d'implantation ionique [Vite92]. Le modèle que nous proposons dérive des modèles développés dans ce contexte, avec une approche hybride. Nous supposons les électrons en équilibre de Boltzmann, autrement dit les électrons réagissent instantanément à la variation du potentiel électrique, les ions sont supposés en chute libre (une approche particulière cinétique est utilisée). Le champ électrique est tiré de l'équation de Poisson. L'hypothèse d'équilibre entre le potentiel électrique et la

densité des électrons ne nous permet pas de décrire ce qui se passe sur des échelles de temps de l'ordre de l'inverse de la fréquence plasma électronique et l'apparition de la gaine matricielle. Comme nous nous intéressons à des échelles de temps bien plus longues, l'influence de la gaine matricielle peut de toute manière être négligée. Ce modèle a été validé en comparant les résultats obtenus avec les résultats d'un modèle PIC (gain en temps de calculs : 50, pour une géométrie à une dimension). L'avantage du modèle hybride est lié au fait que nous n'avons pas besoin de résoudre la longueur de Debye. La principale différence avec les modèles développés pour l'implantation ionique est la nécessité de décrire la décroissance de la densité initiale  $n_0$  due au fait que les électrons sont collectés par les électrodes [PRI-18].

Dans la totalité des résultats présentés ici nous avons supposé une température des électrons constante ( $T_e = 1$  eV). A priori, il n'y a aucune raison pour que la température reste constante, puisque les électrons dont l'énergie est supérieure au potentiel plasma sont collectés par l'anode. On s'attend par conséquent à ce que la température globale chute, comme le montre les calculs PIC. Nous avons également pris en compte une équation d'énergie globale pour la température des électrons. Cependant, l'effet de la décroissance de la température électronique au cours du temps ne modifie quasiment pas le comportement de l'évolution temporelle de la gaine.



**Figure V-2 : Evolution spatio-temporelle de la densité d'ions  $n_i$  obtenue à l'aide du modèle hybride pour  $n_0 = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 1$  eV,  $\eta = 1 \text{ kV} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ , et  $d = 1$  cm. La cathode est positionnée à  $x = 0$  et l'anode à  $x = d$  [PRI-19].**

La Figure V-2 montre l'évolution temporelle de la densité d'ions dans les conditions typiques de fonctionnement du disjoncteur ( $n_0 = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ). A titre de remarque, la densité de plasma au moment du passage du courant par zéro est un élément difficile à quantifier (les estimations de la densité de plasma peuvent varier de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  à  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  [Dull87], [Rowe97]). Sur la Figure V-2, nous voyons clairement apparaître deux ondes de raréfaction se propageant depuis l'anode et la cathode vers le centre de l'espace inter-électrode. La vitesse de propagation est subsonique, la gaine avance moins rapidement que la vitesse de Bohm ( $ds/dt < u_B$ ). Les ions sont accélérés à la vitesse de Bohm dans la pré-gaine par ces ondes raréfactions (nous voyons apparaître deux pentes de manière distincte aux premiers instants). Les ondes de raréfaction atteignent le centre de l'espace inter-électrode à l'instant  $t = d/2u_B$  (soit  $\sim 3.7 \mu\text{s}$ ). A cet instant, la densité de plasma au

centre est encore égale à  $n_0$ . L'épaisseur de gaine augmente ensuite rapidement et la décroissance du plasma s'accélère jusqu'à une érosion complète du plasma (ici au bout d'un temps de 14  $\mu\text{s}$ ). Le disjoncteur retrouve alors ses propriétés diélectriques. Le temps pour chasser le plasma augmente quand la densité de plasma initiale augmente (typiquement 33  $\mu\text{s}$  pour une densité initiale de  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ ). Un résultat important apparaît clairement sur la Figure V-2, le nombre d'ions collectés par l'anode représente une part non-négligeable de la totalité des ions initialement présents dans l'espace inter-électrode. Ce pourcentage varie entre 30 % et 50 % en fonction des conditions (il est d'autant plus grand que  $n_0$  est grand et  $\eta$  faible).

## V.C Erosion du plasma – gaine collisionnelle

Nous avons considéré dans la section précédente l'influence de la densité de plasma provenant de la phase d'arc sur l'évolution de la gaine et le temps pour chasser le plasma, dans un cas idéal où la densité d'atomes de cuivre est négligeable. Comment je le précisais dans la première section, suite au passage de l'arc, la surface des électrodes est en partie ou sur la totalité de la surface fondue. De l'intensité et de la durée de phase d'arc va dépendre la température des électrodes. Les estimations varient entre 1400 et 2100 K [Sche01]. Nous allons voir dans la sous-section V.C.1 quelle peut être l'influence de la température des électrodes sur la densité des atomes de cuivre dans l'espace inter-électrode. Dans la sous-section V.C.2, je présente l'influence de la densité des atomes évaporés sur l'évolution de la gaine et l'érosion du plasma.

### V.C.1 Evaporation des électrodes

Un modèle de transport des neutres a été développé, il permet de suivre les atomes de cuivre évaporés de la surface des électrodes. Connaissant la pression de vapeur saturante et la température de la surface, nous pouvons déduire le flux brut d'atomes de cuivre évaporé. Pour donner un ordre d'idée, pour une température de 2000 K, le flux évaporé  $\Gamma_{evap}$  atteint  $10^{24} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  et des densités d'atomes voisines de  $10^{22} \text{ m}^{-3}$ . La complexité du problème vient du fait que le libre parcours moyen des collisions cuivre-cuivre est très inférieur à la distance inter-électrode pour les densités que nous atteignons. Une approche DSMC a été mise en place pour prendre en compte ces collisions. L'approche a été validée en supposant un cas d'école où une surface placée dans le vide est portée à une température de 2000 K (en pratique une surface froide est placée assez loin et face à la surface émettrice, où les particules se condensent) [Sibo93]. Une couche de non équilibre – appelée couche de Knudsen dont l'épaisseur est d'une dizaine de libres parcours moyens – se produit alors en face de la surface émettrice (et en l'occurrence également en face de la paroi recondensée pour ce problème) [Sarr08].

Dans le cadre de l'étude du disjoncteur sous vide, les deux électrodes sont portées à des températures élevées, ce n'est donc pas un simple problème d'évaporation-condensation. Une étude paramétrique a été effectuée pour une évaporation par deux plaques planes face à face, l'essentiel des résultats est reporté dans le Tableau V-1.

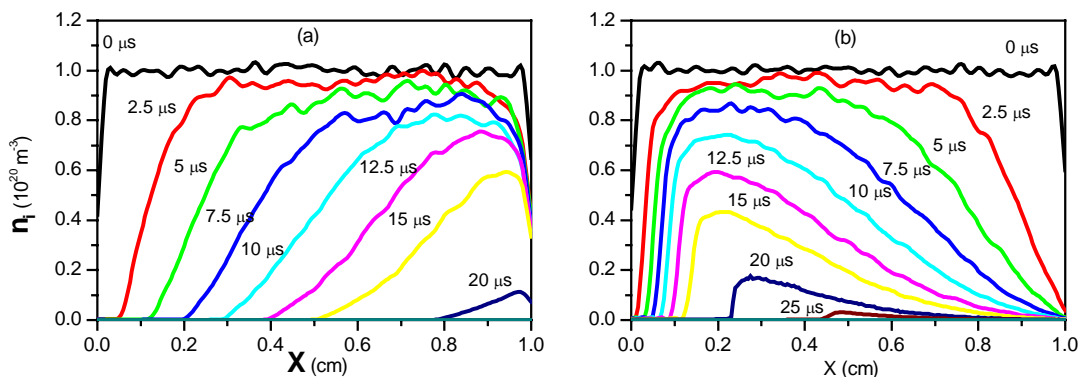
$T_1$ (K)	$T_2$ (K)	$N_a$ ( $10^{22} \text{ m}^{-3}$ )	$v_a$ ( $\text{m.s}^{-1}$ )
2000	2000	1.58	0
2000	1950	1.34	79
2000	1900	1.12	155
2000	1800	0.81	304
2000	300	0.51	535

**Tableau V-1 : Densité  $N_a$  et vitesse moyenne  $v_a$  des atomes pour une surface portée à une température  $T_1$  et une surface dont la température  $T_2$  varie de 300 K à 2000 K [PSI-2].**

Le Tableau V-1 montre que la densité d'atomes dans l'espace inter-électrode est de l'ordre de  $10^{22} \text{ m}^{-3}$ , celle-ci est d'autant plus grande que la température des surfaces est élevée. La seconde remarque importante est la vitesse moyenne non nulle des atomes  $v_a$  dirigée vers la paroi la plus froide (et égale à 0 quand les deux parois sont portées à la même température). D'autres facteurs peuvent contribuer à l'augmentation de la densité d'atomes, à savoir la recombinaison en volume et la génération d'atomes sous l'effet d'ions énergétiques ou de neutres rapides à la cathode (pulvérisation). Les estimations montrent que la recombinaison est totalement négligeable, quant au flux d'atomes pulvérisés, celui-ci est typiquement un ordre de grandeur inférieur au flux évaporé (il faut tout de même reconnaître qu'il existe une incertitude quant à l'extrapolation des données de base pour le coefficient de pulvérisation d'une surface solide vers une surface en partie liquide).

## V.C.2 Influence des collisions sur l'érosion du plasma

Nous allons maintenant voir l'influence des collisions entre les particules lourdes sur l'érosion du plasma. Les processus collisionnels dominants sont les collisions d'échange de charge entre les ions et les atomes de cuivre et les collisions élastiques entre atomes. Ces processus sont aussi pris en compte par une approche DSMC et couplés au modèle hybride.



**Figure V-3 : Evolution spatio-temporelle de la densité d'ions  $n_i$  obtenue à l'aide du modèle hybride pour (a)  $T_c = 2000 \text{ K}$ ,  $T_a = 300 \text{ K}$  ; (b)  $T_c = 300 \text{ K}$ ,  $T_a = 2000 \text{ K}$ . La densité initiale  $n_0 = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , les autres conditions sont identiques à la Figure V-2 [PSI-2].**

La Figure V-3 montre l'évolution spatio-temporelle de la densité d'ions pour deux cas extrêmes, dans un premier cas, la cathode est portée à une température de  $T_c = 2000$

K et l'anode est laissée à température ambiante,  $T_c = 300$  K ; dans un deuxième cas, à l'inverse  $T_c = 300$  K et  $T_a = 2000$  K. Si la densité d'atomes est de l'ordre  $5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , lorsque  $T_c > T_a$ , la vitesse moyenne des atomes est dirigée vers l'anode, et lorsque  $T_c < T_a$ , la vitesse moyenne des atomes est dirigée vers la cathode. La densité initiale de plasma  $n_0$  est fixée à  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Les évolutions des gaines anodique et cathodique ne ressemblent en rien au cas non-collisionnel, nous ne voyons plus d'ondes de raréfaction. Nous sommes dans une situation très collisionnelle. Pour s'en convaincre, il faut savoir qu'un ion fait 40 collisions d'échange de charge sur 2 mm. Ces transferts de quantité de mouvement entre les ions et les atomes par échange de charge vont modifier les profils des densités ionique et atomique. Lorsque  $T_c < T_a$ , le flux de neutres évaporés va avoir pour effet de « pousser » les ions vers l'anode, dans le sens de la progression de la gaine cathodique. Au contraire, lorsque  $T_c > T_a$ , le flux de neutres va « pousser » les ions vers la cathode, dans le sens contraire à la progression de la gaine cathodique.

Même si le temps pour chasser le plasma de l'espace inter-électrode est quasiment identique, la situation est complètement différente dans les deux cas. Pour s'en convaincre, il suffit de regarder les charges récoltées sur les électrodes. Lorsque  $T_c < T_a$ , seulement 4 % des ions sont récoltés à l'anode et 96 % à la cathode. Dans la situation inverse, quand  $T_c > T_a$ , 93 % des ions sont récoltés à l'anode et 7 % à la cathode. Nous en verrons les conséquences dans la section suivante.

## V.D Claquage de Townsend lors de la phase post-arc

La dernière étape consiste à évaluer le risque de claquage du disjoncteur lors de la phase post-arc. Dans la sous-section V.D.1, je reviens sur les mécanismes conduisant à la génération d'électrons secondaires sur les surfaces et en volume. J'examine dans la sous-section V.D.2 les conditions défavorables qui peuvent conduire à un claquage de l'ampoule sous-vide lors de la phase post-arc.

### V.D.1 Mécanismes de génération des électrons secondaires

De manière générale, deux sources de génération d'électrons secondaires co-existent, la première en surface et la seconde en volume. Intéressons nous dans un premier temps à l'émission secondaire par impact des particules lourdes sur les surfaces. Dans le cas du cuivre, seul l'émission cinétique qui permet à un atome ou un ion d'arracher des électrons secondaires de la paroi est possible. La condition pour une émission potentielle (arrachage de l'électron secondaire par effet tunnel quand la particule chargée se rapproche de la surface)  $E_i > 2\phi$  n'est pas remplie ( $E_i$  est le potentiel d'ionisation,  $E_i = 7.74$  eV et  $\phi$  le travail de sortie,  $\phi = 4.45$  eV) [Vie74]. La difficulté est liée aux données de base extrêmement mal connues pour des énergies en dessous du keV [Ande00], nous avons supposé une décroissance linéaire aux faibles énergies. Concernant la prise en compte de la génération d'électrons secondaires par l'émission thermoionique et par effet de champ, nous avons suivi le modèle de Murphy et Good [Murp56] qui propose une approche unique permettant de prendre en compte ces deux types d'émissions sur de larges gammes de champ électrique et de température. L'effet

de l'émission d'électrons secondaires par impact d'électrons sur l'anode est négligeable car l'énergie initiale des électrons secondaires est très faible et la chute de potentiel anodique de quelques volts ne permet pas à ces électrons d'ioniser les atomes de cuivre. Par contre nous avons pris en compte le fait que les électrons ont une certaine probabilité d'être réfléchi par l'anode ( $\sim 0.3$ ) [Yong98].

La seconde source concerne la prise en compte des électrons secondaires issus de l'ionisation des vapeurs de cuivre. Afin d'estimer les collisions entre les électrons et les atomes de cuivre, nous avons utilisé les sections efficaces fournies par Tkachev *et al.* [Tkac07]. L'information à retenir est que l'ionisation domine pour des électrons dont l'énergie est supérieure à 200 eV. Néanmoins, pour un électron d'énergie de 10 keV, la section efficace d'ionisation est d'environ  $10^{21} \text{ m}^{-2}$ , et le libre parcours moyen d'ionisation pour une densité d'atomes de  $10^{22} \text{ m}^{-3}$  est 10 cm, soit une probabilité d'ionisation encore forte de 0.1 pour un électron de cette énergie.

Venons en maintenant au risque de claquage. La condition pour qu'il y est claquage est définie par la relation suivante :

$$\gamma(M-1) > 1 \tag{V-1},$$

où  $\gamma$  est le coefficient effectif d'émission secondaire qui prend en compte l'effet des ions et des atomes sur la cathode,  $M$  est la multiplication électronique, telle que  $(M-I)$  est le nombre moyen d'électrons et d'ions créés dans l'espace inter-électrode par un électron primaire. Si la condition (V-1) est remplie, la densité de plasma augmente dans l'espace inter-électrode, tout comme le risque d'emballement et d'échec du système de coupure.

Un modèle Monte Carlo collisionnel du transport des électrons rapides a été développé et couplé au modèle hybride existant<sup>20</sup>. Si je résume l'ensemble des phénomènes pris en compte dans le modèle de claquage :

- (1) **créations et pertes de particules lourdes en surface** - évaporation, condensation (coefficient de collage égal à 1 pour toutes les particules lourdes) et pulvérisation (négligeable dans nos conditions) ;
- (2) **collisions entre particules lourdes** - collisions d'échange de charge entre ions et atomes et collisions élastiques entre atomes ;
- (3) **créations d'électrons secondaires en surface** - émission secondaire par impact des lourds, des électrons (négligeable), par effet thermoïonique, par effet de champ ; réflexion à l'anode ;
- (4) **collisions électron-atome** - élastiques et inélastiques dont l'ionisation.

Le calcul se termine quand aucun claquage à long terme n'est constaté (à la fin du temps de montée de la TTR), ou quand le courant post-arc (cathodique) atteint 100 A (Dullni *et al.* indique qu'un courant de 30 A conduit inévitablement à l'échec de coupure [Dull87]), ou quand la densité de plasma atteint  $3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$  (pour une densité initiale de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ), au delà, certaines hypothèses du modèle de claquage doivent être remises en cause.

---

<sup>20</sup> Par soucis de simplicité, je l'appelle modèle de claquage par la suite.

## V.D.2 Echec de coupure du disjoncteur en phase post-arc

La Figure V-4a montre les résultats d'une étude paramétrique portant sur le risque de claquage en fonction des températures cathodique et anodique. Le paramètre clé est la température anodique. Nous voyons apparaître une première zone pour  $T_a < 2050$  K, où le plasma finit par être érodé avant  $100 \mu\text{s}$ , une deuxième zone pour  $T_a > 2150$  K, où la multiplication est suffisamment grande pour que la densité de plasma atteigne  $3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$  (dans le CAS D, la densité de courant post-arc atteint  $2 \times 10^5 \text{ A.m}^{-2}$ ). Enfin, entre les deux régions, une zone intermédiaire existe où la densité de plasma n'atteint pas  $3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , mais le plasma n'est pas complètement chassé au bout de  $100 \mu\text{s}$ .

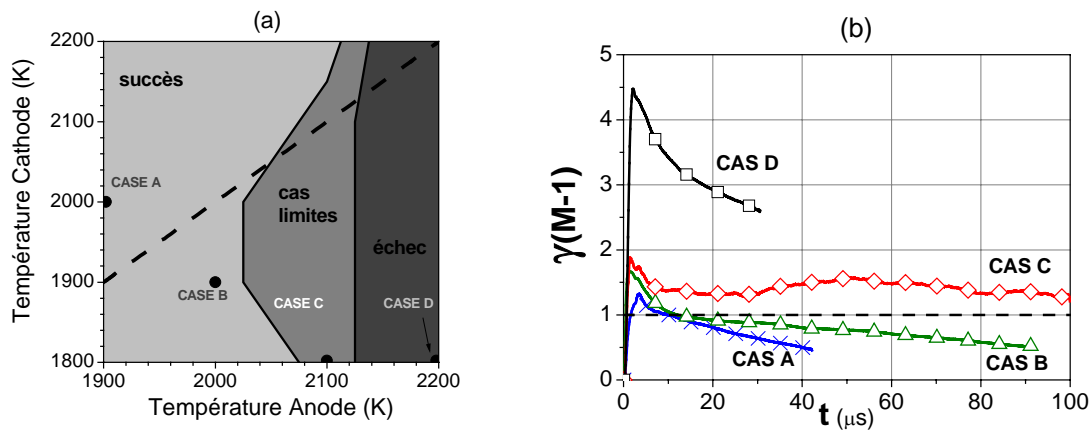


Figure V-4 : (a) Influence du risque de claquage en fonction des températures anodique et cathodique ; (b) Evolution temporelle du produit  $\gamma(M-1)$  pour 4 CAS. La densité initiale  $n_0 = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (profil gaussien, largeur à mi-hauteur 0.3 cm),  $T_e = 1 \text{ eV}$ ,  $\eta = 0.4 \text{ kV} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ , et  $d = 1 \text{ cm}$  [PSI-3].

Nous voyons sur la Figure V-4b l'évolution temporelle du produit  $\gamma(M-1)$  pour 4 CAS illustrant le comportement du disjoncteur dans les 3 régions définies sur la Figure V-4a. Il faut en premier lieu rappeler que la fonction  $\gamma$  (coefficient d'émission secondaire) est une fonction croissante de l'énergie. Lorsque le temps s'écoule, l'épaisseur de gaine cathodique augmente tout comme le champ électrique. Les ions gagnent plus d'énergie qu'ils transmettent aux neutres par des collisions d'échange de charge. La fonction  $\gamma$  va donc augmenter au cours du temps. La multiplication  $M$  est maximale pour des électrons dont l'énergie est de l'ordre de 300 eV, c'est à dire sur des échelles de temps inférieures à  $1 \mu\text{s}$ . Ceci explique le pic observé dans tous les cas. Ensuite, la multiplication  $M$  décroît très rapidement dans le temps, plus rapidement que la croissance de  $\gamma$  dans le temps. Le produit des deux grandeurs  $\gamma(M-1)$  chute par conséquent. La condition  $\gamma(M-1) > 1$  dans les premiers instants est une condition nécessaire mais pas suffisante. On peut remarquer tout de même que plus le pic du produit  $\gamma(M-1)$  est haut, plus il est difficile pour le disjoncteur de retrouver ses propriétés diélectriques lors de la phase post-arc.

Tâchons d'expliquer les raisons qui conduisent à un claquage dans l'espace inter-électrode. Lorsque  $T_a$  est suffisamment élevée (CAS D), comme le montre la Figure V-3b, le flux d'atomes évaporé « pousse » le plasma vers la cathode, la gaine cathodique a du mal à progresser. C'est dans ces conditions que le champ électrique est le plus fort.

La conséquence est que les ions gagnent beaucoup d'énergie qu'ils cèdent par collisions d'échange de charge avec les neutres évaporés. Ce sont ces neutres rapides qui arrachent des électrons secondaires de la paroi (c'est ce terme qui est dominant dans le courant post-arc cathodique). Ces électrons secondaires vont rapidement ioniser les neutres dans une fine couche proche de la cathode (ils acquièrent une énergie de quelques centaines d'eV très rapidement) et ces électrons secondaires vont se multiplier non pas dans la région de la gaine cathodique comme on pourrait le penser (la densité d'atomes chute à cause des collisions d'échange de charge) mais plus loin dans le plasma.

Nous devons cependant mettre un bémol aux résultats de la Figure V-4a pour les fortes températures cathodiques, à cause du fort champ électrique régnant dans la région cathodique ( $\sim 10^7 \text{ V.m}^{-1}$ ). La probabilité de claquage peut être augmentée soit par la formation de cône de Taylor sur la surface fondue, soit à cause des effets thermoioniques qui peuvent être amplifiés (on parle communément dans la littérature de facteur  $\beta$  variant jusqu'à 1000) à cause des microstructures de la surface. Les calculs montrent que le courant d'électrons secondaire par émission thermoionique et émission de champ est négligeable pour nos conditions quand nous n'amplifions pas ces effets par un facteur lié à l'état de surface de l'électrode. Une meilleure prise en compte de ces aspects dans le modèle de claquage peut être un élément décisif, notamment lorsque la cathode est portée à haute température.



## **Chapitre VI**

### **Projets à court et moyen termes**

---

---

## VI.A Propulseur à Effet Hall conventionnel

Concernant l'étude des propulseurs à effet Hall conventionnels, parallèlement à la question du transport anormal sur lequel je reviendrai dans le chapitre suivant, je compte privilégier deux directions. La première concerne l'étude critique de la configuration magnétique actuelle (VI.A.1), la seconde porte sur la possibilité d'utiliser le propulseur à effet Hall en orbite basse où le fluide propulsif serait constitué de l'air ambiant (VI.A.2).

### VI.A.1 Structure à topologie magnétique paramétrable

Si on s'attarde un peu sur la structure magnétique d'un moteur à effet Hall conventionnel (Figure I-1a), celui-ci est constitué de bobines (4 externes et une centrale), d'un circuit magnétique complexe qui permet d'avoir un champ magnétique dont les lignes forment une lentille convexe, et d'un écran magnétique dont le rôle est de générer un champ magnétique maximal dans le plan de sortie du propulseur. Une étude « critique » de la configuration magnétique laisse apparaître qu'uniquement 25 % du flux magnétique créé par les bobines est « utile » pour la décharge, 50 % est perdu dans les écrans, et 25 % des lignes de champ magnétique se rebouclent sur les parties externes du propulseur (inévitables pour la configuration choisie). En d'autres mots, un champ magnétique intense est généré par les bobines dont une bonne partie du flux est ensuite évacuée du canal de décharge. Il faut également garder à l'esprit que l'essentiel du poids du moteur lui-même est constitué par les bobines et le circuit magnétique.

Limiter les pertes de flux magnétique est donc important. Il est apparu intéressant de revisiter la structure actuelle, et de proposer une nouvelle structure magnétique. La structure magnétique proposée, qui s'affranchit des écrans magnétiques, a également l'avantage d'avoir la possibilité de régler indépendamment le gradient de champ magnétique (avant et après le plan de sortie), la position du maximum de champ magnétique et l'inclinaison de la lentille magnétique<sup>21</sup>. Un prototype devrait être réalisé dans les prochains mois et la modification de la cartographie magnétique pourra, je l'espère, déboucher sur une structure permettant l'amélioration des performances du moteur.

Une autre approche qui me paraît intéressante est un système magnétique « hybride » bobines/aimants permanents. Dans ce système, jamais encore proposé, des aimants permanents généreraient le champ magnétique « nominal », avec un avantage certain en terme de poids. Une ou des bobines « secondaires » pourraient être ajoutée(s) dans le but de pouvoir ajuster le champ magnétique pour garder une certaine flexibilité. Des réflexions sur ce sujet sont encore à l'étude.

---

<sup>21</sup> Pour des raisons de confidentialité, je ne montrerai pas de schéma de la maquette proposée.

## VI.A.2 Propulseurs à effet Hall – atmosphère ambiante

J'ai démarré une étude portant sur la possibilité d'utiliser l'atmosphère ambiante comme fluide propulsif pour des moteurs à effet Hall qui seraient utilisés en orbite basse (quelques centaines de km, pour des pressions de l'ordre ou inférieures au Torr). A ces altitudes la poussée du moteur doit compenser la force de traînée qui s'exerce sur l'engin spatial pour maintenir celui-ci en orbite. Les avantages sont nombreux, d'abord réduire la masse à embarquer au décollage, ce qui peut être encore plus important si on pense à un engin spatial évoluant dans une atmosphère d'une autre planète, le second avantage est bien entendu lié à la source de neutres qui devient dans ces conditions inépuisable, la masse de fluide propulsif ne devient alors plus une limite dans l'utilisation de ce type de propulsion. Le modèle hybride est à même, il me semble, de fournir des informations intéressante sur la pertinence de cette idée.

Les premiers calculs réalisés pour des gaz tels que O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> pour un moteur à effet Hall conventionnel ont cependant montré la difficulté d'ioniser le gaz. Cela provient simplement du fait que la longueur d'ionisation  $L_i = v_i/k_i N_a$  - où  $v_i$  est la vitesse des ions,  $k_i$  le taux d'ionisation et  $N_a$  la densité d'atomes - est plus grande que la longueur du canal  $L$ . Pour les atomes considérés dans cette étude, la vitesse des ions est d'autant plus grande que l'atome est léger et le taux d'ionisation pour ces atomes est plus faible que dans le cas du xénon [CCI-29]. Une campagne de mesures de performances sur un petit moteur à effet Hall fonctionnant avec de l'azote est envisagée en 2009. J'aimerais en parallèle terminer cette étude en proposant une solution alternative où ce type de gaz pourrait être utilisé sur un propulseur à effet Hall.

## VI.B Propulseur multi-étages basé sur l'effet Hall

J'aimerais étudier un autre concept de moteur, toujours basé sur une décharge en champs électrique et magnétique croisés, dont la particularité tient à la configuration magnétique pour ce type de propulseur. Une idée originale de moteur a été proposée il y a quelques années en Allemagne, dans le but de réduire la divergence du faisceau d'ions pour éviter l'érosion des céramiques. Ce moteur appelé HEMP (High Efficiency Multistage Plasma Thruster) est présenté sur la Figure VI-1. Le concept proposé s'inspire de méthodes de focalisation de faisceaux d'électrons utilisant un système d'aimants permanents placés périodiquement le long d'un tube. Nous retrouvons, comme dans un propulseur à effet Hall conventionnel, une cathode externe qui fournit un courant d'électrons dont le but est d'assurer l'ionisation dans le canal et la neutralisation du faisceau d'ions. Le gaz propulsif, toujours du xénon, pénètre par le fond du canal du HEMP en étant injecté à travers l'anode. Une tension continue de plusieurs centaines à quelques milliers de volts est appliquée entre les deux électrodes. Si le moteur présente toujours une géométrie axisymétrique, la particularité est que le canal a maintenant un seul cylindre (avec des parois en céramique). L'autre particularité est que le champ magnétique est généré non plus à l'aide de bobines mais d'aimants permanents (avec des pôles en alternance N-S), comme le montre la Figure VI-1. L'arrangement et le nombre d'aimants permanents permet de séparer le canal en autant

d'étages souhaités. Plus le nombre d'étage est important, plus la tension appliquée peut être grande, et meilleure semble l'efficacité du propulseur.

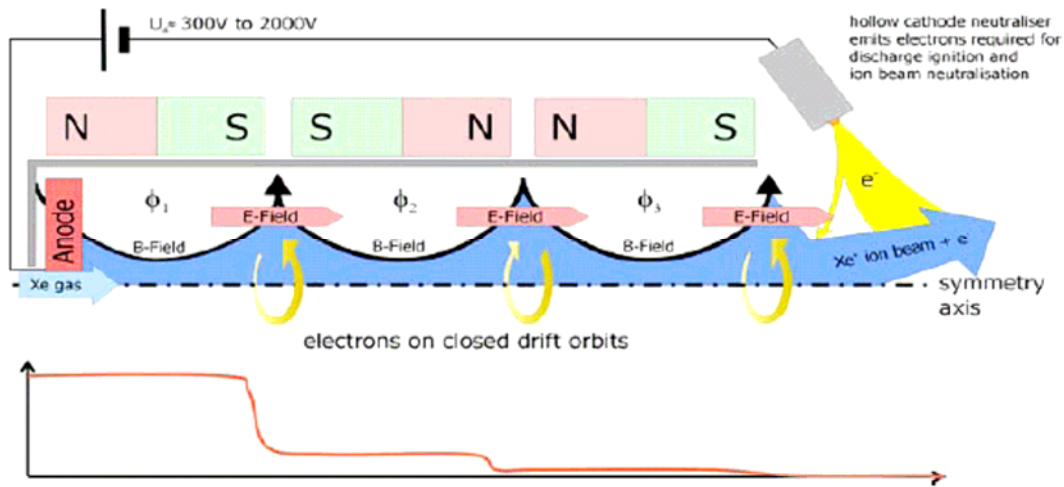


Figure VI-1 : Schéma du propulseur HEMP (figure de dessus) et distribution axiale du potentiel électrique (figure de dessous) [Koch07], [Bass08].

Selon les inventeurs du concept proposé, cette configuration particulière permettrait de générer de forts champs magnétiques entre les aimants, le champ électrique se concentrant alors dans ces régions. Le profil de la distribution axiale du potentiel électrique, toujours selon les inventeurs, est présentée sur la Figure VI-1 de dessous. La conséquence est une meilleure séparation entre les régions d'ionisation et d'accélération, et par conséquent une meilleure divergence du faisceau d'ions en sortie. Le second avantage tient à la forme particulière des lignes de champ magnétique dont la forme renforce les effets de gradients de champ magnétique (effets miroirs) au niveau des aimants (comme dans un magnétron). Le bénéfice avancé par les inventeurs tient au fait que les électrons (et donc par voie de conséquence les ions) restent éloignés des parois du moteur, réduisant l'érosion des céramiques et améliorant par suite la durée de vie du propulseur [Koch07], [Bass08].

Une étude a récemment été présentée montrant des efficacités de 0.5 pour des puissances comprises entre 1.5 kW et 7.5 kW avec des poussés variant de 50 à 250 mN, pour une impulsion spécifique de 3000 s [Koch07]. Nombre de questions restent à mon avis en suspens telles, la conséquence de cette configuration magnétique sur le transport des électrons, comment s'ajuste la répartition du potentiel électrique dans le canal de manière à ce que la majeure partie de celle-ci se retrouve dans « l'étage » le plus proche de la sortie pour accélérer les ions à de grandes vitesses, sachant qu'aucune électrode intermédiaire n'est utilisée comme dans les propulseurs double-étages (voir Chapitre IV) ?

## VI.C Propulseur micro-onde miniature

Je participe actuellement à un projet dont l'objectif est de développer une nouvelle génération de réacteurs plasma micro-onde à conditions opératoires étendues, capables de couvrir un large domaine de pression (depuis  $10^{-2}$  jusqu'à  $10^3$  pascal) et une gamme étendue de fréquences (depuis 2.45 GHz jusqu'à 100 MHz). L'intérêt de cette étude réside, d'une part, dans la caractérisation et la modélisation de ces plasmas dont le mode de couplage évolue en fonction des conditions opératoires, et, d'autre part, dans les perspectives que ces plasmas peuvent offrir, y compris au niveau des applications industrielles, pour le développement de procédés plasma inédits, en termes de performances (densité, uniformité) et de flexibilité.

Le groupe de J. Pelletier a proposé il y a quelques années d'utiliser un ensemble de sources dipolaires dans un plasma d'argon (réseaux bi - ou tridimensionnels) pour atteindre de grandes densités (quelques  $10^{17} \text{ m}^{-3}$ ) sur de grandes surfaces [Laco02], [Laco09]. Chaque source dipolaire élémentaire est constituée d'un aimant permanent et d'un applicateur micro-onde dans le but de chauffer les électrons à la Résonance Cyclotron Electronique (RCE), à basse pression. A plus haute pression, le champ magnétique devient inopérant et l'absorption d'énergie des électrons se fait par absorption collisionnelle. Un modèle axisymétrique bi-dimensionnel couplant de manière auto-cohérente les équations de Maxwell avec l'évolution du plasma a été développé dans le cadre de l'étude d'une seule source dipolaire [PSI-4].

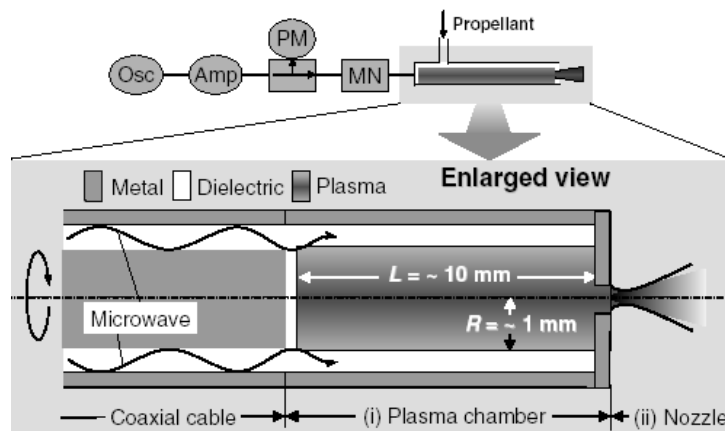


Figure VI-2 : Schéma du propulseur micro-onde, avec à gauche la partie exciteur micro-onde, au centre le canal de la décharge, et au bout la tuyère [Tak06a], [Tak06b].

Les bases de ce modèle vont me permettre de simuler le fonctionnement à basse pression d'un propulseur micro-onde de faible puissance ( $\sim 10 \text{ W}$ ). Ce type de propulsion est envisagée pour des micro-satellites ( $\sim 10 \text{ kg}$ ) qui sont utilisés pour des missions essentiellement scientifiques. La Figure VI-2 montre le schéma d'un propulseur micro-onde développé ces dernières années au Japon [Tak06a], [Tak06b]. L'avantage clairement visible est l'absence d'électrodes et de tout système magnétique dans ce type de dispositif. Les électrons sont chauffés par les micro-ondes (fréquence de quelques GHz), lesquels par collisions chauffent les atomes (en l'occurrence de l'argon, débit injecté de quelques  $\text{mg.s}^{-1}$ ). Le canal de la décharge est un cylindre constitué d'un

diélectrique avec une zone métallique au bout, la longueur est de 10 mm et le rayon de 1 mm. Une tuyère permet de transformer l'énergie thermique en énergie dirigée. Des densités de plasma de l'ordre  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  ont été mesurées [Tak06a]. Des calculs de performances montrent des poussées de 1 mN et des impulsions spécifiques proches de la centaine de secondes [Tak06b].

## **Chapitre VII**

### **Projets à long terme – Méthodologie**

---

---

## VII.A Limites de l'approche hybride

J'ai essayé de montrer dans ce mémoire que le modèle hybride développé dans le cadre de l'étude des moteurs de type effet Hall avec une approche « fluide » collisionnelle des électrons et cinétique des ions était un outil puissant, efficace et rapide d'utilisation. Le rôle majeur de ce modèle est d'arriver à mieux comprendre et à expliquer le comportement du moteur. Il nous a permis en effet de reproduire un certain nombre des caractéristiques du moteur, et non des moindres, telles que les oscillations basses et hautes fréquences.

La principale limite de cette approche tient à la description fluide des électrons, où des processus collisionnels autres que les collisions en volume électron-neutre (très rares) expliquant le transport des électrons à travers la barrière magnétique, peuvent être pris en compte en définissant une fréquence de collisions locale. J'ai essayé de montrer que définir une fréquence de collisions rendant compte des interactions entre les électrons et une onde azimutale (comme observée dans le modèle PIC) avait un certain sens, dans le cas où nous nous intéressons à des échelles de temps grandes devant le temps mis par les électrons pour franchir le canal. Néanmoins, force est de constater, que lorsqu'on s'intéresse à des échelles de temps courtes ( $\sim \mu\text{s}$ ), le chauffage électronique calculé à l'aide du modèle PIC ne permet pas de traduire le transport des électrons par une quelconque mobilité collisionnelle locale [PRI-21].

La seconde limite tient à l'hypothèse sur la fonction de distribution en énergie des électrons (FDEE) supposée Maxwellienne. Une comparaison des taux d'ionisation calculés en prenant en compte la FDEE calculée par le modèle PIC et une FDEE Maxwellienne pour une même température des électrons ne conduit pas un écart important sur le taux d'ionisation [PSI-5]. En revanche, si nous voulons regarder d'un peu plus près le rôle des interactions électron-paroi sur le bilan énergétique des électrons dans le canal, les hypothèses concernant la forme de la FDEE conduisent à des résultats qui peuvent être très différents. Un autre aspect concerne la particularité des configurations magnétiques étudiées, qui présentent toutes un gradient de champ magnétique le long des lignes. Les électrons sont repoussés de ces régions suite à des effets appelés « miroirs » (voir l'exemple de la bouteille magnétique dans [Chen84]). De tels effets peuvent se produire dans des régions éloignées du canal comme c'est le cas dans les moteurs à effet Hall (effets dans la région éloignée du canal au voisinage de la pièce polaire interne – voir Figure III-2). Dans le cas du petit propulseur cylindrique à effet Hall, la pièce polaire est positionnée à l'interface entre les régions annulaire et cylindrique (voir Figure IV-6), la question du rôle de l'effet miroir mérite d'être posée. La prise en compte de ces effets revêt une importance encore plus importante dans le cas du propulseur multi-étages HEMP (Figure VI-1), puisque le maximum de champ magnétique se situe au niveau de chaque aimant localisé tout autour du canal de décharge.



## VII.B Méthode Particle-In-Cell (PIC) implicite

Tenter de mieux cerner les limites du modèle hybride passe par une description entièrement cinétique du problème. Le but étant de tirer un maximum d'informations utiles à l'amélioration, dans la mesure du possible, de l'approche fluide des électrons. L'approche cinétique consiste à suivre les trajectoires d'un grand nombre de particules chargées et d'accumuler les charges électrostatiques à partir de la position des particules et de schémas d'interpolation plus ou moins complexes sur une grille prédéfinie [Bird04]. Les termes de force sont alors tirés de la résolution des équations de Maxwell. Pour le problème qui nous concerne, les équations de Maxwell se réduisent à l'équation de Poisson, étant donné que le champ magnétique est extérieur et statique. Cette approche, simple sur le papier, et qui ne fait appel à aucune hypothèse, se heurte à un certain nombre de contraintes liées au choix du pas de temps  $\Delta t$  (inférieur à l'inverse de la fréquence plasma électronique) et de la taille du maillage  $\Delta x$  (inférieure à la longueur de Debye) pour des raisons de stabilité. Un traitement « explicite » qui consiste à déterminer les nouvelles composantes des positions et vitesses des particules à partir des forces calculées à l'instant précédent conduit à des temps de calcul prohibitifs. A titre d'exemple, dans nos conditions pour des densités de plasma qui peuvent atteindre  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  et une température électronique de quelques eV,  $\Delta t \sim 5 \times 10^{-12} \text{ s}$ ,  $\Delta x \sim 20 \text{ } \mu\text{m}$  [Bird04]. Sans compter que cette méthode est basée sur une approche statistique qui nécessite l'utilisation d'un certain nombre de macro-particules (dont le poids représente un échantillon de la densité réelle pour le type de particules considéré). Ce nombre de macro-particules doit être suffisamment grand pour que les résultats ne dépendent pas (ou peu) de ce paramètre. Bref, cette approche, a été utilisée le plus souvent en une dimension, comme nous l'avons fait dans l'étude de la phase post-arc du disjoncteur sous-vide pour valider l'approche fluide (Chapitre VI).

Au début des années 1980, des méthodes « implicites » ont été proposées dans le but de lever la contrainte liée à la résolution de la fréquence plasma électronique pour le couplage du transport des particules avec l'équation de Poisson [Dena81], [Lang83] et avec les équations de Maxwell [Hewe83], [Gibb95]. Prenons le cas d'un problème purement électrostatique, l'idée générale est de prédire l'évolution du champ électrique pendant le transport des particules. Une première méthode, dite des « moments » a été proposée [Dena81]. Le transport des particules permet de calculer les termes sources et densités des particules qui sont introduits dans un système d'équations fluides (continuité, conservation de la quantité de mouvement) couplé à la résolution de l'équation de Poisson. Les particules sont avancées à partir du champ électrique « prédit » et calculé de manière fluide. La difficulté d'une telle méthode est la non-cohérence entre la force électrique calculée à partir des moments et les positions et vitesses déterminées de manière cinétique, une méthode itérative est nécessaire. La méthode peut être améliorée soit en prenant des moments d'ordres supérieurs soit en choisissant de manière adéquate la fermeture du système. Cette méthode, plutôt complexe à mettre en œuvre, a par la suite été moins utilisée puis progressivement abandonnée, pour laisser place à une autre méthode.

La méthode « implicite » utilisée le plus couramment est la méthode dite « directe ». Cette approche permet de travailler directement et uniquement avec les particules

[Lang83], [Hewe83], [Gibb95]. En quelques mots, l'idée est de décomposer le mouvement des particules pendant un pas de temps  $\Delta t$  en deux étapes, chacune étant caractérisée par un pas de temps  $\Delta t/2$ . Toujours en supposant un problème purement électrostatique, les équations du mouvement sont intégrées à l'aide d'un champ électrique calculé à l'instant précédent. L'équation de Poisson est alors résolue connaissant la répartition spatiale du profil des charges des particules sur les nœuds du maillage à cet instant intermédiaire. Les équations du mouvement sont alors intégrées une seconde fois à partir des positions et vitesses connues à l'état intermédiaire à partir du champ électrique prédit. La principale hypothèse de la méthode réside dans le fait que le champ électrique reste inchangé entre les instants intermédiaire et final<sup>22</sup>. La contrainte sur la fréquence plasma électronique et indirectement sur la taille des mailles peut être levée. Dans le cas du moteur à effet Hall, seule la contrainte liée à l'intégration des trajectoires électroniques autour des lignes de champ magnétique demeure, soit un pas de temps  $\Delta t \sim 10^{-11}$  s. On gagne ainsi un facteur 50 en temps de calcul.

Les méthodes PIC se prêtent également très bien à la parallélisation avec un intérêt récemment accru puisque une nouvelle architecture de machines avec des processeurs multi-cœurs (plusieurs cœurs gravés sur une même puce) vendue à des tarifs compétitifs est arrivée sur le marché ces dernières années (aidé en cela par une lutte acharnée que se livrent les fabricants de processeurs AMD et Dell). Elle permet d'augmenter la puissance de calcul pour une même horloge (dont la fréquence a tendance à stagner). Chaque constructeur présente pour l'instant des architectures de processeurs multi-cœurs différentes avec pour principale conséquence une répartition de la mémoire cache différente. Les premiers calculs effectués à l'aide de code PIC sur des processeurs parallèles n'ont pas attendu les nouvelles architectures de processeur, mais se faisaient le plus souvent sur de super-calculateurs (avec parfois une certaine complexité pour accéder à ces centres de calculs dédiés). Le principe de parallélisation d'un code PIC est très simple, il s'agit de répartir sur chaque cœur un certain nombre de macro-particules et de les transporter. Les informations nécessaires au calcul du champ électrique à savoir la répartition des charges sont ensuite centralisées. La résolution de l'équation de Poisson peut être (ou ne pas être) parallélisée (si nécessaire il existe des algorithmes rapides de résolution). La difficulté, si difficulté il peut y avoir, est de maintenir un nombre identique de macro-particules sur chaque cœur. En effet, un trop grand nombre de macro-particules sur un seul cœur ralentit l'ensemble des cœurs puisque le champ électrique peut être calculé à partir du transport de l'ensemble des macro-particules.

Le code PIC implicite développé à l'Ecole Polytechnique est maintenant implanté au LAPLACE, il tourne sur un cluster de 32 machines. Les temps de calcul sont de quelques jours pour simuler 200  $\mu$ s. Il s'agit d'un outil puissant qui doit nous aider à mieux comprendre le transport anormal des électrons dans un propulseur à effet Hall. Je souhaiterais notamment arriver à une sorte de loi « d'échelle » du transport anormal en fonction des conditions extérieures (débit, tension et champ magnétique). Il va alors s'agir de calculs massivement parallèles qui vont demander des compétences extérieures dans le domaine de la parallélisation intensive. De manière générale l'approche PIC

---

<sup>22</sup> Pour ces raisons, il me semble plus judicieux de parler d'approche semi-implicite, de manière analogue à ce qui se fait dans le cadre des modèles fluides [Hage08].

implicite parallèle peut être utile dans le cadre de l'étude des plasmas faiblement collisionnels, et je compte m'investir de plus en plus dans cette voie.

## VII.C Calculs sur des processeurs de carte graphique

Il existe une autre activité qui en est encore à ses balbutiements (voire même quasi inexistante me semble t'il dans le domaine des plasmas) et qui pourtant en voie de développement dans le domaine scientifique est l'utilisation des processeurs de carte graphique (avec des avantages en terme de nombres de processeurs – plusieurs centaines – et de partage de la mémoire) [Phar05]. Des fabricants tels que NVIDIA<sup>23</sup> spécialisés dans les consoles de jeux vidéo se sont lancés dans le calcul haute performance (processeur Teraflop) pour des problèmes scientifiques. Il est vrai que la plupart des processeurs utilisés pour du calcul scientifique sont préférentiellement dédiés à d'autres tâches (serveurs emails, bureautique, etc.) Une plateforme appelée CUDA (Compute Unified Device Architecture) a été développée par le fabricant NVIDIA dans un but à caractère purement scientifique (environnement, bibliothèques, etc.).

L'utilisation des processeurs graphiques pourrait permettre de réaliser des simulations PIC massivement parallèles, je compte investir une partie de mon temps sur l'étude de faisabilité de l'utilisation de cette technique. Un article récemment publié propose une méthode efficace pour interpoler les charges sur les nœuds de la grille en fonction des positions des particules [Stan08]. A mon avis, dans le cadre du contexte PIC, la difficulté dans l'utilisation des processeurs graphiques ne viendra pas du transport des particules, puisqu'il s'agit d'opérations « élémentaires », même si cela reste encore à démontrer, mais peut être de la résolution de l'équation de Poisson. Des compétences dans le domaine des processeurs graphiques existent déjà sur le campus de l'Université Paul Sabatier, à l'Institut de Recherches en Informatique de Toulouse, dans l'équipe Vortex. L'équipe a un savoir faire reconnu concernant l'optimisation d'algorithmes pour des techniques de suivi de rayons sur ce type de processeur et des calculs Monte Carlo tridimensionnels. Des liens vont être tissés avec cette équipe à travers le projet MOSITER dont j'ai brièvement parlé dans le chapitre introductif.

---

<sup>23</sup> <http://www.nvidia.fr>

# **Bibliographie**

---

---

- [Adam04] J. C. Adam, A. Héron, and G. Laval, "Study of Stationary Plasma Thrusters Using Two-Dimensional Fully Kinetic Simulations", *Physics of Plasmas* **11**, 295 (2004).
- [Ahed03] E. Ahedo and M. Gallardo, "Effects of the Radial Plasma-Wall Interaction on the Hall Thruster Discharge", *Physics of Plasmas* **10**, 3397 (2003).
- [Ande00] A. Anders, "*Handbook of Plasma Ion Implantation and Deposition*" (John Wiley & Sons, New York, 2000).
- [Bare02] J. Bareilles, "*Modélisation 2D Hybride d'un Propulseur à Effet Hall pour Satellites*", Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse (2002).
- [Barr03] S. Barral, K. Makowski, Z. Peradynski, N. Gascon, and M. Dudeck, "Wall Material Effects in Stationary Plasma Thrusters II. Near-Wall and In-Wall Conductivity", *Physics of Plasmas* **10**, 4137 (2003).
- [Bass08] H. Bassner, R. Killinger, J. Mitterauer, F. Rudenauer, N. Koch, and G. Kornfeld, "Ion Propulsion Systems", in *Vacuum Electronics, Components, and Devices*, edited by J. A. Eichmeier and M. Tumm, Chap. 6 (Springer, Berlin, 2008).
- [Bird94] G. A. Bird, "*Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*" (Oxford University Press, Oxford, 1994).
- [Bird04] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, "*Plasma Physics via Computer Simulation*", Series in Plasma Physics (Institute of Physics Publishing, Bristol, 2004).
- [Bohm49] D. Bohm, "*The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*", edited by A. Guthrie and R. K. Wakerling (McGraw-Hill, New-York, 1949).
- [Boni06] C. Boniface, "*Modélisation et Diagnostics d'un Propulseur à Effet Hall pour Satellites – Configuration Magnétique et Nouveaux Concepts*", Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse (2006).
- [Boyd01] I. D. Boyd and A. Ketsdever, "Interactions between Spacecraft and Thruster Plumes", *Journal of Spacecraft and Rockets* **38**, 380 (2001).
- [Boyd02] I. D. Boyd and R. A. Dressler, "Far Field Modeling of the Plasma Plume of a Hall Thruster", *Journal of Applied Physics* **92**, 1764 (2002).
- [Capp04] M. Cappaci, G. Matticari, G. E. Noci, P. Siciliano, M. Berti, L. Biagoni, U. Cesari, E. Gengembre, and E. Chesta, "Development of a Double Stage Hall Thruster for Advanced Telecom, Remote Sensing and Scientific Space Missions", *40<sup>th</sup> AIAA Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Fort Lauderdale, FL, paper AIAA-2004-3771 (2004).
- [Chan00] J. R. Chang-Diaz, "The VASIMR Rocket", *Scientific American* **283**, 90 (2000).
- [Chen84] F. F. Chen, "*Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion : Plasma Physics*", 2<sup>nd</sup> edition (Plenum Press, New York, 1984).
- [Ches02] E. Chesta, C. M. Lam, N. B. Meezan, D. P. Schmidt, and M. A. Cappelli, "A Characterization of Plasma Fluctuations Within a Hall Discharge", *IEEE Transactions on Plasma Science* **29**, 582 (2002).
- [Chou01] E. Y. Choueiri, "Plasma Oscillations in Hall Thrusters", *Physics of Plasmas* **8**, 1411 (2001).
- [Chou04] E. Y. Choueiri, "A critical History of Electric Propulsion : The First 50 Years (1906-1956)", *Journal of Propulsion and Power* **20**, 193 (2004).
- [Davi00] V. A. Davis, I. Katz, M. J. Mandell, D. E. Brinza, M. D. Henry, J. J. Wang, and D. T. Young, "Ion Engine Generated Charge Exchange Environment – Comparison between NSTAR

- Flight Data and Numerical Simulations”, 36<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference and Exhibit, Huntsville, AL, paper AIAA-2000-3529 (2000).
- [Dena81] J. Denavit “Time-Filtering Particle Simulations with  $\omega_{pe}\Delta t \gg 1$ ”, *Journal of Computational Physics* **42**, 337 (1981).
- [Duch05] O. Duchemin, N. Cornu, F. Darnon, and D. Estublier, “Endurance Test at High Voltage of the PPSX000 Hall-Effect Thruster”, 41<sup>st</sup> Joint Propulsion Conference and Exhibit, Tucson, AR, paper AIAA-2005-4050 (2005).
- [Ducr06] A. Ducrocq, “Rôle des Instabilités Electroniques de Dérive dans le Transport Electronique du Propulseur à Effet Hall”, Thèse de l’Ecole Polytechnique, Palaiseau (2006).
- [Dull87] E. Dullni, E. Shade, and B. Gellert, “Dielectric Recovery of Vacuum Arcs After Strong Anode Spot Activity”, *IEEE Transactions on Plasma Science* **15**, 538 (1987).
- [Duma03] P. Dumazert, F. Marchandise, M. Prioul, and L. Jolivet, “PPS-1350-G Qualification Status May 2003”, 39<sup>th</sup> AIAA Joint Propulsion Conference and Exhibit, Huntsville, AL paper AIAA-2003-4549 (2003).
- [Fife97] J. M. Fife, M. Martinez-Sanchez, and J. Szabo, “A Numerical Study of Low-Frequency Discharge Oscillations in Hall Thrusters”, 33<sup>rd</sup> Joint Propulsion Conference and Exhibit, Seattle, WA, paper AIAA-97-3052 (1997).
- [Garr98] L. Garrigues, “Modélisation d’un Propulseur à Effet Hall pour Satellites”, thèse de l’Université Paul Sabatier, Toulouse (1998).
- [Gasc03] N. Gascon, M. Dudeck, and S. Barral, “Wall Material Effects in Stationary Plasma Thrusters I. Parametric Studies of an SPT-100”, *Physics of Plasmas* **10**, 4123 (2003).
- [Gibb95] M. R. Gibbons and D. W. Hewett, “The Darwin Direct Implicit Particle-in-Cell (DADIPIC) Method for Simulation of Low Frequency Plasma Phenomena”, *Journal of Computational Physics* **120**, 231 (1995).
- [Goeb08] D. M. Goebel and I. Katz, “Fundamentals of Electric Propulsion : Ion and Hall Thrusters”, edited by J. H. Yven (Wiley & Sons, New-York, 2008).
- [Gors01] O. A. Gorshkov, A. S. Koroteev, B. A. Arkhipov, V. M. Murashko, N. A. Anfimov, V. I. Lukyashenko, V. Kim, and G. A. Popov, “Overview of Russian Activities in Electric Propulsion”, 37<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference and Exhibit, Salt Lake City, UT, paper AIAA-2001-3229 (2001).
- [Gres94] D. M. Grésillon and C. Honoré, “Collective Light Scattering : an Introduction”, in “Optical Diagnostics for Flow Processes”, edited by L. Lading, G. Wigley, and E. Buchhave (Plenum Press, New-York, 1994).
- [Hage07] G. J. M. Hagelaar, “Modelling Electron Transport in Magnetized Low-Temperature Discharge Plasmas”, *Plasma Sources Science and Technology* **16**, S57 (2007).
- [Hage08] G. J. M. Hagelaar, “Modelling Methods for Low-Temperature Plasmas”, Habilitation à Diriger des Recherches, Toulouse (2008).
- [Hewe83] D. W. Hewett and A. B. Langdon, “Electromagnetic Direct Implicit Plasma Simulation”, *Journal of Computational Physics* **72**, 121 (1983).
- [Hrub99] V. Hruby, J. Monheiser, B. Pote, C. Freeman, and W. Connolly, “Low Power Hall Thruster Propulsion System”, 30<sup>th</sup> Plasmadynamics and Lasers Conference, Norfolk, VA, paper AIAA-99-3534 (1999).
- [Jahn01] R. G. Jahn and E. Y. Choueiri, “Electric Propulsion”, Encyclopedia of Physical Science and Technology, Third Edition, Vol. 5 (The Academic Press, San Diego, 2001).

- [Jane66] G. S. Janes and R. S. Lowder, "Anomalous Electron Diffusion and Ion Acceleration in a Low-Density Plasma", *Physics of Fluids* **9**, 1115 (1966).
- [Karn78] C. F. F. Karney, "Stochastic Ion Heating by a Lower Hybrid Wave", *Physics of Fluids* **21**, 1584 (1978).
- [Karn79] C. F. F. Karney, "Stochastic Ion Heating by a Lower Hybrid Wave II", *Physics of Fluids* **22**, 2188 (1979).
- [Khay00] V. Khayms and M. Martinez-Sanchez, "Fifty-Watt Hall Thruster for Microsatellites" in *Micropropulsion for Small Spacecraft*, edited by M. M. Micci and A. D. Ketsdever, vol. 187, chap. 9 (AIAA Progress Astronautics Aeronautics, Reston, 2000).
- [Kim98] V. Kim, "Main Physical Features and Processes Determining the Performance of Stationary Plasma Thrusters", *Journal of Propulsion and Power* **14**, 736 (1998).
- [Koo06] J. W. Koo and I. D. Boyd, "Modeling of Anomalous Electron Mobility in Hall Thrusters", *Physics of Plasmas* **13**, 033501 (2006).
- [Koch07] N. Koch, H. P. Harman, and G. Kornfeld, "Status of the THALES High Efficiency Multi Stage Plasma Thruster Development for HEMP-T 3050 and HEMP-T 30250", *30<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Florence, Italy, paper IEPC-2007-110 (2007).
- [Laco02] A. Lacoste, T. Lagarde, S. Béchu, Y. Arnal, and J. Pelletier, "Multi-Dipolar Plasmas for Uniform Processing : Physics, Design, and Performance", *Plasma Sources Science and Technology* **11**, 407 (2002).
- [Laco09] A. Lacoste, T. Lagarde, S. Béchu, Y. Arnal, and J. Pelletier, "Extraction of Large-Area Low-Energy Electron Beams from a Multi-Dipolar plasma", *Plasma Sources Science and Technology* **18**, 015017 (2009).
- [Lang83] A. B. Langdon, B. I. Cohen, and A. Friedman, "Direct Implicit Large Time-Step Particle Simulation of Plasmas", *Journal of Computational Physics* **51**, 107 (1983).
- [Lava07] G. Laval, "*La Fusion Nucléaire : de la Recherche Fondamentale à la Production d'Énergie*", Rapport sur la Science et la Technologie n° 26 (EDP Sciences, Les Ulis, 2007).
- [Lazu05] A. Lazurenko, V. Vial, M. Prioul, and A. Bouchoule, "Experimental Investigation of High-Frequency Drifting Perturbations in Hall Thrusters", *Physics of Plasmas* **12**, 013501 (2005).
- [Lazu06] A. Lazurenko, V. Vial, A. Bouchoule, A. Skrylnikov, V. Kozlov, and V. Kim, "Dual-Mode Operation of Stationary Plasma Thrusters", *Journal of Propulsion and Power* **22**, 38 (2006).
- [Lieb94] M.A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, "*Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*" (John Wiley & Sons, New-York, 1994).
- [Manz01] D. Manzella, R. Jankovsky, F. Elliot, I. Mikkilides, G. Jongeward, and D. Allen, "Hall Thruster Plume Measurements On-Board the Russian Express Satellites", *27<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Pasadena, CA, paper IEPC-2001-044 (2001).
- [Manz95] D.H. Manzella and J.M. Sankovic, "Hall Thruster Ion Beam Characterization", *31<sup>st</sup> Joint Propulsion Conference and Exhibit*, San Diego, CA, paper AIAA-95-2927 (1995).
- [Micc00] "Micropropulsion for Small Spacecraft", in *Progress in Astronautics and Aeronautics*, edited by M. M. Micci and A. D. Ketsdever, vol. 187 (AIAA Progress Astronautics Aeronautics, Reston, 2000).
- [Mike02] I. D. Mikellides, G. A. Jongeward, I. Katz, and D. H. Manzella, "Plume Modeling of Stationary Plasma Thruster and Interactions with the Express-A Spacecraft", *Journal of Spacecraft and Rockets* **39**, 894 (2002).

- [Moro93] A. I. Morozov, "Stationary Plasma Thruster (SPT) Development Steps and Future Perspectives", *23<sup>rd</sup> International Electric Propulsion Conference*, Seattle, WA, paper IEPC-93-101 (1993).
- [Moro98] A. I. Morozov and V. V. Savelyev, "On Galateas Magnetic Traps with Plasma-Embedded Conductors", *Physics Uspekhi* **41**, 1049 (1998).
- [Moro00] A. I. Morozov and V. V. Savelyev, "Reviews of Plasma Physics : Fundamentals of Stationary Plasma Thruster Theory", vol. 21 (Kluwer Academic, New-York, 2000).
- [Moro01] A. I. Morozov and V. V. Savelyev, "Theory of the near-wall conductivity", *Plasma Physics Reports* **27**, 607 (2001).
- [Murp56] E. L. Murphy and R. H. Good, "Thermionic Emission, Field Emission, and the Transition Region", *Physical Review* **102**, 1464 (1956).
- [Oles00] S.R. Oleson, "Mission Advantages of Constant Power, Variable Isp Electrostatic Thrusters", *36<sup>th</sup> AIAA Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Huntsville, AL, paper AIAA-2000-3413 (2000).
- [Pere08] J. Pérez-Luna, "Modélisation et Diagnostics d'un Propulseur à Effet Hall", Thèse de l'Université de Toulouse délivrée par l'Université Paul Sabatier, Toulouse (2008).
- [Pero99] C. Pérot-Triffault, "Etude d'un Propulseur Plasmique et du Jet de Plasma Associé", thèse de l'Université d'Orléans, Orléans (1999).
- [Pete04] P. Y. Peterson and A.D. Gallimore, "The Performance and Plume Characterization of a Laboratory Gridless Ion Thruster with Closed Electron Drift Acceleration", *40<sup>th</sup> AIAA Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Fort Lauderdale, FL, paper AIAA-2004-3936 (2004).
- [Phar05] M. Pharr and R. Fernando, "GPU Gems 2 : Programming Techniques for High-Performance Graphics and General-Purpose Computation", edited by A.Wesley (Addison-Wesley Educational Publishers, London, 2005)
- [Pico00] P. Picot, "La Coupure du Courant Electrique dans le Vide", dans *les Cahiers Techniques Schneider Electric*, Grenoble, n° 198 (2000).
- [Prio04] M. Prioul, P. Dumazert, A. I. Bugrova, A. I. Morozov, V. K. Harchevnikov, A. V. Desyatscov, M. V. Kozintceva, V. V. Saveleiev, L. Jolivet, E. Gengembre, E. Chesta, J. P. Boeuf, C. Boniface, R. Rigollet, M. Saverdi, F. Castro, and H. Simpson, "Double Stage Hall Effect Thruster Development Activities at SNECMA Moteurs", *4th International Spacecraft Propulsion Conference*, Chia Laguna, Sardinia, Italy, edited by A.Wilson, vol. ESA SP-555 (Noordwijk, The Netherlands, 2004).
- [Rous05] J. F. Roussel, F. Rogier, D. Volpert, J. Forest, G. Rousseau, and A. Hilgers, "Spacecraft Plasma Interaction Software (SPIS) : Numerical Solvers - Methods and Architecture", *9<sup>th</sup> Spacecraft Charging Technology Conference*, Tsukuba, Japan (2005).
- [Rowe97] S. W. Rowe, "Polarity effects in Vacuum Circuit Breaker", *12<sup>th</sup> International Conference On Gas Discharge and their Applications*, Greifswald, Germany (1997).
- [Sama95] R. I. Samanta Roy, "Numerical Simulation of Ion Thruster Plume Backflow for Spacecraft Contamination Assessment", MIT Phd Thesis, Cambridge (1995).
- [Sarr08] P. Sarrailh, "Modélisation et Simulation de la Phase Post-Arc d'un Disjoncteur Sous-Vide", Thèse de l'Université de Toulouse délivrée par l'Université Paul Sabatier, Toulouse (2008).
- [Scha05] E. Schade, "Physics of High-Current Interruption of Vacuum Circuit Breakers", *IEEE Transactions on Plasma Science* **33**, 1564 (2005).



- [Sche01] H. Schellekens and M. B. Schulman, "Contact Temperature and Erosion in High-Current Diffuse Vacuum Arcs on Axial Magnetic Field Contacts", *IEEE Transactions on Plasma Science* **39**, 452 (2001).
- [Shir07] A. Shirasaki and H. Tahara, "Operational Characteristics and Plasma Measurements in Cylindrical Hall Thrusters", *Journal of Applied Physics* **101**, 073307 (2007).
- [Sibo93] D. Sibold and H. M. Urbassek, "Monte Carlo Study of Knudsen Layers in Evaporation from Elemental and Binary Media", *Physics of Fluids A* **5**, 243 (1993).
- [Smir02] A. Smirnov, Y. Raitses, and N. J. Fisch, "Parametric Investigation of Miniaturized Cylindrical and Annular Hall Thrusters", *Journal of Applied Physics* **92**, 5673 (2002).
- [Smir03] A. Smirnov, Y. Raitses, and N. J. Fisch, "Enhanced Ionization in the Cylindrical Hall Thruster", *Journal of Applied Physics* **94**, 852 (2003).
- [Smir04] A. Smirnov, Y. Raitses, and N. J. Fisch, "Plasma Measurements in a 100 W Cylindrical Hall Thrusters", *Journal of Applied Physics* **95**, 2283 (2004).
- [Stan08] G. Stantchev, W. Dorland, and N. Gumerovb, "Fast Parallel Particle-To-Grid Interpolation for Plasma PIC Simulations on the GPU", *Journal of Parallel and Distributed Computing* **68**, 1339 (2008).
- [Sydo06] D. Sydorenko, A. Smolyakov, I. Kaganovich, and Y. Raitses, "Kinetic Simulation of Secondary Electron Emission Effects in Hall Thrusters", *Physics of Plasmas* **13**, 014501 (2006).
- [Tac06a] Y. Takao, K. Ono, K. Takahashi, and K. Eriguchi, "Plasma Diagnostics and Thrust Performance Analysis of a Microwave-Excited Microplasma Thruster", *Japanese Journal of Applied Physics* **45**, 8235 (2006).
- [Tac06b] Y. Takao and K. Ono, "A Miniature Electrothermal Thruster Using Microwave-Excited Plasmas : a Numerical Design Consideration", *Plasma Sources Science and Technology* **15**, 211 (2006).
- [Theo98] S. Théoleyre, "Les Techniques de Coupure en Moyenne Tension", dans *les Cahiers Techniques Schneider Electric*, Grenoble, n° 193 (1998).
- [Tkac07] A. N. Tkachev, A. A. Fedenev, and S. I. Yakovlenko, "Townsend Coefficient, Escape Curve and Fraction of Runaway Electrons in Copper Vapor", *Laser Physics* **17**, 775 (2007).
- [Vie74] L. Viel, "*Emission Electronique Secondaire Sous Bombardement Ionique : Spectre d'Energie des Electrons Auger Caractéristiques de la Cible*", Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 1974.
- [Vite92] P. Vitello, C. Cerjan, and D. Brown, "Flow : A Two-Dimensional Time-Dependant Hydrodynamical Ion Extraction Model", *Physics of Fluids B* **4**, 1447 (1992).
- [Wang01] J. J. Wang, D. E. Brinza, and D. T. Young, "Three-Dimensional Particle Simulations of Ion Propulsion Plasma Environment for Deep Space 1", *Journal of Spacecraft and Rockets* **38**, 433 (2001).
- [Yama91] Y. Yamagiwa and K. Kuriki, "Performance of Double-Stage-Discharge Hall Ion Thruster", *Journal of Propulsion and Power* **7**, 66 (1991).
- [Yong98] Y. C. Yong, J. T. L. Thong, and J. C. H. Phang, "Determination of Secondary Electron Yield from Insulators due to a Low-kV Electron Beam", *Journal of Applied Physics* **84**, 4543 (1998).
- [Zhur99] V. V. Zhurin, H. R. Kaufman, and R. S. Robinson, "Physics of Closed Drift Thrusters", *Plasma Sources Science and Technology* **8**, R1 (1999).

## **PARTIE B**

# **INFORMATIONS COMPLEMENTAIRES**

---

---

**Publications dans des Revues Internationales avec Comité de Lecture<sup>24</sup>**

- [PRI-1] J.P. Boeuf and L. Garrigues, “Low Frequency Oscillations in a Stationary Plasma Thruster”, *J. Appl. Phys.* **84**, 3541 (1998).
- [PRI-2] P. Degond, V. Latocha, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, “Electron Transport in Stationary Plasma Thruster”, *Transp. Theo. Stat. Phys.* **27**, 203 (1998).
- [PRI-3] F. Darnon, L. Garrigues, J.P. Boeuf, A. Bouchoule, and M. Lyszyk, “Spontaneous Oscillations in a Hall Thruster”, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27**, 98 (1999).
- [PRI-4] L. Garrigues, A. Héron, J.C. Adam, and J.P. Boeuf, “Hybrid and PIC Models of Stationary Plasma Thruster”, *Plasma Sources Sci. and Technol.* **9**, 219 (2000).
- [PRI-5] L. Garrigues, I.D. Boyd, and J.P. Boeuf, “Computation of Hall Thruster Performance”, *J. Propul. Power* **17**, 772 (2001).
- [PRI-6] V. Latocha, L. Garrigues, P. Degond, and J.P. Boeuf, “Numerical Simulation of Electron Transport in the Channel Region of a Stationary Plasma Thruster”, *Plasma Sources Sci. and Technol.* **11**, 104 (2002).
- [PRI-7] G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, “Two Dimensional Model of a Stationary Plasma Thruster”, *J. Appl. Phys.* **91**, 5592 (2002).
- [PRI-8] L. Garrigues, J. Bareilles, J.P. Boeuf, and I.D. Boyd, “Modeling of the Plasma Jet of a Stationary Plasma Thruster”, *J. Appl. Phys.* **91**, 9521 (2002).
- [PRI-9] G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, “Role of Anomalous Electron Transport in a Stationary Plasma Thruster Simulation”, *J. Appl. Phys.* **93**, 67 (2003).
- [PRI-10] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, C. Boniface, and J.P. Boeuf, “Model Study of the Influence of the Magnetic field Configuration on the Performance and Lifetime of a Hall Thruster”, *Phys. of Plasmas* **10**, 4886 (2003).
- [PRI-11] J. Bareilles, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, C. Boniface, J.P. Boeuf, and N. Gascon, “Critical Assessment of a Two-Dimensional Model of Hall Thrusters – Comparisons with Experiments”, *Phys. of Plasmas* **11**, 3035 (2004).
- [PRI-12] G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, “Modeling of Stationary Plasma Thrusters”, *Contrib. Plasmas Phys.* **44**, 529 (2004).
- [PRI-13] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, C. Boniface, and J.P. Boeuf, “Optimized Atom Injection in Hall Thruster”, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5460 (2004).
- [PRI-14] C. Boniface, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, J.P. Boeuf, and M. Prioul, “Modeling of Double Stage Hall Effect Thruster”, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33**, 522 (2005).
- [PRI-15] C. Boniface, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, D. Gawron, and S. Mazouffre, “Anomalous Cross Field Electron Transport in a Hall Thruster”, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 161503 (2006).
- [PRI-16] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, C. Boniface, and J.P. Boeuf, “Anomalous Conductivity and Secondary Electron Emission in Hall Effect Thrusters”, *J. Appl. Phys.* **100**, 123301 (2006).
- [PRI-17] J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, “Model Analysis of a Double Stage Hall Effect Thruster with a Double Peaked Magnetic Field and Intermediate Electrode”, *Phys. of Plasmas* **14**, 113502 (2007).
- [PRI-18] P. Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, G. Sandolache, S. Rowe, B. Jusselin, and J.P. Boeuf, “Expanding Sheath in a Bounded Plasma in the Context of the Post-Arc Phase of a Vacuum Arc”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 015203 (2008).
- [PRI-19] P. Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, G. Sandolache, S. Rowe, and B. Jusselin, “Two-Dimensional Simulation of the a Post-Arc Phase of a Vacuum Circuit Breaker”, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36**, 1046 (2008).
- [PRI-20] J. Pérez-Luna, N. Dubuit, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, and J.P. Boeuf, “Electron Trajectories in a Hall Effect Thruster : Anomalous Transport Induced by a Azimuthal Wave”, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36**, 1212 (2008).
- [PRI-21] J. C. Adam, J.P. Boeuf, N. Dubuit, M. Dudeck, L. Garrigues, D. Gresillon, A. Heron, G. J. M. Hagelaar, V. Kulaev, N. Lemoine, S. Mazouffre, J. Pérez-Luna, V. Pisarev, and S. Tsikata, “Physics, Simulation and Diagnostics of Hall Effect Thrusters”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 124041 (2008).

---

<sup>24</sup> J’ai souligné les étudiants dont j’ai co-encadré les travaux de thèse.

- [PRI-22] L. Garrigues, C. Boniface, G.J.M. Hagelaar, and J.P. Boeuf, "Modeling of an Advanced Concept of a Double Stage Hall Effect Thrusters", *Phys. of Plasmas* **15**, 113502 (2008).
- [PRI-23] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, Y. Raitsev, A. Smirnov, and N.J. Fisch, "Simulations of a Miniaturized Cylindrical Hall Thruster", *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36**, 2034 (2008).
- [PRI-24] J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Means of Investigation of Laser Induced Fluorescence Measurements", to appear in *Plasma Sources Sci. and Technol.* (2009).

### Publications Soumises dans des Revues Internationales

- [PSI-1] L. Garrigues, C. Boniface, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, and O. Duchemin "Performance Modeling of a Thrust Vectoring Device for Hall Effect Thrusters", *submitted to Journal of Propulsion and Power* (2008).
- [PSI-2] P. Sarrailh, L. Garrigues, G. J. M. Hagelaar, J. P. Boeuf, G. Sandolache, and S. Rowe, "Model of Neutral Dynamic Effect on a Sheath Evolution in the Context of Current Interruption in Vacuum", *submitted to Journal of Applied Physics* (2009).
- [PSI-3] P. Sarrailh, L. Garrigues, G. J. M. Hagelaar, J. P. Boeuf, G. Sandolache, and S. Rowe, "Simulation of Instantaneous Breakdown During the Post-Arc Phase of a Vacuum Circuit Breaker", *submitted to Plasma Sources Science and Technology* (2009).
- [PSI-4] G. J. M. Hagelaar, K. Makasheva, L. Garrigues, and J. P. Boeuf, "Self-Consistent Modeling of a Dipolar Microwave Plasma Sustained by Electron Cyclotron Resonance", *submitted to Journal of Physics D : Applied Physics* (2009).
- [PSI-5] N. Dubuit, J. C. Adam, A. Héron, L. Garrigues, and J. P. Boeuf, "Fluid Equations and PIC Simulations of Hall Effect Thrusters", to be *submitted to Physics of Plasmas* (2009).

### Publications dans un Ouvrage de Synthèse

- [POS-1] J.P. Boeuf, L. Garrigues, and L.C. Pitchford, "Modeling of a Magnetized Plasma : The Stationary Plasma Thruster", in *Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges*, edited by U. Khortshagen and L. Tsendin (Plenum Press, New-York, 1998).
- [POS-2] L. Garrigues, "Propulsion Plasma : Nouveaux Concepts", dans *Plasmas Froids : Astrophysique – Aérospace – Environnement – Biologie – Nanomatériaux*, p. 105 (Publications de l'Université de Saint-Etienne, 2006)

### Publication dans une Revue sans Comité de Lecture

- [PRN-1] L. Garrigues, J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, N. Dubuit, et J.P. Boeuf, "Propulsion à Plasma : Vers de Nouveaux Concepts pour les Missions du Futur", *Revue de l'Electricité et de l'Electronique* **4**, 53 (2008).

### Conférences Internationales avec Actes – Présentation Orale

- [CCI-1] J.P. Boeuf, L. Garrigues, and L.C. Pitchford, "Plasma Discharge Modeling and Diagnostics : Mutual Interdependence : Example of the Stationary Plasma Thruster", *Frontiers in Low Temperature Plasmas Diagnostic II*, Bad-Honnef, Germany, February 1997 (Invited Lecture).
- [CCI-2] J.P. Boeuf, L. Garrigues, and L.C. Pitchford, "Modeling of a Magnetized Plasma : The Stationary Plasma Thruster", *NATO Advanced Research Workshop on Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges*, St. Petersburg, Russia, May 1997 (Invited Lecture).
- [CCI-3] J.P. Boeuf, and L. Garrigues, "Physics and Modeling of Stationary Plasma Thruster", *21<sup>st</sup> International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, Marseille, France, July 1998 (Invited Lecture).
- [CCI-4] L. Garrigues, A. Héron, J.C. Adam, and J.P. Boeuf, "Comparisons Between Hybrid and PIC Models of Stationary Plasma Thruster", *35<sup>th</sup> AIAA Joint Propulsion Conference*, Los Angeles, CA, June 1999, paper AIAA-99-2297.

- [CCI-5] C. Pérot, N. Gascon, S. Béchu, P. Lasgorceix, M. Dudeck, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Characterization of a Laboratory Hall Thruster with Electrical Probes and Comparisons with a 2D Hybrid PIC-MCC Model", *35<sup>th</sup> AIAA Joint Propulsion Conference*, Los Angeles, CA, June 1999, paper AIAA-99-2716.
- [CCI-6] M. Dudeck, A. Cadiou, M. Lyszyk, S. Barral, K. Makowski, Z. Peradzynski, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Stationary Plasma Thrusters for Geostationary Satellites", *14<sup>th</sup> International Symposium on Plasma Chemistry*, Prague, Czech Republic, August 1999 (Invited Lecture).
- [CCI-7] L. Garrigues, J. Bareilles, and J.P. Boeuf, "Plasma Jet Modeling", *International Workshop on Plume Effects in Electric Propulsion*, Toulouse, France, September 1999 (Invited Lecture).
- [CCI-8] L. Garrigues, C. Pérot, N. Gascon, S. Béchu, P. Lasgorceix, M. Dudeck, and J.P. Boeuf, "Characteristics of the SPT100-ML-Comparisons Between Experiments and Models", *26<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Kitakyushu, Japan, October 1999, paper IEPC-99-102.
- [CCI-9] L. Garrigues, I.D. Boyd, and J.P. Boeuf, "Computation of Hall Thruster Performance", *26<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Kitakyushu, Japan, October 1999, paper IEPC-99-098.
- [CCI-10] L. Garrigues, I.D. Boyd, and J.W. Koo, "Calculations of Ion Distribution Functions in Hall Thrusters", *22<sup>nd</sup> International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, Sydney, Australia, July 2000.
- [CCI-11] I.D. Boyd, L. Garrigues, J.W. Koo, and M. Keidar, "Progress in Development of a Combined Device/Plume Model for Hall Thrusters", *36<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference*, Huntsville, AL, July 2000, paper AIAA-00-3520.
- [CCI-12] J. Bareilles, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Modeling of the Plume of the Stationary Plasma Thruster", *3<sup>rd</sup> International Conference on Spacecraft Propulsion*, Cannes, France, October 2000.
- [CCI-13] L. Garrigues, J. Bareilles, and J.P. Boeuf, "Simplified Two-Dimensional Model of Hall Thrusters", *3<sup>rd</sup> International Conference on Spacecraft Propulsion*, Cannes, France, October 2000.
- [CCI-14] G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Parametric Study of a Stationary Plasma Thruster using a Two-Dimensional Hybrid Model", *27<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Pasadena, CA, October 2001, paper IEPC-01-28.
- [CCI-15] L. Garrigues, C. Boniface, J. Bareilles, G.J.M. Hagelaar, and J.P. Boeuf, "Parametric Study of Hall Thruster Operation Based on a 2D Hybrid Model – Influence of the Magnetic Field on the Thruster Performance and Lifetime", *27<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, France, March 2003, paper IEPC-03-183.
- [CCI-16] J. Bareilles, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, C. Boniface, J.P. Boeuf, and N. Gascon, "Critical Assessment of a Two-Dimensional Model of Hall Thrusters – Comparisons with Experiments", *27<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, France, March 2003, paper IEPC-03-184.
- [CCI-17] G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Modeling of Stationary Plasma Thrusters", *26<sup>th</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Greifswald, Germany, July 2003 (Invited Lecture).
- [CCI-18] O. Duchemin, P. Dumazert, S. Carichon, C. Boniface, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Performance and Lifetime Prediction by Testing and Modeling for the PPS® 5000 Hall Thruster", *39<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference*, Huntsville, AL, July 2003, paper AIAA-03-4555.
- [CCI-19] J.P. Boeuf, G.J.M. Hagelaar, C. Boniface, and L. Garrigues, "Double Stage High Voltage and Other Recent Trends in Hall Device Research in France", *International Symposium on Energy Conversion Fundamentals*, Istanbul, Turkey, June 2004 (invited lecture).
- [CCI-20] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, C. Boniface, and J.P. Boeuf, "Effect of a Localized Neutral Atom Mass Flow Injection in Hall Effect Thrusters", *4<sup>th</sup> International Spacecraft Propulsion Conference*, Chia-Laguna, Sardinia, Italy, June 2004.
- [CCI-21] O. Duchemin, M. Prioul, H. Illand, S. Banetta, A. Vicini, L. Garrigues, R. Rigollet, and D. Estublier, "Development of a Prototype Thrust Steering Device for Hall-Effect Thrusters", *4<sup>th</sup> International Spacecraft Propulsion Conference*, Chia-Laguna, Sardinia, Italy, June 2004.
- [CCI-22] V. Vial, A. Lazurenko, A. Bouchoule, M. Prioul, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "PPS®1350-G in an Extended Operation Domain : Comparisons between Experimental and Simulation Results", *40<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference*, Fort Lauderdale, FL, July 2004, Paper AIAA-04-3607.
- [CCI-23] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, C. Boniface, and J.P. Boeuf, "Influence of a Modified Injection of Neutrals in a Hall Thruster using a Two-Dimensional Hybrid Model", *15<sup>th</sup> International Conference on Gas Discharges and their Applications*, Toulouse, France, September 2004.
- [CCI-24] C. Boniface, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, J.P. Boeuf, and M. Prioul, "Numerical Study of Double Stage Hall Effect Thruster", *28<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Princeton, NJ, October 2005, paper IEPC-05-137.

- [CCI-25] J.P. Boeuf, L. Garrigues, and G.J.M. Hagelaar, "Ion Sources for Space Propulsion", *16<sup>th</sup> International Colloquium on Plasma Processes*, Toulouse, France, June 2007 (Invited Lecture).
- [CCI-26] J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, N. Dubuit, and J.P. Boeuf, "Influence of Azimuthal Instabilities on Electron Motion in a Hall Effect Thruster", *29<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Florence, Italy, September 2007, paper IEPC-2007-124.
- [CCI-27] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, Y. Raitses, A. Smirnov, and N.J. Fisch, "Two Dimensional Hybrid Model of a Miniaturized Cylindrical Thruster", *29<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Florence, Italy, September 2007, paper IEPC-2007-157.
- [CCI-28] J.P. Boeuf, J. Pérez-Luna, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, and N. Dubuit, "Plasma Sources for Space Propulsion", *International Conference on Research and Applications of Plasmas*, Greifswald, Germany, October 2007 (Invited Lecture).
- [CCI-29] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, C. Boniface, and J.P. Boeuf, "Hall Effect Thruster Study using Ambient Atmospheric Gas as Propellant", *5<sup>th</sup> International Spacecraft Propulsion Conference*, Heraklion, Crete, Greece, May 2008.
- [CCI-30] M. Guyot, P. Renaudin, V. Cagan, C. Boniface, J.P. Boeuf, L. Garrigues, D. Pagnon, J. Mathias, A. Bouchoule, T. Gibert, and M. Dudeck, "New Concepts for Magnetic Field Generation in Hall Effect Thrusters", *5<sup>th</sup> International Spacecraft Propulsion Conference*, Heraklion, Crete, Greece, May 2008.
- [CCI-31] J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, N. Dubuit, and J.P. Boeuf, "Challenges in Modelling the Hall Effect Thrusters", *5<sup>th</sup> International Spacecraft Propulsion Conference*, Heraklion, Crete, Greece, May 2008.
- [CCI-32] J. C. Adam, J.P. Boeuf, N. Dubuit, M. Dudeck, L. Garrigues, D. Gresillon, A. Heron, G. J. M. Hagelaar, V. Kulaev, N. Lemoine, S. Mazouffre, J. Pérez-Luna, V. Pisarev, and S. Tsikata, "Physics, Simulation and Diagnostics of Hall Effect Thrusters", *35<sup>th</sup> European Physical Society Conference on Plasma Physics*, Hersonissos Crete, Greece, June 2008 (Invited Lecture).
- [CCI-33] J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Means of Investigation of Laser Induced Fluorescence Measurements", *19<sup>th</sup> Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases*, Granada, Spain, July 2008.
- [CCI-34] P. Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, G. Sandolache, S. Rowe, and B. Jusselin, "Collisional Model of the Plasma Decay During the Post-Arc Phase of a Vacuum Circuit Breaker", *23<sup>rd</sup> International Symposium on Discharges and Electric Insulation in Vacuum*, Bucharest, Romania, September 2008.

### Conférences Internationales avec Actes - Présentation Poster

- [CCI-35] L. Garrigues, J.P. Boeuf, and L.C. Pitchford, "Understanding the Conductivity in Ion Propulsion Devices", *23<sup>rd</sup> IEEE International Conference on Plasma Science*, Boston, MA, June 1996.
- [CCI-36] L. Garrigues, J.P. Boeuf, and L.C. Pitchford, "One-dimensional Models of Stationary Plasma Thruster", *23<sup>rd</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Toulouse, France, July 1997.
- [CCI-37] J.P. Boeuf, L. Garrigues, and L.C. Pitchford, "Modeling the Stationary Plasma Thruster", *50<sup>th</sup> Gaseous Electronic Conference*, Madison, WI, October 1997.
- [CCI-38] P. Degond, V. Latocha, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Electron Transport in Stationary Plasma Thruster", *15<sup>th</sup> International Conference on Transport Theory*, Göteborg, Sweden, June 1997.
- [CCI-39] P. Degond, V. Latocha, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "A Diffusion Model for Electron Transport in Plasma Thrusters", *24<sup>th</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Warsaw, Poland, July 1999.
- [CCI-40] J. Bareilles, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Modeling of the Stationary Plasma Thruster Plume", *15<sup>th</sup> Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases*, Lillafured, Hungary, August 2000.
- [CCI-41] L. Garrigues, J. Bareilles, G.J.M. Hagelaar, and J.P. Boeuf, "Influence of the Magnetic Field Magnitude in a Stationary Plasma Thruster using a Hybrid Two-Dimensional Model", *16<sup>th</sup> Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases*, Grenoble, France, July 2002.
- [CCI-42] G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Two-Dimensional Hybrid Model of a Stationary Plasma Thruster", *16<sup>th</sup> Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases*, Grenoble, France, July 2002.

- [CCI-43] L. Garrigues, J. Bareilles, G.J.M. Hagelaar, C. Boniface, J.P. Boeuf, S. Roche, J. Bretagne, M. Touzeau, and D. Pagnon, "Influence of the Stepwise Ionization in a Hall Thruster", *16<sup>th</sup> International Symposium on Plasma Chemistry*, Taormina, Italy, June 2003.
- [CCI-44] L. Garrigues, J. Bareilles, G.J.M. Hagelaar, C. Boniface, and J.P. Boeuf, "Calculations of Hall Thruster Lifetime using a Hybrid Two-Dimensional Model", *16<sup>th</sup> International Symposium on Plasma Chemistry*, Taormina, Italy, June 2003.
- [CCI-45] C. Boniface, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, J.P. Boeuf, and M. Prioul, "A Monte Carlo Study of Ionization Processes in Double Stage Hall Effect Thrusters", *27<sup>th</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Eindhoven, the Netherlands, July 2005.
- [CCI-46] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, T.W. Kim, J.P. Boeuf, and S. Rowe, "Two-Dimensional Model of Sheath Expansion in the Post-Arc Phase of a Vacuum Circuit Breaker", *27<sup>th</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Eindhoven, the Netherlands, July 2005.
- [CCI-47] C. Boniface, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, S. Mazouffre, and D. Gawron, "Parametric Study of Anomalous Electron Transport in High Power Hall Effect Thruster : Comparisons between Experiments and Model", *18<sup>th</sup> Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases*, Lecce, Italy, July 2006.
- [CCI-48] P. Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, G. Sandolache and S. Rowe, "Simulation of the Vacuum Circuit Breaker Post-Arc Phase", *18<sup>th</sup> Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases*, Lecce, Italy, July 2006.
- [CCI-49] P. Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, B. Jusselin, G. Sandolache, and S. Rowe, "Plasma Erosion Kinetic Model of Vacuum Circuit Breaker Post-Arc Phase", *16<sup>th</sup> International Colloquium on Plasma Processes*, Toulouse, France, June 2007.
- [CCI-50] J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, N. Dubuit, and J.P. Boeuf, "Impact of Azimuthal Instabilities on Electron Behaviour in a Hall Effect Thruster", *28<sup>th</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Prague, Czech Republic, July 2007.
- [CCI-51] P. Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, G. Sandolache, S. Rowe, and B. Jusselin, "One-Dimensional Hybrid Maxwell Boltzmann Model of Sheath Evolution : Comparisons with PIC Simulations", *28<sup>th</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Prague, Czech Republic, July 2007.
- [CCI-52] J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, "Model Analysis of a Double Stage Hall Effect Thruster with a Double Peaked Magnetic Field and Intermediate Electrode", *29<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, Florence, Italy, September 2007, paper IEPC-2007-121.
- [CCI-53] L. Garrigues, N. Dubuit, J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, J.C. Adam, and A. Héron, "Kinetic Effects on Electron Transport in a Hall Thruster", *19<sup>th</sup> Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases*, Granada, Spain, July 2008.
- [CCI-54] G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, K. Makasheva, and J.P. Boeuf, "Model of Multi-dipolar Microwave Plasma", *19<sup>th</sup> Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases*, Granada, Spain, July 2008.
- [CCI-55] P. Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, G. Sandolache, S. Rowe, and B. Jusselin, "Collisional Model of the Plasma Decay During the Post-Arc Phase of a Vacuum Circuit Breaker", *19<sup>th</sup> Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases*, Granada, Spain, July 2008.

### Conférences Nationales avec Actes - Présentation Orale

- [CCN-1] J.P. Boeuf, L. Garrigues, et L.C. Pitchford, "Propulseurs Ioniques à Effet Hall", *5<sup>ème</sup> Congrès de la Société Française de Physique*, Autrans, France, Février 1997 (Conférence Invitée).
- [CCN-2] L. Garrigues, "Propulsion Plasma : Nouveaux Concepts", 2005, Journées du Réseau Plasmas Froids du CNRS, Bonascre, France, Octobre 2005 (Conférence Invitée).
- [CCN-3] L. Garrigues, C. Boniface, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, D. Gawron et S. Mazouffre, "Propulsion à Effet Hall : Physique, Modélisation et Expériences", *9<sup>ème</sup> Congrès de la Société Française de Physique Division Plasmas*, Pont-à-Mousson, France, Mai 2006 (conférence invitée).
- [CCN-4] L. Garrigues, J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, N. Dubuit, et J.P. Boeuf, "Propulsion à Plasma : vers de Nouveaux Concepts pour les Missions du Futur", *Journées Electrotechnique du Futur*, Toulouse, France, Septembre 2007 (conférence invitée).

[CCN-5] P. Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, G. Sandolache, S. Rowe, et B. Jusselin "Modèle d'Erosion Plasma lors de la Phase Post-Arc d'un Disjoncteur à Arc Sous-Vide", *Journées Electrotechnique du Futur*, Toulouse, France, Septembre 2007.

### Conférences Nationales avec Actes - Présentation Poster

[CCN-6] L. Garrigues, "Propulseurs de type SPT à Effet Hall pour Satellites", *Forum des Jeunes Physiciens*, Toulouse, France, Mars 1996.

[CCN-7] L. Garrigues, J.P. Boeuf, et L.C. Pitchford, "Etude de la Conductivité Axiale dans un Propulseur de Type SPT pour Satellites", *5<sup>ème</sup> Congrès de la Société Française de Physique*, Autrans, France, Février 1997.

[CCN-8] C. Pérot, N. Gascon, L. Garrigues, S. Béchu, P. Lasgorceix, J.P. Boeuf, et M. Dudeck, "Fluctuations dans un Propulseur à Plasma pour satellites de type SPT : Expériences et Simulations", *6<sup>ème</sup> Congrès de la Société Française de Physique Section Plasmas*, Orléans, France, Avril 1999.

[CCN-9] L. Garrigues, J. Bareilles, et J.P. Boeuf, "Distributions des Particules Lourdes dans un Propulseur de type SPT", *7<sup>ème</sup> Congrès de la Société Française de Physique Section Plasmas*, Piriac-sur-mer, France, Mars 2001.

[CCN-10] J. Bareilles, L. Garrigues, et J.P. Boeuf, "Modélisation 2D Transitoire d'un Propulseur à Plasma Stationnaire : Comparaisons avec les Expériences", *7<sup>ème</sup> Congrès de la Société Française de Physique Section Plasmas*, Piriac-sur-mer, France, Mars 2001.

[CCN-11] P. Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, G. Sandolache et S. Rowe, "Modèle de la Phase Post-Arc d'un Disjoncteur Sous-Vide", *9<sup>ème</sup> Congrès de la Société Française de Physique Division Plasmas*, Pont-à-Mousson, France, Mai 2006.

[CCN-12] J. Pérez-Luna, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, N. Dubuit, et J.P. Boeuf, "Le Moteur à Plasma : La Propulsion du Futur", *Journées Electrotechnique du Futur*, Toulouse, France, Septembre 2007.

### Liste des principaux séminaires

[SEM-1] L. Garrigues, "Modèle Hybride 1D Transitoire d'un Propulseur à Effet Hall", Laboratoire GREMI, Orléans, France, juin 1998.

[SEM-2] L. Garrigues, "One-Dimensional Hall Effect Thruster Model", Department of Aerospace Engineering, University of Michigan, USA, November 1999.

[SEM-3] L. Garrigues, "Influence of the Gas Nature on the Hall Effect Thruster Performance", Department of Aerospace Engineering, University of Michigan, USA, January 2000.

[SEM-4] L. Garrigues, "Ion Distributions at the Exhaust of a Hall Effect Thruster", Department of Aerospace Engineering, University of Michigan, USA, March 2000.

[SEM-5] L. Garrigues, "Apport de la Modélisation pour la Propulsion Ionique", Table Ronde des Journées du Réseau Plasmas Froids du CNRS, Bonascre, France, octobre 2005.

[SEM-6] L. Garrigues, "La Propulsion Electrique par Plasma : du Rêve des Visionnaires aux Succès d'Aujourd'hui", séminaire action transversale LAPLACE, Toulouse, mars 2007.



## CURRICULUM VITAE

### ECOLE DOCTORALE DE RATTACHEMENT : GEET

Nom : GARRIGUES  
Prénom : Laurent  
Né le : 5 mars 1972  
Nationalité : Française



Fonctions : Chargé de Recherche 1<sup>ère</sup> Classe CNRS, Laboratoire LAPLACE  
Doctorat obtenu le 28 octobre 1998 à Toulouse, Université Paul Sabatier  
Coordonnées professionnelles : Laboratoire LAPLACE, Univ. P. Sabatier  
118 route de Narbonne, Bât. 3R2,  
31062 TOULOUSE Cedex9  
Téléphone : 05.61.55.81.42  
Fax : 05.61.55.63.32  
Courrier électronique : [laurent.garrigues@laplace.univ-tlse.fr](mailto:laurent.garrigues@laplace.univ-tlse.fr)

### **I – PARCOURS UNIVERSITAIRE**

- 10/1996 – 10/1998 : Doctorat à l'Université Paul Sabatier (UPS)  
Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse  
09/1994 – 06/1995 : Diplôme d'Etudes Approfond. Génie des Procédés Plasmas, UPS  
Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse  
09/1993 – 06/1994 : Maîtrise de Physique option Matériaux, UPS

### **II – PARCOURS PROFESSIONNEL (après doctorat)**

- 11/1998 – 10/1999 : Chercheur Post-doctorant à l'Université Paul Sabatier (UPS)  
Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse  
11/1999 – 05/2000 : Chercheur Post-doctorant en Ingénierie pour l'Aéronautique  
Dpt of Aerospace Engineering, University of Michigan, USA  
06/2000 – 12/2001 : Chercheur Post-doctorant à l'Université Paul Sabatier (UPS)  
Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse  
01/2002 – 09/2006 : Chargé de Recherche 2<sup>ème</sup> Classe CNRS  
Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse  
10/2006 – présent : Chargé de Recherche 1<sup>ère</sup> Classe CNRS  
Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE)

### **III – ACTIVITES D'ENSEIGNEMENTS (nature et niveaux des enseignements)**

48 heures/équivalent TD de cours de physique générale durant ma thèse à l'IUT de Biologie Appliquée d'Auch (32).

**IV – ACTIVITES DE RECHERCHE**

<i>Nature</i>	<i>Nombre</i>	<i>1<sup>er</sup> Auteur</i>
<b>Publications</b>	<b>29</b>	<b>11</b>
Avec Comité de Lecture	28 dont 24 parus	10
Sans Comité de Lecture	1	1
<b>Conférences Internationales</b>	<b>53</b>	<b>16</b>
Invitées	9	1
Présentation Orale	24	9
Présentation Affiche	20	6
<b>Conférences Nationales</b>	<b>12</b>	<b>6</b>
Invitées	4	3
Présentation Orale	1	0
Présentation Affiche	7	3
<b>Article - ouvrage de synthèse</b>		<b>2</b>
<b>Séminaires</b>		<b>6</b>
<b>Articles de vulgarisation</b>		<b>5</b>

*Six publications les plus significatives*<sup>25</sup>

1. J.P. Boeuf, and L. Garrigues, “Low Frequency Oscillations in a Stationary Plasma Thruster”, *J. Appl. Phys.* **84**, 3541 (1998).
2. L. Garrigues, J. Bareilles, J.P. Boeuf, and I.D. Boyd, “Modeling of the Plasma Jet of a Stationary Plasma Thruster”, *J. Appl. Phys.* **91**, 9521 (2002).
3. L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, C. Boniface, and J.P. Boeuf, “Optimized Atom Injection in Hall Thruster”, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5460 (2004).
4. C. Boniface, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, D. Gawron, and S. Mazouffre, “Anomalous Cross Field Electron Transport in a Hall Thruster”, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 161503 (2006).
5. J. Perez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, and J.P. Boeuf, “Model Analysis of a Double Stage Hall Effect Thruster with a Double Peaked Magnetic Field and Intermediate Electrode”, *Phys. of Plasmas* **14**, 113502 (2007).
6. P. Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, G. Sandolache, S. Rowe, B. Jusselin, and J.P. Boeuf, “Expanding Sheath in a Bounded Plasma in the Context of the Post-Arc Phase of a Vacuum Arc”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 015203 (2008).

<sup>25</sup> j’ai souligné les étudiants dont j’ai co-encadrés les travaux de thèse, voir détails partie C.

**V – ACTIVITES D'ENCADREMENT**

<i>Doctorants</i>	<i>Co-encadrement</i>	<i>Directeur thèse</i>	<i>Financement</i>	<i>Période</i>
J. Koo	50 %	I.D. Boyd Pr. Univ. Mich.	US Ministry of Energy	6 mois 1999-2000
J. Bareilles	30 %	J.P. Boeuf Dir. Rech. CNRS	Allocation Ministère	10/1999 12/2002
C. Boniface	30 %	J.P. Boeuf Dir. Rech. CNRS	Bourse Cnes/Snecma	09/2002 02/2006
J. Pérez-Luna	30 %	J.P. Boeuf Dir. Rech. CNRS	Bourse Cnes/Snecma	10/2005 11/2008
P. Sarrailh	50 %	J.P. Boeuf Dir. Rech. CNRS	Bourse Cifre - Schneider	01/2006 12/2008
R. Vilamot	30 %	B. Nogarède Pr. Enseiht	Bourse Cnes/Snecma	10/2007 présent

6 stagiaires de Master 2 entre 1999 et 2008, “Physique et Ingénierie des Plasmas de Décharge”.

**VI – AUTRES**

- Participations au comité d'organisation local de la XXIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Toulouse (July 1997) et de la XV International Conference on Gas Discharges and their Applications, Toulouse (September 2004).
- Arbitrage pour les revues internationales suivantes : Journal of Applied Physics, Applied Physics Letters, Physics of Plasmas, Journal of Physics D : Applied Physics, Plasma Sources Science and Technology, IEEE Transactions on Plasma Science.
- Membre élu du Conseil du Laboratoire LAPLACE.

## **PARTIE C**

### **PUBLICATIONS SIGNIFICATIVES**

---

---

# Low frequency oscillations in a stationary plasma thruster

J. P. Boeuf<sup>a)</sup> and L. Garrigues

*Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse, Université Paul Sabatier,  
118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France*

(Received 30 March 1998; accepted for publication 8 July 1998)

Stationary plasma thrusters are ion thrusters whose properties make them especially suitable for satellite station keeping or orbit transfer. In these thrusters, a magnetic field transverse to the electron flow towards the anode increases the electron collision frequency and makes possible the generation of a plasma at relatively low gas flow and gas density. The decrease of the plasma conductivity due to the magnetic field induces a large electric field in the plasma which accelerates the quasiscollisionless ions whose trajectories are not significantly affected by the magnetic field. The purpose of this article is to clarify, using results from a simple model, the electrical properties of these thrusters and the low frequency oscillation regime which has been observed experimentally. The model is based on the assumption of quasineutrality of the plasma column and on a 1D transient hybrid treatment of electron and ion transport in the device. Electrons are considered as a fluid and ions are described with a collisionless kinetic equation. This model provides reasonable estimates of the plasma properties and is able to give a clear picture of the low frequency oscillations, qualitatively close to the experimental observations. © 1998 American Institute of Physics. [S0021-8979(98)07919-5]

## I. INTRODUCTION

The exhaust velocity of the propellant in electric thrusters can be much larger than in conventional chemical systems, and therefore, from momentum conservation, a much lower mass of propellant is necessary to obtain the same change in the velocity of the satellite. The specific impulse of a thruster is, by definition, equal to the exhaust velocity of the propellant divided by the value of the gravitational constant at the earth's surface. It is therefore expressed in seconds and is about one tenth of the exhaust velocity expressed in m/s. The thrust is defined as  $T = \dot{m} U_s$  where  $\dot{m}$  is the mass flow rate and  $U_s$  the exhaust velocity of the propellant. It has been shown that for tasks such as satellite station keeping or small orbit corrections, the optimal values of the specific impulse and thrust are in the 2000 s and 100 mN ranges.<sup>1</sup> These values of specific impulse and thrust can easily be achieved in the stationary plasma thruster (SPT), also known as Hall thruster, or closed-drift thruster. The SPT is characterized by an  $E \times B$  configuration where the externally applied magnetic field is radial and perpendicular to the axial, self-consistent, electric field which accelerates the ions to the exhaust.

These thrusters have been studied for more than three decades and are now operating on several Russian satellites.<sup>2</sup> However, the coupling between electric and magnetic field, and electron, ion and neutral transport is rather complex in these devices and the properties of the SPT are far from being clearly understood. Among the questions which need clarifications are:

(1) Mechanisms responsible for the plasma conductivity. Electron conductivity perpendicular to the magnetic field is

proportional to the electron-neutral collision frequency for large enough magnetic fields. The electron-neutral collision frequency is not large enough near the exhaust where the magnetic field is maximum and the neutral atom density can be very low, to ensure a large enough electron conductivity. Electron "collisions" with the walls (scattering and secondary electron emission) could play an important role in providing the necessary momentum transfer to the electrons.<sup>3</sup> A Bohm type diffusion could also explain the anomalous conductivity. Kaufman<sup>4</sup> suggested that anomalous diffusion in closed-drift thrusters could shift from being caused by bulk fluctuations to being caused by wall effects (or vice versa), as the magnetic field is increased.

(2) Oscillations. Although the SPT operates in a dc regime, it is subject to spontaneous current oscillations in a very broad frequency spectrum.<sup>5,6</sup> Large amplitude oscillations are observed in the 10 kHz range.

An important research effort has been undertaken in Europe<sup>7,8</sup> and in the US to clarify some aspects of the physical mechanisms occurring in these devices in order to optimize their operating conditions.

In this article we present a simple model which is able to reproduce many of the properties of the SPT and can explain the observed low frequency oscillations. In this 1D model, the ions are supposed to be collisionless and are described with a Vlasov equation (one dimensional in space and in velocity), while the electrons are treated as a fluid. Quasineutrality is assumed. The question of the role of electron-wall collisions or Bohm diffusion in the plasma conductivity is obviously out of reach of a simple model and we did not try to solve this problem. We therefore chose to develop a model where the total conductivity is a combination of the classical electron-neutral conductivity and a term representing either the conductivity due to electron-wall collisions or the con-

<sup>a)</sup>Electronic mail: jpb@cpa01.ups-tlse.fr

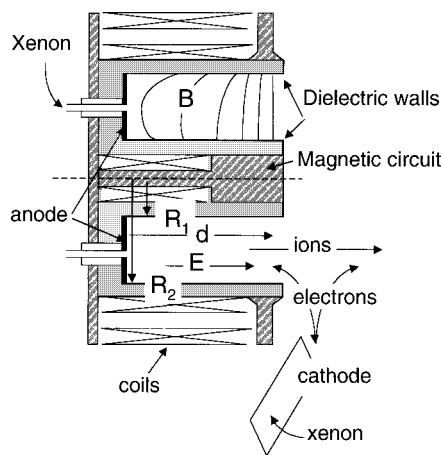


FIG. 1. Scheme of a SPT. For the SPT 100, the dimensions are:  $R_1 = 3$  cm,  $R_2 = 5$  cm,  $d = 4$  cm. For the SPT 50:  $R_1 = 1$  cm,  $R_2 = 2.5$  cm,  $d = 2.5$  cm.

ductivity due to field fluctuations (anomalous Bohm conductivity). The results from both assumptions are discussed in this article. We find that the experimental results can be reproduced better when the observed “anomalous” conductivity is supposed to be due to electron-wall collisions. With this assumption, the model is able to reproduce roughly the current–voltage characteristics of the SPT and to predict the large amplitude, low frequency oscillations.

We first describe in Sec. II the geometry and operating conditions of a typical SPT. The model is described in Sec. III. The results are presented and discussed in Sec. IV.

## II. GEOMETRY AND OPERATING CONDITIONS OF A SPT

A schematic of the SPT is presented in Fig. 1. The plasma column is contained within two coaxial dielectric cylinders, the anode being at one end of the channel and the exhaust at the other end. The cathode, which operates in a hot, hollow cathode regime, is outside the column. In this article we will focus on the properties of the plasma inside the channel. The propellant, generally xenon, is injected from the anode side (and also inside the cathode) with flow rates on the order of a few mg/s. Since the gas density at the point of injection is on the order of  $10^{13}$  cm $^{-3}$  and the length of the column is only a few cm, a magnetic field must be used to confine the electrons. A system of coils inside the inner cylinder and outside the outer cylinder generates a radial magnetic field with a maximum next to the exhaust (see Fig. 1). The electron transit time to the anode and thus the electron impact ionization coefficient are considerably increased by the radial magnetic field. The voltage drop along the column is in the order of 200–300 V, and the radial magnetic field decreases from typically 200 G at the exhaust to much lower values at the anode.

The positive ions are not sensitive to the magnetic field and undergo practically no collisions in the column. They are accelerated toward the exhaust and reach energies corresponding to a large part of the potential drop across the column.

Below are typical conditions which correspond to the “SPT 100” (stationary plasma thruster with 100 mm inner diameter of the outer cylinder) and which have been used in some of the simulations results presented in this article: xenon flow rate at the anode: 5 mg/s; radial magnetic field at the exhaust:  $B_0 = 200$  G; voltage drop across the column:  $V = 200$ –300 V; discharge current: 4–5 A; internal cylinder radius:  $R_1 = 3$  cm; external cylinder radius:  $R_2 = 5$  cm; column length:  $d = 4$  cm.

The geometry of the SPT has some similarity with that of a magnetron reactor, except that a cathode target would be placed in the exhaust plane in a real magnetron. In a magnetron, a thin ion sheath would form between the plasma and the cathode surface. In the SPT this ion sheath does not exist because there is no discontinuity at the exhaust.

## III. 1D QUASINEUTRAL HYBRID MODEL OF A SPT

In previous works, fluid, hybrid, and particle models have been presented. A difficulty inherent to particle models is the large computation time necessary to simulate steady state situations at high plasma density.<sup>9,10</sup> Hirakawa and Arakawa<sup>9</sup> developed a 2D particle model where anomalous conductivity was taken into account by introducing an oscillating azimuthal electric field (due to plasma fluctuations). This assumption was supported by a separate 2D particle simulation in a  $(r, \theta)$  plane with a uniform axial field where the authors found that the azimuthal electric field and electron density oscillate in the azimuthal direction as suggested by Yoshikawa and Rose<sup>11</sup> and by the experiments of Janes and Lowder.<sup>12</sup>

Most of the SPT models are based on a fluid or hybrid description of electron and ion transport, and on the assumption of quasineutrality. The assumption of quasineutrality seems reasonable to describe the plasma column of the SPT except in the Debye sheath near the wall. In a quasineutral model, Poisson’s equation is not solved and the constraints related to the explicit time integration of the transport equations and Poisson’s equation are therefore eliminated. Lentz and Martinez-Sanchez<sup>13</sup> developed a transient 1D quasineutral hybrid model of a stationary plasma thruster where a Boltzmann equation was used for ion transport. In the 1D, quasineutral, steady-state model of Manzella,<sup>14</sup> ion transport was described by continuity and momentum equations assuming free fall. Similar fluid and hybrid models have been used by Morozov and Savelyev.<sup>15</sup> Komurasaki and Arakawa,<sup>16</sup> and Fife and Martinez-Sanchez<sup>17</sup> developed a 2D, quasineutral, transient, hybrid model using fluid equations for electron transport and a Monte Carlo simulation for ion transport. Bohm conductivity was assumed for the electrons. Finally, work is also underway<sup>18</sup> to better understand the electron kinetics in the SPT and especially the role of electron-wall interaction, by using a non-self-consistent approach where the electron kinetic equation is solved for given electric field and magnetic field profiles (the electric field can be deduced from a hybrid model).

The model we have developed is one dimensional along the channel axis and assumes quasineutrality of the plasma. The positive ions are supposed to be insensitive to the mag-

netic field and are described with a 1D-1V (one dimensional in space and in velocity) Vlasov equation. A source term due to electron impact ionization of the neutral flow is added to the ion Vlasov equation. The neutral atoms are supposed to have the same velocity  $v_0$  parallel to the cylinder axis and constant in time. They are therefore described with a simple continuity equation whose source term is negative, corresponding to electron impact ionization. Electrons are treated as a fluid and their transport is described by simplified momentum and energy equations. Only the field term and the collision term are considered in the electron momentum equation. The thermal flux term is neglected in the energy equation. The ionization frequency and the energy loss frequency due to electron-neutral collisions are expressed as a function of electron mean energy assuming a Maxwellian shape of the electron distribution function. The role of the electron-wall interaction on the conductivity is discussed below. Although the model is transient, we are only interested here in time scales related to ion or neutral atom motion. On these time scales, the time derivative terms in the electron momentum and energy equations can be neglected.

This model assuming quasineutrality, the axial electric field in the column is not obtained from Poisson's equation but is deduced from a current equation.

The model is similar to the model described in Ref. 19. However the energy loss term in the electron energy equation is more realistic in the present work, and the respective roles of electron-wall collisions and electron-atom collisions on the overall conductivity are taken into account in a more consistent way in this paper. The oscillation regime predicted by the model described below and its dependency on the discharge parameters (voltage, magnetic field, xenon flow rate) is also more consistent with the experimental observations.

The set of equations defining the model can be written as follows.

### A. Ion Vlasov equation

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e}{M} E \frac{\partial f}{\partial v_x} = S_{v_x}, \quad (1)$$

where  $f$  is the ion distribution function, which depends on the axial position  $x$  (from the anode), the axial velocity  $v_x$ , and time  $t$ ;  $E$  is the axial electric field and  $e$  and  $M$  are the charge and mass of the ions. The plasma density is obtained from

$$n(x, t) = \int f(x, v_x, t) dv_x. \quad (2)$$

$S_{v_x}$  is the ion production rate in velocity space and is written as

$$\begin{aligned} S_{v_x}(x, v_x, t) &= n(x, t) n_a(x, t) k_i(x, t) \delta(v_x - v_0) \\ &= S(x, t) \delta(v_x - v_0), \end{aligned} \quad (3)$$

where  $n_a$  is the neutral atom density,  $k_i$  the ionization rate, and  $\delta$  is the Dirac delta function. This expression assumes that the ions are created with a velocity equal to the atoms velocity  $v_0$ .

In this first approach, we do not take into account charged particle loss to the walls.

### B. Neutral atom continuity equation

Neutral atoms flow with a constant velocity  $v_0$  and are lost by ionization. The neutral atoms continuity equation is therefore written as

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + v_0 \frac{\partial n_a}{\partial x} = -n n_a k_i. \quad (4)$$

A flux  $\partial_{a,0}$  of atoms with velocity  $v_0$  is injected at the anode and the boundary condition for the neutral atom density  $n_a$  is, therefore,

$$n_a(0, t) = \frac{\varphi_{a,0}}{v_0}. \quad (5)$$

### C. Current continuity

Neglecting the displacement current, the current continuity equation can be written as

$$\frac{\partial \varphi_e}{\partial x} = \frac{\partial \varphi_i}{\partial x}. \quad (6)$$

### D. Electron momentum equation

Neglecting inertia and diffusion, the electron momentum transfer equation reduces to the balance between momentum gain due to the electric field and momentum loss due to collisions. This gives the following classical relation between electron flux and electric field:

$$\varphi_e = n \bar{v}_e = -n \mu_e E, \quad (7)$$

where  $\bar{v}_e$  is the electron mean velocity and  $\mu_e$ , the electron mobility. The electron mobility can take different forms according to the transport mechanism.

Assuming a classical mobility  $\mu_{cl}$  in a transverse magnetic field, we can write

$$\mu_e = \mu_{cl} = \frac{e}{m v_m} \frac{1}{1 + \omega_B^2 / v_m^2}, \quad (8)$$

where  $v_m$  is the total electron momentum exchange collision frequency,  $m$  the electron mass, and  $\omega_B$  the electron cyclotron frequency  $\omega_B(x) = eB(x)/m$ .

For large enough magnetic field, the mobility increases with the collision frequency, in contrast to the unmagnetized case:

$$\mu_e \approx \frac{e}{m} \frac{v_m}{\omega_B^2}. \quad (9)$$

In that case, the electron trajectories are confined by the magnetic field, and momentum exchange through collisions is necessary to untrap the electron from their trajectories around the magnetic field lines.

At the exhaust of the SPT, the neutral density becomes very low due to electron impact ionization. On the other hand, the magnetic field is maximal in this region. The electron mobility or conductivity due to electron-atom collisions may become very small and the experimental observations cannot be understood if one assumes that these collisions are the only mechanism responsible for electron conduction.

Morozov *et al.*<sup>20</sup> postulated that electron-wall interaction plays an important role in increasing the electron conductivity in the exhaust region of the SPT, where the magnetic field is large. These authors introduced the concept of “near-wall conductivity”<sup>21–25</sup> due to the scattering of energetic electrons by the walls and to secondary electron emission by electron impact. The “collisions” between electrons and the walls can play the same role as electron-atom collisions in providing the momentum change necessary to untrap an electron from its trajectory around a magnetic field line. In a first approach, the effect of electron-wall interaction on the electron conductivity has been taken account in our model by adding to the electron-neutral momentum transfer frequency a term due to electron-wall interaction. Therefore

$$\nu_m = (\nu_m)_{\text{neutrals}} + (\nu_m)_{\text{walls}}. \quad (10)$$

The electron-atom collision frequency in xenon can be estimated by

$$(\nu_m)_{\text{neutrals}} = k_m n_a \quad \text{with } k_m = 2.5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}. \quad (11)$$

The frequency is on the order of  $4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  for a neutral atom density ( $\sim 1.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) corresponding to a xenon mass flow rate of 5 mg/s with a velocity of  $3 \times 10^4 \text{ cm/s}$ .

For electrons which are energetic enough to overcome the Debye sheath potential, the collision frequency with the walls is on the order of  $v_{e,\text{th}}/(R_2 - R_1)$ , where  $R_1$  and  $R_2$  are the radii of the inner and outer cylinders, respectively, and  $v_{e,\text{th}}$  is the electron thermal velocity. This velocity is typically on the order of  $10^8 \text{ cm s}^{-1}$  (electron temperature of several eV), and  $(R_2 - R_1)$  is 2 cm in the conditions of a SPT 100. Since only a fraction of the electrons have energies larger than the Debye sheath voltage, we chose to represent the electron-wall interaction with a momentum exchange collision frequency of the form:

$$(\nu_m)_{\text{walls}} = \alpha 10^7 \text{ (s}^{-1}\text{)}, \quad (12)$$

where  $\alpha$  is a constant parameter which can be adjusted. We found that the experimental results were reasonably well reproduced by the model for  $\alpha = 0.2$ .

Most of the calculations presented in this article have been performed assuming the above form of the mobility (classical mobility including the effects of electron-atom and electron-wall collisions). However, since there is no clear experimental evidence that Bohm anomalous conductivity does not contribute to the plasma conductivity in the large magnetic field and low neutral density region, we also tried, in a second approach, to include qualitatively the effect of the field fluctuations (responsible for Bohm conductivity). Bohm mobility is given by

$$\mu_B = \frac{1}{16B} = \frac{e}{m} \frac{1}{16\omega_B}. \quad (13)$$

The electron mobility was assumed to tend to the Bohm mobility when the collision frequency is zero and to the classical mobility for zero magnetic field. A form of the mobility which is consistent with these limits is given by Eq. (8) where the collision frequency  $\nu_m$  represents the sum of the

electron-neutral atom momentum exchange frequency, plus an equivalent frequency representing the effect of the field fluctuations (Bohm conductivity):

$$\nu_m = (\nu_m)_{\text{neutrals}} + (\nu_m)_{\text{fluctuations}} = (\nu_m)_{\text{neutrals}} + 16\omega_B. \quad (14)$$

This way of accounting for both collisional and Bohm conductivity is very empirical but gives the classical mobility at low magnetic fields and the Bohm mobility for small collision frequencies. Simply adding the collisional mobility and the Bohm mobility would lead to inconsistent and unphysical results since the mobility would tend to infinity in the region where the magnetic field is close to zero (anode region) and where electron-neutral collisions should control the electron conductivity.

Note finally that Coulomb collisions have been neglected in the expression above of the electron collision frequency. The electron temperature in the SPT is rather large and we find that the contribution of Coulomb collisions (whose cross section decreases faster than  $1/T_e^2$  with the electron temperature  $T_e$ ) to the overall electron collision frequency is negligible. For an electron temperature of 10 eV and a plasma density of  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , the Coulomb collision frequency would be on the order of  $2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ . This is not sufficient to ensure a large enough electron conductivity in the exhaust region when the neutral density is low.

## E. Electron energy equation

As mentioned above, we neglect the time derivative term in the electron momentum and energy equations since we are interested only in time scales related to neutral atoms or ion motion. Assuming that the electron pressure tensor is diagonal and isotropic and that the electron thermal energy  $\bar{\epsilon}$  is large with respect to the electron drift energy, and neglecting the thermal flux term, the electron energy equation can be written as

$$\frac{5}{3} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x} = -eE + \frac{\bar{v}_\epsilon}{v_e} \bar{\epsilon}, \quad (15)$$

where  $\bar{v}_\epsilon$  is the electron mean velocity and  $\bar{v}_\epsilon$  the electron energy loss frequency. In the case of classical mobility in a transverse field, using Eqs. (7) and (8) in Eq. (15) gives the following form of the energy equation:

$$\frac{5}{3} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x} = -eE + \frac{\bar{v}_\epsilon(\omega_B^2 + \nu_m^2)}{e \nu_m E} \bar{\epsilon}. \quad (16)$$

In the case where electron-wall collisions are included in the total momentum exchange frequency [Eqs. (10)–(12)], we write the total electron energy loss frequency as

$$\bar{v}_\epsilon = (\bar{v}_\epsilon)_{\text{neutrals}} + (\bar{v}_\epsilon)_{\text{walls}}, \quad (17)$$

where the contribution of the neutral atoms is

$$\bar{\epsilon}(\bar{v}_\epsilon)_{\text{neutrals}} = \sum_k \epsilon_k \bar{v}_k + \bar{v}_i \bar{\epsilon}. \quad (18)$$

In this equation,  $\bar{v}_k$  is the electron-atom collision frequency for the inelastic process  $k$  (including ionization), and  $\epsilon_k$  is the corresponding energy threshold of this process. The



second term in the right-hand side of Eq. (18) corresponds to the energy loss per electron due to the generation of new electrons through ionization. This term takes into account in an approximate way the contribution of the  $\bar{\epsilon}[(\partial n/\partial t) + (5/3)(\partial n \bar{v}_e/\partial x)]$  term in the equation for the energy density ( $n\bar{\epsilon}$ ) from which the energy Eq. (15) is deduced. Using the electron continuity equation, it is easy to see that the contribution of this term to the energy density equation is on the order of  $n\bar{\epsilon}\bar{v}_i$  which is a sufficient approximation for our purpose (this term is actually closer to  $\frac{5}{3}n\bar{\epsilon}\bar{v}_i$  for a steady-state problem).

The contribution of the walls to the energy loss frequency is supposed to be of the form

$$(\bar{\nu}_\epsilon)_{\text{wall}} = \alpha 10^7 \exp(-U/\bar{\epsilon}) \text{ (s}^{-1}\text{)}, \quad (19)$$

where  $U$  is a parameter taken to be equal to 20 eV in the calculations, and  $\alpha$  is defined in Eq. (12). The energy loss term corresponding to this frequency can, for example, represent (empirically) the energy loss per electron due to the emission of secondary electrons by the wall under electron bombardment. For large enough electron energy this frequency is close to the momentum exchange frequency of electron-wall collisions which means implicitly that the secondary electron emission coefficient under electron bombardment is on the order of 1. The influence of the values of  $\alpha$  and  $U$  on the results of the simulations is discussed in Sec. IV E.

In the approach where Bohm conductivity is considered [Eq. (14)] the only term we consider in the electron energy loss frequency is the contribution of electron-atom collisions,  $(\bar{\nu}_\epsilon)_{\text{neutrals}}$ .

### F. Ionization and energy loss rates

The dependence of the ionization rate and the energy loss rate on the electron mean energy or temperature are obtained by assuming that the electron distribution function is Maxwellian. The ionization rate  $k_i$  is therefore given by

$$k_i = \int \sigma_i \nu F_M(\mathbf{v}, T_e) d^3 \nu, \quad (20)$$

where  $k_B T_e = \frac{2}{3}\bar{\epsilon}$ ,  $F_M$  is the normalized Maxwellian distribution function (at temperature  $T_e$ ),  $\mathbf{v}$  is the electron velocity, and  $\sigma_i$  is the ionization cross section. The ionization and other inelastic electron-xenon cross sections used in this work are the same as those of Puech and Mizzi.<sup>26</sup>

The direct electron impact ionization frequency is related to the rate above by

$$\bar{\nu}_i = n_a k_i. \quad (21)$$

The other inelastic collisions rates and frequencies are obtained from a similar formula. The ionization frequency and the electron energy loss frequency of Eq. (18) have been tabulated as a function of mean electron energy, and their values in Eqs. (3), (4), and (18) are obtained by linear interpolation from these tables.

### G. Field equation and boundary condition

As mentioned above, the electric field in a quasineutral model cannot be obtained from Poisson's equation. The electric field distribution is deduced from the electron momentum equation by

$$E(x, t) = - \frac{\varphi_e(x, t)}{n(x, t)\mu_e}. \quad (22)$$

Integrating the current continuity Eq. (6), one gets

$$\varphi_e - \varphi_i = - \frac{J_T}{e}, \quad (23)$$

where  $J_T$  is the total axial current in the plasma at time  $t$ .

Replacing the electron flux in the field equation above, we obtain

$$E(x, t) = - \frac{\varphi_i(x, t)}{n(x, t)\mu_e} + \frac{J_T(t)}{n(x, t)e\mu_e}. \quad (24)$$

Imposing the potential drop  $V$  across the column and knowing the plasma density and ion flux from the solution of the ion Vlasov equation, the total current in the device can be deduced from

$$V = V(d) - V(0) = - \int_0^d E(x, t) dx, \quad (25)$$

where  $d$  is the abscissa of the exhaust (i.e., the length of the channel).

Note that the voltage  $V$  which is imposed in the model is the voltage drop along the column, and not the discharge voltage. The discharge voltage is the sum of the column voltage drop  $V$ , the cathode fall voltage (on the order of 10–20 V) and the possible voltage drop in the plasma region next to the exhaust and outside the cylinders (where the magnetic field is still non-negligible).

The plasma outside the concentric cylinders is not described in the model. The electron current flowing inside the device at the exhaust is obtained from Eq. (23) from the total current [deduced from Eq. (25)] and the ion flux given by the solution of the ion Vlasov equation. The mean energy of the electron entering the column is imposed and is set to 10 eV in the calculations. The neutral density at the anode is imposed and is given by Eq. (5).

Finally, the ion density at the anode was set to a nonzero value equal to  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  in the calculations presented below. The effect of this boundary condition is discussed in Sec. IV F.

### H. Numerical method

The equations above are solved in a straightforward way using second-order upwind schemes for the ion Vlasov equation and the neutral atom continuity equation. The electric field distribution and total current at a given time are obtained from Eqs. (24) and (25) after each time integration step of the ion transport equation. The electron energy equation is integrated with a fourth-order Runge–Kutta method. The upwind scheme used for the atom continuity equation and the ion Vlasov equation is rather diffusive. In order to

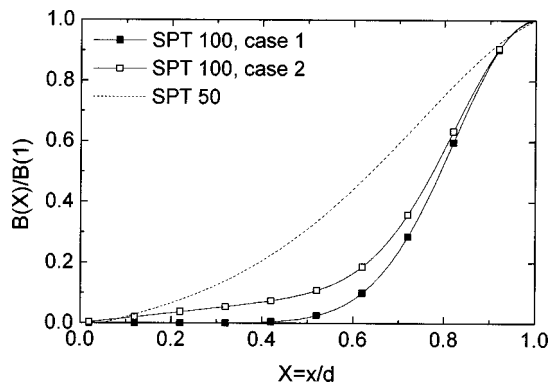


FIG. 2. Axial distribution of the radial magnetic field taken into account in the calculations for the SPT 100 and SPT 50. The dashed curve corresponds to the field profile in the experiments of Guerrini *et al.* (see Ref. 27) (SPT 50).

check the accuracy of this simple numerical algorithm, we also developed a particle model to describe ion transport. We found that when the Monte Carlo simulation is used instead of the upwind integration scheme for the ion Vlasov equation, the differences in the calculated current, plasma density, neutral density, and electric field are rather small. When spontaneous oscillations occur, both models give similar frequency and amplitude of oscillations. However, the ion distribution in velocity space shows some obvious numerical diffusion effects when the upwind scheme is used.

#### IV. RESULTS AND DISCUSSION

The model described above has been used for two different geometries corresponding to the SPT 100, where the diameters of the inner and outer cylinders are 6 and 10 cm, respectively, and to the SPT 50 where these diameters are 3 and 5 cm. Comparisons with available experimental measurements have been made in the case of the SPT 50. Two different axial distributions of the radial magnetic field have been considered in the case of the SPT 100 and will be referred to as case 1 and case 2 in the following. These profiles are plotted in Fig. 2. The magnetic field in the exhaust region is similar in both cases, but the magnetic field in the region between the anode and 1 cm before the exhaust is much smaller in case 1 (see Fig. 2) than in case 2. In the case of the SPT 50, the magnetic field profile (dashed line of Fig. 2) is similar to the one in the experiments of Guerrini *et al.*<sup>27</sup>

We describe below the current–voltage characteristics of the thruster and the mechanisms leading to spontaneous low frequency oscillations.

##### A. Current–voltage characteristics

Figure 3 shows the calculated current–voltage characteristics for the SPT 100. The inner cylinder radius is 3 cm, the inner radius of the outer cylinder is 5 cm, and the length of the column is 4 cm. The flow rate is set to 5 mg/s and the maximum value of the magnetic field (at the exhaust) is 200 G. The axial profile of the radial magnetic field corresponds to case 1 of Fig. 2.

The dark symbols in Fig. 3 indicates the regimes where the discharge exhibits spontaneous oscillations of the cur-

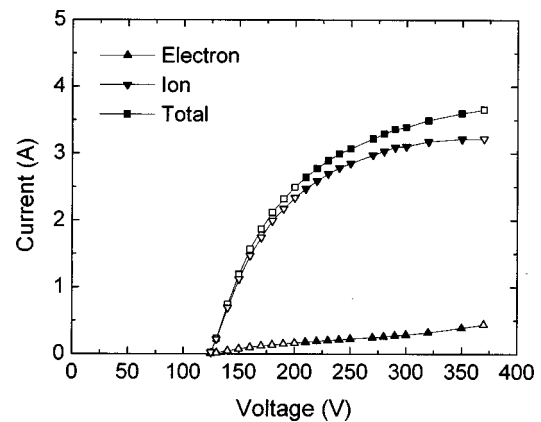


FIG. 3. Calculated current–voltage characteristics of a SPT 100 for a xenon mass flow rate of 5 mg/s. The magnetic field distribution corresponds to case 1 of Fig. 2, and the maximum field (at the exhaust) is 200 G. The dark symbols correspond to a spontaneous oscillation regime and the open symbols correspond to a nonoscillatory regime. The value of the voltage corresponds to the voltage along the column. The ion current and electron current at the exhaust are also represented.

rent. The voltage across the column is imposed, and no external circuit has been included. When current oscillations are present, the values displayed in Fig. 3 correspond to time averaged quantities. In the conditions of Fig. 3, current oscillations appear above 200 V. For voltages above 350 V, no oscillations are observed. We give more details about the low frequency oscillations in Secs. IV C and IV D.

Figure 3 also shows the variations of the electron and ion currents at the exhaust, as a function of the voltage across the column. It appears that the positive ions carry more than 90% of the total current at the exhaust in typical operating conditions (e.g., for  $V=250\text{--}300$  V). The maximum ion current in these conditions is about 3.7 A which corresponds to complete ionization of the neutral atom flow for a mass flow rate of 5 mg/s. The calculated ion current for voltages above 300 V in Fig. 3 is close to this limit.

A comparison between experimental and calculated ion current as a function of voltage for the SPT 50 is shown in Fig. 4. The experimental points have been taken from Guer-

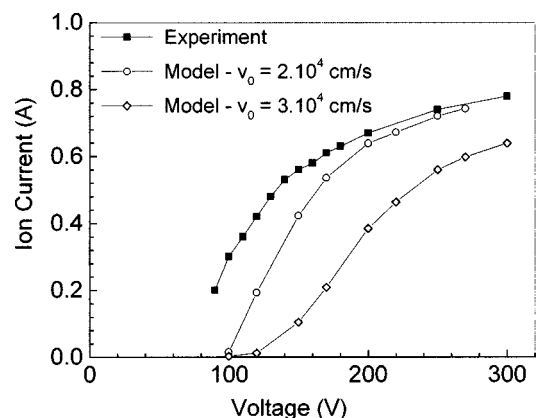


FIG. 4. Comparisons between the calculated (this work) and measured (see Ref. 27) current–voltage characteristics for a SPT 50. The calculations have been done for two values of the xenon atom velocity  $v_0$  (mass flow rate 1.17 mg/s, magnetic field at exhaust 176 G).

rini *et al.*<sup>27</sup> The magnetic field intensity at the exhaust is 176 G in this case and the xenon flow rate is 1.17 mg/s. It is interesting to note that although the shapes of the measured and calculated curves are similar, the calculated characteristic is shifted from the measured one by several tens of V. This discrepancy is probably related to the simplicity of the model, to the assumption of a Maxwellian electron distribution function, and to the neglect of the ionization mechanisms other than direct electron impact ionization. The calculations displayed in Fig. 4 also show that the results are very sensitive to the atom velocity  $v_0$ , a parameter not accurately known. The model and experiment give similar values of the ion current for voltages in the 200–300 V range when the xenon atom velocity is supposed to be  $2 \times 10^4$  cm/s. The variations (not shown) of the measured and calculated ion current as a function of xenon flow rate in this range are very similar. The calculated thrust of this engine is on the order of 15 mN in the conditions of Fig. 4 and for a column voltage of 250 V, in good agreement with the experimental measurements.

### B. Time-averaged plasma properties

In this section we discuss the axial profiles of the plasma properties. We choose to illustrate these properties for the SPT 100 for a column voltage of 200 V. The profile of the magnetic field corresponds to case 1 of Fig. 2, with 200 G at the exhaust, and the mass flow rate is 5 mg/s. This choice of conditions is convenient for our discussion here since, as we shall see in the following, there are no oscillations for this value of the voltage. For cases with oscillations, the time-averaged profiles of the plasma properties are very similar to those corresponding to the case discussed here.

Figures 5(a), 5(b), and 5(c) show, respectively, the space variations of the electric field and potential, plasma density and mean electron energy, neutral atom density and ionization rate. We see in Fig. 5(a) that most of the potential drop occurs in the exhaust region, where the magnetic field is large. The electric field in the large magnetic field region has to increase in order to compensate for the low electron conductivity in that region and to ensure current continuity. This region is the “acceleration region,” i.e., the region where the positive ions are accelerated and extracted from the plasma. An important feature of the SPT is that, unlike in electrostatic ion thrusters, the current is not space charge limited and the electric field which accelerates the ion is not a space-charge field but is the result of the low electron conductivity induced by the large magnetic field in the exhaust region. The space variations of the plasma density displayed in Fig. 5(b) show that the plasma density reaches  $5 \times 10^{11}$  cm<sup>-3</sup> under these conditions, the maximum being about 1 cm from the exhaust. The electron mean energy is maximum close to the exhaust and decreases to about 10 eV (electron temperature of 6.7 eV) in the low electric field region. The neutral atom density [Fig. 5(c)] is almost constant from the anode to  $x = 2$  cm, and decreases to about 30% of its anode value at the exhaust, due to electron impact ionization in the acceleration region. For large voltages, the atom density at the exhaust can be less than 10% of its value at the anode. The

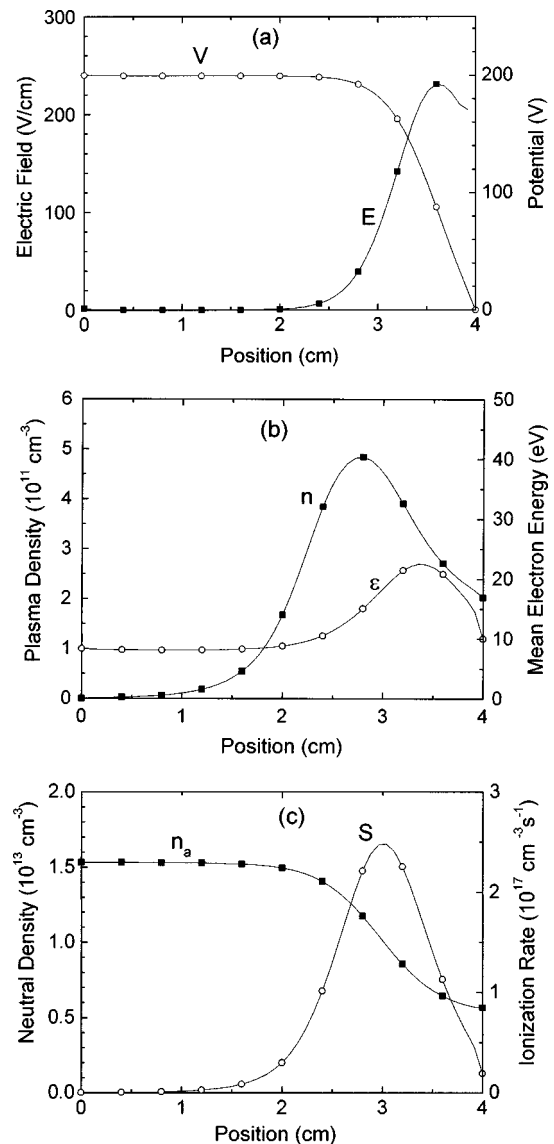


FIG. 5. (a) Time-averaged axial profiles of electric field and potential in the geometry of the SPT 100, for the magnetic field profile of Fig. 2, case 1, for a column voltage  $V_a = 200$  V, and a xenon mass flow rate of 5 mg/s. (b) Time-averaged axial profiles of plasma density and electron mean energy in the conditions of (a). (c) Time-averaged axial profiles of xenon density and ionization source term in the conditions of (a).

space variations of the ionization rate also displayed in Fig. 5(c) show that the maximum ion production occurs at  $x \sim 3$  cm, i.e., at the entrance of the acceleration region. We use in the following the term “ionization zone” or “production zone” to qualify the region around the maximum ion production, and “conduction zone,” the region between the anode and the ionization zone, where the electron conductivity is large because of the low magnetic field.

Although it is difficult to exhibit meaningful quantitative comparisons with experiments, the numerical results of Fig. 5 reproduce well qualitatively the experimental observations and are coherent with our global understanding of the stationary plasma thruster. For example, the two-dimensional spatially resolved Langmuir probe measurements of plasma potential, electron temperature, and plasma density by Bishaev and Kim<sup>28</sup> are consistent with the calculations of Fig. 5

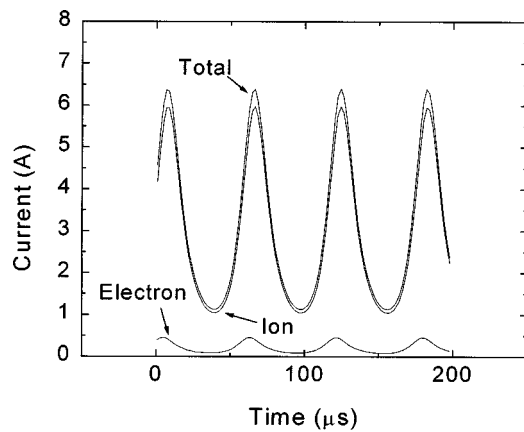


FIG. 6. Time evolution of the total current, electron current, and ion current at the exhaust in the SPT 100 for a column voltage  $V_a=240$  V, a xenon mass flow rate of 5 mg/s, and for a magnetic field distribution corresponding to case 1 of Fig. 2.

(with a rather good quantitative agreement, i.e., maximum plasma density around  $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , electron temperature around 5 eV in the conduction zone, and on the order of 20–25 eV in the acceleration zone). Guerrini *et al.*<sup>29</sup> also performed probe measurements of the electron temperature, ion density, and plasma potential along the channel axis of a SPT 50. The measured profiles of these quantities are similar to those of Fig. 5. The measured electron temperature has a maximum around 20 eV located about 5 mm from the exhaust (the length of the SPT 50 is 2.5 cm, instead of 4 cm for the SPT 100) and is constant and close to 5 eV in the anode region from  $x=0$  to  $x \sim 1$  cm. The measured plasma density profile is similar to the one of Fig. 5(b) with a maximum value ( $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) about twice larger than the calculated one in the SPT 100. The plasma density measured inside the channel, in the conduction zone is on the order of  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , i.e., not as small as the calculated one [Fig. 5(b)]. This is probably because the magnetic field in the conduction zone in the experiments of Guerrini *et al.*<sup>29</sup> on the SPT 50 is larger than the one used in the calculation of Fig. 5 (compare the magnetic profile of case 1 for the SPT 100 and the profile for the SPT 50, in Fig. 2). Finally, the measured potential profile and the deduced electric field in the experiments of Guerrini *et al.* are similar to the calculated ones displayed in Fig. 5(a). Spectroscopic measurements of the light emission along the channel of the SPT 50 performed by Leray *et al.*<sup>30</sup> also indicate that most of the excitation and ionization in the SPT occurs in a region about 5 mm upstream of the exhaust, in agreement with the location of the production zone predicted by the model [Fig. 5(c)].

### C. Low frequency oscillations

As shown in Fig. 3 the model predicts low frequency oscillations of the SPT 100 for voltages above 200 V and below 350 V. Figure 6 shows the time evolution, after quasi-steady state is reached, of the total current and of the electron and ion currents at the exhaust in the SPT 100 in a typical regime corresponding to the conditions of Fig. 3, with a voltage drop along the column equal to 240 V (the magnetic field

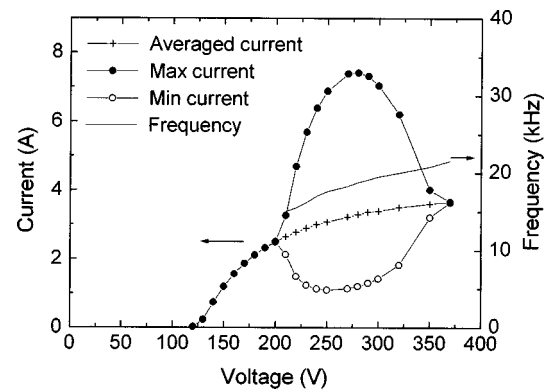


FIG. 7. Minimum and maximum values of the total current, and oscillation frequency as a function of the column voltage in the conditions of Fig. 3.

profile corresponds to case 1 of Fig. 2, and the value of the magnetic field at the exhaust is 200 G). This case will be referred to as the standard case in the following. The calculated current oscillation frequency is 16 kHz in this case.

The amplitude of the oscillations depends strongly on the column voltage as shown in Fig. 7 where the minimum current ( $I_{\min}$ ), maximum current ( $I_{\max}$ ), time-averaged current, and oscillation frequency are plotted as a function of the voltage across the plasma column. The amplitude of the oscillations ( $I_{\max} - I_{\min}$ ) increases with voltage after the onset of the oscillation regime at 200 V. The amplitude of the oscillations reaches a value of about 7 A at 270 V and decreases to 0 at 370 V. The frequency of the oscillations increases from 15 to 22 kHz, when the voltage increases from 200 to 350 V.

In order to clarify the mechanisms which are responsible for the current oscillations, we now detail the space and time evolution of the main plasma properties deduced from the calculations in the “standard case” (240 V, 5 mg/s, 200 G at exhaust, magnetic field profile of Fig. 2, case 1). The space and time variations of the neutral atom density and plasma density in these conditions are displayed in Fig. 8 and Fig. 9, respectively, for a time interval corresponding to about four

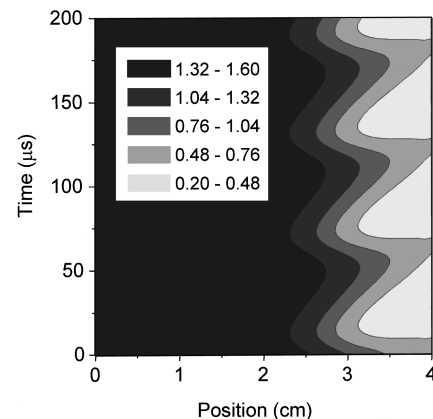


FIG. 8. Contours of constant neutral density as a function of space and time, showing the “breathing” of the neutral flow near the exhaust in the low frequency oscillation regime of the SPT 100. The conditions are the same as in Fig. 6 (column voltage 240 V, xenon flow rate 5 mg/s and magnetic field profile of Fig. 2, case 1, 200 G at exhaust). The unit is  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

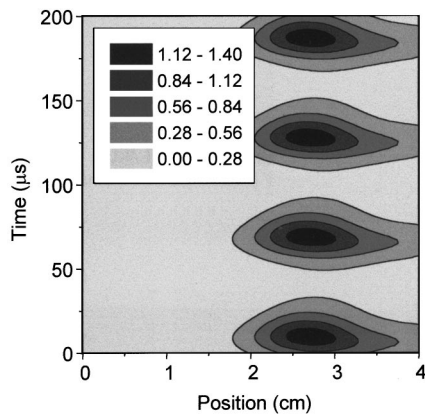


FIG. 9. Contours of constant plasma density as a function of space and time in the conditions of Fig. 8. The unit is  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

cycles of the oscillations. Figure 8 clearly shows that the current oscillations are associated with a periodic depletion of the neutral atom density near the exhaust of the SPT. The magnetic field is large in this region, and the resulting low electron conductivity leads, as discussed above, to an increase of the electric field in order to maintain current continuity. The electron temperature and ionization rate are large in this region and the neutral flow tends to be quickly ionized by the electrons. This depletes the neutral atom density and the front of the neutral flow moves back upstream inside the column to a region where the electric field, mean electron energy and ionization rate are lower. The plasma density near the exhaust decreases drastically as the neutral atom density is depleted. Due to the corresponding decrease of the electron incoming flux at the exhaust the neutral atoms can flow again to the exhaust without substantial ionization, and the neutral density increases in this region. The increase of the xenon density in the large electric field region makes possible an increase of the ionization in this region, which leads to a depletion of the neutral atom density and so on.

This interpretation of the low frequency oscillations shows that the frequency should be roughly inversely proportional to the time needed for the neutral atoms to fill the large magnetic field region near the exhaust. This region, the “acceleration region”, is about 1.5 cm long in the conditions of Figs. 8 and 9. Since the neutral velocity is about  $3 \times 10^4 \text{ cm/s}$  in the calculations, it is clear that the oscillation frequency should be on the order of 20 kHz, which is consistent with the numerical results. We also checked that the model predicts an increase of the oscillation frequency with the velocity of the neutral atoms injected at the anode. The thickness of the acceleration zone (which is controlled by the magnetic field profile) should also influence the oscillation frequency.

The results in Figs. 8 and 9 can be summarized by saying that the low frequency oscillations of the current in the SPT are due to a “breathing” of the front of neutral atoms in the region next to the exhaust, leading to an ionization instability. Time-resolved observations of the light emission at the exhaust of a SPT<sup>31</sup> show large amplitude oscillations at the same frequency as the current oscillations and are consistent with the interpretation of the oscillations provided by

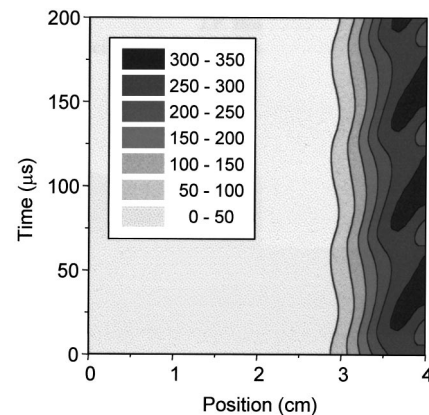


FIG. 10. Contours of constant axial electric field as a function of space and time in the conditions of Fig. 8. The unit is 1 V/cm.

the model. The calculated current oscillations (amplitude and frequency) are also in excellent qualitative agreement with the measurements of Darnon *et al.*<sup>31</sup> The frequency of the oscillations is 33 kHz in the measurements of Darnon *et al.* on a SPT 100 and the current oscillates between 2 and 10 A, for standard operating conditions.

Figure 10 displays contour curves of the space and time variations of the electric field in the device, in the same conditions as above. The plasma and neutral atom oscillations are associated with strong oscillations of the electric field near the exhaust. The time of maximum electric field at the exhaust coincides with the time of minimum current (see Figs. 10 and 6). The electric field at the exhaust is large for low plasma density and neutral atom density in the exhaust region, and decreases when the plasma density increases.

Finally, note that all the calculations presented here assume a constant voltage drop across the plasma column. The simulated oscillations are therefore not related to the presence of an external circuit. In a real situation, the presence of a nonzero resistance of the external circuit can lead to oscillations of both the current and voltage. Although the model predicts similar oscillations when a resistor is included in the external circuit, we do not discuss this situation because it does not add significant features to the results presented here.

#### D. Influence of magnetic field intensity and spatial distribution

In this section we briefly discuss the influence of the magnetic field amplitude and profile on the thruster properties.

##### 1. Magnetic field intensity

We first consider the magnetic field profile of case 1 of Fig. 2 and vary, for the same profile, the magnetic field at exhaust,  $B_0$ . Figure 11 shows the variations of the minimum current, maximum current, time-averaged current, and oscillation frequency as a function of  $B_0$  in the SPT 100, for a voltage across the channel equal to 250 V and a mass flow rate of 5 mg/s. We see that no oscillations are present for magnetic fields below 170 G. Above 170 G, the amplitude of the oscillations increases with magnetic field and reaches a

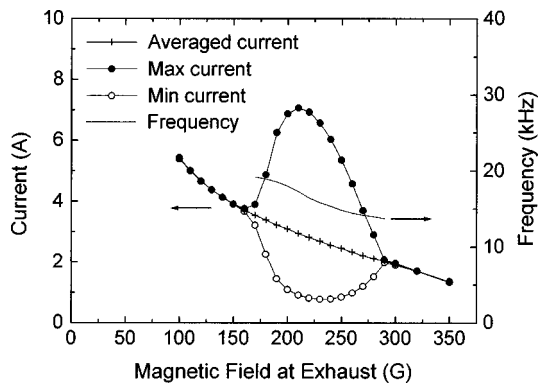


FIG. 11. Minimum and maximum values of the total current, time-averaged current, and oscillation frequency as a function of the magnetic field at exhaust in a SPT 100 for a xenon mass flow rate of 5 mg/s and channel voltage of 250 V; the magnetic field distribution corresponds to case 1 of Fig. 2.

maximum of about 7 A at 220 G. The calculated oscillation amplitude decreases for larger magnetic field values and goes to zero above 280 G. The oscillation frequency decreases from 20 to 13 kHz when the magnetic field at the exhaust increases from 170 to 300 G. The decrease of the electron conductivity when the magnetic field increases is responsible for the decrease of the total averaged current which passes from 6 A at 100 G to 1 A at 350 G. As can be seen in Fig. 12, the ratio of the ion current at exhaust to the total current increases with  $B_0$ . For low magnetic fields, most of the neutral flow is ionized and the ion current reaches its saturation value of 3.7 A (for a xenon flow rate of 5 mg/s). The increase in total current with decreasing magnetic field is therefore associated with an increase of the electron current at exhaust. Under these conditions, using a magnetic field below 200 G at exhaust is not efficient in term of power dissipation (the power dissipated increases while the ion current does not increase significantly when  $B_0$  is decreased below 200 G). For magnetic fields above 200 G, the efficiency is high since the ion current at exhaust becomes very close to the total current, but (1) the neutral flow is not efficiently ionized (the ion current becomes too small with respect to its maximum

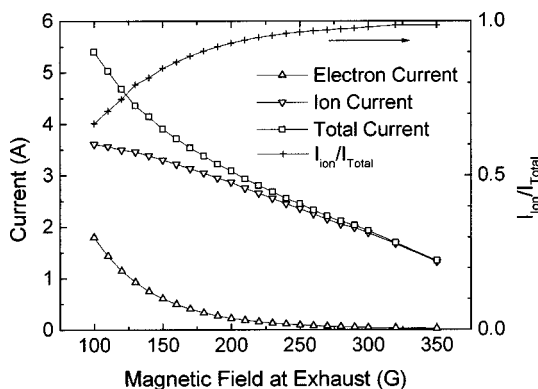


FIG. 12. Total current, electron and ion current at exhaust, and ratio of ion current at exhaust to total current as a function of magnetic field in the conditions of Fig. 11.

possible value of 3.7 A), and (2) the amplitude of the current oscillations may become too large and lead to instabilities of the engine.

It is interesting to note that, in spite of the simplicity of the model, the description above of the low frequency oscillation regime is coherent with the experimental observations reported for example by Choueiri.<sup>5</sup> This author describes the low frequency oscillations referred to in the Russian literature as “loop,”<sup>32</sup> “circuit,” or “contour”<sup>6</sup> oscillations which present a lot of similarities with the oscillations predicted by the model. Choueiri mentions the existence, for a given mass flow rate and applied voltage, of an optimum value of the magnetic field at the exhaust. This optimum field ( $B_0$ )<sub>opt</sub> is equal to 170 G for 4 mg/s and 200 V, for a SPT with a 9 cm diameter. For magnetic field intensities  $B_0$  below half the optimal value, no significant oscillations are observed in the 1–20 kHz range. Relatively large amplitude oscillations are found for  $B_0/(B_0)_{opt}$  between 0.5 and 0.75. The amplitude of oscillations decreases and the oscillations becomes rather damped for  $B_0/(B_0)_{opt}$  close to the optimum, i.e., between 0.75 and 1. For  $B_0/(B_0)_{opt}$  between 1 and 1.35, the SPT is subject to violent oscillations. The amplitude of the oscillations decreases again above 1.35. The model calculations are in qualitative agreement with this description except that they do not predict a damping of the oscillations around the optimum magnetic field for the considered magnetic profiles.

The good qualitative agreement between the simulation results and the report by Choueiri<sup>5</sup> of the experimental results of Zhurin *et al.*<sup>6</sup> and others<sup>20,33</sup> shows that the model can capture some real physical features of the SPT. The model confirms that the low frequency oscillations are associated with an oscillation of the ionization zone as suggested in the Russian literature (e.g. Ref. 6), and in the reports of Choueiri<sup>5</sup> on the characteristics of closed drift thrusters. It is not necessary to invoke interaction between the SPT and the external circuit to explain the phenomena.

Figure 13(a) shows the current–voltage characteristics of the SPT 100 for four different values of the magnetic field  $B_0$  and for the magnetic field profile of case 1, Fig. 2. In agreement with the experimental results of Morozov *et al.*,<sup>20</sup> the minimum discharge voltage increases with increasing magnetic field and two regions with distinct slopes appear in the current–voltage curves. The “best” operating conditions, according to the experimentalists, is close to the “knee” of the current–voltage curve. The oscillation regimes on the current–voltage curves of Fig. 13(a) are indicated by the solid symbols. The minimum and maximum current in the oscillation regime are shown in Fig. 13(b). The amplitude of the oscillations and the threshold voltage for oscillation onset clearly increase with increasing magnetic field.

## 2. Magnetic field distribution

The electrical properties of the SPT are very sensitive to the axial profile of the radial magnetic field. All the results shown above and concerning the SPT 100 have been obtained for the magnetic field profile corresponding to case 1 of Fig. 2. This profile is characterized by a sharp decrease of

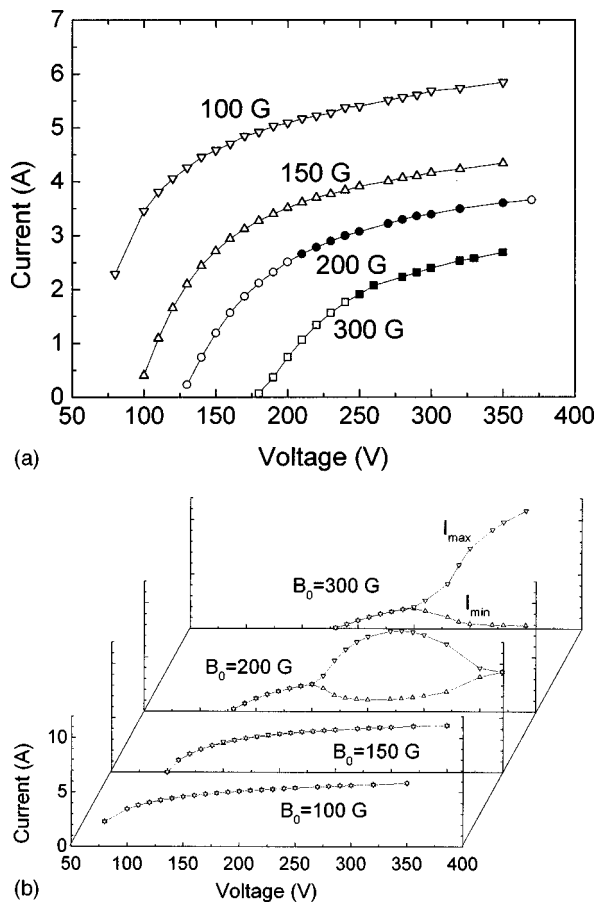


FIG. 13. (a) Current–voltage characteristics for four values of the magnetic field intensity at exhaust (xenon mass flow rate 5 mg/s, magnetic field profile case 1 of Fig. 2). The solid symbols correspond to an oscillatory regime. (b) Variations with voltage of the minimum and maximum current in the conditions of (a).

the magnetic field around  $x = 3$  cm, and by very low values of the magnetic field for  $x < 2$  cm. The analytical expression for this magnetic field profile was

$$B(x) = B_0 \exp\left[-16\left(\frac{x}{d} - 1\right)^2\right].$$

For a good operation of the SPT, it seems that the magnetic field should be large only in the exhaust region. If the magnetic field is not small enough in the upstream region (i.e., between the anode and  $x \sim 2-3$  cm), the ion production in that region may be too large and lead to significant ion losses to the walls. Ions are more efficiently extracted from the device if the acceleration region is thin and if the production zone is not too far from the exhaust. As can be seen on Fig. 5, these conditions are satisfied for the magnetic field profile corresponding to case 1 of Fig. 2.

We performed some simulations for cases where the magnetic field is larger in the upstream region. We illustrate these results for the magnetic profile corresponding to case 2 of Fig. 2. The analytical expression for the magnetic field profile is now

$$B(x) = \frac{B_0}{1.2} \left[ \exp\left[-16\left(\frac{x}{d} - 1\right)^2\right] + 0.2 \frac{x}{d} \right].$$

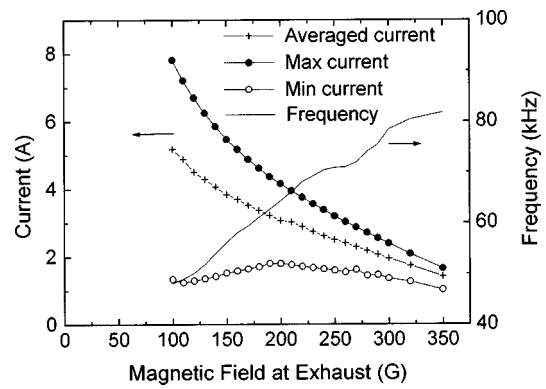


FIG. 14. Minimum and maximum values of the total current, time-averaged current, and oscillation frequency as a function of the magnetic field at exhaust in a SPT 100 for a xenon mass flow rate of 5 mg/s; the magnetic field distribution corresponds to case 2 of Fig. 2, and the applied voltage is 250 V.

The results for this field distribution and for a mass flow rate and voltage of 5 mg/s and 250 V respectively are shown in Fig. 14. We still find oscillations and the amplitude of the oscillations decreases with increasing magnetic field. However, the frequency of the oscillations (up to 80 kHz) is larger than in the cases describe above, and these oscillations are no longer associated with the depletion of the neutral density in the exhaust region. This depletion still exist but is stationary and the neutral density gradient is not as large as in the cases described above. The simulations show that these oscillations are associated with a non uniformity in the electric field (and plasma density) which forms periodically in the conduction zone and propagates from the anode to the acceleration region. For this magnetic field configuration the production of ions in the conduction zone is larger than in the previous case. In some cases (depending on the flow rate, magnetic profile, or voltage), two oscillation regimes may coexist: the first one corresponds to the low frequency (on the order of 20 kHz) regime associated with the neutral density depletion in the exhaust region, and the second oscillation regime (more than 50 kHz) is related to a stronger ionization deeper in the channel and is associated with the propagation of a nonuniformity from anode to the exhaust.

Although we did not perform a systematic study of the influence of the magnetic field profile on the simulated performances of the SPT, the results above show that the device is very sensitive to the magnetic field profile and confirm that the ion production upstream of the acceleration zone is enhanced when the magnetic field is larger in the conduction zone.

### E. Influence of the assumptions on near-wall conductivity or Bohm conductivity

All the results above were obtained assuming classical electron conductivity in a transverse magnetic field [see Eq. (8)] and accounting for a contribution of the electron-wall collisions to the overall electron conductivity [Eq. (10)]. Since the contribution of the electron-wall collisions to the conductivity is very difficult to quantify, we chose to parametrize this contribution as described by Eq. (12) which as-

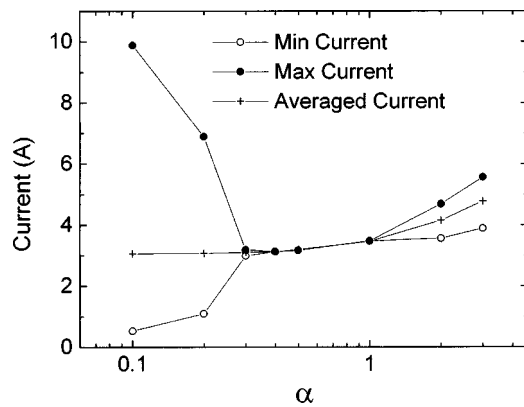


FIG. 15. Variations of the minimum, maximum, and time-averaged currents as a function of the parameter  $\alpha$  [Equation (12)] characterizing the importance of the contribution of electron-wall collisions to the electron conductivity. SPT 100, mass flow rate 5 mg/s, applied voltage 250 V, magnetic field at exhaust 200 G (profile of case 1, Fig. 2).

sumes that the electron-wall momentum exchange frequency expressed is of the form ( $\alpha 10^7 \text{ s}^{-1}$ ) where  $\alpha$  is a parameter to adjust. The calculations above were done with  $\alpha = 0.2$ . We also performed some simulations for other values of  $\alpha$ . Figure 15 shows the variations of the time-averaged current and of the minimum and maximum current in the oscillation regime as a function of  $\alpha$ , for a mass flow rate of 5 mg/s, a voltage of 250 V across the column, and the magnetic field profile of case 1, Fig. 2 with a magnetic field intensity of 200 G at the exhaust. We see that the results are extremely sensitive to  $\alpha$ . Large amplitude, low frequency (on the order of 20 kHz) oscillations occurs for  $\alpha$  less than 0.3. A general tendency is that the oscillation amplitude decreases with increasing values of  $\alpha$ . This is because for larger  $\alpha$  the contribution of the electron-wall collisions to the electron conductivity becomes dominant, and the electron mobility becomes less and less strongly dependent on the neutral atom density. In that case, the decrease in neutral atom density in the exhaust region does not affect electron transport as much and the oscillations are damped. The small amplitude oscillations observed for  $\alpha$  larger than 3 in Fig. 15 are not related to neutral atom density depletion and oscillation in the exhaust region. Their frequency is larger than 60 kHz and they are of the same nature as those described in Sec. IV D 2. The total current is also sensitive to  $\alpha$  as can be seen in Fig. 15 where the total current increases from 3 to 5 A when  $\alpha$  is increased from 0.1 to 3. The value of  $\alpha$  ( $\alpha = 0.2$ ) which has been used in the simulations presented in the previous section leads to values of the current which are consistent with experimental observations, but no accurate adjustment has been done due to the lack of published, systematic experimental data.

Let us note finally that for small values of  $\alpha$  the numerical calculations become unstable for large applied voltages. No stable numerical solution can be obtained if  $\alpha$  is supposed to be zero (even when Coulomb collisions are included).

The calculations presented above have been obtained with the parameter  $U$  in the electron energy loss term due to electron-wall interaction [Eq. (19)] equal to 20 eV. If  $U$  is too large, e.g., larger than 50 eV, the electron energy loss in

the region where the neutral density is low (exhaust region) becomes too small and the location of the production zone moves upstream inside the channel. The neutral flow is ionized in the conduction zone in that case. For values of  $U$  less than 20 eV, the results are qualitatively similar to those obtained for  $U = 20$  eV, with some variations in the spatial profile of plasma density.

We have also performed simulations assuming Bohm conductivity instead of near-wall conductivity [see Eq. (14)]. We find in that case that the neutral atom flow is ionized much deeper inside the column, and in the vicinity of the anode. This is because (1) the electron conductivity is now large enough everywhere in the column, and independently of the neutral atom density, and (2) since there is no electron energy loss other than those due to electron-neutral collisions, the front of neutral atoms moves progressively back toward the anode due to intense ionization by electrons: the energy of the electrons interacting with the front of neutral atoms is therefore always large and equal to their initial energy at the exhaust plus the potential drop between the exhaust and the position of the front of neutral atoms. It therefore appears that if one considers Bohm conductivity alone, without taking into account electron energy loss other than those due to electron-neutral collisions, the results predicted by the model are not consistent with experimental observations (which show that the ionization zone in normal operating conditions is close to the exhaust, see, e.g., Refs. 28–31). We also did some simulations assuming Bohm conductivity, but including energy loss of the form given by Eq. (19). If this energy loss term is large enough it is possible to move the ionization zone closer to the exhaust and to find results more consistent with experimental observations. On the other hand, the current predicted by the model using Bohm conductivity in standard operating conditions (200 G at exhaust, 5 mg/s, 250 V applied voltage) is much larger than should be for efficient operation.

## F. Remarks on the boundary conditions

All the results above have been obtained with an imposed ion density at the anode equal to  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ . When this value is decreased to  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  or lower values, an anode layer forms, where the electric field increases in order to provide sufficient ionization to ensure current continuity. The properties of the discharge are not strongly affected by this anode layer and most of the results above are unchanged. In a real device it may be useful to avoid the anode layer problem by designing the geometry of the anode region and the magnetic field in that region in such a way that a diffusing plasma provides the necessary flow of positive ions from the anode region. This is the case for example in the SPT 50 of Ref. 27, where the anode is on the outer cylinder wall and the plasma can expand in a region upstream of the anode. In this design the magnetic field goes through zero and changes sign in front of the anode.

In our model, the plasma outside the SPT is not taken into account since the model describes only the plasma column between the anode and the exhaust. The incoming electron flux is not imposed and is a consequence of imposing a



constant voltage drop across the plasma column [Eqs. (23)–(25)]. We therefore assume that the external plasma is always able to provide the incoming electron flux which is given by Eqs. (23)–(25). It is clear that the electron flow from the external plasma to the exhaust is strongly dependent on the magnetic field intensity and distribution in that region. The study of electron transport in that region is a difficult task and is outside the scope of the present article. We can expect that for large enough magnetic field intensities in the exhaust region outside the column, the only electron conduction mechanism able to provide the electron flux in the column is related to high frequency field oscillations, i.e., to Bohm conductivity.

## V. CONCLUSION

A simple 1D transient, quasineutral hybrid model of a stationary plasma thruster has been developed. The model assumes collisionless ions and neutral atom transport at constant velocity and with direct electron impact ionization. The ions are described with a Vlasov equation, and the electrons are treated as a fluid with a classical conductivity in the direction perpendicular to the magnetic field and a Maxwellian distribution with a temperature obtained from a simplified energy equation.

One of the important results of this article is that this simple model cannot predict results which are consistent with the experimental observations if the electron conductivity in the transverse magnetic field is only based on electron-neutral collisions. Including a conductivity term related to field fluctuations (Bohm conductivity) does not in any case lead to a good (even qualitative) fit between experimental results and simulation.

The model can reproduce qualitatively well a number of features of the SPT if one adds to the conductivity due to electron-neutral collisions, a contribution due to electron-wall interaction. This is because, since the neutral density can drop by a factor of more than 10 in the acceleration region next to the exhaust where the magnetic field is large, the electron-neutral collisions cannot in this region ensure a large enough electron conductivity. We also found it necessary to include in the electron energy equation a contribution of the electron-wall interactions to the electron energy loss (this can represent the effect of secondary electron emission by the walls, under electron impact). This is because, due to the drop of the neutral density in the exhaust region, the energy of the electrons interacting with the front of neutral atoms is always large when no loss process other than electron-neutral collisions are taken into account. This leads to the ionization of the neutral flow very deeply inside the column, in the anode region. The SPT cannot operate efficiently in these conditions because a large ion production deeply in the channel will lead to large charged particle losses to the walls.

When contributions to the electron momentum and energy loss from the walls are taken into account, the simulations show that the plasma column can be divided into three regions, the conduction zone, production zone, and acceleration zone. In the conduction zone which extends on about 2

cm from the anode and corresponds to the low magnetic field region, the electron conductivity is large and the potential drop small. The ion production in this region is weak. Most of the ions are created in the production zone located in the region where the magnetic field starts to increase, i.e., about 1 cm from the exhaust. The neutral atom density drops by a factor of 10 or more in the production zone. The positive ions are accelerated in the acceleration zone where most of the potential drops occurs, and which coincides with the large magnetic field region. This picture is consistent with the experimental measurements.

The simulations also predict the existence of discharge regimes with large amplitude, low frequency (20 kHz) current oscillations. These oscillations are associated with a small oscillation of the location of the production zone and of the front of neutral atoms. The plasma density exhibits large amplitude oscillations in this regime. The model shows that the existence of this oscillation regime depends strongly on the value of the magnetic field at exhaust. The optimum operating conditions in term of efficiency (large ratio of ion current at exhaust to total current, and ion flux at exhaust close to the neutral atom flux at the anode) correspond generally to an oscillatory regime. The characteristics of the oscillation regime in the simulation (onset, variations of the oscillation amplitude with magnetic field, etc.) present some striking similarities with the experimental observations. The nature of the oscillation regime seems to be very sensitive to the magnetic field profile. A systematic study of the influence of the magnetic field profile on the results is under way.

Further work is needed to improve the model and better understand the contribution of electron-wall interaction to the electron momentum and energy exchange. Scattering of high energy electrons by the walls as well as energy loss per electron due to the generation of secondary electrons by electron impact seem to play a major role in the SPT. The model improvements include a more refined description of the electron transport. Work is also continuing to include the diffusion term in the electron momentum equation and the thermal energy flux in the electron energy equation, and to account for collisions between electrons and xenon excited states. A better understanding of the role of electron-wall interaction in the SPT requires now a combined experimental and modeling approach.

## ACKNOWLEDGMENTS

This work was performed in the frame of the ‘‘Groupe de Recherche’’ CNRS/CNES/SEP/ONERA No. 1184 on ‘‘Propulsion à Plasma pour Systèmes Orbitaux.’’ The authors would like to acknowledge fruitful discussions with members of this group and thank L. C. Pitchford for a number of comments and suggestions.

<sup>1</sup>J. R. Brophy, ‘‘Stationary Plasma Thruster Evaluation in Russia,’’ JPL Report No. 92-4 (1992).

<sup>2</sup>A. I. Morozov, 29th AIAA Joint Propulsion Conference, Monterey, 1993, Paper AIAA-93-101.

<sup>3</sup>A. I. Morozov, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **32**, 901 (1987).

<sup>4</sup>H. R. Kaufman, *AIAA J.* **23**, 78 (1985).

<sup>5</sup>E. Y. Choueiri, 30th AIAA Joint Propulsion Conference, Indianapolis, 1994, Paper AIAA-94-3013.

- <sup>6</sup>V. Zhurin, J. Kahn, H. Kaufman, K. Kozubsky, and M. Day, 23rd International Electric Propulsion Conference, Seattle, 1993, Paper IEPC-93-95.
- <sup>7</sup>A. Cadiou and E. Gengembre, 24th International Electric Propulsion Conference, Moscow, 1995, Paper IEPC-95-134.
- <sup>8</sup>P. Lasgorceix, M. Raffin, J. C. Lengrand, M. Dudeck, I. Gokalp, A. Bouchoule, and A. Cadiou, 24th International Electric Propulsion Conference, Moscow, 1995, Paper IEPC-95-86.
- <sup>9</sup>M. Hirakawa and Y. Arakawa, 32nd AIAA Joint Propulsion Conference, Lake Buena Vista, 1996, Paper AIAA-96-3195.
- <sup>10</sup>J. C. Adam and A. Héron, reports "GDR Propulsion à Plasma pour Systèmes Orbitaux" (unpublished).
- <sup>11</sup>S. Yoshikawa and D. J. Rose, Phys. Fluids **5**, 334 (1962).
- <sup>12</sup>G. S. Janes and R. S. Lowder, Phys. Fluids **9**, 1115 (1966).
- <sup>13</sup>C. A. Lentz and M. Martinez-Sanchez, 29th AIAA Joint Propulsion Conference, Monterey, 1993, Paper AIAA-93-2491.
- <sup>14</sup>D. H. Manzella, 24th International Electric Propulsion Conference, Moscow, 1995, Paper IEPC-95-34.
- <sup>15</sup>A. I. Morozov and V. V. Savelyev, 24th International Electric Propulsion Conference, Moscow, 1995, Paper IEPC-95-161.
- <sup>16</sup>K. Komurasaki and Y. Arakawa, J. Propul. Power **11**, 1317 (1995).
- <sup>17</sup>J. Fife and M. Martinez-Sanchez, 32nd AIAA Joint Propulsion Conference, Lake Buena Vista, 1996, Paper AIAA-96-3197.
- <sup>18</sup>P. Degond, V. Latocha, L. Garrigues, and J. P. Boeuf, Trans. Theory Stat. Phys. **27**, 203 (1998).
- <sup>19</sup>J. P. Boeuf, L. Garrigues, and L. C. Pitchford, in *Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges*, edited by U. Kortshagen and L. Tsendin (Plenum, New York, 1998).
- <sup>20</sup>A. I. Morozov, Y. V. Esinchuk, G. N. Tilinin, A. V. Trofimov, Y. A. Sharov, and G. Y. Shchepkin, Sov. J. Plasma Phys. **17**, 38 (1972).
- <sup>21</sup>A. I. Morozov and A. P. Shubin, Sov. J. Plasma Phys. **10**, 728 (1984).
- <sup>22</sup>A. I. Morozov and A. P. Shubin, Sov. J. Plasma Phys. **10**, 734 (1984).
- <sup>23</sup>A. I. Morozov and A. P. Shubin, Sov. J. Plasma Phys. **16**, 711 (1990).
- <sup>24</sup>A. I. Morozov and A. P. Shubin, Sov. J. Plasma Phys. **16**, 713 (1990).
- <sup>25</sup>A. I. Bugrova, A. I. Morozov, and V. K. Kharchevnikov, Sov. J. Plasma Phys. **16**, 849 (1990).
- <sup>26</sup>V. Puech and S. Mizzi, J. Phys. D **24**, 1974 (1991).
- <sup>27</sup>G. Guerrini, C. Michaut, M. Bacal, A. N. Vesselovzorov, and A. A. Pogorelov, Rev. Sci. Instrum. **69**, 804 (1998).
- <sup>28</sup>A. M. Bishaev and V. Kim, Sov. Phys. Tech. Phys. **23**, 1055 (1978).
- <sup>29</sup>G. Guerrini, C. Michaut, M. Dudeck, A. N. Vesselovzorov, and M. Bacal, 25th International Electric Propulsion Conference, Cleveland, 1997, Paper IEPC-97-53.
- <sup>30</sup>P. Leray, J. Bonnet, D. Pigache, T. Minea, J. Bretagne, and M. Touzeau, 2nd European Spacecraft Propulsion Conference, Noordwijk, 1997, ESA-SP398, p. 447.
- <sup>31</sup>F. Darnon, M. Lyszyk, and A. Bouchoule, 33rd AIAA Joint Propulsion Conference, Seattle, 1997, Paper AIAA-97-3051.
- <sup>32</sup>G. N. Tilinin, Sov. Phys. Tech. Phys. **22**, 974 (1977).
- <sup>33</sup>Y. B. Esipchuk, A. I. Morozov, G. N. Tilinin, and A. V. Trofimov, Sov. Phys. Tech. Phys. **18**, 928 (1974).

# Modeling of the plasma jet of a stationary plasma thruster

L. Garrigues,<sup>a)</sup> J. Bareilles, and J. P. Boeuf  
*CPAT, Université Paul Sabatier, 31062 Toulouse Cedex, France*

I. D. Boyd  
*Department of Aerospace Engineering, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48109-2140*

(Received 13 December 2001; accepted for publication 1 April 2002)

We have developed a two-dimensional hybrid fluid – particle-in-cell Monte Carlo collisions (PIC-MCC) model to study the plume of a stationary plasma thruster. The model is based on a fluid description of the electrons (the electron density follows a Boltzmann distribution) and a particle description of the ion and neutral transport. Collisions between heavy species are taken into account with a Monte Carlo method. The electric field is obtained from Poisson's equation or from the quasineutrality assumption. We first show that the results from the PIC-MCC model are close to the results of a more time-consuming direct simulation Monte Carlo approach. We then compare the model predictions of the plume density and ion energy distribution with experimental measurements. Finally, we present a brief discussion on the assumptions of the model and on its ability to give reliable predictions on important issues such as the flux of ions backscattered to the satellite. © 2002 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1480480]

## I. INTRODUCTION

In stationary plasma thrusters (SPT), or Hall thrusters, a plasma is created in a channel between two concentric dielectric cylinders. Xenon is injected at the anode, at one end of the channel, and is ionized by electrons injected at the other hand of the channel (exhaust). The cathode is located outside the channel, next to the exhaust plane. A system of coils and a magnetic circuit generate a large radial magnetic field in the exhaust region. The electron conductivity is low in the exhaust region because of the large magnetic field perpendicular to the cathode-anode path. Consequently, the axial electric field increases to maintain current continuity and accelerates the ions outside the channel. The  $\text{Xe}^+$  ions are collisionless in the thruster and their mean energy at the exhaust is close to the applied voltage (on the order of 250 eV). The ion jet is neutralized by electrons coming from the cathode. Hall thrusters are well suited for geostationary satellite station keeping<sup>1</sup> and seem very attractive and competitive when combined with chemical thrusters<sup>2,3</sup> for orbit transfer mission. Engines are being studied for operation at various power and thrust levels (larger specific impulse for station-keeping mission and larger thrust for orbit transfer).<sup>4</sup>

In parallel to the experimental<sup>5</sup> and modeling<sup>6</sup> research effort toward a better understanding and optimization of the thruster, work is also necessary to characterize the SPT plume. The plume consists of heavy particles ejected from the thruster which can interact with the spacecraft. Effects like mechanical interaction of the plume with solar arrays, sputtering of solar arrays due to energetic ions, and contamination due to erosion products (from solar cells or thruster walls) can strongly affect the operation of the satellite and reduce its lifetime.

In this article, we do not deal with the modeling of the thruster channel itself. The aim of this article is the develop-

ment of a fast and reliable two-dimensional (2D) model of the plasma jet in order to study the plasma plume and its interaction with the satellite due to backscattered ions. The ion distribution at exhaust is an input parameter of the plume model. The influence of this distribution on the plume properties (plasma density, beam divergence) is discussed in this article. A complete model including the thruster channel and the plasma jet is under development and will be presented in a future paper. The present article is associated with the launch of an experimental satellite STENTOR by CNES in 2002 with a diagnostic package on board.<sup>7</sup> In-orbit experiments will characterize the SPT plume and its interactions with the spacecraft. The results of our model will be compared to these measurements.

The plasma jet model is described in Sec. II. Comparisons between this model and a more complicated direct simulation Monte Carlo (DSMC) method are presented in Sec. III. Comparisons with experimental results in the French testing facility PIVOINE are described in Sec. IV. The consequences of the model assumptions are discussed in Sec. V.

## II. PLUME MODEL

In this model the electrons are described as a fluid, assuming a Boltzmann law for the electron density with a constant electron temperature (typically 2–4 eV) while the ions are described with a particle-in-cell Monte Carlo-collisions (PIC-MCC) method. The electric field can be deduced from a self-consistent solution of Poisson's equation or assuming quasineutrality. In the model of Van Gilder, Boyd, and Keidar<sup>8</sup> a direct Monte Carlo simulation (DSMC) method is used to treat collisions, i.e., the ions and neutral atoms are followed simultaneously. In a DSMC method the influence of ion-neutral collisions on the velocity distribution of neutral atoms is taken into account self consistently. In our simulation, the collisions are treated with a classical Monte Carlo

<sup>a)</sup>Electronic mail: garrigues@cpat.ups-tlse.fr

(MCC) method. The neutral atoms expansion is first simulated with a MCC simulation, assuming a given velocity distribution of the atoms in the exhaust plane. Due to the divergence of the flow, the neutral atom density decreases quickly away from the thruster. Far from the thruster, the neutral atom density averaged over a sphere of radius  $R$  must be proportional to  $1/R^2$  and to a constant coefficient depending on the angular distribution at exhaust. Under the conditions used in this article, this average neutral density drops by two to three orders of magnitude in the simulation domain (dimension on the order of 1 m) when the background pressure is zero.

Knowing the neutral atom density, we run the PIC-MCC simulation of the plume without changing the neutral atom density. We therefore neglect the effects of the  $Xe^+ - Xe$  and  $Xe^{++} - Xe$  collisions on the neutral density distribution in the plume. The collision frequency is supposed to depend only on the ion velocity (typically 100 times larger than the neutral velocity). Elastic and charge-exchange collisions between neutral atoms and singly or doubly charged ions are considered. We can also optionally take into account elastic collisions between the xenon atoms emitted by the thruster and the xenon atoms corresponding to the residual pressure in the chamber of on-ground facilities. The residual gas density is assumed constant at a given temperature (300 K). The different collisions cross sections are summarized in Ref. 9. Other collision processes like Coulomb collisions are negligible.<sup>10</sup>

The energy and angular distribution of the ions and neutral atoms at the exhaust are supposed to be known and are used as input of the simulation. We use typically 100 000 and macroparticles to simulate the singly and the doubly charged ions, and 50 000 macroparticles for the atoms. The computational domain is cylindrical, and is 1 m in the axial direction and 50 cm in the radial direction (see Fig. 1). A fixed number of macroparticles is introduced at the exhaust at each time step of the simulation. Particles reaching the boundaries of the domain are eliminated. The computational time is less than 1 h on a 1 GHz PC to obtain a stationary solution (no attempt has been made to optimize the computation time).

After each integration time step for ion transport, Poisson's equation

$$\Delta V = - \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \tag{1}$$

is solved, assuming that the electron density follows a Boltzmann distribution with constant temperature  $T_e$

$$n_e(x, r) = n_0 \exp \left[ \frac{e[V(x, r) - V_0]}{k_B T_e} \right]. \tag{2}$$

The ion density at each time step,  $n_i$ , is deduced from the Monte Carlo simulation of ion transport.  $n_0$  and  $V_0$  are reference electron density and plasma potential, and are defined in the exhaust plane. The boundary conditions for Poisson's equation are such that the electric field perpendicular to the boundaries of the simulation domain is zero. The potential is supposed to be zero on the thruster surface, and is equal to  $V_0$  in the exhaust plane ( $V_0$  is set to zero in the calculations below). The electron density in the exhaust

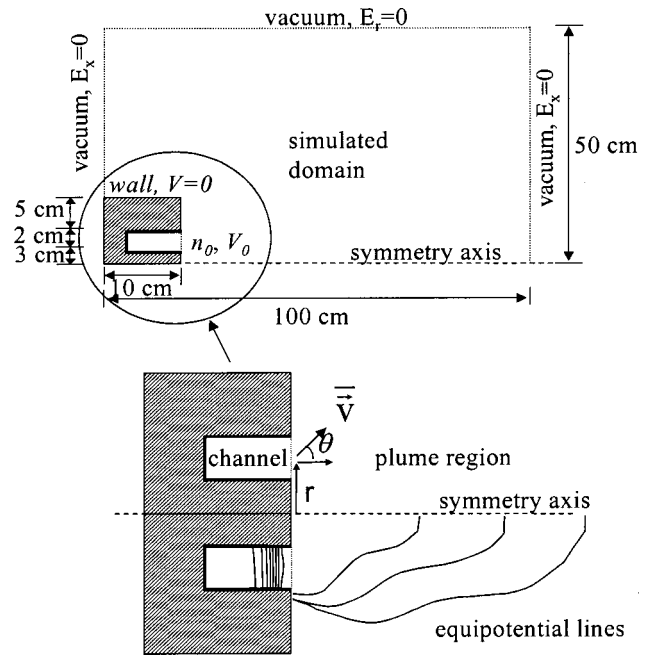


FIG. 1. simulation domain and definition of velocity vector and angle of injection in the thruster exhaust plane. Only the region outside the thruster channel (plume or plasma jet) is simulated in the present article. The energy and angular distribution of ions ejected from the channel are input parameters of the plume model.

plane  $n_0$  is equal to the ion density  $n_i$ . In order to ensure convergence at large time steps (on the order of the Courant–Friedricks–Lewey (CFL) time step for ion transport), the electron density in Poisson's equation is linearized.

A simpler approach, based on the quasineutrality assumption is also possible. In that case, Poisson's equation is no longer solved, and the potential distribution is simply deduced from the Boltzmann distribution above, assuming that the electron density is equal to the ion density deduced from ion transport. This simpler approach is valid provided that the electron Debye length at any point of the simulation domain is very small compared with the dimensions of the domain. We will briefly discuss below the validity of this assumption for our conditions.

In this article, we assume (as in Ref. 11) that the ion flux velocity distribution function in the exhaust plane is of the form

$$\begin{aligned} \phi(r, \vec{v}) = & A v_x \exp \left[ - \frac{M}{2k_B T_i} (v_x - \bar{v}_x)^2 \right] \\ & \times \exp \left[ - \frac{M}{2k_B T_i} (v_y - \bar{v}_y)^2 \right] \exp \left[ - \frac{M}{2k_B T_i} v_z^2 \right], \end{aligned} \tag{3}$$

where  $\bar{v}_x = v_0 \cos[\theta(r)]$  and  $\bar{v}_y = v_0 \sin[\theta(r)]$ .  $M$  is the ion mass, and  $k_B$  is Boltzmann's constant.

The constant  $A$  is adjusted so that the total ion current in the exhaust plane is equal to a given value. The ion density  $n_i$  in the exhaust plane is assumed radially constant (and is related to  $A$  and equal to  $n_0$ ) as in the model of VanGilder, Boyd, and Keidar,<sup>8</sup> Oh *et al.*,<sup>12</sup> Qarnain and Martinez-Sanchez<sup>13</sup> assume a radial variation of the ion den-

sity according to measurements of ion current density on a SPT-70.<sup>14</sup> The reliability of the experimental data is however questionable since they are deduced from intrusive probe measurements performed a few millimeters after the exhaust plane. The thruster operations and the plume properties are likely to be affected by the measurements. Due to the lack of data, some of the published results assume that the ion current distribution measured in a given thruster (e.g., SPT-70) can be extrapolated to another device (SPT-100). This is also questionable because of the sensitivity of the thruster properties to the specific geometry and magnetic-field configuration. Since we do not have reliable data concerning the ion energy distribution in the exhaust plane in our thruster, we will test several assumptions on these distributions [based on Eq. (3)]. We will also discuss the sensitivity of these assumptions on the results.

The velocity  $v_0$  is a given constant and  $\theta(r)$ , in our model, is a given function of the radial position  $r$  in the exhaust plane. The assumed ion distribution in the exhaust plane is a displaced Maxwellian with temperature  $T_i$  and mean ion velocity  $\bar{v}$  (modulus  $v_0$ , angle  $\theta$  with respect to the thruster axis,  $\theta$  depending on the radial position—see Fig. 1 for notations). Only the angle between the mean ion velocity and the thruster axis is supposed to depend on the radial position in the exhaust plane. This is a simple way to describe the possible divergence of the ion beam emitted by the thruster.  $T_i$  describes the dispersion of the ion-beam energy. Since the directed energy of the ion beam is much larger than its thermal velocity,  $T_i$  was taken to be a few electron volts while  $\frac{1}{2}Mv_0^2$  was on the order of the thruster voltage. Several forms of the function  $\theta(r)$  have been tested (see results below). The same analytical form [Eq. (3)] is used for neutral atoms, with  $T_i$  and  $v_0$  replaced by the atom temperature  $T_a$  and the atom-directed velocity in the thruster,  $v_{0a}$ . The neutral atom density in the exhaust plane is assumed to be radially uniform and is deduced from the known xenon mass flow rate and ion current at exhaust by imposing the continuity relation

$$I_{a,\text{anode}} = I_{a,\text{exhaust}} + I_{i,\text{exhaust}}, \quad (4)$$

where  $I_{a,\text{anode}}$  and  $I_{a,\text{exhaust}}$  are the equivalent atom currents (flow rate multiplied by elementary charge) at anode and exhaust, and  $I_{i,\text{exhaust}}$  is the ion current at exhaust (this relation must be modified in a straightforward manner when doubly charged ions are present). This relation assumes that one ion is ejected from the thruster for each ionized atom, and therefore neglects the ion current to the walls with respect to the total ion current. Note finally that the assumption of a radially uniform atom density in the exhaust plane is probably not realistic because ionization is not radially uniform in the channel, near the exhaust region.

### III. RESULTS AND COMPARISONS WITH A DSMC METHOD

In this section, we compare the PIC-MCC method used in our model with the DSMC method of Ref. 8. We also give a typical cartography of the ion density in the plasma jet.

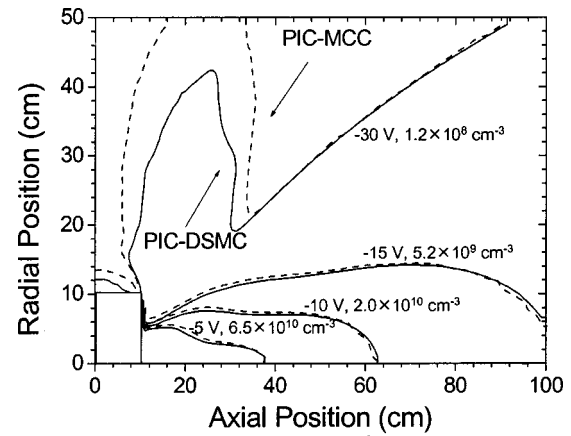


FIG. 2. Electric potential and  $\text{Xe}^+$  density-comparisons between PIC-MCC and DSMC models. Conditions: zero background pressure, applied voltage 300 V, ion current 3.3 A, and xenon mass flow rate 5 mg/s. The flux distribution of the ions ejected from the channel is a displaced Maxwellian with temperature  $T_i = 4$  eV and mean velocity  $v_0 = 1.7 \times 10^4$  m/s. The angle between the mean velocity and the thruster axis is a linear function of the radial position of the ejected ion. The flux distribution of the neutral atoms ejected from the thruster is also a displaced Maxwellian with temperature  $T_a = 500$  K, and velocity  $v_{0a} = 280$  m/s (same angular distribution). Electron temperature is constant and equal to 4 eV.

The thruster is schematically represented by the rectangle defined by the axial and radial positions  $x = 10$  cm and  $r = 10$  cm. The exhaust, i.e., the end of the thruster channel, is located on a ring of radii 3 and 5 cm at  $x = 10$  cm.  $V_0$  is set to 0 V. Typical operating conditions are: discharge current of 4.5 A; applied voltage of 300 V; and xenon mass flow rate at the anode, 5 mg/s. The ion current was assumed to be 3.3 A, i.e., 73% of the total current in the exhaust plane. With this assumption, and for an atom temperature  $T_a$  of 500 K at exhaust ( $v_{0a} \sim 280$  m/s), the neutral atom density in the exhaust plane is  $2.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . The residual pressure is supposed to be zero. In these conditions the calculated atom density decreases from  $2.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  in the exhaust plane to  $1.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  at the end of the simulation domain, on the thruster axis (i.e., 90 cm from the exhaust plane). The ion temperature  $T_i$  and the modulus of the mean ion velocity  $v_0$  are, respectively, 4 eV and  $1.7 \cdot 10^4$  m/s.

For this comparison, we assume a linear variation of the angle  $\theta$  as a function of the radial position  $r$  (same distributions for ejected ions and neutral atoms)

$$\theta(r) = 2\theta_m(r - \bar{r}) / (r_{\text{out}} - r_{\text{in}}), \quad (5)$$

where  $\bar{r} = \frac{1}{2}(r_{\text{out}} + r_{\text{in}})$  is defined as the radial position at the middle of the channel,  $r_{\text{out}}$  and  $r_{\text{in}}$  are, respectively, the radial positions of the outer and inner cylinders. The value of  $\theta_m$  is  $10^\circ$  as in Ref. 8.

We also assume that the ion beam is composed only of singly charged ions and only charge-exchange collisions between ions and atoms ejected from the thruster are taken into account in the case shown here. The electron temperature is 4 eV (probably an upper limit of the electron energy in the plume, but the aim of this section is only to compare the two methods).

We see in Fig. 2 that the agreement between PIC-MCC and DSMC models is rather good. The plasma density at the

exhaust is  $3.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . At small angles with respect to the axis, the ion density decreases as expected for a jet expansion. At larger angles, we see that the ion density profile has a local maximum. This structure in the ion density distribution is due to charge-exchange collisions between xenon ions and neutral atoms ejected from the thruster. The ions resulting from charge-exchange collisions have low energy and therefore follow the field lines towards lower potential regions. Since the potential is maximum near the exhaust, where the ion density is maximum, it is clear that some of the scattered ions going down the potential will move back toward the satellite.

Note finally that when quasineutrality is assumed, variations of plasma properties (not shown) are very similar to those obtained when Poisson's equation is solved. The main drawback with this method is the statistical noise. In regions where the number of macroparticles is low (in the zone above the SPT body), fluctuations in the number of macroparticles can induce statistical fluctuations in the calculation of the electric potential using quasineutrality.<sup>15</sup>

We conclude from this comparison that the accuracy of the PIC-MCC method is relatively good in the conditions of the SPT plume. As will be seen below, the accuracy of the model is limited by the uncertainties in the ion and neutral atom distributions in the exhaust plane, which lead to much larger errors than the errors introduced by the PIC-MCC method with respect to the more accurate DSMC method.

#### IV. COMPARISONS WITH MEASUREMENTS IN THE PIVOINE FACILITY

We have compared results obtained with the PIC-MCC model to measurements<sup>16</sup> performed with a retarding potential analyzer (RPA) and electrical probes in the SPT100 ML in nominal conditions. The tank background pressure of the PIVOINE facility is 2.5 m Pa ( $2.10^{-5}$  Torr) and supposed to be uniform. The electron temperature is set to 2 eV in the calculations. This value is based on probe measurements of the electron temperature in the far field.<sup>16</sup> The values of temperature and velocity for atom and singly ions are the same as for the previous part. We now take into account doubly charged ions, assuming that the current of  $\text{Xe}^{++}$  represents 12% of the total ion current.<sup>17</sup> The modulus of the mean velocity of the doubly injected ions is supposed to be  $\sqrt{2}v_0$ , their temperature is the same than that of  $\text{Xe}^+$  (4 eV). We now assume that the angular distribution of ejected particles follows the analytical formula:

$$r \geq \bar{r} \quad \theta(r) = \theta_m \frac{1 - \exp\left[\frac{r - \bar{r}}{\delta}\right]^2}{1 - \exp\left[\frac{r_{\text{out}} - r_{\text{in}}}{2\delta}\right]^2}, \quad (6)$$

$$r < \bar{r} \quad \theta(r) = -\theta(2\bar{r} - r).$$

The notations are the same as in Eq. (5).  $\theta_m$  and  $\delta$  are adjusted to obtain a qualitative agreement between calculations and the ion current-density measurements.<sup>18</sup> In this section,  $\theta_m$  and  $\delta$  are, respectively,  $45^\circ$  and 0.25. The xenon mass flow rate is 5 mg/s and the ion current 3.6 A. The

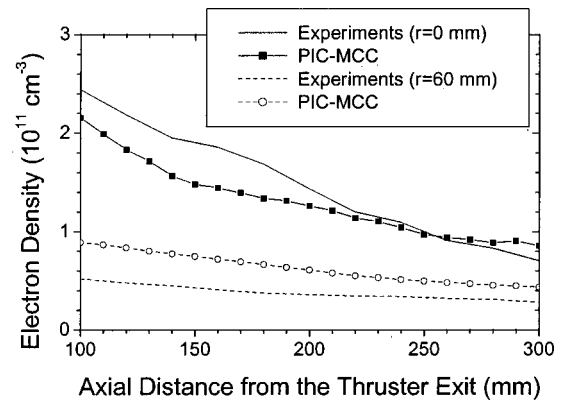


FIG. 3. Axial variations of the plasma density in the plume along the symmetry axis and 60 mm from the thruster axis: comparisons between simulation and experiments in the PIVOINE facility. Electron temperature is constant and equal to 2 eV.

neutral density of nonionized atoms is typically  $2.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  at the exhaust plane and the atom density in the facility for a back pressure of 2.5 m Pa is  $6.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  at 300 K. In this range of back pressure, in the region 10 cm downstream from the exhaust of the SPT, the atom density consists of neutral atoms ejected from the thruster. In the rest of the domain, the atom density is completely controlled by the ambient back pressure of neutrals.

We have compared the electron density in the plume obtained with electrical probes with results from the simulation. Figure 3 gives the variation of the electron density as a function of axial position for two radial positions from the measurements and calculations. Experiment and model give a similar profile of the axial plasma density along the symmetry axis ( $r=0$ ) although the slope of the measured density is larger than in the calculations. The calculated density at  $r=60$  mm is almost two times larger than the measured density. This discrepancy could be due to the approximations in the model (constant electron temperature, neglect of the effect of the magnetic field in the exhaust region, and ion distribution at exhaust).

We also compared the model predictions and experimental results obtained with the RPA. The analyzer was positioned at different radial and axial positions in the plume. The zero radial position corresponds to the thruster axis, and the zero axial position is fixed at the exit plane of the SPT. Results of the calculated ion energy distribution functions are compared with experiments in Fig. 4 at an axial position of 421 mm. Note that the energy distribution given by the RPA gives the energy per charge of the ion. Differences between single and double charged ions are not detected by the RPA, and the peak of doubly charged ions is thus mixed with the peak of single-charge ions. Results from both experiment and model give a peak value of the energy distribution for an ion energy of 250 eV. The agreement between measurements and calculations is good in the energy range around the peak; differences appear in the tail of the distribution at low and high energy. One of the reasons for this discrepancy is undoubtedly related to the assumptions on the ion distribution function in the exhaust plane. The population of low-energy ions is significantly larger in the model results. These ions

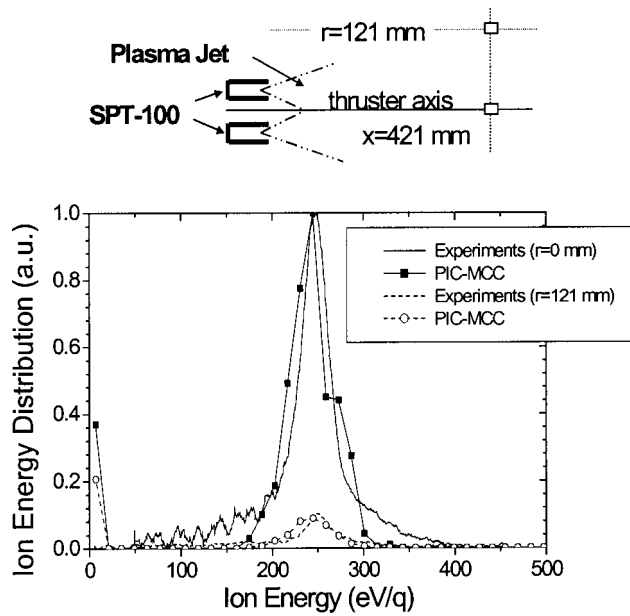


FIG. 4. Ion energy distribution calculated and measured in the PIVOINE facility at two positions in the plume (421 mm from the exhaust plane, on the thruster axis, and at a radial position 121 mm from the axis). Same conditions as Fig. 3.

are created by charge-exchange collisions between fast ions ejected from the thruster and neutral atoms (ejected from the thruster or due to the background pressure in the chamber). The RPA is well adapted to collect ions of directed velocity parallel to the axis of the analyzer. The velocity of ions created by charge-exchange collisions has a non-negligible component normal to the RPA axis. The collection of all of the low-energy ions is therefore difficult with the RPA.

These comparisons show that the model has a good potential for predicting the plume properties. Before performing systematic comparisons, it is however useful to better understand how sensitive the model results are to the assumptions (mainly those related to the ion energy and angular distribution in the exhaust plane). This is the purpose of the next section.

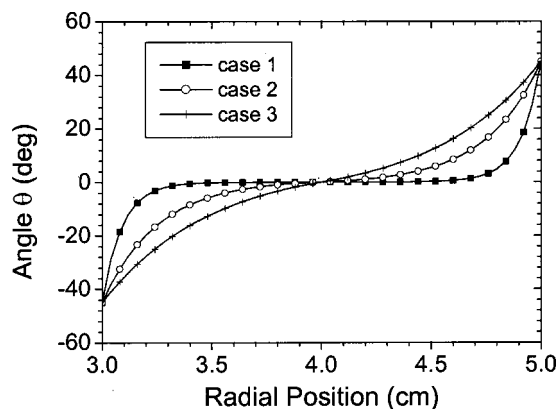


FIG. 5. Three different profiles of the angle of injection used in the simulations.

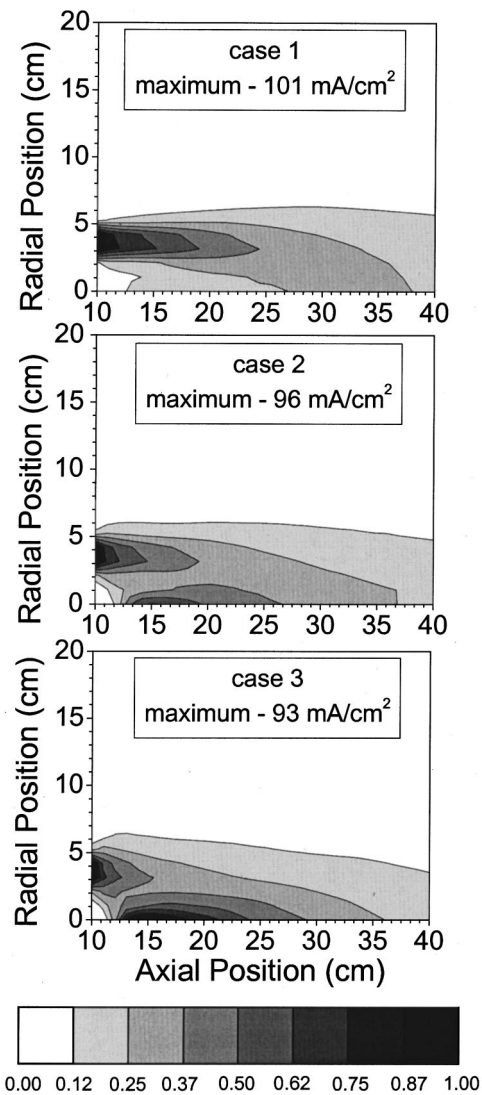


FIG. 6. Contours of constant ion current density  $J_0$  for different angular distributions of the ejected particles (see Fig. 5). The background pressure is 3.3 m Pa. Same conditions as Fig. 3.

### V. DISCUSSION ON THE MODEL ASSUMPTIONS AND INPUT PARAMETERS

In this section, we discuss the sensitivity of the results to the assumptions of the model. The ion distribution in the exhaust region is supposed to be a displaced Maxwellian [Eq. (3)] and we study the influence of some of the parameters characterizing this distribution [angular distribution,  $\theta(r)$ , ion temperature,  $T_i$ ]. We also discuss the influence of the background pressure and of the electron temperature.

#### A. Angular distribution of ejected particles

The calculated ion current density is, as expected, strongly affected by the assumed angular distribution of ejected heavy particles  $\theta(r)$ .

Figure 5 shows three different profiles of  $\theta(r)$  for which we performed the plume calculations. These profiles correspond to the distribution of Eq. (6), with a maximum ejection angle  $\theta_m$  equal to  $45^\circ$ , but with different values for  $\delta$ . The

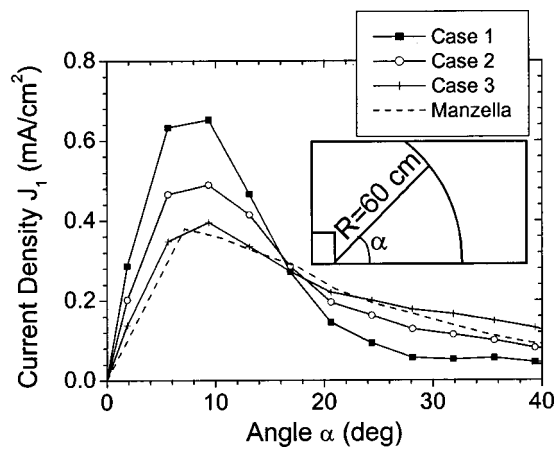


FIG. 7. Influence of the angular distribution on the ion current density for a background pressure of 3.3 mPa. Calculations are compared with the experimental results of Manzella and Sankovic (see Ref. 19) for a radial position  $R$  of 60 cm. Same conditions as Fig. 3.

background pressure is now 3.3 mPa. All the other parameters are the same as in the previous section.

The calculated spatial distribution of the ion current density for cases 1, 2, and 3 are plotted in Fig. 6. We see that the qualitative aspect of the plume is very different for each case. The peak current density around the axis in a region extending to 15 cm downstream the exhaust plane is much more pronounced in case 3, corresponding to a more divergent beam. Note that similar behavior has been obtained by VanGilder, Boyd, and Keidar, changing the maximum divergence angle of injection of particles.<sup>8</sup>

From these calculations we can deduce the current density distribution  $J_0(R, \alpha)$  on a sphere of radius  $R$  and centered on the symmetry axis in the exhaust plane, and as a function of the angle  $\alpha$  defined in Fig. 7. Most experimentalists use this representation of the current-density distribution. Here, we use a slightly different representation where we plot the same current density multiplied by  $\sin \alpha$ , i.e.,  $J_1(R, \alpha) = \sin \alpha J_0(R, \alpha)$ .  $J_1$  is proportional to the current  $dI_1$  collected along a ring between  $(R, \alpha)$  and  $(R, \alpha + d\alpha)$  on the sphere of radius  $R$  and defined by:  $dI_1 = 2\pi R^2 J_0(R, \alpha) \sin \alpha d\alpha$ . In this representation the divergent (large  $\alpha$ ) ions are more visible.

The calculated current-density distribution  $J_1$  at  $R=60$  cm is represented in Fig. 7 for cases 1, 2, and 3 (for  $\alpha$  less than  $40^\circ$ ). The current density measured by Manzella and Sankovic,<sup>19</sup> is represented on the same figure for comparison. The ion current density was measured by Manzella and Sankovic using a rotating probe for different SPT prototypes and for various background pressure in nominal conditions (applied voltage of 300 V and a discharge current of 4.5 A). The experimental measurements reproduced in Fig. 7 correspond to a SPT-100 manufactured by Fakel and a background pressure of 3.3 mPa. We see in Fig. 7 that the best agreement between the simulations and the measurements of Manzella and Sankovic for  $\alpha$  less than  $40^\circ$  obtained for case 3.

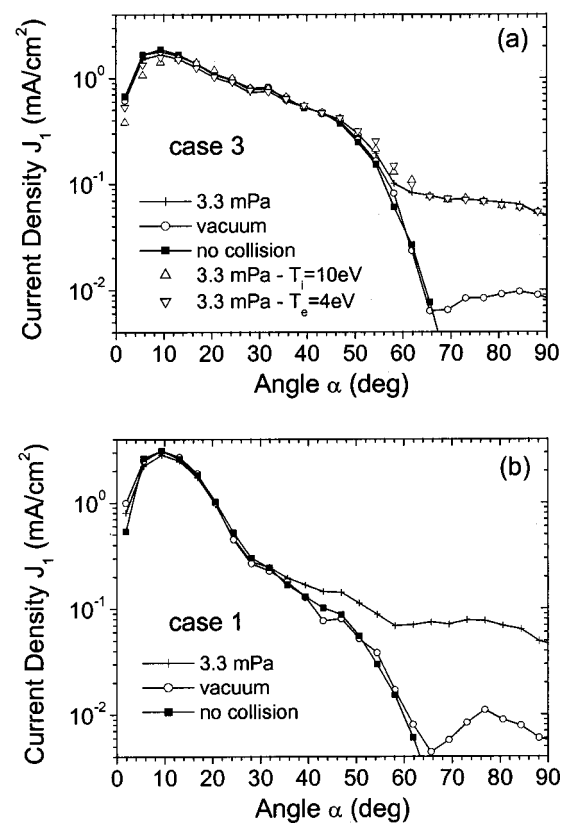


FIG. 8. (a) Ion current-density distribution  $J_1 (=J_0 \sin \alpha)$  as a function angle  $\alpha$ , for the angular distribution of case 3 (Fig. 6). The radial position  $R$  is 30 cm. Same conditions as Fig. 3. (b) Ion current-density distribution  $J_1 (=J_0 \sin \alpha)$  as a function angle  $\alpha$ , for the angular distribution of case 1 (Fig. 6). The radial position  $R$  is 30 cm. Same conditions as Fig. 3.

## B. Effect of background pressure and other parameters

It is interesting to study the influence of the background pressure on the ion current-density distribution  $J_1$ . Figures 8(a) and 8(b) show the ion current density  $J_1$  at  $R=30$  cm, as a function of  $\alpha$ , for  $\alpha$  between  $0^\circ$  and  $90^\circ$ , and for cases 3 and 1, respectively. The current density is plotted for a background pressure of 3.3 mPa, for a zero background pressure (“vacuum”), and assuming no ion-neutral collisions (i.e., with zero background pressure and neglecting collisions with neutral atoms ejected from the thruster). It is very instructive to see that up to  $\alpha=50^\circ$ , there is practically no difference between the three cases (3.3 mPa, zero background pressure, and no collisions). Similar conclusions using the PIC-DSMC model have been obtained and reported by Boyd<sup>9</sup> (the background pressure was 2 mPa in Ref. 9). This is because for these relatively low angles the ion beam is mainly composed of energetic ions coming from the exhaust plane. For small enough angles, the ion beam is practically not perturbed by the collisions or by the potential distribution in the plume (the beam energy is large with respect to the potential variations inside the plume). The measured current for  $\alpha$  less than  $40^\circ$  or  $50^\circ$  [this limit depends on  $\theta(r)$ ] is therefore directly related to the ion current distribution in the exhaust plane. For larger values of the angle  $\alpha$ , the measured current distribution becomes much more sensitive to collisions. It is clear



from Fig. 8 that, with the assumed form of the angular distribution  $\theta(r)$  in the exhaust plane, the ion current measured at angles larger than  $50^\circ$  only corresponds to low-energy ions created by charge-exchange collisions in the plume (when no ion-neutral collisions are taken into account, the ion current for  $\alpha$  larger than  $60^\circ$  quickly goes to zero). For a background pressure of 3.3 m Pa, typical of the PIVOINE facility, the ion current at large angles is entirely controlled by charge-exchange collisions between the ejected ions and the neutral atoms from the residual background pressure [the ion current density for  $\alpha$  larger than  $60^\circ$  is one order of magnitude larger in the 3.3 m Pa case than in the 0 m Pa (“vacuum”) case].

It also appears in Fig. 8(a) that the ion current density is essentially not sensitive to the electron and ion temperatures in the ranges 2–4 and 4–10 eV, respectively. This is because the generation of low-energy ions through charge-exchange collisions is not very sensitive to these parameters. However, the calculations show, as in Ref. 8, that the ion energy flux is sensitive to the electron temperature (since the potential drop in the plume is directly proportional to the electron temperature, the energy gained by the charge-exchange ions is simply related to the electron temperature).

### C. Backscattered ions

One of the issues of plume simulations is the estimation of the flux and energy flux of the ions that may be backscattered toward the satellite and cause damage to sensitive parts such as the solar panels. We have therefore calculated the backscattered ion current density through the plane perpendicular to the thruster axis and containing the channel exhaust [exhaust plane, see Fig. 9(a)].

Figure 9(a) shows the calculated backscattered ion current density for case 1 and case 3 with a background pressure of 3.3 m Pa while Fig. 9(b) shows the same currents in the case of vacuum (zero background pressure). We see [Fig. 9(a)] that the backscattered ion current densities for case 1 and case 3 are very similar for a background pressure of 3.3 m Pa. This is consistent with the results above for  $J_1(R, \alpha)$ . The backscattered ion flux in that case is the result of charge-exchange collisions between beam ions and background atoms due to the residual pressure in the chamber. These collisions somewhat erase the “memory” of the angular distribution of ions ejected from the channel. In real conditions in space, the residual pressure is almost zero and the calculated backscattered ion current density is much more sensitive to the details of the initial angular distribution of the ions and atoms ejected from the thruster, as can be seen in Fig. 9(b). The backscattered ion current density is much larger for the more divergent ion beam (case 1) than for the other case (case 3). Note also the much larger value of the backscattered ion current density for 3.3 m Pa [compare the units in Figs. 9(a) and 9(b)].

Other calculations with *and* without backpressure (not shown here) also indicate that the backscattered ion current densities are not sensitive to the ion-beam temperature,  $T_i$ , and electron temperature in the plume,  $T_e$ , in the ranges 4–10 and 2–4 eV, respectively.

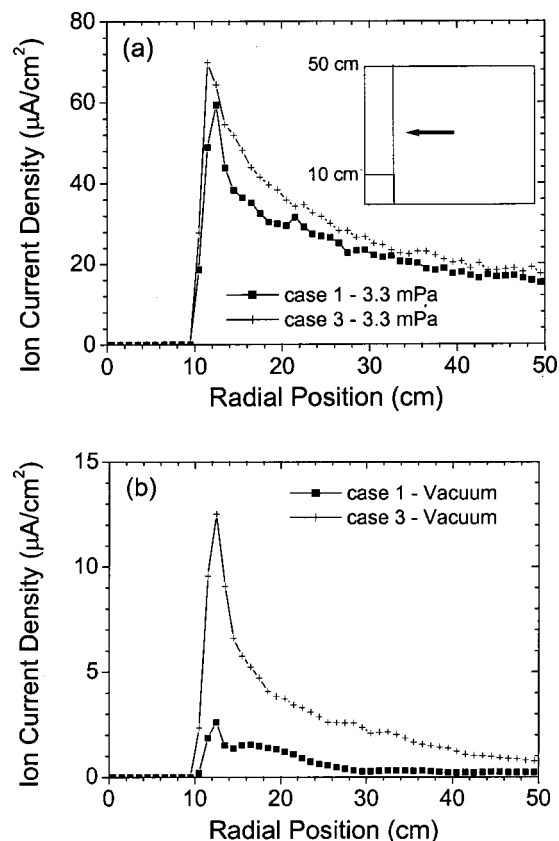


FIG. 9. (a) Current density of backscattered ions as a function of radial position along the exhaust plane for 3.3 m Pa background pressure and for two angular distributions. Same conditions as Fig. 3. (b) Current density of backscattered ions as a function of radial position along the exhaust plane for a zero background pressure and for two angular distributions. Same conditions as Fig. 3.

### VI. CONCLUSION

The conclusions of the present article can be summarized as follows:

(1) The results of the PIC-MCC model (which neglects the influence of collisions on the neutral atom velocity distribution in the plume) for the SPT plume are in good agreement with the predictions of the more accurate but more time-consuming DSMC model.

(2) The results of the simulations are very sensitive to the assumed distribution of ions (and neutral atoms) ejected from the thruster. The angular distribution of these ions is especially important. The beam current density for small divergence angles is simply related to the current density of the ions ejected from the thruster. It should therefore be possible to deduce the current density in the exhaust plane, of ions ejected with angles less than  $40^\circ$  from measurements of the angular distribution of the ion current density in the plume.

(3) It is very difficult to extract useful information on the ion current distribution at large divergence angles from experiments performed in an on-ground facility where the background pressure is on the order of a few m Pa. In this pressure range, the ion current distribution at large angles, and the backscattered ion current density are completely controlled by charge-exchange collisions between beam ions and neutral background atoms. Under vacuum conditions, the

backscattered ion current density is strongly dependent on the distributions of ions and atoms ejected from the channel. Measurements under flight conditions using probes at large divergence angles on STENTOR<sup>7</sup> will be useful to provide necessary data to compare calculations and experimental results. These measurements will help to validate the initial distribution of the heavy particles in flight conditions.

(4) Parameters such as the electron temperature in the plume and the temperature of the ejected ions moderately influence the ion current-density distribution in the plume (when they are varied within a reasonable range). However, the distribution of electric potential and plasma density in the plume, as well as the ion energy flux distributions are obviously dependent on the electron temperature.

The simulations performed in this article neglect the potential drop between the channel exhaust and the cathode outside the channel. Also, a possible increase of electric potential between the cathode region and the plume was not considered. If the magnetic field is not small in the cathode region, such a potential increase may be necessary to extract the electrons that are needed for neutralizing the ion beam in the plume.<sup>20</sup> Finally, ionization outside the channel is possible and may be a non-negligible (compared with charge-exchange collisions) source of low-energy ions the plume near field. All these issues do not alter the conclusion above. However, proper answers to these questions are needed. These issues must be addressed with the help of 2D models of the thruster including the channel and the near-field plume.<sup>21,22</sup>

## ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by CNES under Contract No. 712/98/CNES/7487/00. The authors thank the Laboratoire d'Aérothermique, CNRS-UPR9020 in Orléans, for providing the experimental data.

<sup>1</sup>F. Darnon, L. Petitjean, J. P. Diris, J. Hoarau, L. Torres, and T. Grassin,

- 27th International Electric Propulsion Conference, Pasadena, CA, 2001, paper IEPC-01-167.
- <sup>2</sup>J. Duning and J. Sankovic, 36th AIAA Joint Propulsion Conference, Huntsville, AL, 2000, paper AIAA-00-3145.
- <sup>3</sup>G. Saccoccia, 36th AIAA Joint Propulsion Conference, Huntsville, AL, 2000, paper AIAA-00-3149.
- <sup>4</sup>A. Cadiou, C. Gélais, F. Darnon, L. Jolivet, and N. Pillet, 27th International Electric Propulsion Conference, Pasadena, CA, 2001, paper IEPC-01-008.
- <sup>5</sup>A. Bouchoule, C. Philippe-Kadlec, M. Prioul, F. Darnon, M. Lyszyk, L. Magne, D. Pagnon, S. Roche, M. Touzeau, S. Béchu, P. Lasgorceix, N. Sadéghi, N. Dorval, J. P. Marque, and J. Bonnet, *Plasma Sources Sci. Technol.* **10**, 364 (2001).
- <sup>6</sup>J. P. Boeuf and L. Garrigues, *J. Appl. Phys.* **84**, 3541 (1998); L. Garrigues, A. Héron, J. C. Adam, and J. P. Boeuf, *Plasma Sources Sci. Technol.* **9**, 219 (2000).
- <sup>7</sup>F. Darnon, 36th AIAA Joint Propulsion Conference, Huntsville, AL, 2000, paper AIAA-00-3525.
- <sup>8</sup>D. B. VanGilder, I. D. Boyd, and M. Keidar, *J. Spacecr. Rockets* **37**, 129 (2000).
- <sup>9</sup>I. D. Boyd, *J. Spacecr. Rockets* **38**, 381 (2001).
- <sup>10</sup>D. B. VanGilder and I. D. Boyd, 26th International Electric Propulsion Conference, Kitakyushu, Japan, 1999, paper IEPC-99-076.
- <sup>11</sup>G. A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, (Oxford University, New York, 1994).
- <sup>12</sup>D. Y. Oh, D. E. Hastings, C. M. Marrese, J. M. Haas, and A. D. Gallimore, *J. Propul. Power* **15**, 345 (1999).
- <sup>13</sup>S. Qarnain and M. Martinez-Sanchez, 34th AIAA Joint Propulsion Conference, Cleveland, OH, 1998, paper AIAA-98-3796.
- <sup>14</sup>V. M. Gavryushin and V. Kim, *Soviet Phys. Tech.* **26**, 505 (1981) [*Zh. Teck. Fiz.* **51**, 850 (1981)].
- <sup>15</sup>I. D. Boyd, *J. Propul. Power* **16**, 902 (2000).
- <sup>16</sup>M. Touzeau, M. Prioul, S. Roche, N. Gascon, C. Pérot, F. Darnon, S. Béchu, C. Philippe-Kadlec, L. Magne, P. Lasgorceix, D. Pagnon, A. Bouchoule, and M. Dudeck, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **42**, B323 (2000).
- <sup>17</sup>L. Garrigues, I. D. Boyd, and J. P. Boeuf, *J. Propul. Power* **17**, 772 (2001).
- <sup>18</sup>C. Pérot, N. Gascon, S. Béchu, P. Lasgorceix, M. Dudeck, L. Garrigues, and J. P. Boeuf, 35th AIAA Joint Propulsion Conference, Los Angeles, CA, 1999, paper AIAA-99-2716.
- <sup>19</sup>D. H. Manzella and J. M. Sankovic, 31st AIAA Joint Propulsion Conference, San Diego, CA, 1995, paper AIAA-95-2927.
- <sup>20</sup>M. Keidar and I. D. Boyd, *J. Appl. Phys.* **86**, 4786 (1999).
- <sup>21</sup>J. M. Fife, Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, MA, 1998.
- <sup>22</sup>G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. P. Boeuf, *J. Appl. Phys.* **91**, 5592 (2002).

## Optimized atom injection in a Hall effect thruster

L. Garrigues,<sup>a)</sup> G. J. M. Hagelaar, C. Boniface, and J. P. Boeuf

*Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse, CNRS—Université Paul Sabatier, 118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex 4, France*

(Received 23 July 2004; accepted 4 October 2004)

An improvement of the neutral gas injection in order to increase the Hall thruster lifetime capabilities is demonstrated using a two-dimensional model. An additional atom injection through the channel ceramics in a region located between the ionization and the acceleration zones leads to an efficient ionization of the neutral flux, with a flattening of the plasma density and potential profiles in the radial direction. Thanks to this modified injection of the atom flow, a focusing electric field is produced, reducing the ion flux impacting on ceramic walls. © 2004 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1829137]

A Hall effect thruster (HET), also known as stationary plasma thruster (SPT), is an electrostatic thruster (see Fig. 1) where the combined action of radial magnetic and axial electric fields in a cylindrical channel lead to an intense ionization of a xenon flux, and to the acceleration of the generated ion beam through the channel exhaust. The intensity of the imposed magnetic field ( $\sim 150$  G) is such that, in contrast to the electrons, the ions generated are not trapped. HETs provide a larger current density ( $0.1$  A/cm<sup>2</sup>) than the competing ion grid thrusters.

In conventional HETs, the key factor controlling the ion production and the ion flow focusing is the magnetic field profile. The curvature of the magnetic field lines in the exhaust region (see Fig. 1) controls the beam divergence because it has a direct effect on the equipotential contours. The electric potential  $V$  can be written as the sum of a quantity  $V^*$  called the “thermalized potential” constant along the magnetic field lines, and a second term, proportional to the local electron temperature  $T_e$  and to the logarithm of the local plasma density  $n$ :<sup>1</sup>

$$V = V^* + \frac{k_B T_e}{e} \ln\left(\frac{n}{n_0}\right). \quad (1)$$

According to Eq. (1), the equipotential contours are parallel to the magnetic field lines at very low electron temperature and deviate from the magnetic field lines in the zone of high electron temperature and plasma density gradient where ion production takes place. Some ions, accelerated by a defocusing electric field, may have undesirable trajectories, bombard the walls and cause sputtering.<sup>2</sup> In HETs, the main process that determines the thruster lifetime is wall erosion. Indeed, a complete erosion of the insulator ceramics of the channel leads to an excessive heating of the magnetic system with a degradation of the magnetic field topology and thus a decrease of the thruster efficiency. The smaller the thruster size, the lower is the lifetime. A small size HET, such as the Russian SPT-30 (30 mm of diameter) operates during a period below 1000 hours<sup>3</sup> (between five and seven times lower than a SPT-100 of 100 mm of diameter<sup>4</sup>). To enhance the engine lifetime, a channel exhaust with conducting materials resistant to ion sputtering has been patented.<sup>5</sup> Moreover, segmented electrodes have been experimentally tested in order

to reduce the ion beam divergence, but unstable operation has been observed at nominal mass flow rate regimes, maybe caused by deposition of conducting materials on wall ceramics.<sup>6</sup> New concepts such as the cylindrical HET have also been proposed to reduce erosion in the case of small side thrusters by decreasing the surface-to-volume ratio.<sup>7</sup>

Here a concept is proposed that can be used for large enough size HETs regardless of the power range. In existing HETs, the neutral xenon is released uniformly into the channel through an annular gas distributor. We have tested the effect of injecting a percentage of xenon mass flow rate directly through the inner and outer ceramics (see Fig. 1). In practice, this operation requires only the use of some tubes and supplementary mass flow controllers to spread the desired atom flux. In this letter, we examine the consequence of this modification on the erosion, a parameter difficult to measure, and engine performance for a SPT-100, with a two-dimensional hybrid model. The model has been previously described in Refs. 8 and 9 and validated in the standard conditions.<sup>10</sup> We have studied the effect of two parameters—position of the injection ( $D$ ) and percentage ( $P$ ) of the xenon mass flow rate injected through the ceramic channel—on the properties of the discharge and ion beam for typical conditions of a SPT-100 (5 mg/s of xenon flow and 300 V of applied voltage). The total mass flow rate injected into the discharge channel is kept constant in this study and a certain

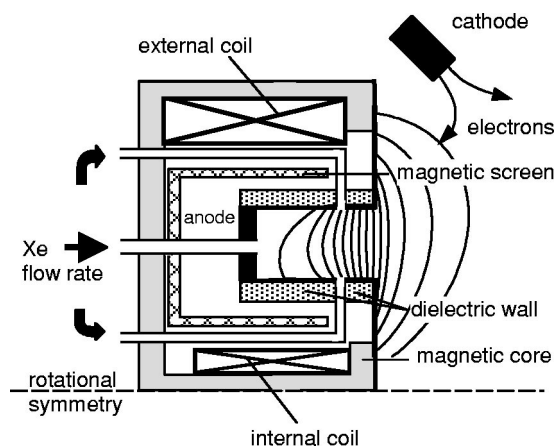


FIG. 1. Schematic of an HET with a modified injection of neutral atoms. The inner and outer radii are, respectively, at  $r=3.45$  and  $r=5$  cm, and the axial distance from the anode to the channel exhaust is 2.5 cm.

<sup>a)</sup>Electronic mail: garrigues@cpat.ups-tlse.fr

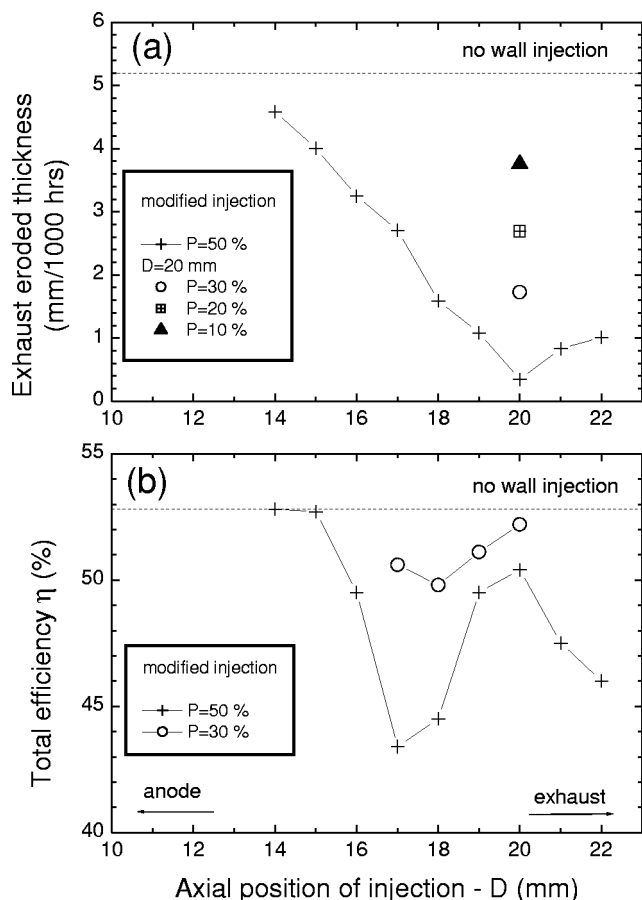


FIG. 2. Time-averaged calculated (a) erosion in the exhaust plane of the outer wall and (b) total efficiency  $\eta$  as a function of the axial position of the atoms injection  $D$ . The applied voltage is 300 V and the xenon mass flow rate 5 mg/s.  $P$  is the percentage of xenon injected through the wall.

percentage  $P$  is released in the annular channel through the ceramics. In this way, the discharge current is quasi-unchanged, and the total power is conserved.

The exhaust plane is the region of largest erosion in HETs. Figure 2(a) shows the calculated erosion rate (eroded thickness per unit time) at the end of the channel when the axial position of injection varies over a large range. The reference  $D=0$  is fixed on the anode plane. To calculate the sputtering yield, an analytical formula where the sputtering threshold is considered as a fitting parameter to match experimental results for high Xe ion energy is used.<sup>11</sup> Since our quasineutral model does not describe the wall sheaths, we have included the sheath potential (obtained as in the work of Barral *et al.*<sup>12</sup>) in the calculations of the energy of ions impacting on walls. The symbol (+) presents the erosion calculated with a percentage of neutrals injected through the annular walls of  $P=50\%$ . The dashed line shows the calculated erosion in the standard configuration, without any additional injection. Calculations show that injecting the neutral gas between the anode zone and  $D=14$  mm does not influence the engine lifetime, the level of erosion remains quasi the same. We clearly observe in Fig. 2(a) that injecting the additional gas near the HET exhaust plane strongly reduces the wall erosion. We observe a zone between  $D=17$  and 21 mm, at the interface of ionization and acceleration areas, where the erosion in the exhaust plane is reduced by a factor 10 (5.2 mm without any additional injection, less than 0.5 mm for  $D=20$  mm). The sputtering threshold energy is

fixed to 50 eV in the numerical calculations of the erosion presented in Fig. 2(a). The tendency is very similar if we consider a different sputtering threshold energy (the erosion is reduced between six and fifteen times if we assume a sputtering threshold of 70 and 30 eV, respectively). This means that, in spite of the approximations, the model is able to capture a qualitative effect of the modified injection of neutrals on the ion flux bombarding the walls. For a position  $D=20$  mm and a sputtering threshold of 50 eV, we have examined the influence of the percentage  $P$  of gas inflow. We observe that we conserve a low level of erosion for percentage  $P > 30\%$ . This conclusion remains the same if we make calculations for different axial positions  $D$ .

Figure 2(b) exhibits the variation of the total efficiency  $\eta$  varying the axial position of neutral injection  $D$ . If we inject the xenon in a region between the anode plane and  $D=14$  mm, in a zone of low enough electron energy and magnetic field magnitude, the neutral ionization mean free path is large, thus neutral atoms are ionized deeper in the annular channel, like in the standard configuration. Calculations confirm that the neutral flux is efficiently ionized but the consequence on erosion is negligible, as we discussed earlier. Injection of neutrals in the zone immediately near the exit plane (located at 25 mm) reduces the erosion but is technically challenging due to deposition of wall materials, and leads to a low efficiency of the engine due to some incomplete ionization of the mass flow. At the optimum injection region for erosion reduction [around 20 mm, see Fig. 2(a)] the efficiency is decreased by 5% for  $P=50\%$  and by 2% for  $P=30\%$ , with respect to the standard case. Injecting a large percentage of neutrals in this zone leads to a spread of the ion energy distribution function leading to a low decrease of the ion beam efficiency (defined as the ion mean energy compared to the applied potential) and then a reduced total efficiency  $\eta$ .

To better understand the effect of the additional mass flow of xenon, Fig. 3(a) compares the time-average spatial distributions of electric potential and ion source term (number of ions created by units of time and volume) with and without a modified injection of neutral flow. In the nominal conditions, without any injection through the ceramics of the discharge chamber, the average ion production is strongly peaked in the center of the channel with a maximum at  $x=1.5$  cm [see Fig. 3(a)]. The potential drop occurs mainly in the area where the magnetic field dominates. The acceleration zone is located downstream of the ionization zone, and extends over 1 cm. Note that the curvature of the electric potential lines in Fig. 3(a) differs from the purely radial  $B$  field lines (see Fig. 1), and is responsible of ion impacts on walls.

Figure 3(b) shows the ion source term and the electric potential for an injection localized at  $D=18$  mm and for a percentage  $P$  of 50%. Around  $D=18$  mm the electron energy is large and the ionization mean free path is small. This means that neutral atoms are ionized immediately as they enter in the discharge channel. We obtain ionization peaks near the ceramics, the intensity of which increases with increasing gas inflow. We observe a reduction of the intensity of the ionization in the center of the discharge channel and a radial expansion of the ion production. This radial spread of ion production causes a distortion of the electric field lines [importance of the second term on the right-hand side of Eq. (1)]. This appears clearly when comparing for example the

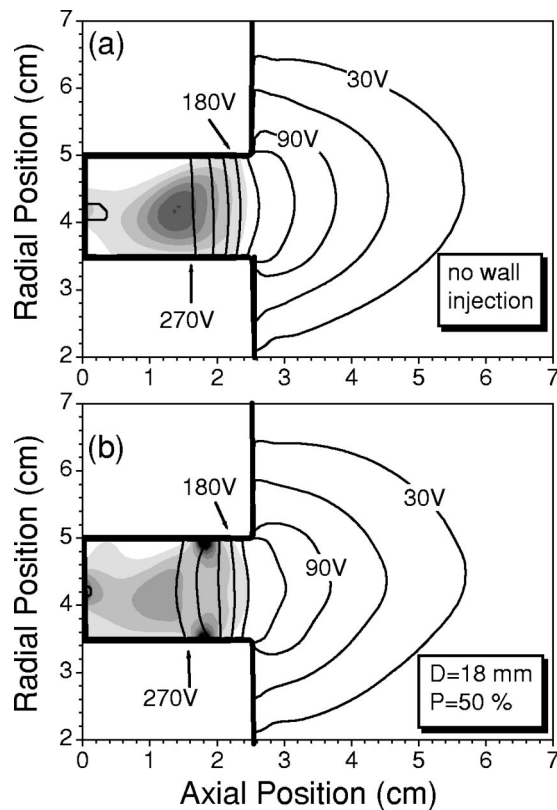


FIG. 3. Time average spatial profiles of the electric potential (contours) and ionization source term (gray scale) with and without a supplementary injection of neutral atoms. The ten contours are equally spaced from 0 to 300 V, the nine gray scale intervals correspond to  $10^{23} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$  each (from 0 to  $9 \times 10^{23} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ).

orientation of the contour lines between the labels 180 and 270 V in Figs. 3(a) and 3(b). Note that the localization of the acceleration zone is only weakly affected by the additional injection, because the area of high magnetic field and related low electron conductivity does not change significantly. The low energy ions, with a modified injection configuration, are focused by the electric potential lines and accelerated in the

axial direction. The flux of ions impacting the walls, and hence the sputtering rate, are largely reduced.

In summary, we have studied a possible way to increase the HET lifetime by injecting a percentage of the neutral flow through the walls of the chamber, using a two-dimensional hybrid model. To be efficient and beneficial for the thruster lifetime, we found that the optimized position to inject the neutral inflow is between the ionization and the acceleration areas, where the electron energy and the magnetic field are large. We obtain in these conditions a radial spread of the ion source term. The maximum of plasma density near the injectors distorts the electric potential lines, focusing the ion trajectories in the axial direction. It seems that a percentage in the range of 30% offers a good compromise between the thruster lifetime and performance of the engine.

This work, supported by the GDR CNRS/CNES/SNECMA/Universités No. 2759 "Propulsion Spatiale à Plasma," was suggested by SNECMA Moteurs.

- <sup>1</sup>B. I. Volkov, A. I. Morozov, A. G. Sveshnikov, and S. A. Yakunin, *Sov. J. Plasma Phys.* **7**, 129 (1981).
- <sup>2</sup>A. I. Morozov, A. I. Bugrova, V. A. Ermolenko, and L. A. Lein, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **33**, 185 (1988).
- <sup>3</sup>D. Jacobson and R. Jankovsky, *Proceedings of the 34th Joint Propulsion Conference*, Cleveland, OH, 1998, paper AIAA-98-3792.
- <sup>4</sup>V. Kim, *J. Propul. Power* **14**, 736 (1998).
- <sup>5</sup>B. A. Arkhipov, V. V. Egorov, V. Kim, V. I. Kozlov, N. A. Maslennikov, and S. A. Karthov, US patent No. 5,892,329 (1999).
- <sup>6</sup>Y. Raitses, L. A. Dorf, A. A. Litvak, and N. J. Fisch, *J. Appl. Phys.* **88**, 1263 (2000).
- <sup>7</sup>A. Smirnov, Y. Raitses, and N. J. Fisch, *J. Appl. Phys.* **92**, 5673 (2002).
- <sup>8</sup>G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. P. Boeuf, *J. Appl. Phys.* **91**, 5592 (2002).
- <sup>9</sup>G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. P. Boeuf, *J. Appl. Phys.* **93**, 67 (2003).
- <sup>10</sup>J. Bareilles, G. J. M. Hagelaar, L. Garrigues, C. Boniface, J. P. Boeuf, and N. Gascon, *Phys. Plasmas* **11**, 3035 (2004).
- <sup>11</sup>L. Garrigues, G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, C. Boniface, and J. P. Boeuf, *Phys. Plasmas* **10**, 4886 (2003).
- <sup>12</sup>S. Barral, K. Makowski, Z. Peradzynski, N. Gascon, and M. Dudeck, *Phys. Plasmas* **10**, 4137 (2003).

## Anomalous cross field electron transport in a Hall effect thruster

C. Boniface, L. Garrigues,<sup>a)</sup> G. J. M. Hagelaar, and J. P. Boeuf

Centre de Physique des Plasmas et Applications, CNRS—Université Paul Sabatier, 118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex 4, France

D. Gawron and S. Mazouffre

Laboratoire d'Aérothermique, 1C, avenue de la recherche scientifique, 45071 Orléans, France

(Received 19 May 2006; accepted 26 August 2006; published online 19 October 2006)

The origin of anomalous electron transport across the magnetic field in the channel of a Hall effect thruster has been the subject of controversy, and the relative importance of electron-wall collisions and plasma turbulence on anomalous transport is not clear. From comparisons between Fabry-Pérot measurements and hybrid model calculations of the ion velocity profile in a 5 kW Hall effect thruster, we deduce that one and the same mechanism is responsible for anomalous electron transport inside and outside the Hall effect thruster channel. This suggests that the previous assumption that Bohm anomalous conductivity is dominant outside the thruster channel whereas electron-wall conductivity prevails inside the channel is not valid. © 2006 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2360182]

In Hall effect thrusters (HETs), a radial magnetic field (magnetic field barrier) created by coils and a magnetic circuit, which is maximum in the channel exhaust region, lowers the axial, cross field, electron conductivity, and allows efficient ionization of the xenon flow injected through an anode (Fig. 1). The drop of the axial electron conductivity gives rise to a large electric field in the plasma, which accelerates the ions. HETs are very promising devices for space propulsion.<sup>1</sup> In spite of important research efforts, their development is limited by the lack of understanding of electron transport across the magnetic field.

Various numerical models [fluid, hybrid, and particle-in-cell (PIC)] have been developed to describe the plasma properties in HETs.<sup>2–8</sup> It has been known since the early studies of HETs that collisions between electrons and neutral atoms are not sufficient to explain electron transport across the magnetic field lines, especially in the exhaust region where the magnetic field is maximum and the atom density is very small due to intense ionization inside the channel. Various theories have been proposed to explain this “anomalous” electron transport. Morozov and Savelyev,<sup>9</sup> speculated that electron-wall interactions are responsible for the observed electron transport across the  $B$  field lines, leading to an electron cross magnetic field conductivity that varies like  $1/B^2$ , similarly to classical conductivity due to electron-atom collisions. In Ref. 3, the thruster channel region was described by a hybrid model, assuming anomalous electron conductivity inside the channel to be governed by electron-wall collisions. The electron-wall collision frequency was written as  $\nu_{ew} = \alpha\nu_{ref}$ , where  $\nu_{ref} = 10^7 \text{ s}^{-1}$  and  $\alpha$  is an adjustable parameter. The contribution of electron-wall collisions to the total electron mobility in the direction perpendicular to the magnetic field was taken as proposed originally by Morozov and Savelyev,

$$\mu_{\perp,w} \propto \frac{\alpha}{B^2}. \quad (1)$$

Anomalous electron transport in a magnetized plasma can also be due to plasma turbulence and this is known to give a cross field electron mobility that varies like  $1/B$  (described with Bohm-type anomalous conductivity),<sup>10,11</sup>

$$\mu_{\perp,B} \propto \frac{K}{16B}. \quad (2)$$

The hybrid model was extended to the region outside the thruster, where the magnetic field magnitude still large, assuming that the conductivity outside the channel was due to plasma fluctuations, the cross field mobility being given by Eq. (2) (with an adjustable coefficient  $K$ ).<sup>4</sup> The transition between the two different types of mobility was rather arbitrarily fixed to the exit plane. The work described in Ref. 12 led to the conclusion that the cross field electron mobility in the outside region of the HET must be larger than inside ( $\mu_{\perp,B} > \mu_{\perp,w}$ ) in order to obtain a thruster operation with a maximum of electric field localized around the thruster ex-

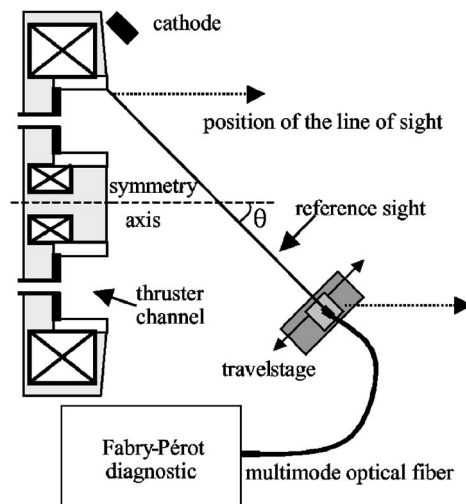


FIG. 1. Fabry-Pérot experimental setup.

<sup>a)</sup>Electronic mail: garrigues@cpat.ups-tlse.fr

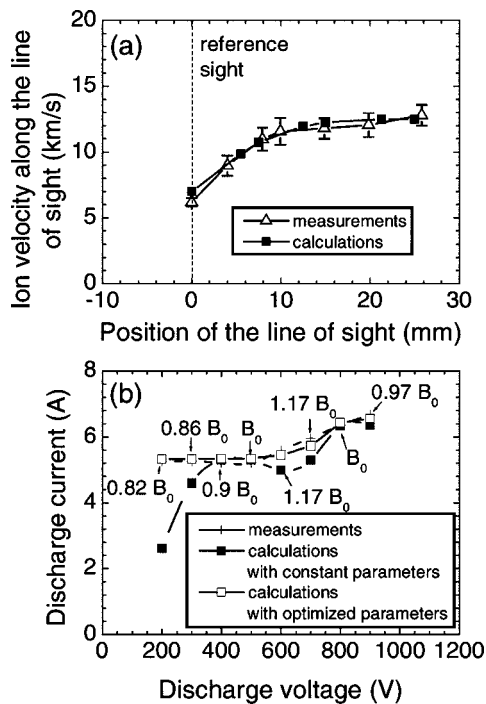


FIG. 2. (a) Ion velocity profile along the line of sight obtained through experimental and calculation results ( $\alpha=1.45$ ,  $K=0.2$ ) for an applied voltage of 500 V and a xenon mass flow rate of 6 mg/s, (b) discharge current-voltage characteristics for a xenon mass flow rate of 6 mg/s, obtained experimentally and calculated with the two-dimensional hybrid model with constant ( $\alpha=1.45$ ,  $K=0.2$ ) parameters, and with ( $\alpha, K$ ) parameters adjusted (see Fig. 3) for a best fit with experiments.

haust in the region of maximum of magnetic field, as observed experimentally.<sup>12</sup> Bareilles *et al.*<sup>13</sup> also showed that it was possible to match calculated discharge currents and thruster performance with experimental results using various sets of ( $\alpha, K$ ) parameters. A space resolved measurement of the electric potential distribution (or related ion velocity profile) which depends of spatial repartition of the electron mobility is necessary to select a unique set of ( $\alpha, K$ ) parameters.

In this letter, we present an attempt to better characterize anomalous electron transport in a 5 kW HET (Ref. 1) by comparing spatial distribution of the ion velocity deduced from Fabry-Pérot experiments and hybrid model calculations. Fabry-Pérot (FP) interferometry is a nonintrusive diagnostic that allows to deduce the ion velocity from the measurement of the Doppler shift. The schematic of the experimental setup presented in Fig. 1 is described in details in Ref. 14. An optical fiber allows to measure the ion velocity profile as a function of the distance from the thruster exit without moving the HET (the angle  $\theta$  between the line of sight and the thruster axis is  $59^\circ$ ). The FP measurement is nonlocal since the signal is integrated along the line of sight. In order to reproduce the experiments, the FP diagnostic is simulated in the hybrid model (same model as described in Ref. 13) by summing the distribution of ion velocity projected along the line of sight for different positions of the latter.

Figure 2(a) illustrates an example of velocity profile integrated along the line of sight for a discharge voltage  $V_d$  of 500 V, a mass flow of 6 mg/s, and a reference magnetic field  $B_0$ . The position called “reference sight” is defined as the line of sight which intercepts the internal side of the external ceramic. Keeping the same description of the cross

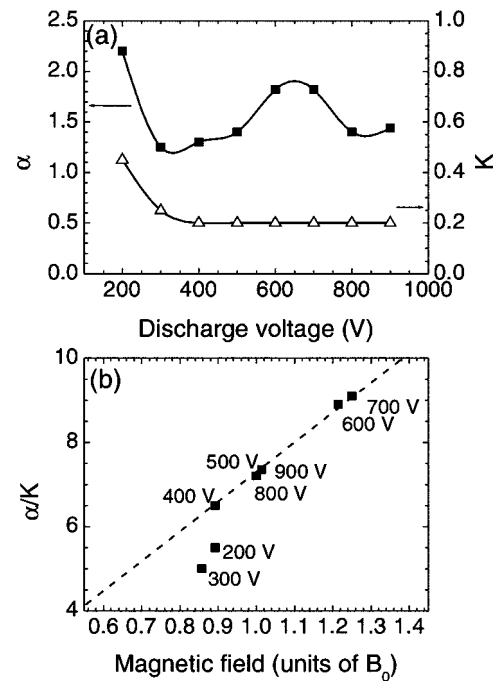


FIG. 3. (a) Variations of the ( $\alpha, K$ ) parameters as a function of applied voltage and (b) variation of the ratio ( $\alpha/K$ ) as a function of magnetic field between 200 and 900 V. The xenon flow rate is 6 mg/s.

field electron mobility in the hybrid model as in Ref. 13 (so using Eqs. (1) inside and (2) outside the channel), the cross field electron mobility outside the thruster channel must be larger than the mobility inside to match experimental results as was previously shown with a lower power HET. A good agreement can be achieved between the measured and calculated profiles of the ion velocity in the vicinity of the channel exhaust [Fig. 2(a)] by fixing the  $\alpha$  and  $K$  parameters to 1.45 and 0.2, respectively, and by positioning the transition between the two definitions of mobility 4 mm downstream the exit plane (the discontinuity between the two regimes is clearly located outside<sup>14</sup>).

Then the discharge voltage  $V_d$  was varied, keeping constant the xenon mass flow rate. In the experiments, the magnetic field strength was adjusted for each value of the discharge voltage in order to optimize the thruster operation by minimizing the discharge current. Figure 2(b) shows the experimental and calculated current-voltage curves when  $V_d$  is varied over a large range; the magnetic field strength is also indicated. The value of the magnetic field is taken in the middle of the channel in the exhaust plane, and  $B_0$  is the reference field, corresponding to the 500 V operating point of Fig. 2(a). If we keep the same ( $\alpha, K$ ) parameters as in Fig. 2(a) for all operating conditions, the calculated current (solid symbols) only agrees with the measured one in the cases where the magnetic field strength is the same as in Fig. 2(a) ( $B_0$ ), but largely disagrees otherwise.

Comparing measured ion velocity profile with FP interferometer and calculated ion distribution along the line of sight, the ( $\alpha, K$ ) anomalous coefficients were adjusted for each operating point. Calculated and experimental currents now agree as we see in Fig. 2(b) (open symbols). Figure 3(a) shows the variation of the adjusted ( $\alpha, K$ ) coefficients with the operating point. The  $K$  coefficient was fixed to 0.2 in the discharge voltage range of 400–900 V, and the  $\alpha$  parameter had to be varied between 1.45 and 1.8 following the mag-

netic strength modulation, to match the experimental results. For discharge voltages below 400 V, both  $\alpha$  and  $K$  had to be increased in order to reproduce experimental results. Figure 3(b) shows that the  $(\alpha/K)$  ratio varies linearly as a function of the magnetic field strength independently of the discharge voltage, except at low  $V_d$ .

If we now come back to Eqs. (1) and (2) defining the  $(\alpha/K)$  coefficients we can see that the ratio of the electron mobility inside and outside the thrusters channel can be written as

$$\frac{\mu_{\perp,\text{inside}}}{\mu_{\perp,\text{outside}}} \propto \frac{\alpha}{KB}. \quad (3)$$

Since Fig. 3(b) indicates that  $\alpha/K$  must be proportional to  $B$  in order to match the experimental results, we deduce from Eq. (3) that  $\mu_{\perp,\text{inside}}/\mu_{\perp,\text{outside}}$  at the exhaust must be constant for discharge voltages between 400 and 900 V. This suggests that the dependence of the mobility on the magnetic field must be the same inside and outside the channel. Since it is not likely that anomalous transport is due to electron-wall collisions outside the channel, we deduce that the electron mobility reasonably varies as  $1/B$  both inside and outside the thruster channel. This indicates that cross field transport due to plasma fluctuations should be dominant not only outside the channel but also inside, and therefore that electron-wall collisions (whose mobility is as  $1/B^2$ ) in the channel only play a minor role in cross field electron transport. Azimuthal instabilities of electron drift in the 1–10 MHz regime have been experimentally observed<sup>15,16</sup> inside a HET channel. Azimuthal electric field  $E_\theta$  variations in the same range of frequency have been also reported theoretically and experimentally in Refs. 8 and 11, respectively. The axial component of the electron current induced by  $E_\theta$  modulation is proportional to  $1/B$ , supporting our conclusions.

We therefore change the definition of the empirical parameters characterizing anomalous transport and introduce two coefficients  $K_{\text{in}}$  and  $K_{\text{out}}$  that represent Bohm transport inside and outside the thruster channel ( $K_{\text{out}}$  is identical to the  $K$  parameter used above),

$$\mu_{\perp,\text{inside}} \propto \frac{K_{\text{in}}}{16B}, \quad (4)$$

$$\mu_{\perp,\text{outside}} \propto \frac{K_{\text{out}}}{16B}. \quad (5)$$

The results show that we must have  $K_{\text{out}} > K_{\text{in}}$  and that the set of parameters ( $K_{\text{in}}=0.1$ ,  $K_{\text{out}}=0.2$ ) allows to reproduce all the measured discharge properties (Fabry-Pérot interferometry measurements of the ion velocity profile, current-voltage characteristics) over a large voltage range from

400 to 900 V. Below 400 V, Eqs. (4) and (5) still be used but we find that  $K_{\text{in}}$  and  $K_{\text{out}}$  must both increase to match experimental data.

In summary, we have performed systematic comparisons between experiments and calculations obtained with a hybrid model, where cross field transport is described with adjustable coefficients. The measurements include current-voltage characteristics and Fabry-Pérot interferometry providing the space distribution of the ion velocity. Fits of the model outcomes with Fabry-Pérot experiments help selecting unique values of anomalous transport coefficients. We conclude that the previous approach used in the hybrid model which considers that anomalous transport is due to electron-wall collisions inside the channel coupled with Bohm transport outside the channel seems not appropriated to describe the high power HET working in the conditions reported in this study. We are able to match experimental results and calculations using the same  $1/B$ —Bohm type—dependence on the magnetic field. The same anomalous transport coefficients  $K_{\text{in}}=0.1$  and  $K_{\text{out}}=0.2$  can be used for a large range of applied voltages, between 400 and 900 V, for a mass flow of xenon of 6 mg/s. The results also confirm that the anomalous mobility outside the channel thruster must be larger than inside.

This work is supported by the GDR CNRS/CNES/SNECMA/Universités No. 2759 “Propulsion Spatiale à Plasma.”

<sup>1</sup>O. Duchemin, N. Cornu, F. Darnon, and D. Estublier, Proceedings of the 41st Joint Propulsion Conference, Tucson, AZ, 2005 (unpublished), Paper No. AIAA-2005-4050.

<sup>2</sup>J. M. Fife, PhD thesis, MIT, 1998.

<sup>3</sup>J. P. Boeuf and L. Garrigues, *J. Appl. Phys.* **84**, 3541 (1998).

<sup>4</sup>G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. P. Boeuf, *J. Appl. Phys.* **91**, 5592 (2002).

<sup>5</sup>S. Barral, K. Makowski, Z. Peradzynski, N. Gascon, and M. Dudeck, *Phys. Plasmas* **10**, 4137 (2003).

<sup>6</sup>E. Ahedo and M. Gallardo, *Phys. Plasmas* **10**, 3397 (2003).

<sup>7</sup>Y. Raitses, D. Staack, M. Keidar, and N. J. Fisch, *Phys. Plasmas* **12**, 057104 (2005).

<sup>8</sup>J. C. Adam, A. Heron, and G. Laval, *Phys. Plasmas* **11**, 295 (2004).

<sup>9</sup>A. I. Morozov and V. V. Savelyev, in *Reviews of Plasma Physics*, edited by B. B. Kadomtsev and V. D. Shafranov (Consultants Bureau, New York, 2000), Vol. 21, p. 277.

<sup>10</sup>D. Bohm, E. H. S. Burhop, and H. S. W. Massey, *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields* (McGraw Hill, New York, 1949), p. 13.

<sup>11</sup>G. S. James and R. S. Lowder, *Phys. Fluids* **9**, 1115 (1966).

<sup>12</sup>N. Dorval, J. Bonnet, J. P. Marque, E. Rosencher, S. Chable, F. Rogier, and P. Lasgorceix, *J. Appl. Phys.* **91**, 4811 (2002).

<sup>13</sup>J. Bareilles, G. J. M. Hagelaar, L. Garrigues, C. Boniface, J. P. Boeuf, and N. Gascon, *Phys. Plasmas* **11**, 3035 (2004).

<sup>14</sup>D. Gawron, S. Mazouffre, and C. Boniface, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15**, 757 (2006).

<sup>15</sup>A. A. Litvak, Y. Raitses, and N. J. Fisch, *Phys. Plasmas* **11**, 1701 (2004).

<sup>16</sup>A. Lazurenko, V. Vial, M. Prioul, and A. Bouchoule, *Phys. Plasmas* **12**, 013501 (2005).



# Model analysis of a double-stage Hall effect thruster with double-peaked magnetic field and intermediate electrode

J. Perez-Luna, G. J. M. Hagelaar, L. Garrigues, and J. P. Boeuf

*Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie, CNRS–Université Paul Sabatier, 118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex 4, France*

(Received 25 May 2007; accepted 21 August 2007; published online 8 November 2007)

A hybrid fluid-particle model has been used to study the properties of a double-stage Hall effect thruster where the channel is divided into two regions of large magnetic field separated by a low-field region containing an intermediate, electron-emitting electrode. These two features are aimed at effectively separating the ionization region from the acceleration region in order to extend the thruster operating range. Simulation results are compared with experimental results obtained elsewhere. The simulations reproduce some of the measurements when the anomalous transport coefficients are adequately chosen. However, they raise the question of a complete separation of the ionization and acceleration regions and the necessity of an electron-emissive intermediate electrode. The calculation method for the electric potential in the hybrid model has been improved with respect to our previous work and is capable of a complete two-dimensional description of the magnetic configurations of double-stage Hall effect thrusters. © 2007 American Institute of Physics.  
[DOI: 10.1063/1.2783989]

## I. INTRODUCTION

A Hall effect thruster (HET), also called stationary plasma thruster (SPT), is an ion source used for spacecraft propulsion.<sup>1</sup> A plasma is generated in a channel between two coaxial cylinders usually covered with a ceramic coating. The propulsive gas (xenon) is injected at the inner bound of the channel. A set of coils and an appropriate magnetic circuit create a radial magnetic field at the exhaust. The magnetic field is maximum in the exhaust region and decreases near the anode. Electrons are emitted by an external hollow cathode near the channel exhaust. The applied voltage between the electrodes carries some of the electrons from the external cathode to the anode at the end of the channel. Part of the electrons go along with the ion jet and ensure neutrality of the thruster plume. Because of the radial magnetic field, the electrons entering the discharge chamber are trapped along the magnetic field lines and create a Hall current in the  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  direction. The resulting increase of the electron residence time in the channel associated with the increase of the axial electric field due to the drop in electron conductivity leads to very efficient ionization of the incoming xenon flow. The xenon ions are accelerated by the axial electric field and provide the thrust.

The most positive property of HETs is the high ion ejection speed, which offers a very high specific impulse (Isp). In an HET, Isp and thrust control are not independent. Space missions necessitate often a versatile propulsive system capable of being efficient in a high specific impulse and in a high thrust mode.<sup>2</sup> This is the case for telecom satellites, which have conflicting needs for station-keeping and orbit transfer sequences. It is also the case for many scientific missions that require high impulse during interplanetary cruise and high thrust for Earth escape and final orbit acquisition around the target planet.<sup>3</sup> A thruster capable of being efficient in a wide operating range would combine the ad-

vantages of both HET and gridded ion engines (GIE).<sup>1</sup>

A possible answer to these requirements is the double-stage Hall effect thruster (DSHET) concept. This HET variant is intended to provide a wide range of specific impulse and thrust and operating powers in a wide range at constant specific impulse. The concept purpose is to separate the ionization region from the acceleration region. This way, for a given power, the thruster can operate in a high Isp or a high thrust regime. A great effort was made by TsNIIMASH during the 1960s and 1970s concerning two-stage high-power thrusters,<sup>4,5</sup> but electric thrusters research in the former Soviet Union gradually shifted to single-stage, low-power thrusters. Since the 1990s, TsNIIMASH and NASA have conducted several high-specific impulse Hall thruster investigations.<sup>6–11</sup> In Europe, SNECMA has also looked into the two-stage thruster concept.<sup>12</sup> A good review of two-stage Hall thrusters is provided by Hofer *et al.*<sup>13</sup> Most of the work mentioned here has been experimental and there are few publications concerning double-stage thruster simulations. The most relevant one is that of Ahedo *et al.*,<sup>14</sup> in which an exhaustive numerical study of the influence of a third electrode in the discharge channel of a HET is presented. Conclusions were that convenient voltages and electrode position improve the efficiency of a single-stage HET. The main limitation of this work is that it was undertaken with a one-dimensional (1D) radially averaged model. Also, the study only considered the inclusion of an additional electrode, without changing other features of the thruster, such as the magnetic field.

In this paper, we study a DSHET concept proposed by Alcatel Alenia Space Italia (AASI) (Florence Plant) and Alta S.p.A.<sup>15</sup> This DSHET has a geometry similar to standard HETs, but two important features allow double-stage operations by decoupling the ionization and acceleration regions: (i) The magnetic field presents two maxima in the channel

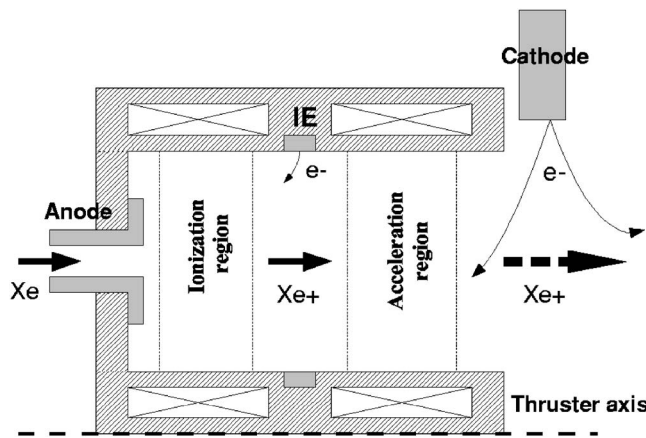


FIG. 1. Schematic view of the DSHET with the intermediate electrode (IE) and the four-coil configuration.

(with a zero magnetic field and a separatrix between them), and (ii) an intermediate, emissive electrode is placed in the region between the two magnetic field maxima. The purpose of the paper is to analyze, with the help of a 2D hybrid model, the properties of this thruster and its ability to efficiently operate as a double-stage thruster, i.e., with separate control of ionization and acceleration. Section II contains an overview of the DSHET concept. Section III presents an overview of the hybrid model and its recent improvements. The operations of the thruster in single- and double-stage regimes are described and discussed in Sec. IV. Section V summarizes the main conclusions.

## II. DSHET CONCEPT

### A. Geometry and intermediate electrode

Thruster geometry is very similar to that of a typical HET (Fig. 1). The DSHET is a cylindrical thruster with a single discharge chamber bordered by ceramic walls. At the inner bound of the chamber are the anode and the gas distributor. Outside the channel is the external cathode. Compared to a typical SPT, the DSHET has a longer discharge channel. One of the main differences between previous thrusters and this DSHET is the intermediate electrode (IE) in the middle of the channel. This electrode is formed by four equidistant in the azimuthal direction and equipotential electrodes positioned around the external chamber wall. The other important novelty is the presence of four cylindrical coils surrounding the discharge channel. These four coils can control precisely and independently the magnetic field in the anode-IE region and in the IE-cathode region.

These specific features are included to enable the separation of the ionization and acceleration regions, which makes this thruster a DSHET. The efficiency of this separation will be discussed later in the paper. The ionization region stands between the anode and the intermediate electrode, and the acceleration region is located between the IE and the cathode. Electrons are emitted by the external cathode and are first trapped in the acceleration region magnetic field peak. The potential drop in the acceleration region is determined by the fixed potentials of the IE and the cathode.

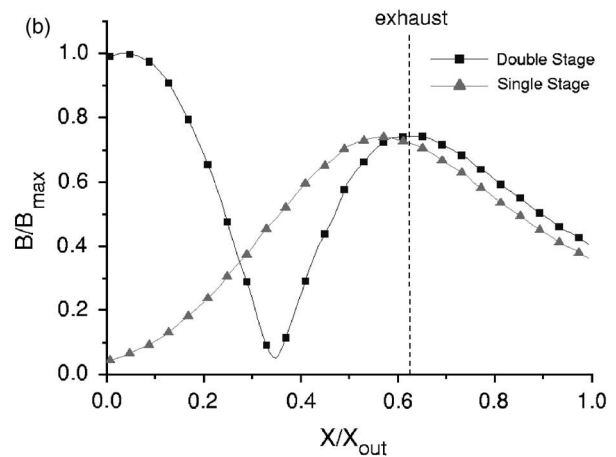
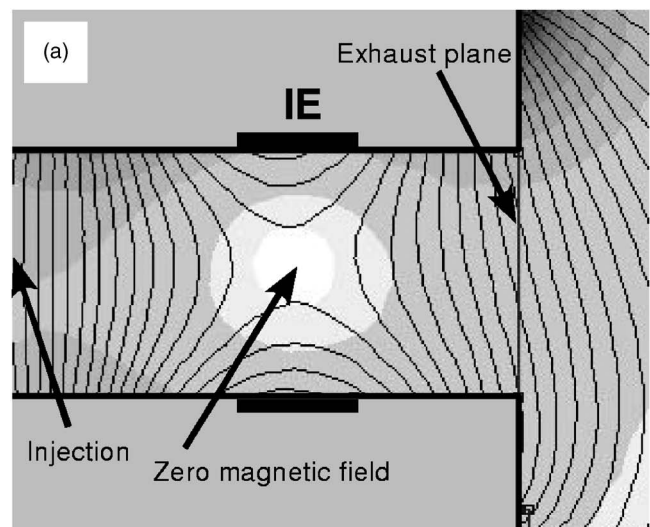


FIG. 2. (a) Double-stage 2D magnetic field configuration and lines—the zero magnetic field is visible in the middle of the channel. (b) Magnetic field along the channel axis in double- (two peaks) and single- (one peak) stage configurations.

The xenon injected at the anode is ionized between the anode and the IE. In the original concept, the IE is emissive and can provide, if needed, an electron current for the xenon ionization. The potential drop in this area is also determined by the fixed potential of the anode and the IE. Xenon ions are finally accelerated in the acceleration region.

### B. Magnetic circuit and configurations

The magnetic circuit of the thruster is made out of steel. The four-coil system can provide a simple peaked magnetic field if only the front coils are on or if the four of them are similarly polarized. But it can also provide a double-peaked magnetic field if the rear and front coils are oppositely polarized (Fig. 2). Moreover, these four coils are very useful to adjust precisely the magnetic peak values and the inclination of the magnetic lenses in the acceleration and ionization regions. The results presented in this paper correspond to nominal configurations.

### III. OVERVIEW OF THE HYBRID MODEL AND IMPROVEMENTS

The model is based on the hybrid fluid-particle model of a HET described in previous publications.<sup>16,17</sup> We recall below the basic ideas and assumptions of the model and present some recent improvements related to the electric field calculation.

The model assumes azimuthal symmetry and the computational domain includes both the discharge channel and the near exterior of the thruster.

#### A. Neutral atoms

The density of neutral xenon atoms in the thruster is obtained from a particle simulation. That is, the individual paths of a large number of neutrals are calculated, where collisions are treated with random numbers. This approach is realistic but takes much computation time and introduces statistical errors. The neutrals are introduced in the simulation at a certain injection region at the anode and are followed until they reach the right boundary of the geometry. Additional neutrals are introduced at the channel walls to account for wall recombination of ions. The initial neutral velocity distribution is randomly sampled from a half-Maxwellian distribution. Only collisions with walls are considered, in which the neutrals are isotropically scattered.

#### B. Xenon ions

Like the neutrals, the ions are described by a particle simulation. They are introduced in the simulation at positions that are randomly chosen according to the ionization source term  $Nnk_i(\varepsilon)$ , where  $N$  is the atom density,  $n$  is the plasma density,  $\varepsilon$  is the electron density, and  $k_i(\varepsilon)$  is the tabulated values of ionization rate for the studied gas (xenon). The initial ion velocity distribution is isotropic and Maxwellian at the neutral gas temperature. The ions are assumed to be accelerated by the electric field only, i.e., to be insensitive to the magnetic field. They are followed until they reach any of the boundaries of the simulation domain; ions striking the walls are thus assumed to recombine at the surface. Besides the ion density, the ion particle simulation yields the ion flux and the ion energy distribution. In this study, the model assumes all ions to be singly charged.

#### C. Electron transport

The model describes the electrons by a set of fluid equations. The electric potential distribution is obtained from the electron momentum transfer equation and assuming quasineutrality of the plasma.

The three electron fluid transport equations used in the model are shown below. The continuity equation (current conservation) is

$$\nabla \cdot \Gamma_e = Nnk_i - \frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \cdot \Gamma_i, \quad (1)$$

the momentum equation is written in the drift-diffusion form

$$\Gamma_e = -\mu \mathbf{E} n - \frac{2}{3e} \mu \nabla (n\varepsilon), \quad (2)$$

and the energy equation is written as

$$\begin{aligned} \frac{\partial (n\varepsilon)}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla \cdot (\Gamma_e \varepsilon) - \frac{10}{9e} \nabla \cdot (\mu n \varepsilon \nabla \varepsilon) \\ = -e \mathbf{E} \cdot \Gamma_e - Nn\kappa - nW. \end{aligned} \quad (3)$$

In these equations,  $n$  is the plasma density,  $\Gamma_e$  is the electron flux,  $\varepsilon$  is the electron mean energy,  $N$  is the gas density,  $\Gamma_i$  is the ion flux,  $\mathbf{E}$  is the electric field,  $\mu$  is the electron mobility,  $k_i$  is the ionization coefficient, and  $e$  is the elementary charge. The last two terms in the energy equation represent energy loss by collisions with gas particles and with the walls, respectively, where  $\kappa$  and  $W$  are effective energy-loss coefficients. Equations (2) and (3) assume that the electron distribution is Maxwellian and predominantly isotropic; this assumption is used to obtain the collision coefficients  $k_i$  and  $\kappa$  from cross-section data. Due to the magnetic field, the mobility is a tensor: Its value is much larger for electron transport along magnetic field lines than for transport across them.

#### D. Improvement of the electric potential calculation

In previous papers,<sup>16,17</sup> we assumed that electrons were in Boltzmann equilibrium along the magnetic field, and the potential distribution across the magnetic field lines was deduced from a resulting 1D momentum transfer equation for the electrons. In this paper, we no longer assume Boltzmann equilibrium along the magnetic field lines, and the potential distribution is obtained from the full axial and radial components of Eq. (2),

$$\begin{aligned} \Gamma_x = \frac{\nu^2 + \omega_x^2}{\nu^2 + \omega^2} \left( \mu n \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{2}{3e} \mu \frac{\partial (n\varepsilon)}{\partial x} \right) \\ + \frac{\omega_x \omega_y}{\nu^2 + \omega^2} \left( \mu n \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{2}{3e} \mu \frac{\partial (n\varepsilon)}{\partial y} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_y = \frac{\nu^2 + \omega_y^2}{\nu^2 + \omega^2} \left( \mu n \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{2}{3e} \mu \frac{\partial (n\varepsilon)}{\partial y} \right) \\ + \frac{\omega_x \omega_y}{\nu^2 + \omega^2} \left( \mu n \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{2}{3e} \mu \frac{\partial (n\varepsilon)}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

where  $\omega = e\mathbf{B}/m$ ,  $\nu$  is the electron collision frequency, and  $\mu = e/m_e \nu$  is the mobility without magnetic field.

These expressions of the components of the electron flux are injected in the continuity equation (1). Knowing the plasma density and ion flux from the particle description of the ion transport, the resulting equation is an elliptic equation for the potential. This elliptic equation is strongly anisotropic, and is solved using an efficient numerical algorithm.<sup>18</sup> The electron flux across the magnetic field tends to be determined by numerical errors rather than by the physical cross-field mobility. In order to couple the electron equations to the ion particle description, it is convenient to solve them on a rectangular numerical grid, preferably the same grid used to track the ion density. The flux expression in rectangular co-

ordinates  $x$  and  $y$  is given by Eqs.(4) and (5). Unless the magnetic field is exactly aligned with the grid, each flux component has two terms, proportional to gradients in the longitudinal direction and in the transverse direction, respectively. These two terms are generally opposite in sign and very much larger than the flux itself, whereas their numerical errors are independent. As a result, the relative numerical error in the flux can be enormous, even when accurate numerical schemes are used for the separate terms.

We now briefly present a simple numerical method of our own design, which seems appropriate to solve the electron fluid equations in most magnetized discharge models. Rather than calculating each flux component from longitudinal and transverse gradients as shown by Eqs. (4) and (5), we calculate it from the longitudinal gradients and the transverse-flux component in an iterative manner,

$$\Gamma_x^{k+1} = \frac{\nu^2}{\nu^2 + \omega_y^2} \left( \mu n \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{2}{3e} \mu \frac{\partial(n\varepsilon)}{\partial x} \right)^{k+1} + \frac{\omega_x \omega_y}{\nu^2 + \omega_y^2} \bar{\Gamma}_y^k, \quad (6)$$

where the indexes  $k$  and  $k+1$  refer to successive iterations. That is, we solve the electron conservation equation several times, each time updating the transverse-flux terms from the previous solution, until convergence. It turns out that the transverse flux terms can be efficiently updated real-time during the solution of the discretized conservation equation. Note also that, following standard discretization methods, the flux components are defined at different locations midway between the grid points; the bar on  $\Gamma_y$  in the last term of Eq. (6) symbolizes interpolation from the  $\Gamma_y$  locations to the  $\Gamma_x$  locations. Solving the potential equation in 2D instead of assuming Boltzmann equilibrium along the magnetic field lines made the numerical treatment of the zero magnetic field and separatrix region much simpler. We can also expect this method to be more reliable for problems where regions of large and small Hall parameters coexist. The electron mean energy is calculated from Eq. (3).

### E. Cross-field electron mobility and electron-wall interactions

Cross-field electron mobility is the main parameter controlling the electric potential distribution in the SPT and has therefore a major influence on the simulation results.

Unfortunately, this coefficient is not well known and it has been shown that electron-atom collisions are not sufficient to explain the observed electron conductivity in a HET.<sup>19</sup> The cross-field electron mobility  $\mu_{\perp}$  is related to the momentum-transfer frequency of electron-particle collisions  $\nu_m$  as follows:

$$\mu_{\perp,e} = \frac{e\nu_m/m_e}{\nu_m^2 + (eB/m_e)^2} \approx \frac{m_e \nu_m}{eB^2}, \quad (7)$$

where  $m_e$  is the electron mass. The model takes the momentum-transfer rate frequency to be constant at  $2.5 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ . This frequency is too small to be realistic for the electron transport in SPTs, especially near and beyond the exhaust where the gas density is very low.<sup>20</sup> In previous

TABLE I. Comparison between experimental (Refs. 24 and 25, personal communication with M. Capacci) (exp) and simulation (mod) data in different single-stage configurations with a single-peaked magnetic field.  $\varepsilon$  is the relative difference between experiment and simulation.  $k_{\text{in}}=0.15$  and  $k_{\text{out}}=0.3$ .

Flow rate	$V_d$	$I_d$		$\varepsilon$	$T$		$\varepsilon$		Isp		$\varepsilon$
mg s <sup>-1</sup>	V	A	A	%	mN	mN	%	%	s	s	%
		exp	mod		exp	mod			exp	mod	
3.8	355	3.2	2.5	22%	59	52	12%		1580	1390	12%
5.5	355	4.7	4.5	4%	90	92	2%		1670	1700	2%
7	355	6	6.1	2%	115	121	5%		1680	1810	8%

papers, the anomalous electron conductivity inside the channel was supposed to be due to electron-wall collisions.<sup>16,20,21</sup> Recent measurements<sup>22</sup> and calculations<sup>23</sup> have cast some doubts on this assumption, and we assume in the present paper that the anomalous conductivity is only due to field fluctuation (Bohm conductivity) both inside and outside the thruster channel. The model, therefore, adds to the classical momentum-transfer rate frequency an anomalous Bohm frequency,

$$\nu_m = \nu_c + \nu_b = \nu_c + \frac{k\omega}{16}, \quad (8)$$

where  $k$  is a constant fitting parameter. Anomalous Bohm momentum-transfer rate frequency is applied inside and outside the channel with different fitting parameters:  $k_{\text{in}}$  and  $k_{\text{out}}$  with  $k_{\text{in}} < k_{\text{out}}$  (this is necessary to obtain a good fit with experiments<sup>22</sup>).

Although it seems from Refs. 22 and 23 that electron-wall collisions do not play an important role in the electron momentum exchange, they may significantly contribute to the overall electron-energy exchange. The fluid model shows that energy losses due to electron-atom collisions are not sufficient to reproduce experimental results, and that energy losses that can be estimated with the simple wall sheath model<sup>23</sup> provide reasonable results. To represent these losses, we use in the present paper the same empirical energy-loss coefficient as in Refs. 16, 17, and 20. The energy loss per second per electron is taken as

$$W = \alpha_e 10^7 \varepsilon \exp\left(-\frac{U}{\varepsilon}\right), \quad (9)$$

where  $\alpha_e$  and  $U$  are constant fitting parameters set to  $\alpha_e=1.2$  and  $U=20$  eV in both cases of this study.

## IV. SIMULATION RESULTS FOR SINGLE- AND DOUBLE-STAGE OPERATIONS

### A. Single-stage (SS) operation

In single-stage configurations, the DSHET works as a conventional HET does, with the magnetic field distribution shown in Fig. 2. The IE is off and the magnetic field is single-peaked. The electrons are exclusively emitted by the cathode; they are trapped by the magnetic field near the ex-

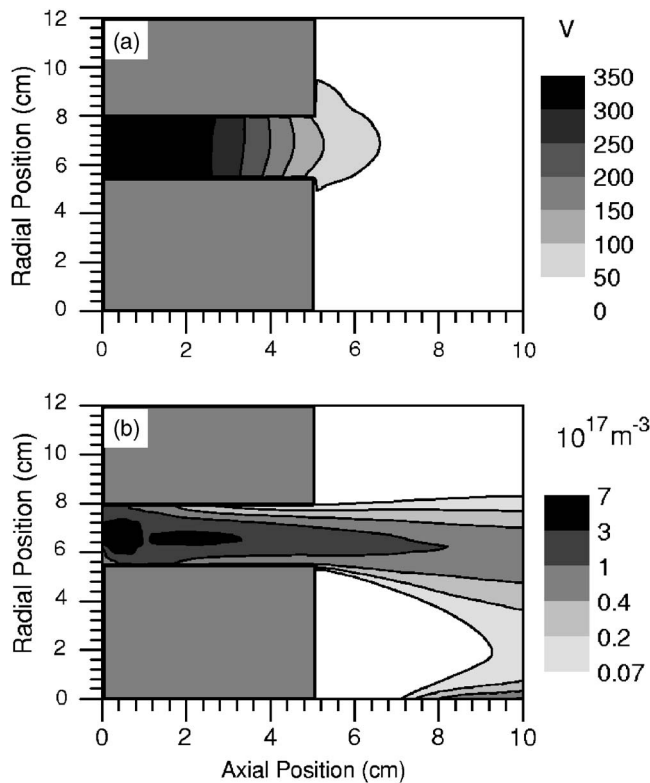


FIG. 3. (a) Potential (V) and (b) plasma density ( $\times 10^{17}$  log scale  $\text{m}^{-3}$ ) for a nominal single-stage mode simulation, i.e.,  $\dot{m}=4.7 \text{ mg s}^{-1}$  and  $V_d=350 \text{ V}$ .

haust plane and ionize the injected xenon gas. The nominal SS configuration corresponds to a 350 V discharge voltage and a  $4.7 \text{ mg s}^{-1}$  mass flow rate.

Our previous work<sup>17</sup> evidenced that for a very similar thruster, in a similar configuration (including magnetic field distribution),  $k_{\text{in}}=0.1$ ,  $k_{\text{out}}=0.2$ , and  $\alpha_e=0.7$ , was the optimum triplet when optimizing simulated results with thruster performance, dynamic behavior, and potential distribution measurements. We therefore chose these coefficients as a start point. Experimental results provided by AASI (Florence) and Alta S.p.A. (Refs. 24 and 25, personal communications with M. Capacci from AASI) were compared with simulation results. This comparison showed that the electron current and energy losses were too low. We therefore increased the mobility and energy losses, keeping the same inner/outer mobility ratio. Table I shows the comparison be-

tween experimental and simulation results, which fit accurately for  $k_{\text{in}}=0.15$ ,  $k_{\text{out}}=0.3$ , and  $\alpha_e=1.2$ . It is important to point out that even if the choice of  $k_{\text{in}}$ ,  $k_{\text{out}}$ , and  $\alpha_e$  within a reasonable margin (determined after comparison with experimental results) has an influence on the thruster performance (current, thrust, Isp, efficiency), the main conclusions of this paper remain true.

The calculated 2D potential and plasma density distributions are presented in Fig. 3. The potential decreases mainly inside the channel and the acceleration region is located between  $x=2.5$  and 5 cm. The maximum energy (about 14 eV) is reached in this acceleration region, just before the ionization region. The gas is ionized in the first half of the channel (near the anode). At the exhaust, the jet is not straight and is deflected toward the axis, because of the magnetic lens inclination.

In this single-stage configuration, the model predicted a 70 mN thrust and 1526 s Isp with an efficiency of about 40%. Even if the thruster was primarily designed to work as a DSHET, it can also work in single-stage configurations. We note, however, that the plasma density maximum is located deeper in the channel than in recent HET configurations<sup>26</sup> and that, since most of the ion acceleration takes place inside the channel, wall erosion in the exhaust region may be increased.

## B. Double-stage (DS) operation

In double-stage configurations, the intermediate electrode potential is set to a chosen value. Before presenting the results, we must point out here that the IE potential and current cannot both be fixed in the simulations. The electrode potential is set to the chosen value and the simulation returns the calculated current.

As was done for single-stage configurations, different coefficients were compared with experimental data in order to choose the most accurate  $k_{\text{in}}$  and  $k_{\text{out}}$  parameters. Table II shows some of the studied cases that led to choosing  $k_{\text{in}}=0.1$ ,  $k_{\text{out}}=0.2$ , and  $\alpha_e=1.2$ . Because of the separation between ionization and acceleration regions in the channel, the choice of a single coefficient ( $k_{\text{in}}$ ) to describe both regions at the same time may be questioned. The magnetic field in both regions is not the same, and this can change the electron anomalous mobility. To guarantee our conclusions, we carried out some simulations with different  $k_{\text{in}}$  coefficients and

TABLE II. Comparison between experimental (Refs. 24 and 25, personal communication with M. Capacci) (exp) and simulation (mod) data in different double-stage configurations.  $V_a$  is the potential difference between the IE and the cathode and  $V_i$  between the anode and the IE.  $\epsilon$  is the variation between experiment and simulation.  $k_{\text{in}}=0.1$  and  $k_{\text{out}}=0.2$ .  $\eta_d$  is the discharge efficiency.

Flow rate $\text{mg s}^{-1}$	$V_a$ V	$V_i$ V	$I_d$ A		$\epsilon$ %	$T$ mN		$\epsilon$ %	Isp		$\eta_d$		$\epsilon$ %	
			exp	mod		exp	mod		exp	mod	exp	mod		
10	350	50	9	8.8	2%	195	192	2%	1910	1880	1%	0.51	0.5	1%
10	250	50	9	7.9	12%	170	152	11%	1670	1490	11%	0.51	0.47	9%
7	350	50	6.1	5.8	5%	127	128	1%	1750	1770	1%	0.45	0.48	7%
4	350	50	3.3	2.87	13%	73	61	16%	1690	1570	7%	0.46	0.37	20%

TABLE III. Simulation results for different mobility coefficients for  $\dot{m}=10 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=50 \text{ V}$ , and  $V_a=350 \text{ V}$ .  $I_{IE}$  is the collected current by the intermediate electrode. If  $I_{IE}<0$ , the electrode is emissive.

$k_{in}^1$	$k_{in}^2$	$k_{out}$	$I_d(\text{A})$	$I_{IE}(\text{A})$	$T \text{ (mN)}$	$I_{sp} \text{ (s)}$
0.1	0.5	0.2	10.2	4.1	191	1940
0.5	0.1	0.2	9.5	-0.23	204	2080
0.5	0.05	0.2	8.5	-0.85	192	1960
0.15	0.1	0.2	8.7	2.2	196	1990
	0.05	0.2	7.5	1.5	183	1820
	0.1	0.2	8.8	2.3	192	1880
	0.2	0.2	9.9	2.7	202	2050
	0.5	0.2	11.4	1.1	208	2110

with two different mobility coefficients, one for the ionization region ( $k_{in}^1$ ) and one for the acceleration region ( $k_{in}^2$ ). Simulation results are shown in Table III. The influence on the IE behavior will be discussed later. Obviously, current, thrust, efficiencies, and  $I_{sp}$  depend on these coefficients. We chose deliberately disparate values of  $k_{in}^1$  and  $k_{in}^2$  to study the influence of both on the plasma physics in each region. But it is unlikely to have such a great difference in anomalous conductivity between both regions. When  $k_{in}^1$  and  $k_{in}^2$  are close, results are similar to those obtained with a single mean coefficient for the whole channel. The difference in results does not justify the complication of two different coefficients in the channel. Moreover, introducing a new coefficient makes it more complicated to find the suitable coefficient combination to fit with experimental results. Therefore, we will use a single coefficient to describe the discharge channel area.

In the DSHET configuration, the magnetic field is double-peaked. The peaks are determined by the coil currents. They can be changed to evaluate the influence of the magnetic field distribution on the thruster behavior. The simulation results presented here were obtained with a same magnetic field configuration corresponding to Fig. 2.

The simulated cases can be separated into two groups. The first group includes all high  $I_{sp}$  configurations (high discharge voltage) and the second one high thrust configurations (high mass flow rate). We present in this section the plasma properties as predicted by the model in a typical case, for the following conditions:  $\dot{m}=10 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=100 \text{ V}$ , and  $V_a=500 \text{ V}$ , where  $V_i$  is the potential difference between the anode and the IE, and  $V_a$  between the IE and the cathode.

Figures 4(a) and 4(d) show the plasma density and the ionization source term, respectively. The ionization region appears on the plot of the source term (ionization rate),  $S=N_a n k_i(\varepsilon)$ , where  $N_a$  is the atom density,  $n$  is the plasma density, and  $k_i$  is the ionization coefficient, which depends on the electron energy  $\varepsilon$ . Because the magnetic field is large and maximum at the anode, the axial electric field is also large in this region (reduced electron conductivity). Therefore, the electron energy [Fig. 4(b)] and ionization source term are large at the anode, which leads to a maximum in plasma density.

The validity of the numerical model predictions for a large magnetic field next to the anode is questionable because the results are sensitive to the boundary condition that

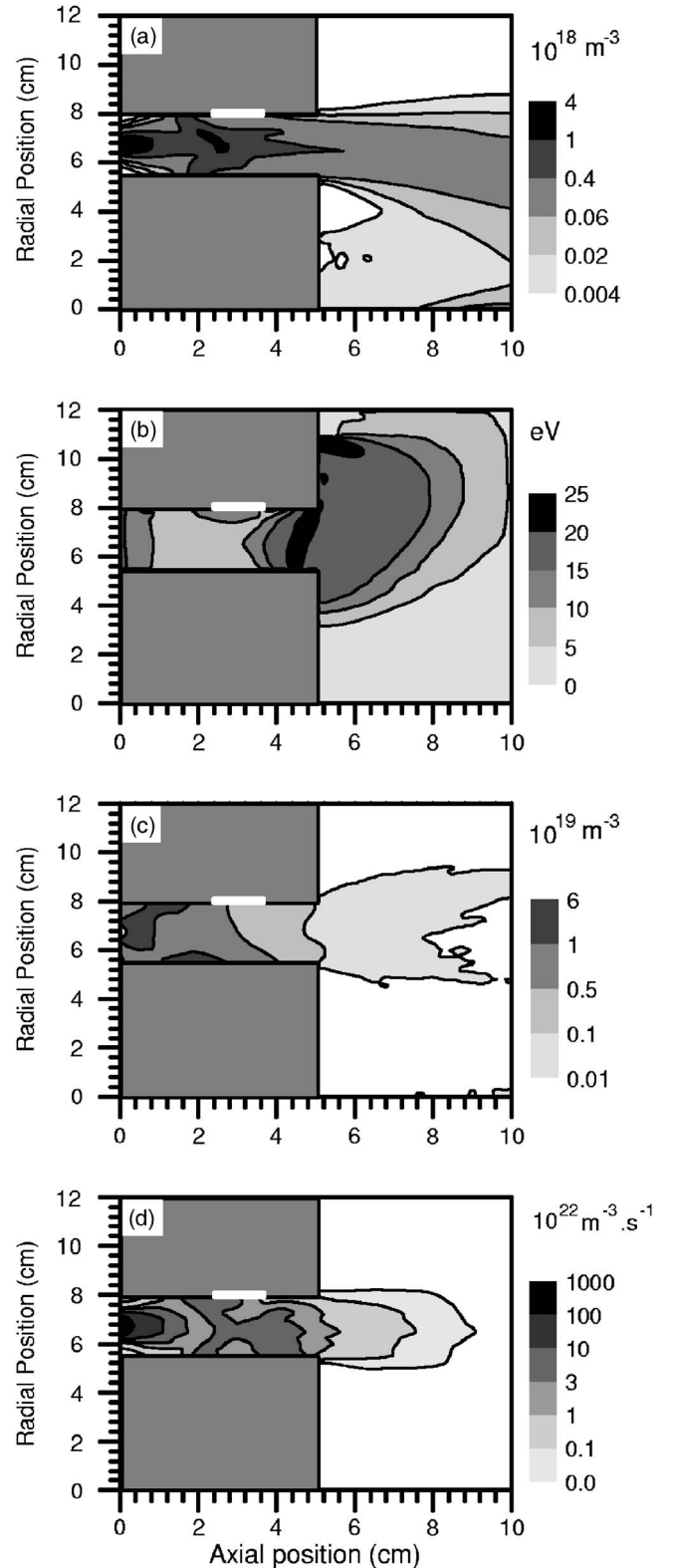


FIG. 4. 2D plasma characteristics for  $\dot{m}=10 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=100 \text{ V}$  and  $V_a=500 \text{ V}$ ; (a) plasma density ( $\times 10^{18} \text{ log scale m}^{-3}$ ); (b) electron energy (eV); (c) atom density ( $\times 10^{19} \text{ log scale m}^{-3}$ ); and (d) ionization source term ( $\times 10^{22} \text{ log scale m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ). The white box represents the IE.

is used at the anode in the electron energy equation. Nevertheless, the large magnetic field in that region certainly leads to an increase of the axial electric field and the electron energy. Combined with the relatively high atom density in the

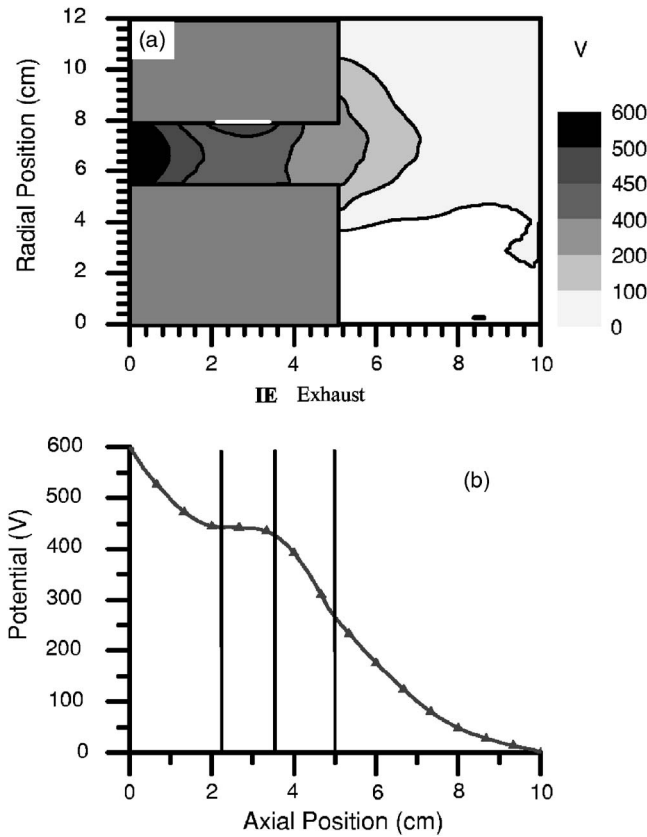


FIG. 5. Potential distribution for  $\dot{m}=10 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=100 \text{ V}$  and  $V_a=500 \text{ V}$ . (a) 2D potential distribution (V); (b) potential along the channel axis for the middle radius.

anode region where atoms are injected, this will lead to an increase of the ionization and plasma density in that region. Large ionization this deep in the channel (so close to the anode) can lead to wall erosion. The large ionization and plasma density next to the anode and gas injection can also lead to anode heating and discharge instabilities.

As the plasma density peak next to the anode reveals in Fig. 4(a), the atoms are ionized as soon as they are injected. The source term decreases very quickly along the channel axis. However, the plasma density is still large downstream from the anode region. There are two reasons for this. The first one is wall recombination: some of the ions created at the anode recombine at the walls in the vicinity of the anode. The resulting atoms can be ionized by energetic electrons. This phenomenon explains the high plasma density near the walls at approximately  $x=1.5 \text{ cm}$ . The atom density shown in Fig. 4(c) provides evidence of this phenomenon. We clearly see two regions near the external and internal walls where the atom density increases, as if atoms were injected at that location. The incident ion current on both walls at the same location evidences wall recombination. Wall recombination is a loss of energy and therefore a negative point for the thruster. The second reason for the still large plasma density downstream from the ionization region near the anode is the existence of a low electric field in the channel in the area of zero magnetic field around the intermediate electrode. This is shown below.

The potential distribution (Fig. 5) for the same case as

TABLE IV. Calculated current collected by the intermediate electrode for different operating points of the DSHET.

CASE	$\dot{m}(\text{mg s}^{-1})$	$V_i(\text{V})$	$V_a(\text{V})$	$I_{IE}(\text{A})$
1	10	30	500	2.92
2	10	100	500	2.26
3	10	30	700	3.23
4	18	30	375	4.73
5	18	50	375	3.99
6	18	100	375	2.95

Fig. 4, is as expected: (i) A potential drop between the anode and the IE abscissa, associated with the electric field induced by the large magnetic field in that region, (ii) a low electric field region in the zero magnetic field region around the IE, and (iii) a second potential drop corresponding to the usual acceleration zone. The electric field and potential determines to a large extent the thruster's behavior. Consequently, the choice of the anode and IE applied potentials, which fix the ionization and acceleration potentials, will have a major influence on the plasma density and the ion beam characteristics. We also notice that the potential around the IE is significantly below the IE potential (i.e., plasma potential is around 450 V while IE potential is set to 500 V).

The electron mean energy distribution of Fig. 4(b) is consistent with the potential distribution of Fig. 5. There is a large maximum of the electron energy (25 eV) in the acceleration region, associated with the large potential drop distributed between the cathode and the IE region. The electron energy then decreases in the IE region because of the low electric field there, and increases again radially and axially.

### C. Role of the intermediate electrode

The intermediate electrode plays a major role in the thruster behavior. This electrode is the basis of this double-stage thruster concept. It fixes the plasma potential in its vicinity and controls the current. Its position can change significantly the thruster performance (and must be consistent with the magnetic field distribution).

Table IV shows the current received by the external wall in all of the double-stage configuration cases. The model predictions indicate that the IE never acts as an emissive electrode in the simulated cases, and acts as an anode rather than a cathode. The IE collects an electron current between 2A and 4A in the conditions of the simulations. Figure 6 shows the current distribution along the external wall, including the current collected by the IE, for two cases noted DS1 ( $\dot{m}=10 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=100 \text{ V}$ , and  $V_a=500 \text{ V}$ ) and DS2 ( $\dot{m}=16 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=50 \text{ V}$ , and  $V_a=375 \text{ V}$ ). This means that the electrode current supplied by the cathode is sufficient to maintain quasineutrality in the channel.

Note that the model is based on the assumption of quasineutrality and therefore cannot describe the sheaths next to the wall or to the electrodes. Nevertheless, the fact that the calculated potential increases from the plasma around it to the IE indicated that this electrode cannot act as a cathode under these conditions. We were able to find con-

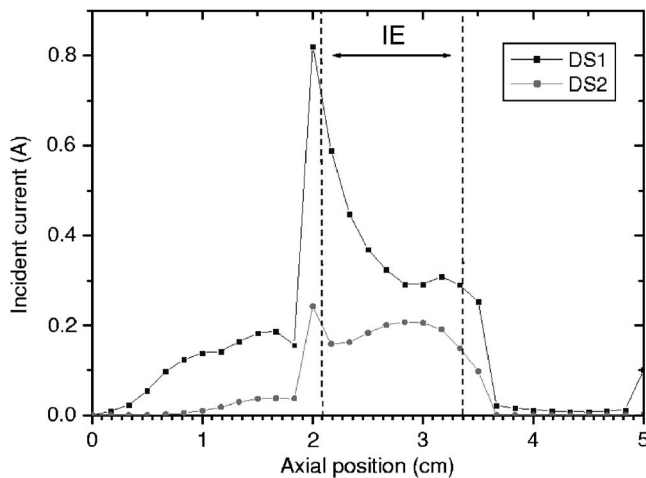


FIG. 6. Incident current on the external wall along the channel axis for two cases: DS1 ( $\dot{m}=10 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=100 \text{ V}$ , and  $V_a=500 \text{ V}$ ) and DS2 ( $\dot{m}=16 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=50 \text{ V}$ , and  $V_a=375 \text{ V}$ ).

ditions where the IE would act as an emissive electrode, i.e., where the model predicted a current from the electrode, but these conditions corresponded to a very large applied potential between the IE and the anode ( $V_i > 300 \text{ V}$ ), which was not consistent with the expected regime of operation of the thrusters.

Figure 7 can help understand the plasma properties and current distribution in the region around the IE. This figure shows the electron flux in the discharge chamber and the magnetic field lines. The current direction is indicated by the arrows and its intensity by a gray color scale (darker arrows correspond to larger current densities). We see that some of the electrons coming from the acceleration region on the right of the plot are collected by the intermediate electrode. We also note an increase of the electron current between the IE and the anode, due to ionization in that region. The flux is maximum in the zero magnetic field area (where the electron

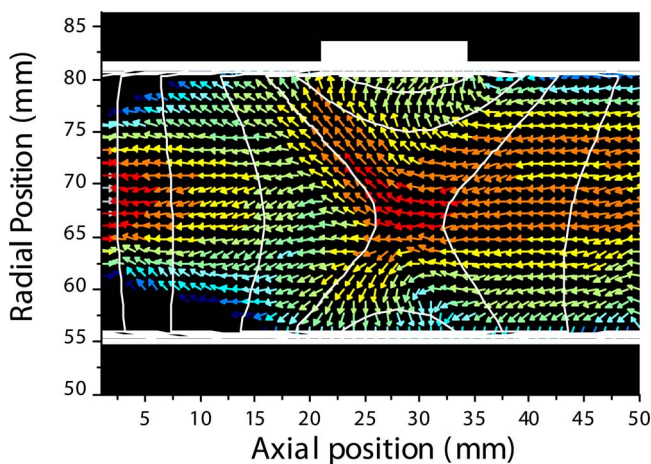


FIG. 7. (Color online) Electron flow in the discharge channel for a double-stage configuration. ( $\dot{m}=10 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=100 \text{ V}$ , and  $V_a=500 \text{ V}$ ). The white lines show some magnetic field lines. The white box on the external wall represents the IE. The intensity of the flux is indicated by the color of the arrows [darker (red) arrows correspond to a larger flux; maximum value  $10^{22} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ].

mobility is maximum) and near the anode. Near the IE, the electrons clearly follow the magnetic field lines; this explains why we found a current peak on the left of the IE in Fig. 6.

We may wonder if the intermediate electrode behavior changes when different electron mobility coefficients are used. Table III provides an answer to this question. Several simulations have been carried out with different electron mobility coefficients. With a single coefficient for the whole discharge channel, the IE is never emissive. It can become emissive in some cases in which the anomalous mobility in the ionization region is higher than in the acceleration region ( $k_{in}^1 > k_{in}^2$ ). The variation margin between  $k_{in}^1$  and  $k_{in}^2$  is voluntarily exaggerated. Indeed, the maximum chosen ratio between  $k_{in}^1$  and  $k_{in}^2$  is 10. The IE can only become emissive with an anomalous mobility coefficient at least five times greater in the ionization region than in the acceleration region, whereas the magnetic field maximum ratio between both regions is about 1.33. It seems unlikely to have such a difference in electron mobility between both regions. Different electron mobility coefficients within a physically coherent margin change the collected current, but never lead to an emissive electrode.

#### D. Effectiveness of the separation of ionization and acceleration in the DSHET

Another major issue is the separation of ionization and acceleration regions. Ideally, a DSHET should enable a separate control of these regions and therefore lead to a more peaked (“monoenergetic”) ion distribution. This supposes that the ions entering the acceleration zone have all the same energy and go through the same potential drop when accelerated. However, this ideal situation is difficult to obtain for several reasons. For example, recombination of ions on the wall surface, which is important on the wall opposite to the IE [see Fig. 4(b)], is a source of atoms that can be ionized again. The resulting ion will experience a smaller potential drop than ions generated next to the anode. Figure 8 shows the energy flux distribution of the ions exiting the simulation domain and illustrates this point. We can observe on this figure a spreading of the ion distribution, but the high-energy peak is clearly apparent. In case DS1 [Fig. 8(a)], we have a clear peak around the mean energy (522 eV), and some lower-energy ions between 200 and 300 eV. The DS2 distribution [Fig. 8(b)] is a little more extended, with a higher density of low-energy ions. Nevertheless, we still have a major concentration around the mean energy (about 355 eV). In both cases, the mean energy is slightly lower than the total discharge voltage. This mean energy corresponds approximately to the potential drop between the ionization zone and the cathode. Both cases show ions with energy higher than the total voltage drop between cathode and anode. These ions are due to high-frequency oscillations, corresponding to spatial oscillations of the acceleration region.<sup>20</sup>

To summarize this section, we can say that the atoms are not all ionized in the ionization region, as should be the case for a perfect DSHET. Some atoms are ionized in the acceleration region either because they have survived the ionization region or because they have been generated downstream



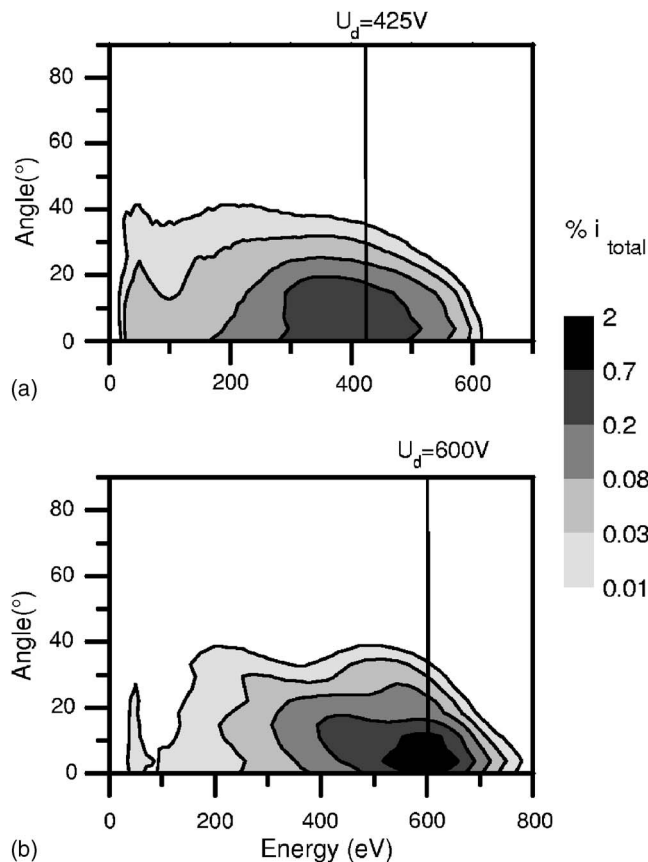


FIG. 8. Angular ion energy flux distributions in (a) case DS1 ( $\dot{m}=10 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=100 \text{ V}$ , and  $V_a=500 \text{ V}$ ) and (b) case DS2 ( $\dot{m}=18 \text{ mg s}^{-1}$ ,  $V_i=50 \text{ V}$ , and  $V_a=375 \text{ V}$ ); numeric values represent a percentage of the total ion current leaving the simulation domain (log scale). The mean energies are 355 and 522 eV for DS2 and DS1, respectively.

by ion recombination at the walls. Nevertheless, the spreading of the ion in energy is relatively limited and the ion energy distribution presents a marked peak at an energy close to the applied voltage.

## V. CONCLUSION

The AASI DSHET operations have been simulated with the hybrid model developed in the frame of the CNRS/CNES/SCNEMA Research Group on Space Propulsion. The magnetic field calculations show that the four-coil configuration of the thruster provides some flexibility to control the magnetic field distribution, and allows single-stage or double-stage operations.

In single-stage operating modes, the model can reproduce the main measured characteristics of the thrusters provided that anomalous transport coefficients are adjusted. In double-stage operations, the performances predicted by the model are similar to the measured ones in high-power configurations but are smaller in low-power configurations.

A closer look at the 2D discharge features showed that the thruster's theoretical concept, in the investigated geometry, is partially verified and margins for improvement still exist. For instance, the ionization region and the acceleration region are indeed partially separated, i.e., can be controlled separately, but ion recombination at the walls prevents a

complete separation. The purpose was to obtain an ion source entirely located in a single ionization region, these ions then being accelerated in a completely decoupled acceleration region. Ion energy distributions show that this purpose is partially achieved.

Another important concern is the high plasma density and electron temperature near the anode in double-stage operation. This could lead to anode heating or spot formation on the anode, and special care should be taken for the anode and gas injection design. A solution could be to translate the ionization magnetic field peak toward the center of the channel. This way, the ionization region would not be so close to the anode.

A last major issue is the role of the intermediate electrode. In the simulated cases, the electrode was not emissive. It is not clear whether this thruster's design really needs an emissive electrode. The simulations tend to indicate that the thruster does not really need an emissive intermediate electrode to operate in this configuration.

## ACKNOWLEDGMENTS

This DSHET concept has been developed by Alcatel Alenia Space Italia (AASI) and ALTA S.p.A (as the main subcontractor) under ESA/ESTEC Contract No. 16724/02/NL/CP. The authors would like to thank M. Capacci (Florence Plant) for helpful discussions and M. Gengembre from ESA. The model development has been performed in the frame of the Groupement De Recherche CNRS/CNES/SNECMA/Universit es No. 2759, "Propulsion Spatiale   Plasma." J. Perez-Luna benefits from a CNES/SNECMA Ph.D. fellowship.

- <sup>1</sup>V. V. Zhurin, H. R. Kaufman, and R. S. Robinson, *Plasma Sources Sci. Technol.* **8**, R1 (1999).
- <sup>2</sup>S. R. Oleson, in *Proceedings of the 25th International Electric Propulsion Conference*, Cleveland, OH (Electric Rocket Propulsion Society, Cleveland, 1997), IEPC-97-148.
- <sup>3</sup>C. R. Koppel, F. Marchandise, M. Prioul, D. Estublier, and F. Darnon, in *Proceedings of the 41st AIAA Joint Propulsion Conference*, Tucson (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, 2005), AIAA-05-3671.
- <sup>4</sup>S. D. Grishin, V. S. Erofeev, A. V. Zharinov, V. P. Naumkin, and I. N. Safronov, *J. Appl. Math.* **19**, 28 (1978).
- <sup>5</sup>S. Tverkhokhlevov, A. Semenkin, and J. Polk, in *Proceedings of the 40th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, 2002), AIAA-2002-0348.
- <sup>6</sup>S. O. Tverdokhlevov, in *Proceedings of the 23rd International Electric Propulsion Conference*, Seattle, WA (Electric Rocket Propulsion Society, Cleveland, 1993), IEPC-93-232.
- <sup>7</sup>D. T. Jacobson, R. S. Jankovsky, V. K. Rawlin, and D. H. Manzella, in *Proceedings of the 37th AIAA Joint Propulsion Conference*, Salt Lake City, UT (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, 2001), AIAA-2001-3777.
- <sup>8</sup>B. Pote and R. Tedrake, in *Proceedings of the 27th International Electric Propulsion Conference*, Pasadena, CA (Electric Rocket Propulsion Society, Cleveland, 2001), IEPC-01-35.
- <sup>9</sup>D. H. Manzella, D. T. Jacobson, and R. S. Jankovsky, in *Proceedings of the 37th AIAA Joint Propulsion Conference*, Salt Lake City, UT (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, 2001), AIAA-2001-3774.
- <sup>10</sup>R. R. Hofer, R. S. Jankovsky, and A. D. Gallimore, *J. Propul. Power* **22**, 721 (2006).
- <sup>11</sup>R. R. Hofer and A. D. Gallimore, *J. Propul. Power* **22**, 732 (2006).
- <sup>12</sup>M. Prioul, P. Dumazert, A. I. Bugrova, A. I. Morozov, V. K. Harchevnikov, A. V. Desyatskov, M. V. Kozintceva, V. V. Savelev, L. Jolivet, E.

- Gengembre, E. Chesta, J. P. Boeuf, C. Boniface, R. Rigollet, M. Saverdi, F. Castro, and H. Simpson, in *Proceedings of the 4th International Spacecraft Propulsion Conference*, Chia Laguna (Cagliari), Sardinia, Italy, edited by A. Wilson, published on CDROM, p. 33.1, 2004, ESA SP-555.
- <sup>13</sup>R. R. Hofer, P. Y. Peterson, A. D. Gallimore, and R. S. Jankovsky, in *Proceedings of the 27th International Electric Propulsion Conference*, Pasadena, CA (Electric Rocket Propulsion Society, Cleveland, 2001), IEPC-01-36.
- <sup>14</sup>E. Ahedo and F. I. Parra, *J. Appl. Phys.* **98**, 023303 (2005).
- <sup>15</sup>M. Cappaci, G. Matticari, G. E. Noci, P. Siciliano, M. Berti, L. Biagoni, U. Cesari, E. Gengembre, and E. Chesta, *Proceedings of the 40th AIAA Joint Propulsion Conference*, Fort Lauderdale, FL (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, 2004), AIAA-2004-3771.
- <sup>16</sup>G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. P. Boeuf, *J. Appl. Phys.* **91**, 5592 (2002).
- <sup>17</sup>G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. P. Boeuf, *J. Appl. Phys.* **93**, 67 (2003).
- <sup>18</sup>G. J. M. Hagelaar, *Plasma Sources Sci. Technol.* **16**, S57 (2007).
- <sup>19</sup>A. I. Morozov, Y. V. Esinchuk, G. N. Tilinin, A. V. Trofimov, Y. A. Sharov, and G. Y. Shchepkin, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **17**, 38 (1972).
- <sup>20</sup>J. Bareilles, G. J. M. Hagelaar, L. Garrigues, C. Boniface, J. P. Boeuf, and N. Gascon, *Phys. Plasmas* **11**, 3035 (2004).
- <sup>21</sup>S. Barral, K. Makowski, Z. Peradynski, N. Gascon, and M. Dudeck, *Phys. Plasmas* **10**, 4137 (2003).
- <sup>22</sup>C. Boniface, L. Garrigues, G. J. M. Hagelaar, J. P. Boeuf, D. Gawron, and S. Mazouffre, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 161503 (2006).
- <sup>23</sup>L. Garrigues, G. J. M. Hagelaar, C. Boniface, and J. P. Boeuf, *J. Appl. Phys.* **100**, 123301 (2006).
- <sup>24</sup>P. Rossetti, U. Cesari, M. Saverdi, M. Capacci, P. Siciliano, G. Noci, and E. Gengembre, in *Proceedings of the 41st AIAA Joint Propulsion Conference*, Tucson (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, 2005), AIAA-2005-3879.
- <sup>25</sup>P. Rossetti, M. Capacci, and G. Noci, in *Proceedings of the 42nd AIAA Joint Propulsion Conference*, Sacramento, CA (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, 2005), AIAA-2006-4998.
- <sup>26</sup>J. M. Fife, "Hybrid PIC modelling and electrostatic probe survey of Hall thrusters," Ph.D. thesis, MIT (1998).

# Expanding sheath in a bounded plasma in the context of the post-arc phase of a vacuum arc

P Sarrailh<sup>1,2</sup>, L Garrigues<sup>1</sup>, G J M Hagelaar<sup>1</sup>, G Sandolache<sup>2</sup>, S Rowe<sup>2</sup>, B Jusselin<sup>2</sup> and J P Boeuf<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire PLAsma et Conversion de l'Energie (LAPLACE), UMR5213, Université Paul Sabatier, bât. 3R2, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse cedex 4, France

<sup>2</sup> Schneider Electric Centre de Recherche, 38 TEC, 38050 Grenoble Cedex 09, France

Received 19 September 2007, in final form 30 October 2007

Published 17 December 2007

Online at [stacks.iop.org/JPhysD/41/015203](http://stacks.iop.org/JPhysD/41/015203)

## Abstract

A numerical model of sheath expansion and plasma decay in a bounded plasma subjected to a linearly increasing voltage has been developed. Numerical results obtained with a hybrid-MB model (Maxwell–Boltzmann electrons, particle ions and Poisson's equations) are compared with analytical theory and results from particle-in-cell (PIC) simulations. The hybrid-MB model is similar to models used for plasma immersion ion implantation except that plasma decay due to particle losses to the electrodes is taken into account. The comparisons with more accurate and much more time consuming PIC models show that the hybrid-MB model provides a very satisfactory description of the sheath expansion and plasma decay even for conditions where the grid spacing is much larger than the Debye length. The model is used for high plasma density conditions, corresponding to the post-arc phase of a vacuum arc circuit breaker where a vacuum gap is subject to a transient recovery voltage (TRV) after it has ceased to sustain a vacuum arc. The results show that the plasma sheath expansion is *subsonic* under these conditions, and that the plasma starts to decay exponentially after two rarefaction waves from the cathode and anode merge in the centre of the gap. A parametric study also shows the strong influence of the TRV rise rate and initial plasma density on the plasma decay time and on the ion current collected by each electrode. The effect of collisions between charged particles and metal atoms resulting for the electrode evaporation is also discussed.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

## 1. Introduction

The behaviour of a plasma subjected to a rapidly increasing high voltage has previously been studied in the context of various applications including plasma immersion ion implantation, isotope separation and vacuum circuit breakers (VCBs). When a high voltage is applied to an initially quasi-neutral plasma, a sheath develops in front of the cathode and expands in the plasma. The sheath expansion and plasma decay during the post-arc phase of a vacuum arc is presented in this paper.

VCB technology appeared in the 1960s and developed rapidly during the last forty years. The application of this technology is in the medium voltage electrical network (1–52 kV), as the only alternative to SF<sub>6</sub> circuit breaker. The VCB allows interrupting fault currents of a few tens of

kiloamperes. The voltage and current during the arc phase are sinusoidal (because of the network voltage). The post-arc phase begins when the arc current passes through zero. After the arcing phase due to the failure current, the VCB gap has to recover its insulating properties during a critical period, known as the post-arc phase. It is during this post-arc phase that the plasma must disappear from the electrode gap in order to ensure successful circuit breaking. At that time, a quasi-neutral plasma is present between the two electrodes. The plasma consists of electrons and copper ions resulting from the ionization of neutral copper atoms generated by electrode evaporation. At the time of zero current, the external circuit imposes a fast increasing voltage, called the transient recovery voltage (TRV), across the contacts of the VCB. The TRV leads to the formation of a cathode sheath that expands and expels the plasma from the gap.

This paper is a first step towards a better understanding of the post-arc phase and of the reasons for possible unsuccessful current interruption. In this first approach we focus on the dynamics of the space charge sheath associated with the recovery voltage applied to the gap, and on the plasma decay.

When the TRV is applied to the initially quasi-neutral plasma, a sheath develops in front of the cathode. This sheath extracts an ion current from the plasma to the cathode. The ion current in the sheath is space charge limited, i.e. the extracted ion current increases with increasing voltage  $V$  (as  $V^{3/2}$ ) and decreases with increasing sheath length  $s$  (as  $s^{-2}$ ). This is the Child–Langmuir law. In the ideal case of an infinite, collisionless plasma, the sheath expands till the Child–Langmuir current becomes equal to the Bohm ion current ( $en_s u_B$ , where  $e$  is the elementary charge,  $n_s$  the plasma density at the sheath edge and  $u_B$  is the sound velocity equal to the Bohm velocity). During the transient phase, the Child–Langmuir current in the sheath is equal to the ion Bohm current at the sheath edge plus the electron current ( $en_s ds/dt$ , where  $ds/dt$  is the sheath velocity) associated with the sheath motion.

Dynamic space charged sheaths in the context of breakdown in VCBs have been studied and modelled by various authors. A well known model is the continuous transition model (CTM) developed by Andrews and Varey [1] in the context of sheath growth in a low pressure mercury plasma. The CTM was first used in 1973 by Holmes and Yanabu [2] to describe the sheath expansion during the post-arc phase in a vacuum interrupter but the plasma was considered semi-infinite with a constant density and drift velocity at infinity. In 1980, Childs and Greenwood [3] proposed some improvements of the CTM with a numerical calculation of the sheath edge evolution using a fluid model for the plasma outside the sheath region. Results showed good agreement with experiments in the case of low plasma density. Numerous papers (see, e.g. [4–7]) have used the CTM to interpret experimental results. These papers show the importance of the description of the plasma density distribution along the gap and its evolution during the sheath growth. A realistic model of the transient sheath and plasma in a post-vacuum arc must take into account the decrease in plasma density due to charged particle collection by the electrodes. This was done in a non-self-consistent way in these publications, by fitting the plasma distribution to experimental results. This method is therefore not predictive and is limited to 1D geometry. The principle of the models used for circuit breakers is very similar to those used for ion implantation problems [8–10].

In the sheath and plasma evolution model presented here the plasma electrons are supposed to react instantaneously to the electric potential, and the plasma density is related to the potential by the Maxwell–Boltzmann (MB) law. In contrast to previous models, the reference density of the MB distribution is changed in time self-consistently to account for charged particle losses to the electrodes. Ion transport is described with a particle model. The self-consistent electric potential is solved from Poisson’s equation. This type of model is often referred to as hybrid-MB model [11]. The time step is the ion CFL (Courant–Friedrichs–Lewy condition  $\Delta t < \Delta x/v_{\max}$ , with  $\Delta t$  the time step,  $\Delta x$  the grid spacing and  $v_{\max}$  the

maximum velocity) time step. A more accurate (but more time consuming) particle-in-cell (PIC) model has also been developed to validate the hybrid-MB model.

This paper present results from the hybrid-MB model under large initial plasma density conditions typical of a vacuum arc, with emphasis on the effect of the finite dimension of the electrode gap (plasma density decay), accuracy of the physical approximation used (comparisons with PIC results) and on the effect of ion–neutral collisions in the sheath. The paper is organized in five sections as follows. Section 2 presents the hybrid-MB and PIC models. The results of the hybrid-MB are described in detail in section 3. Section 4 presents a comparison between hybrid-MB results and PIC results. The effect of collisions is described in section 5.

## 2. Principles of the hybrid-MB and PIC models

The principles of the hybrid-MB model and the PIC model are briefly described, respectively, in sections 2.1 and 2.2. The equations are written below for simplicity in a one-dimensional (1D) configuration and the results presented in the next sections are also one-dimensional, but the numerical model has been developed for a 2D cylindrical geometry.

### 2.1. The hybrid-MB model

In a hybrid-MB model, ions are described in continuum space in position and velocity, and at discrete time steps. The ion density  $n_i$  and the ion current density  $J_i$  are deduced from the ion distribution at each time step on a spatial grid as in a PIC simulation. Ion trajectories are integrated for a large number of positive ions ( $\text{Cu}^+$ ) using electric fields interpolated from the discrete grid to the continuous particle locations. Each particle is pushed at each time step, according to Newton’s law:

$$\ddot{x} = e \cdot E/m_i, \quad (1)$$

where  $e$  is the electric charge,  $m_i$  (63.5 amu) the copper ion mass and  $E$  is the electric field interpolated at the particle position.

Electrons are in equilibrium with the electric potential  $V$  and the electron density  $n_e$  is written as (MB relation)

$$n_e = n_{\text{ref}} \exp[eV/(k_B T_e)], \quad (2)$$

where  $k_B$  is the Boltzmann constant,  $T_e$  is the electron temperature and  $n_{\text{ref}}$  is the reference density, taken at the location where the potential is zero (at the anode). In the post-arc problem,  $n_{\text{ref}}$  decreases as the charges are collected by the electrodes. The  $n_{\text{ref}}$  variation is deduced from integration in space of the current conservation equation (see appendix A) [12]:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{1}{4} n_{\text{ref}} v_{\text{th}} \left[ \exp\left(\frac{eV_c}{k_B T_e}\right) + 1 \right] = 0, \quad (3)$$

where  $N_e$  is the total number of electrons per unit area  $N_e = n_{\text{ref}} \cdot p$  with  $p = \int_0^d \exp\left(\frac{eV}{k_B T_e}\right) dx$ ,  $v_{\text{th}}$  is the electron thermal velocity  $v_{\text{th}} = \sqrt{8k_B T_e/\pi m_e}$  and  $V_c$  is the electric potential at the cathode. Equation (3) provides a global

electron current conservation over space. The model does not allow the calculation of the local electron current density, but the global current conservation equation is sufficient to describe the plasma decay because of the assumption of a Boltzmann electron density distribution. Equation (3) assumes a Maxwellian distribution of the electron next to the electrodes, with the usual expression of the electron current density:  $J_{ec} = -(1/4)e v_{th} n_{ec}$  at the cathode, and  $J_{ea} = (1/4)e v_{th} n_{ea}$  at the anode,  $n_{ea} = n_{ref}$  being the electron density at the anode, and  $n_{ec} = n_{ref} \exp(eV_c/k_B T_e)$  the electron density at the cathode.

The electric potential is obtained by solving Poisson's equation:

$$\Delta V = -\frac{e}{\epsilon_0} [n_i - n_e], \quad (4)$$

where  $\epsilon_0$  is the vacuum permittivity. This equation is strongly non-linear because of the Maxwell–Boltzmann electron density (2), and must be linearized [12].

Most of the results presented in this paper have been obtained for a constant electron temperature  $T_e$ . However, the tail of the electron distribution is depleted due to the loss of electrons with energy larger than the anode potential drop, and the electron mean energy therefore decreases in time. In some of the results presented below, and for comparisons with more accurate PIC results, an electron energy equation has been included in order to take these effects into account. This equation, obtained by integrating the electron energy equation in space between anode and cathode (see [appendix A](#)), is (neglecting collisions):

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{2}{3} \int_0^d \frac{eV}{N_e k_B} \frac{\partial n_e}{\partial t} dx + \frac{1}{6} \frac{v_{th} T_e}{p} \left\{ \left[ \left( \frac{eV_c}{k_B T_e} - 1 \right) \exp \left( \frac{eV_c}{k_B T_e} \right) \right] - 1 \right\}. \quad (5)$$

The effect of the variation of the global electron temperature  $T_e$  on the hybrid model results is examined in section 4.

## 2.2. The PIC model

In the PIC model, electrons as well as ions in the hybrid model are treated with a particle description. Newton's law is integrated for each simulated particle using electric fields interpolated to the particle's instantaneous location:

$$\ddot{x} = \frac{q}{m_s} E, \quad (6)$$

where  $q = -e$  and  $m_s = m_e$  for the electrons, and  $q = e$  and  $m_s = m_i$  for the ions.

The self-consistent electric field is calculated from Poisson's equation (4). A review of the standard PIC techniques, used in this work, can be found in [13].

The influence of the electron–neutral elastic collisions on the sheath evolution will be considered in section 4 for a pressure of 2 Torr. Only elastic collisions are included here, with a null-collision technique [14].

## 3. Hybrid-MB model results of the sheath expansion and plasma decay

In this section, the hybrid-MB model described above is used to simulate the sheath expansion in a bounded plasma. The model is used to calculate the time evolution of the current and sheath length for different values of the initial plasma density  $n_0$  and of the increase rate  $\eta$  of the TRV. This calculation provides an estimation of the time needed for the expanding sheath to sweep the plasma across the gap, for different conditions. This rate is an important parameter to characterize the post-arc phase of a vacuum arc and to help quantify the risk of circuit breaker failure. In the first part of this section, the hybrid-MB model results are used to discuss the basic physics of the sheath expansion and plasma decay. In the second part, the hybrid-MB model results are compared with analytical results. In the third a more systematic parametric study is presented.

In all the results presented in this paper, the model is used in 1D conditions, with a gap length of 1 cm between the electrodes. The initial plasma density  $n_0$  is constant over the gap and the applied voltage (TRV) increases linearly with time with a given slope,  $\eta = dV/dt$ . The initial plasma density  $n_0$  and voltage increase rate  $\eta$  are varied in the range  $10^{18}$ – $10^{20} \text{ m}^{-3}$ , and  $0.1$ – $5 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$ , respectively. In this part, the electron temperature is fixed at  $T_e = 1 \text{ eV}$ , the initial temperature of ion is  $T_i = 1800 \text{ K}$  and the initial ion drift velocity is zero.

### 3.1. Basic physics and hybrid-MB model results of the sheath expansion and plasma decay

In this section, hybrid-MB model results for an initial plasma density  $n_0 = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , and for different voltage increase rates are presented.

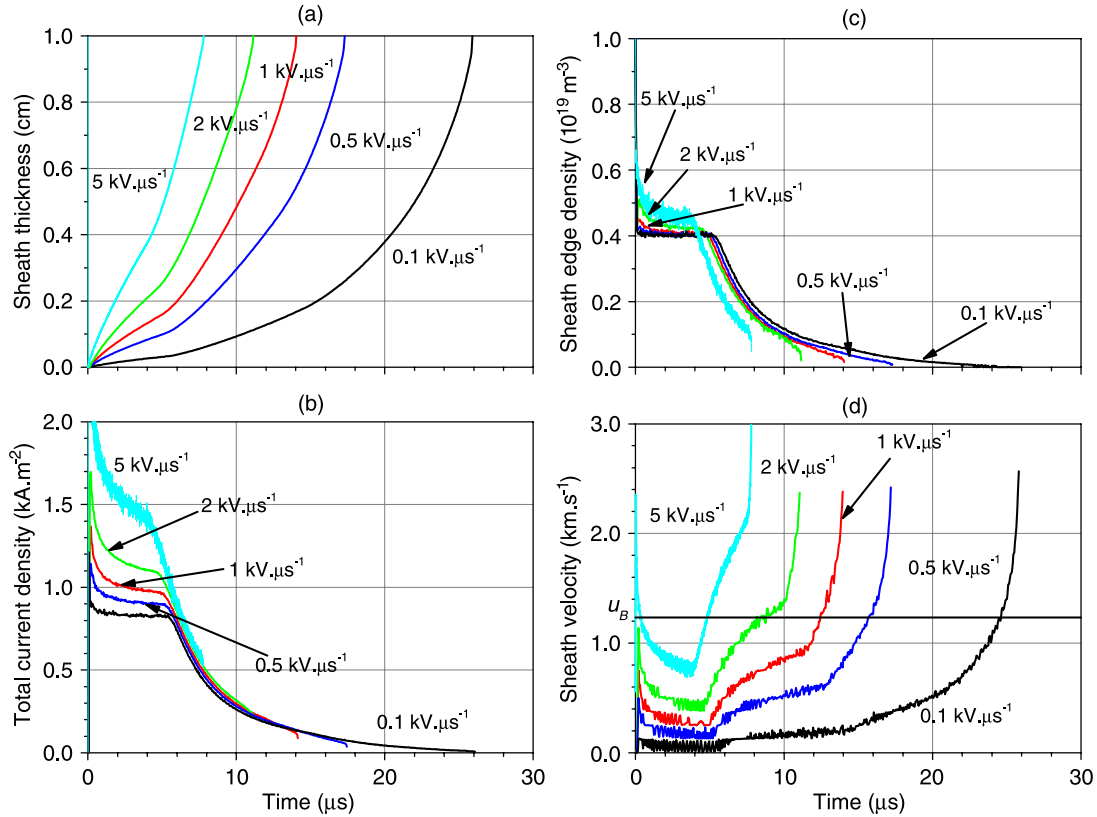
Figure 1 shows the time evolution of the sheath length, total current density, plasma density at the sheath edge and sheath velocity for four values of the voltage increase rate. A very distinctive feature of these results is the change in the time evolution of these parameters at a time around  $t = 5 \mu\text{s}$  (for all the considered values of  $\eta$ ). Before discussing this in detail, it is useful to recall the basic theory of sheath expansion (see, e.g., Lieberman [15]), which can describe very well the time evolution of the sheath and current before time  $t = 5 \mu\text{s}$ .

Let the plasma density at the sheath edge be  $n_s$ . For an applied voltage  $V(t)$ , the sheath length as a function of time,  $s(t)$ , can be expressed by the relation:

$$en_s \frac{ds(t)}{dt} + en_s u_B = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left[ \frac{2e}{m_i} \right]^{1/2} \frac{V(t)^{3/2}}{s(t)^2}, \quad (7)$$

where  $u_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}$  is the Bohm velocity.

This equation states that the total current at the sheath edge (electron current due to the sheath motion, plus Bohm ion current) is equal to the instantaneous Child–Langmuir current. Although this equation is based on simplifying assumptions [14], it provides a good description of the sheath expansion. The main limitation of equation (7) is that the plasma density at the sheath edge,  $n_s$ , is not known and a more complex



**Figure 1.** 1D hybrid-MB model results for an electrode gap  $d = 1$  cm, a uniform plasma density  $n_0 = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , a constant electron temperature  $T_e = 1$  eV and different increase rates  $\eta$  of the applied voltage; (a) sheath thickness, (b) total current, (c) sheath edge plasma density, (d) sheath velocity.

theory must be used to obtain the time variations of  $n_s$ . This is discussed further in this section.

From equation (7), it appears that, in the case of a constant applied voltage, the sheath length would increase until the Child–Langmuir current becomes equal to the Bohm current, and this would be the steady state solution ( $ds/dt = 0$ ). For a constant voltage increase rate  $\eta = dV/dt$ , equation (7) has an asymptotic solution where the  $ds/dt$  term becomes negligible with respect to the Bohm term and the sheath length increases in time as  $V^{3/4}$ . This asymptotic solution therefore corresponds to equality between Bohm current and Child–Langmuir current at any time.

Before  $t \sim 5 \mu\text{s}$ , in the numerical results of figure 1, the current evolves towards this asymptotic solution on different time scales depending on  $\eta$ . In our problem, we assume an electron temperature  $T_e = 1$  eV and the positive ions are supposed to be  $\text{Cu}^+$  ions (ionization of copper atoms resulting from the cathode evaporation), with a mass  $m_i = 1.025 \times 10^{-25}$  kg. In these conditions, the Bohm velocity  $u_B$  is equal to  $1234 \text{ m s}^{-1}$ . The Bohm current is equal to  $790 \text{ Am}^{-2}$  for the conditions of figure 1, and is deduced from  $u_B = 1234 \text{ m s}^{-1}$ , and  $n_s = 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , given by the plateau of figure 1(c). As can be seen in figure 1(b), the current quickly reaches the Bohm current for  $\eta = 0.1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$ . For larger voltage increase rates  $\eta$ , the discharge current decreases after the peak and tends to reach the Bohm current but on a time scale larger than  $5 \mu\text{s}$ . In figure 1(d)  $ds/dt$  decreases before  $t \sim 5 \mu\text{s}$ , and  $ds/dt$  is small with respect to  $u_B$  during the period  $[0, 5 \mu\text{s}]$  for the case

$\eta = 0.1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$  but not for  $\eta = 2$  or  $5 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$ .

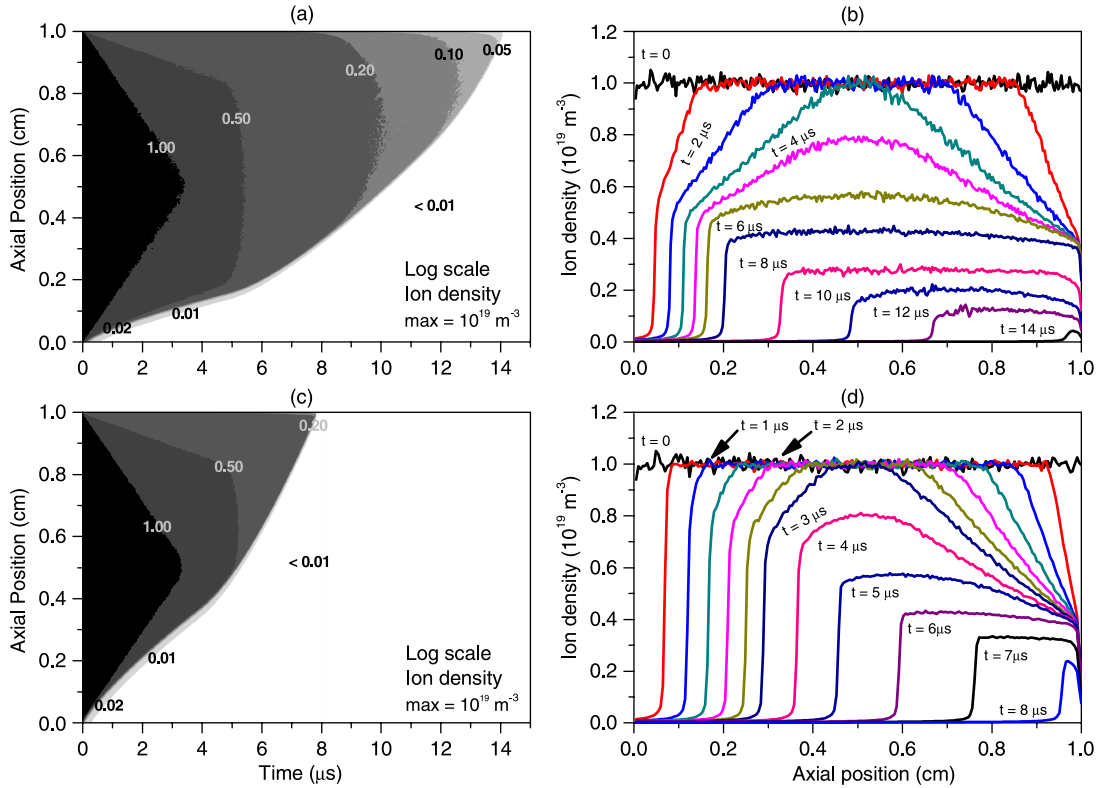
The time evolution of the plasma density at the sheath edge,  $n_s$ , is shown in figure 1(c). The density quickly reaches a plateau (independent of  $\eta$ ) and then decreases exponentially after  $t \sim 5 \mu\text{s}$ . This plateau corresponds to a value of the density close to  $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , i.e. to  $0.4 n_0$ . This value is significantly lower than the initial plasma density  $n_0$ , and is different from the classical sheath edge value  $n_0 \exp(-1/2) \approx 0.6 n_0$ . To understand this difference, let us now briefly recall the theory that allows a detailed description of the time variations of  $n_s$ .

One can distinguish two possible situations (*supersonic* and *subsonic* regimes) depending on the relative value of the sheath edge velocity and sound speed. Disturbances in a plasma propagate at a velocity equal to the sound speed (ion Bohm velocity). Therefore if the sheath edge velocity is larger than the Bohm velocity (*supersonic* situation,  $\dot{s} = ds/dt > u_B$ ), the plasma ahead of the sheath front is not perturbed.

The time evolution of the sheath edge in the *supersonic* situation can be obtained from the current equation in the plasma just ahead of the sheath edge [16]:

$$\epsilon_0 \frac{ds(t)}{dt} = \frac{4}{9} \left[ \frac{2e}{m_i} \right]^{1/2} \frac{V(t)^{3/2}}{s(t)^2}. \quad (8)$$

Equation (8) is written in the unperturbed plasma immediately ahead of the sheath edge, while equation (7) was



**Figure 2.** Ion density deduced from the hybrid-MB model in 1D conditions, for  $d = 1$  cm,  $n_0 = 10^{19}$  m $^{-3}$ ,  $T_e = 1$  eV, and (a) contour plot of  $\bar{n}_i(x, t)$  for  $\eta = 1$  kV  $\mu\text{s}^{-1}$ , (c) contour plot of  $\bar{n}_i(x, t)$  for  $\eta = 5$  kV  $\mu\text{s}^{-1}$ , (b) same result as (a) plotted in the form of density profiles at different times, (d) same as (c) in the form of density profiles.

written at the sheath edge (defined here as the point where the ion velocity is equal to the Bohm velocity). The left-hand sides of both equations are equal, because of ion flux continuity. This provides a relation between the plasma density at the sheath edge and the density of the unperturbed plasma:

$$\frac{n_s}{n_0} = \frac{\dot{s}}{\dot{s} + u_B}. \quad (9)$$

In the *supersonic* regime, the ions do not need to be accelerated to the Bohm velocity in the quasi-neutral plasma because the sheath expands faster than the acoustic speed and the Bohm criterion for the entry speed is therefore satisfied by stationary ions. The transition between the plasma, where the density is  $n_0$ , and the sheath edge, defined as the point where the sheath velocity is  $u_B$ , takes place over a thin Debye sheath. As pointed out by Murakami and Nishihara [17], the thin Debye sheath is, in these conditions, a kind of discontinuity playing a similar role as the transition layer of a shock wave. As the sheath advances into the plasma ( $s(t)$  increases), the sheath velocity, as seen in equation (8) eventually decreases to values below the Bohm velocity.

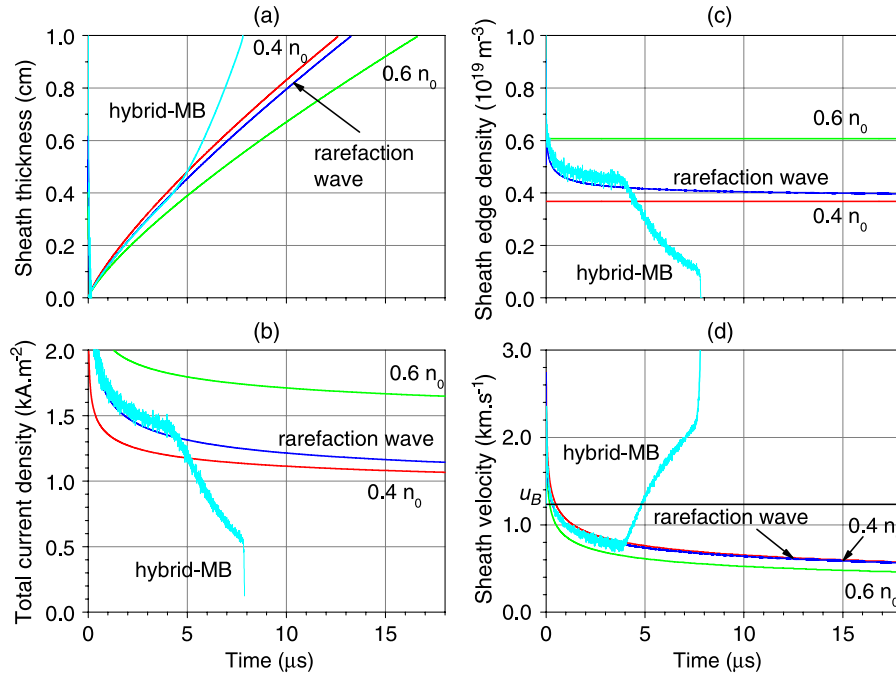
In the conditions of our calculation results reported in figure 1, the sheath edge velocity may be larger than the Bohm velocity only for a very short time at the beginning of the discharge (see figure 1(d)). In our conditions of relatively large values of the plasma density, the sheath edge velocity is most of the time smaller than the Bohm velocity.

When the sheath edge propagation is slower than the sound speed, i.e. lower than the Bohm velocity (*subsonic* situation,

$\dot{s} < u_B$ ) a rarefaction wave propagates in the plasma ahead of the sheath front, at the sound speed velocity. As soon as the sheath front velocity becomes lower than the Bohm velocity, a perturbation of the potential ahead of the sheath front must develop to increase the velocity of ions entering the sheath. The role of the rarefaction wave is therefore to establish a potential profile inside the plasma, ahead of the sheath edge, that accelerates the ions in order to satisfy the Bohm criterion. In other words the rarefaction wave is the precursor of the presheath that would eventually exist at steady state. The transition between sheath and plasma in the *subsonic* regime is not as sharp as in the *supersonic* case and takes place over the region of plasma rarefaction ahead of the sheath edge, which evolves into a presheath.

The development of the rarefaction wave in the *subsonic* regime can be described analytically by solving collisionless 1D continuity and momentum equations for ions (assuming zero ion temperature), together with the assumptions of quasi-neutrality and Boltzmann distribution of the plasma density. Allen and Andrews [18] have solved this set of equations and have shown that the ion acoustic rarefaction wave can be described by self-similar solutions. A complete discussion of the *supersonic* and *subsonic* regimes with detailed analytical solutions can be found in the paper by Murakami and Nishihara [17]. The analytical, self-similar solutions described [17] for the *subsonic* regime shows that  $n_s$  is related to  $n_0$  by

$$\frac{n_s}{n_0} = \exp(\xi - 1) \left( 1 - \frac{u_B \xi}{\dot{s} + u_B} \right)$$



**Figure 3.** Comparisons between hybrid-MB model results (with plasma decay) and analytical solutions (semi infinite plasma, no plasma decay) in the conditions of figure 1, for  $\eta = 1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$ ; (a) sheath thickness, (b) total current density, (c) sheath edge plasma density, (d) sheath velocity.

$$\text{with } \xi = \frac{s - s_b}{u_B(t - t_b)} \quad (\xi < 1), \quad (10)$$

where  $s_b$  is the sheath thickness at time  $t_b$  when the rarefaction wave is launched (beginning of the *subsonic* regime).

In the asymptotic limit,  $\xi \rightarrow 0$ , and we have

$$\frac{n_s}{n_0} = \exp(-1) \approx 0.37. \quad (11)$$

This value of  $n_s$  is close to the value obtained in the simulation (about  $0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , see the plateau of the density at the sheath edge for  $t < 5 \mu\text{s}$ , in figure 1(c)).

The theory above is valid for a semi-infinite plasma (sheath length always smaller than plasma dimension). In our problem the plasma is bounded and the number of particles in the plasma is finite. Therefore, after a long enough time, the plasma density must decrease because of the charged particles lost to the electrodes. The plasma decay is apparent in figure 1 after about  $5 \mu\text{s}$ , and is associated with an exponential decay of the sheath edge density (figure 1(c)), of the discharge current density (figure 1(b)), and an abrupt increase of the sheath expansion velocity (figure 1(d)). The time evolution of the plasma decay can be understood by looking at the details of the rarefaction wave development.

We see in figure 2 that in the case of this bounded plasma, two rarefaction waves are launched simultaneously, one ahead of the cathode sheath, and the other from the anode. The cathode is located at axial position zero in figure 2. These two rarefaction waves reach the mid-gap slightly before  $t = 5 \mu\text{s}$ . This explains the drastic change in the behaviour of the parameters represented in figure 1. Before the two rarefaction waves reach the mid-gap, the plasma density in the mid-gap is equal to the unperturbed plasma density  $n_0$  (initial plasma

density). As soon as the two rarefaction waves reach the mid-gap, the plasma density in the centre must decrease to provide the sheath currents, i.e. to satisfy current continuity. After  $t \sim 5 \mu\text{s}$ , the sheath length increases much faster because of the decaying plasma density (figures 1(a) and 1(d)), the discharge current decreases to zero for all values of  $\eta$  on a similar time scale (about  $10 \mu\text{s}$ ), and the sheath edge density decreases to zero on the same time scale. The increase in the sheath edge velocity due to the plasma decay can be understood by looking at the consequence of a decrease of  $n_s$  on the sheath velocity  $ds/dt$ , in equation (7). The time evolution of the ion density distribution in figure 2 is represented in the form of  $(x, t)$  contour plots as well as in the form of density profiles at different times, for two values of the voltage increase rate  $\eta = 1$  (figures 2(a) and 2(c)) and  $5 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$  (figures 2(b) and 2(d)). The cathode and anode rarefaction waves can be seen on this figure, as well as the cathode sheath expansion. We see that in the case of the largest voltage increase rate,  $\eta = 5 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$  (figures 2(b) and 2(d)), the sheath expansion is *supersonic* till  $t \sim 1 \mu\text{s}$ , and is *subsonic* after (formation of a rarefaction wave). The rarefaction waves on the cathode and anode sides develop in a very similar way. The two rarefaction waves reach the mid-gap around time  $t = d/2u_B \sim 3.7 \mu\text{s}$  ( $d$  is the gap length).

As seen in figure 2, the plasma density is maximum at the mid-gap. The electric potential distribution is therefore also maximum at the mid-gap (plasma density and potential are related to each other by the Boltzmann law). When the two rarefaction waves reach the mid-gap, the ion currents collected on the anode side and on the cathode side are expected to become equivalent. This aspect is discussed below in sections 4.3 and 5.



**Table 1.** Erosion time of the plasma (time needed for the cathode sheath to cross the gap) for the values of  $n_0$  and  $\eta$  considered in figure 4.

	$n_0 = 10^{18} \text{ m}^{-3}$	$n_0 = 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$n_0 = 10^{20} \text{ m}^{-3}$
$\eta = 2.0 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$	6.1 $\mu\text{s}$	11.1 $\mu\text{s}$	17.4 $\mu\text{s}$
$\eta = 1.0 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$	8.2 $\mu\text{s}$	14.0 $\mu\text{s}$	20.8 $\mu\text{s}$
$\eta = 0.5 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$	10.5 $\mu\text{s}$	17.1 $\mu\text{s}$	24.3 $\mu\text{s}$
$\eta = 0.1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$	17.1 $\mu\text{s}$	25.1 $\mu\text{s}$	33.2 $\mu\text{s}$

**Table 2.** Percentage of the ion current collected by the anode for different values of  $n_0$  and  $\eta$ .

	$n_0 = 10^{18} \text{ m}^{-3}$	$n_0 = 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$n_0 = 10^{20} \text{ m}^{-3}$
$\eta = 2.0 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$	30.8%	42.3%	47.2%
$\eta = 1.0 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$	36.9%	45.0%	48.2%
$\eta = 0.5 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$	41.7%	46.8%	48.9%
$\eta = 0.1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$	47.2%	48.9%	49.6%

### 3.2. Comparisons between hybrid-MB model and analytical results

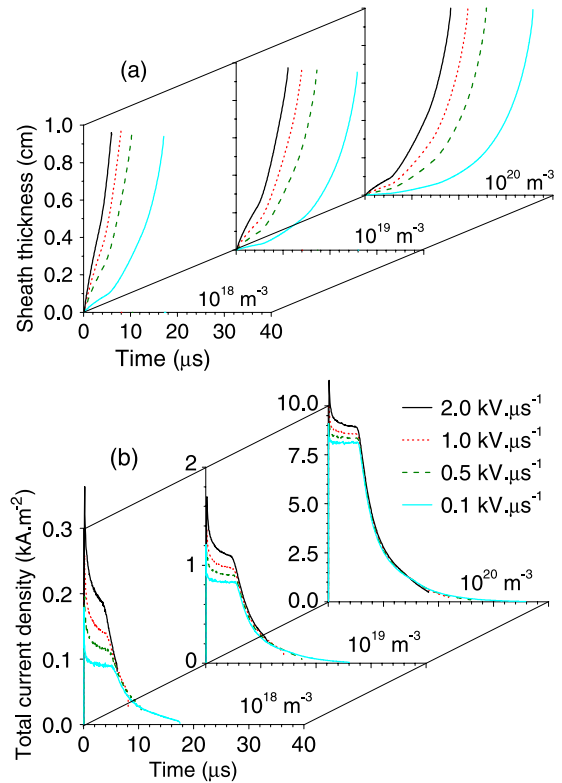
In this section we compare the hybrid-MB model results described in the previous section, with analytical results. Figure 3 shows a comparison between the hybrid-MB simulation for  $\eta = 1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$  and analytical solutions of equation (7). Only the case of a semi-infinite plasma is considered in the analytical model. Three different cases have been considered in the analytical solutions of equation (7):

- (a)  $n_s = 0.4n_0$  (constant in time);
- (b)  $n_s = 0.6n_0$  (constant in time);
- (c) time variations  $n_s$  taken from equations (9) and (10) (after  $t = 0$ , the sheath expansion is first in a *supersonic* regime for a very short time, and then in a *subsonic* regime).

As can be seen in figure 3, the hybrid-MB model results before  $t \sim 5 \mu\text{s}$  (i.e. before the rarefaction waves reach the mid-gap and the plasma starts to decay) are in good agreement with the analytical results of equation (7) with  $n_s$  deduced from equations (9) and (10) ('analytical rarefaction wave model'). The solution of equation (7) with  $n_s$  constant, equal to  $0.4 n_0$ , is much closer to the 'exact' (hybrid-MB model) solution than the solution with  $n_s = 0.6n_0$ , but underestimates the total current density by 10–20% before  $t \sim 5 \mu\text{s}$ . The sheath length variations predicted by the hybrid-MB model, by equation (7) with the analytical rarefaction wave model for  $n_s$ , and by equation (7) with  $n_s = 0.4n_0$ , are in close agreement before  $t \sim 5 \mu\text{s}$ .

### 3.3. Parametric study of the sheath expansion and plasma decay

Figure 4 shows the results obtained with the hybrid-MB model for different values of the initial plasma density  $n_0$  and increase rates  $\eta$  of the TRV. As expected, the time needed for the plasma to be swept across the gap increases when the initial plasma density increases and when  $\eta$  decreases. This time is indicated in table 1, for the different values of  $n_0$  and  $\eta$  considered in figure 4. We see in table 1 that the time taken by the sheath to cross the gap varies from about 6  $\mu\text{s}$ , for  $n_0 = 10^{18} \text{ m}^{-3}$



**Figure 4.** (a) Sheath evolution, and (b) total current deduced from the hybrid-MB model, for different slopes  $\eta$  of the TRV and for different values of the plasma density  $n_0$  (1 cm gap length).

and  $\eta = 2 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$ , to about 33  $\mu\text{s}$ , for  $n_0 = 10^{20} \text{ m}^{-3}$  and  $\eta = 0.1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$ .

As expected, the plateau in the total current density increases by about 2 orders of magnitudes when  $n_0$  varies from  $10^{18}$  to  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ . It appears in figure 4(b) that the current density for higher values of  $n_0$  is closer to the Bohm current density during the plateau (before the plasma starts to decay), even for large voltage increase rates. This is because the sheath expansion velocity is smaller for larger  $n_0$  (and small with respect to the Bohm velocity). Note finally that the current density decay after  $t \sim 5 \mu\text{s}$  (figure 4(b)), is very similar for all the values of  $n_0$  and  $\eta$ . This is because, as discussed in the previous sections, the plasma density starts to decrease exponentially after the two rarefaction waves launched from each electrode reach the mid-gap, i.e. at  $t \sim 4\text{--}5 \mu\text{s}$ , independently of  $n_0$  and  $\eta$ . As mentioned in section 4.1, both cathode and anode collect ions. On the anode side, the ion current is the Bohm current while on the cathode side, the ion current is equal to the Child–Langmuir current. These currents are very similar when the sheath velocity is small, i.e. for small  $\eta$  or large  $n_0$ , or when a quasi-steady state has been reached (Child–Langmuir current equal to the Bohm current on the cathode side). Table 2 shows the percentage of ion current collected on the anode side for the different values of  $n_0$  and  $\eta$  considered in figure 4 and table 1. We see that about 50% of the ion current is collected on the anode side for  $n_0 = 10^{20} \text{ m}^{-3}$  and  $\eta = 0.1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$  (large  $n_0$ , small  $\eta$ ), while about 31% of ion current is collected on the anode side for  $n_0 = 10^{18} \text{ m}^{-3}$  and  $\eta = 2 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$ .

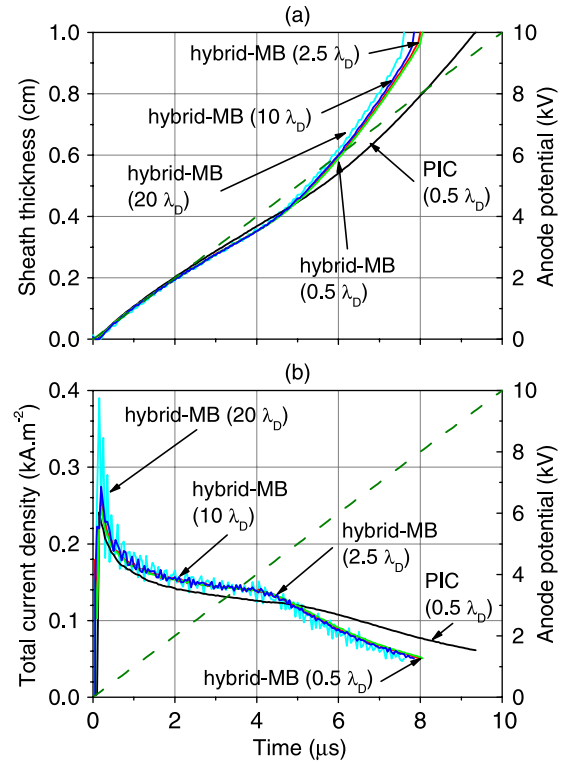
### 4. Comparisons between hybrid-MB and PIC models

In the case of VCB applications, the interest is the physical understanding of the period following the ‘breaking operation’, and implicitly the sheath expansion during the post-arc period. It is thus important to validate the hybrid-MB model to make sure it can accurately describe the sheath expansion and plasma decay under relatively simple, non-collisional conditions. Part of the validation has been performed in section 3.2 above (comparisons with analytical solutions). A more thorough validation of the hybrid-MB model, based on comparisons with results from a PIC simulation, is presented in this section.

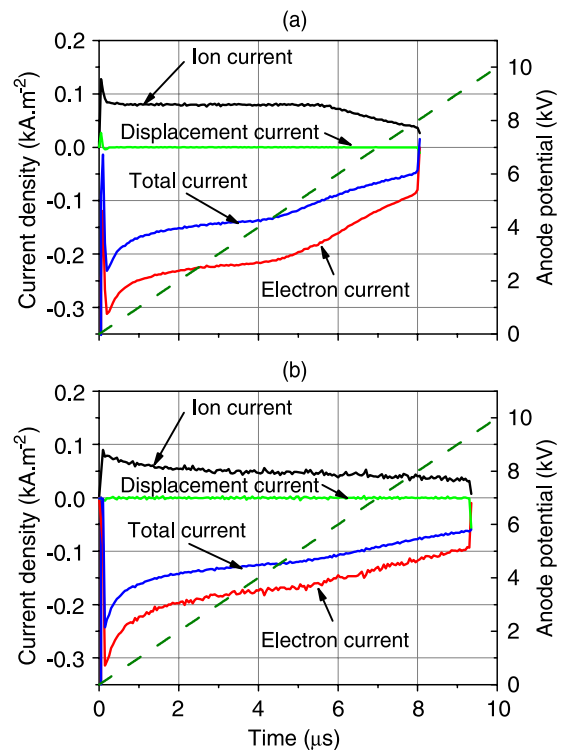
The first question that arises when simulating sheath expansion in high density plasmas is related to the grid spacing. The electron density from the plasma edge to the sheath drops to zero over a few Debye lengths. The Debye length must be resolved in a PIC simulation, but the advantage of the hybrid-MB approach is that neither the Debye length nor the plasma period needs to be resolved in the numerical calculations. In some particular conditions of the post-arc phase of a vacuum arc, the initial plasma density may be so high that using PIC simulations would not be possible because of the large number of grid points and small time step that would be required. It is however important to quantify the numerical errors that are made when the grid spacing is larger than the Debye length in the hybrid-MB model. This question has been discussed by Vitello *et al* [8] by comparing hybrid-MB model results with different grid spacing. Here we used a more conclusive comparison, based on PIC simulations.

Figure 5 shows comparisons between PIC simulations (with a grid spacing of  $0.5\lambda_D$ ), and hybrid-MB model simulations for different grid spacing ( $0.5\lambda_D$ , to  $20\lambda_D$ ), and for an initial plasma density  $n_0 = 10^{18} \text{ m}^{-3}$  and a voltage increase rate  $\eta = 1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$ . We see that for grid spacing between  $0.5$  and  $10\lambda_D$ , the hybrid-MB model gives a time evolution of the sheath length and current density that is in good agreement with the PIC simulations before time  $t \sim 5 \mu\text{s}$ , i.e. before the two rarefaction waves reach the mid-gap. The agreement is excellent for the sheath thickness (figure 5(a)), while the peak in the current density predicted by the hybrid-MB model (figure 5(b)) tends to become too large when the grid spacing increases beyond  $20\lambda_D$ . Note that the noise (fluctuations) in the current density predicted by the hybrid-MB model increases when the grid spacing increases. After  $t \sim 5 \mu\text{s}$ , i.e. when the plasma density starts to decay, the discrepancy between PIC simulations and hybrid-MB model results is more apparent. This discrepancy is not due to the larger grid spacing of the hybrid-MB model since the differences between the hybrid-MB model results for both the sheath thickness and current density for different grid spacing are very small after the current peak. The differences in the hybrid-MB and PIC model predictions during the plasma decay can be understood by looking at figures 6 and 7.

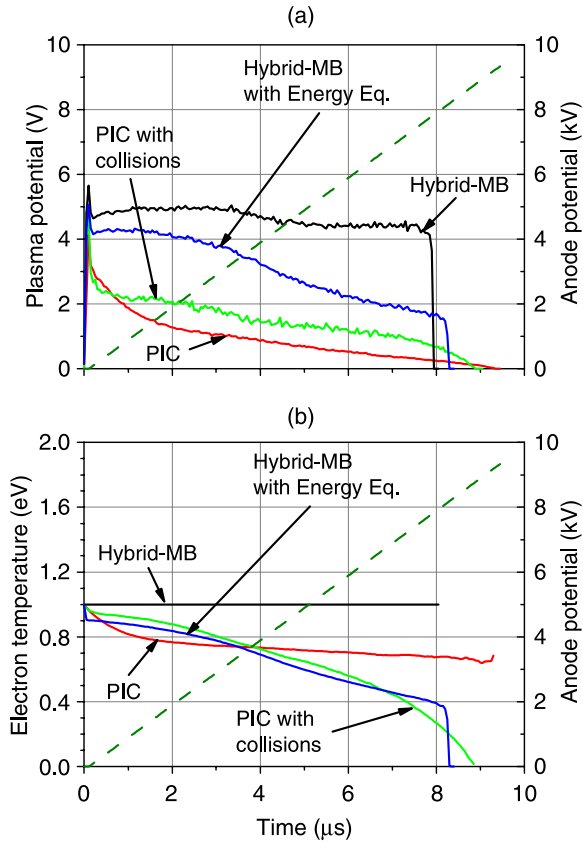
Figure 6 shows the time evolution of the calculated current on the anode (electron, ion, and displacement currents) with the hybrid-MB and PIC models in the conditions of figure 5. Figure 7 shows the time evolution of the plasma potential



**Figure 5.** Comparisons of hybrid-MB model results with different grid spacing ( $0.5, 2.5, 10, 20\lambda_D$ ) and PIC simulations (grid spacing  $0.5\lambda_D$ ) for a voltage slope  $\eta = 1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$  (dashed line), an initial plasma density of  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ , and a gap length of 1 cm; (a) time evolution of the sheath thickness; (b) total current density.



**Figure 6.** Comparison of the anode currents in the conditions of figure 5, (a) hybrid-MB model (grid spacing  $2.5\lambda_D$ ), (b) PIC simulation.



**Figure 7.** Comparisons of hybrid-MB model (grid spacing  $2.5\lambda_D$ ) results with or without a electron energy equation and PIC simulations (grid spacing  $0.5\lambda_D$ ) with and without electron elastic collision with background neutral ( $n_n = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ) for a voltage slope  $\eta = 1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$  (dashed line), an initial plasma density of  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ , and a gap length of 1 cm; (a) time evolution of the plasma potential, (b) global electron temperature.

and electron temperature predicted by the PIC and hybrid-MB models in the same conditions. We see in figure 6 that the electron and ion current collected by the anode are larger in the hybrid-MB model than in the PIC model before 5–6  $\mu\text{s}$  and this is coherent with figure 5. Since the total number of charged particles at  $t = 0$  is the same, the total number of particles collected by the electrodes must be the same in both models, and the current in the hybrid-MB model must go to zero before the current predicted by the PIC model. As can be seen in figure 7 the difference between the hybrid-MB and the PIC model is due to the fact that the plasma potential does not behave exactly in the same way in both models. In the hybrid-MB model, the electron temperature is supposed to be constant (figure 7(b)) and the plasma potential is also practically constant (figure 7(a)), which is not the case for the PIC model. In the PIC simulation, the detailed electron kinetics is perfectly described, and the electron temperature in the plasma drops because the anode collects the electrons with larger energy. Therefore the plasma potential decreases faster and the ion Bohm velocity decreases, leading to a longer duration of the sheath expansion time. Note that the decay of the electron temperature is very dependent on the collisional conditions. If electrons are assumed to be collisionless, the electron distribution function in the plasma

becomes anisotropic because electrons are lost in the axial direction only. If the electrons are supposed to undergo elastic collisions with background neutrals (constant neutral pressure  $P_n = 2 \text{ Torr}$ ) with a constant collision frequency, the electron distribution function stays isotropic and the decay of the electron temperature is different (see figure 7(b)), leading to a different behaviour of the plasma potential (figure 7(a)).

We have modified the hybrid-MB model by adding a fluid energy equation assuming a Maxwellian distribution and a constant collision frequency. This modified model gives a time evolution of the electron temperature in relatively good agreement with the PIC simulations with constant electron collision frequency (figure 7(b)) and an overall better agreement between the PIC and hybrid-MB models.

We can conclude this section by saying that the agreement between PIC and hybrid-MB models is rather good and that the hybrid-MB model provides reasonably accurate results with grid spacing up to ten times the Debye length. We have identified the main reasons for discrepancies between the hybrid-MB model and a full kinetic model. These are due to the fact that the electron temperature in the plasma varies in time due to electron collection by the anode leading to changes in the ion Bohm velocity and current collection. The hybrid-MB model can be improved by writing a fluid energy equation for the electrons.

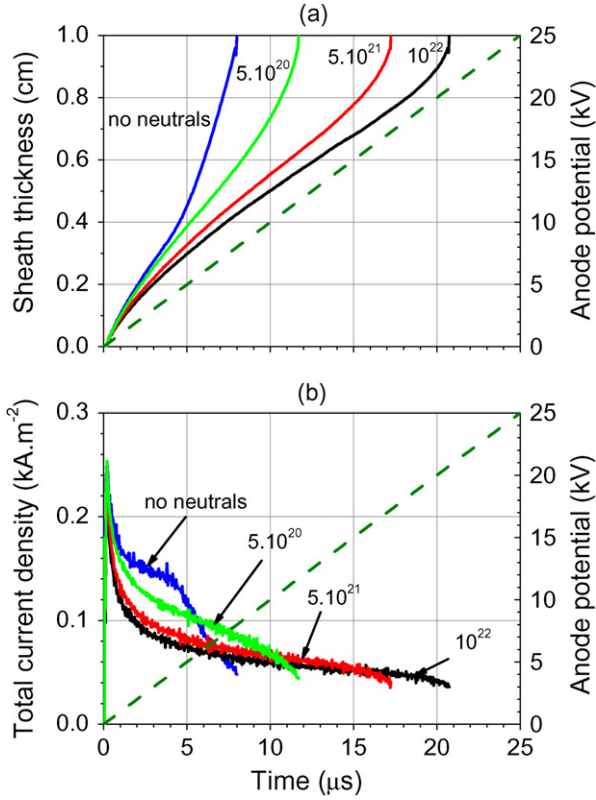
## 5. Collisional effects

In order to see the possible effect of collisions between copper ions and background copper atoms, we performed a few calculations including charge exchange between positive ions and neutral atoms for several values of the atom density. The neutral atom density is supposed to be constant in space and time. The direct Monte-Carlo simulation (DSMC) technique from Bird [19] is used for collisions. Figure 8 shows the time evolution of the sheath length and discharge current for  $n_0 = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $\eta = 1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$ , and for different values of the atom density ( $0, 5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}, 5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}, 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ). We see that collisions tend to increase significantly the time necessary for the sheath to cross the gap. We also observe that the plateau of the current density disappears in the collisional regime (the current density is smaller since the plasma is present for a longer time).

In table 3, the time needed for the plasma to be swept across the gap (time taken by the expanding sheath to cross the gap) is presented for the same values of background atom densities as in figure 8 and for different initial plasma density. This time is greater for a larger background atom density. The time taken by the sheath to cross the gap for  $n_0 = 10^{18} \text{ m}^{-3}$  varies from about 8  $\mu\text{s}$  in the collisionless situation to more than 20  $\mu\text{s}$  for a neutral atom density of  $10^{22} \text{ m}^{-3}$  and from 21  $\mu\text{s}$  to more than 90  $\mu\text{s}$  for  $n_0 = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ .

## 6. Conclusion

The plasma erosion by an expanding sheath when a linearly increasing voltage is applied to an initially neutral, uniform plasma has been analysed under conditions corresponding to



**Figure 8.** Collisional hybrid-MB model (grid spacing  $2.5\lambda_D$ ) results considering charge exchange collisions between ion and background neutral with different density  $n_n$  (from 0 to  $10^{22} \text{ m}^{-3}$ ) for a voltage slope  $\eta = 1 \text{ kV } \mu\text{s}^{-1}$  (dashed line), an initial plasma density of  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ , and a gap length of 1 cm; (a) time evolution of the sheath thickness, (b) total current density.

**Table 3.** Erosion time of the plasma (time needed for the cathode sheath to cross the gap) for the values of  $n_0$  and different neutral background density  $n_n$ .

	$n_0 = 10^{18} \text{ m}^{-3}$	$n_0 = 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$n_0 = 10^{20} \text{ m}^{-3}$
No neutral	8.20 $\mu\text{s}$	14.00 $\mu\text{s}$	20.80 $\mu\text{s}$
$n_n = 5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$	10.30 $\mu\text{s}$	18.95 $\mu\text{s}$	32.05 $\mu\text{s}$
$n_n = 10^{21} \text{ m}^{-3}$	11.70 $\mu\text{s}$	22.29 $\mu\text{s}$	38.36 $\mu\text{s}$
$n_n = 5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	17.25 $\mu\text{s}$	36.91 $\mu\text{s}$	70.04 $\mu\text{s}$
$n_n = 10^{22} \text{ m}^{-3}$	20.75 $\mu\text{s}$	46.61 $\mu\text{s}$	94.50 $\mu\text{s}$

the post-arc phase of a VCB. The decay of the plasma density due to charged particle collection by the electrodes and to the finite volume of the plasma region has been taken into account. The results show that under the high plasma density conditions considered here (typical of post-arc plasmas), the sheath expansion is *subsonic*. The current density is maximum shortly after  $t = 0$  and decays and tends to the Bohm current until the plasma density starts to decrease exponentially. The plasma density starts to decay exponentially when the two rarefaction waves from the cathode and anode join at the centre of the gap.

Results from a hybrid-MB model and a PIC model have been compared. The results show very good agreement between the two models for the time evolution of the sheath length and the cathode current. Some discrepancies between the models exist for the ion (and electron) current collected

on the anode side. These discrepancies are larger for larger initial plasma densities (not discussed here), and are due to the different treatments of the electron temperature evolution in the bulk plasma, in the different models. Adding an energy equation to the hybrid-MB model in order to take into account the electron temperature decay due to the loss of electrons with energy higher than the anode sheath voltage, leads to an improvement of the agreement between hybrid-MB and PIC model, especially when electron–neutral collisions are present.

Nevertheless, this discrepancy has a limited influence on the plasma erosion, which is controlled by the growth of the cathode sheath. The hybrid-MB model description is thus sufficient to simulate the erosion of the bounded plasma under the conditions considered in this paper.

The gain in computation time between the hybrid-MB and PIC model is very substantial (typically 20 CPU minutes for the hybrid-MB model, compared with 600 min for the PIC model on a 2 GHz PC, in the conditions considered in this paper).

Collisions between ions and neutral atoms resulting from electrode evaporation can significantly alter the sheath expansion and plasma decay. Ion–neutral collisions tend to increase the time needed for the sheath to cross the gap (i.e. for the plasma to disappear from the gap) and to reduce the amplitude of the collected current (the charged particles present in the plasma at  $t = 0$  are collected after a longer time when collisions are taken into account).

## Acknowledgments

P Sarrailh benefits from a CIFRE PhD fellowship from Schneider Electric and the French Ministry of Research.

## Appendix A. conservation equations for the electron Boltzmann model

Electron continuity equation without source term:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \Gamma_e = 0. \quad (\text{A1})$$

In 1D and integrating over space:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \Gamma_{ea} - \Gamma_{ec} = 0, \quad (\text{A2})$$

where  $N_e$  is the total number of electrons per unit area  $N_e = n_{\text{ref}} \cdot p$  with  $p = \int_0^d \exp\left(\frac{eV}{k_B T_e}\right) dx$ , the wall fluxes at the cathode  $\Gamma_{ec} = -(1/4)v_{\text{th}} n_{ec}$  and at the anode  $\Gamma_{ea} = (1/4)v_{\text{th}} n_{ea}$  for an uniform Maxwellian EEDF, using Boltzmann relation for the anode density  $n_{ea}$  and the cathode density  $n_{ec}$ :

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{1}{4} n_{\text{ref}} v_{\text{th}} \left[ \exp\left(\frac{eV_c}{k_B T_e}\right) + 1 \right] = 0. \quad (\text{A3})$$

Electron energy equation:

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_\varepsilon = \Gamma_e \cdot \nabla V, \quad (\text{A4})$$

where  $n_e$  is the electron energy density (in  $\text{J m}^{-3}$ ),  $n_e$  is the electron density,  $\Gamma_e$  is the electron flux,  $\Gamma_\varepsilon$  is the electron energy flux and  $V$  is the electric potential. For an uniform Maxwellian EEDF:  $n_\varepsilon = (3/2)n_e k_B T_e$  and  $\Gamma_\varepsilon = (5/2)\Gamma_e k_B T_e$ .

In 1D and integrating over space:

$$\frac{3}{2} \int_0^d \frac{\partial n_e k_B T_e}{\partial t} dx + \frac{5}{2} k_B T_e \int_0^d \Gamma_e dx = \int_0^d \Gamma_e e \frac{\partial V}{\partial x} dx. \quad (\text{A5})$$

Integrating by parts the last term and using (A1):

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} k_B \left( \int_0^d n_e dx \frac{\partial T_e}{\partial t} + T_e \int_0^d \frac{\partial n_e}{\partial t} dx \right) &= \Gamma_{ea} e V_a - \Gamma_{ec} e V_c \\ &- \int_0^d e V \frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} dx + \frac{5}{2} k_B T_e \int_0^d \frac{\partial n_e}{\partial t} dx. \end{aligned} \quad (\text{A6})$$

With  $V_a$  the anode potential (equal to zero),  $V_c$  the cathode potential.

$$\frac{3}{2} k_B N_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\Gamma_{ec} e V_c - \int_0^d e V \frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} dx + k_B T_e \frac{\partial N_e}{\partial t}. \quad (\text{A7})$$

Considering global electron conservation equation (A3):

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} k_B N_e \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{1}{4} n_{\text{ref}} v_{\text{th}} e V_c - \int_0^d e V \frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} dx \\ &- k_B T_e \left\{ \frac{1}{4} n_{\text{ref}} v_{\text{th}} \left[ \exp\left(\frac{e V_c}{k_B T_e}\right) + 1 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_e}{\partial t} &= -\frac{2}{3} \int_0^d \frac{e V}{N_e k_B} \frac{\partial n_e}{\partial t} dx \\ &+ \frac{1}{6} \frac{v_{\text{th}} T_e}{p} \left\{ \left[ \left( \frac{e V_c}{k_B T_e} - 1 \right) \exp\left(\frac{e V_c}{k_B T_e}\right) \right] - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

## References

- [1] Andrews J G and Varey R H 1971 *Phys. Fluids* **14** 339
- [2] Holmes R and Yanabu S 1973 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **6** 1217
- [3] Childs S E and Greenwood A N 1982 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-8** 289
- [4] Duning G and Lindmayer M 1998 Plasma density decay of vacuum discharges after current zero *Proc. IEEE 18th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (Eindhoven, The Netherlands, 17–21 August 1998)* p 447
- [5] Orama-Exclusa L R 2001 Breakdown phenomena of a vacuum interrupter after current zero *Proc. Int. Conf. on Power Systems Transients (Rio de Janeiro, Brazil, 24–28 June 2001)*
- [6] Orama-Exclusa L R 2005 Numerical modeling of vacuum arc dynamics at current zero using atp. *Proc. Int. Conf. on Power Systems Transients (Montreal, Canada, 19–23 June 2005)* p 155
- [7] Niayesh K 2001 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 69
- [8] Vitello P, Cerjan C and Braun D 1992 *Phys. Fluids B* **4** 1447
- [9] Chabert P and Sheridan T E 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 1854
- [10] Sheridan and Goeckner 1995 *J. Appl. Phys.* **77** 4967
- [11] Cartwright K L, Verboncoeur J P and Birdsall C K 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3252
- [12] Hagelaar G J M 2007 *J. Comput. Phys.* **227** 871
- [13] Verboncoeur J P 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** A231
- [14] Boeuf J P and Marode E 1982 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **15** 2169
- [15] Lieberman M A and Lichtenberg A J 1994 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: Wiley)
- [16] Chen F 1982 *Phys. Fluids* **25** 2385
- [17] Murakami M and Nishihara K 1993 *Phys. Fluids B* **5** 3441
- [18] Allen J and Andrews J G 1970 *J. Plasma Phys.* **4** 187
- [19] Bird G A 1994 *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows (Oxford Engineering Science Series 42)* (Oxford: Clarendon Press)