



HAL
open science

Modélisation et caractérisation expérimentale de l'influence de l'émission électronique sur le fonctionnement des propulseurs à courant de Hall

Marc Villemant

► **To cite this version:**

Marc Villemant. Modélisation et caractérisation expérimentale de l'influence de l'émission électronique sur le fonctionnement des propulseurs à courant de Hall. Plasmas. Institut supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2018. Français. NNT: . tel-02087815

HAL Id: tel-02087815

<https://theses.hal.science/tel-02087815>

Submitted on 2 Apr 2019

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.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

Présentée et soutenue le *12/12/2018* par :

Marc Villemant

Modélisation et caractérisation expérimentale de l'influence de l'émission électronique sur le fonctionnement des propulseurs à courant de Hall

JURY

OMAR JBARA	Professeur Université de Reims, LISM, Reims	Rapporteur
STÉPHANE MAZOUFFRE	Directeur de recherche, ICARE, Orléans	Rapporteur
JEAN-PIERRE BOEUF	Directeur de recherche CNRS, LAPLACE, Toulouse	Membre du Jury
ANNE HÉRON	Chargée de recherche au CNRS, CPHT, Palaiseau	Membre du Jury
LAURENT GARRIGUES	Directeur de recherche au CNRS, LAPLACE, Toulouse	Directeur de thèse
PIERRE SARRAILH	Chargé de Recherche, ONERA, Toulouse	Directeur de thèse
CLAUDE BONIFACE	Spécialiste propulsion électrique, CNES, Toulouse	Invité

École doctorale et spécialité :

GEET : Ingénierie des PLASMAS

Unité de Recherche :

ONERA, Département physique, instrumentation, environnement et espace — Laboratoire Laplace

Directeur(s) de Thèse :

Laurent Garrigues et Pierre Sarrailh

Rapporteurs :

Omar Jbara et Stéphane Mazouffre

Modélisation et caractérisation expérimentale de l'influence de l'émission électronique sur le fonctionnement des propulseurs à courant de Hall

Marc Villemant

15 mars 2019

Remerciements

J'ai commencé cette thèse avec de la curiosité, l'envie de répondre à plusieurs questions et de maîtriser un sujet. Je clos cette période de trois ans avec plus de questions que de réponses et une certaine humilité concernant notre capacité à comprendre et maîtriser notre environnement. La thèse est un exercice paradoxal car elle doit faire du futur docteur un spécialiste d'un sujet que peu de gens comprennent et qui souvent n'impactera pas la société. En définitive, le futur docteur réalise que devenir spécialiste, ce n'est pas tant savoir plus de choses que les autres sur un domaine, mais c'est avant tout avoir une meilleure conscience de l'étendue de son ignorance dans ce domaine. La satisfaction en fin de thèse ne vient pas tant des résultats apportés que du sentiment d'avoir construit un raisonnement cohérent malgré les incertitudes et les imprévus. La thèse ce n'est pas une réponse, la thèse est une construction. C'est la synthèse d'un ensemble de doutes, d'incertitudes, d'échecs, de tentatives, et parfois de quelques succès. On décrit souvent la thèse comme un travail solitaire. Cela est sans doute vrai dans de nombreux cas. Pour ma part, cela a été tout autre. Il me semble au contraire que la thèse est un travail construit bien plus autour d'une curiosité commune à un groupe d'individus et de la confrontation d'idée que d'un travail solitaire. L'image du chercheur seul dans son laboratoire, au-dessus des préoccupations du commun est un mythe d'autant plus dangereux qu'il décrit une vision fantasmée de la recherche loin des réalités. Par conséquent, le mérite de ce travail ne peut pas revenir à une seule personne et, au terme de ces trois ans, je me dois de remercier de nombreuses personnes pour leur soutien et leur aide. Quelle que soit, en définitive, la valeur de ce travail, celui-ci n'aurait jamais existé sans leur aide, qu'elle soit technique, pédagogique, mais plus important encore pour leur aide morale.

Je tiens tout d'abord à remercier mes deux directeurs de thèse, Laurent et Pierre, qui m'ont permis de travailler sur un sujet qui m'a passionné durant trois ans. Merci également pour votre dynamisme, votre pédagogie, votre patience et votre aide – technique sur l'ensemble de la thèse et assurément morale sur les derniers mois. Merci à Laurent pour ton énergie, ta minutie et ta capacité à transmettre une passion pour un sujet technique. Merci à Pierre pour les discussions techniques et informelles, pour ta pédagogie et ta patience en toute circonstance. Merci également à Claude pour ton encadrement et l'intérêt que tu as porté à ce projet. Je tiens également à remercier l'ONERA et le CNES qui ont financés ce projet.

J'ai eu la chance d'être bien entouré et encadré sur tous les aspects de ma thèse, autant du point de vue théorique qu'expérimental. Merci à Christophe pour m'avoir éclairé sur la théorie de l'émission électronique et de m'avoir permis d'utiliser ses travaux sous OSMOSEE. Je me dois également de remercier Mohamed pour m'avoir fait découvrir l'émission électronique sous son aspect expérimental. Merci pour ta pédagogie, ton calme et ton aide lorsque tout semblait s'écrouler dans DEESSE. Merci à Sarah sans qui je n'aurais pas pu achever le dixième du travail expérimental qui est présenté ici. A mes yeux, il est essentiel de rappeler l'importance des techniciens dans la recherche. Sans leur implication dans nos thèses, rien de ce que nous présentons n'aurait pu être réalisé. Merci à Virginie pour ton aide, ton énergie, et ta volonté de toujours inclure et impliquer l'ensemble des membres de l'unité en particulier et du département en général. Merci à Jean-François pour m'avoir accueilli au sein du département. Merci à Sébastien pour ton humour (parfois acide) et pour les souvenirs en conférences, aux pauses café, etc. Merci à Jean-Charles pour ton aide, et pour les souvenirs de conférences à Atlanta et Kobe. Un grand merci à Christine dont les relectures minutieuses m'ont permis d'éviter dans mes rapports des erreurs honteuses d'orthographe et qui m'a souvent sauvé de nombreux retards administratifs. Je pense parler au nom de l'ensemble des gens du DPHY-Toulouse en affirmant que ce département ne pourrait pas fonctionner sans toi. Merci également à Giselle

pour ton aide avec l'administration. Merci à Bernard pour les discussions matinales. Merci à Claude et Stéphane, l'âme de ce département à défaut d'en être la raison. Parfois je me dis que cela relève du miracle que le département ne soit pas encore réduit à l'état de cendres au bout de toutes ces années. Merci à Romain pour ton aide avec Solid works, concernant plusieurs problèmes d'électronique et ta bonne humeur en général. Merci à Gaël pour ton soutien en particulier avec l'administration. Merci à Sabine pour ta bonne humeur et ta bienveillance tous les jours. Merci à Vincent pour tes plaisanteries et ton aide avec Python. Merci à tous les autres permanents que j'ai connu de près ou de loin au cours de cette thèse: Simon, Sophie, Angélica, Émilie, Sandrine, Thierry P, Thierry N, Didier L, Sébastien B, Jean-Pierre Ca, Laurent A, Jean-Pierre Ch, Jean-Pierre D, Didier F, Guillaume H,

En dehors des permanents, il me faut également remercier les autres doctorants et stagiaires qui ont participé à mon existence sur ces trois ans. Avant tout, merci à toi Rémi. Cette thèse n'aurait pas été la même sans toi. Merci pour le soutien, les moments de rire, l'escalade, les anniversaires, les soirées, et pour les discussions. Elles avaient sans doute le même impact sur nos cerveaux que de boire de la javel, mais qu'importe! Merci à Antoine qui a assurément raté sa vocation de prédicateur (cf. L^AT_EX, VIM, etc.). Après trois ans, je reste toujours fasciné par ce que j'ai pu apprendre en t'écoutant, j'espère que cela continuera à l'avenir. Merci à Oriol pour ta bonne humeur et ta capacité à balayer les difficultés du revers de la main. Merci également pour les parties de coinche à trois heures du matin dans une capsule hôtel de Osaka. Merci à Thomas pour les soirées et les après-midi jeux de société. Étant d'un naturel stressé (si si) c'était un plaisir et une vraie respiration de pouvoir discuter avec quelqu'un d'aussi calme. Merci à Marina pour ton énergie et ta bonne humeur. Peu de choses semblent impossibles pour qui peut observer autant de détermination. Merci à Quentin pour ton dynamisme. Merci à Rémi, Damien et Marie-Cécile pour la bonne ambiance dans le bureau d'à côté, même s'il était parfois dur de distinguer la fin de la plaisanterie du début du match de catch. Merci à Pauline pour les discussions (pas toujours sensées – Mais qui suis-je pour juger ce qu'est une discussion sensée?), ton énergie et ta bonne humeur. Merci à Charles pour ta compagnie (toujours excellente). J'espère pouvoir en profiter encore longtemps. Merci également à tous les autres doctorants : Loanne, Juliette, Guillaume, Pablo, Adrien P, Nour, Kévin, Marine, Guilhem, Abdessamad, Eudes, Ahmad. Merci à tous ceux que j'aurais pu oublier ici et qui ont partagé mon quotidien durant ces trois années.

Merci également à mes amis du Club Alpin qui m'ont permis de sortir de ma bulle. Merci à Bruno pour ton dynamisme et tes traits d'esprit. Merci à Sophie C pour ta gentillesse et ta volonté qui force l'admiration et le respect. Merci à Sophie G qui, à mes yeux est la personnification de la ténacité. Merci à Eva pour ta capacité à transmettre cette passion de l'alpinisme et de l'escalade. Merci à Vicente pour ton calme et ta résolution, en particulier durant les moments pesants et difficiles comme ce fut le cas pour l'Aneto. Merci à Jonas pour les discussions sur la liberté et les injustices à travers le monde. Merci à Brice aussi pour ta bonne humeur et les sorties alpines. A quand notre prochain pic? Merci à Rocio pour ta bonne humeur en toute circonstance. C'est impossible d'être pessimiste à côté de quelqu'un comme toi. Merci à Olivier et Damien également avec qui ça a toujours été un plaisir de discuter. Enfin merci à Jenny. J'ai toujours beaucoup de plaisir à discuter avec toi ou juste à t'écouter.

Il me faut enfin remercier ma famille qui m'a indéfectiblement soutenu et supporté durant toutes ces années (ce qui n'est pas le moindre de leurs exploits). A mes grands parents qui m'ont appris qu'il y aurait toujours plus d'avenir pour qui sait s'ouvrir sur le monde et ses semblables. A mes parents qui m'ont appris que la curiosité est la plus grande des qualités. A mes frères et sœurs, à Nastasia, Laurent, Vasek et Pete. Enfin à Joseph, Zita, Théodore, Margaux, Charlotte, et Antoine que je serai heureux de voir grandir et d'accompagner dans leurs projets comme j'ai été accompagné dans les miens par le reste de ma famille.

Au bout de ce chapitre de remerciements, je réalise que je suis redevable à de nombreuses personnes. La recherche ce n'est finalement que de la curiosité en action et l'intérêt de cette thèse est sans doute personnel avant tout. Son impact sera assurément limité et elle n'a pas d'autre prétention que de piquer la curiosité de ses rares lecteurs. Après tout, "*Nous ne créons*

jamaïs que des points de départ pour autrui." (Simone de Beauvoir).

Table des matières

1. Contexte de la propulsion plasma	21
1.1. Présentation générale des plasmas	21
1.2. La propulsion plasma et son impact sur l'industrie spatiale	21
1.2.1. Les indicateurs de performance de la propulsion plasma	23
1.2.2. Les applications de la propulsion plasma à l'industrie spatiale	25
1.2.3. Les nouveaux concepts et nouvelles missions de la propulsion plasma	26
1.2.4. Vers une prédominance des propulseurs à courant de Hall dans l'industrie spatiale	28
1.3. La technologie des propulseurs à courant de Hall	30
1.3.1. Principe de fonctionnement des propulseurs à courant de Hall	30
1.3.2. Les nouveaux concepts de propulseurs à courant de Hall	35
1.3.3. Les inconnues physiques des propulseurs à courant de Hall	36
1.4. Problématique de la thèse	41
2. Le verrou de l'interaction plasma-paroi	43
2.1. Théorie de l'interaction plasma-paroi	43
2.1.1. La Gaine plasma	44
2.1.2. Gaine avec génération de plasma au centre: modèle de Schwager et Birdsall	48
2.1.3. Gaine avec émission électronique aux parois: modèle d'Ordonnez	52
2.1.4. Conclusions sur les modèles de gaine	53
2.2. L'émission électronique	53
2.2.1. Définition de l'émission électronique	53
2.2.2. Caractérisation de l'émission électronique	55
2.2.3. Les modèles stochastiques d'émission électronique	58
2.2.4. Les modèles analytiques d'émission électronique	61
2.3. Les mesures expérimentales d'émission électronique	73
2.3.1. Les mesures de rendements en émission	74
2.3.2. Exemples de distributions en énergie des électrons émis	74
2.3.3. Exemples de distributions angulaires des électrons émis	76
2.4. Démarche de la thèse	76
3. Expérimentation complémentaire sur l'émission électronique	79
3.1. Mesure du rendement en énergie de l'interaction électron-paroi ¹	80
3.1.1. Protocole expérimental	81
3.1.2. Correction des mesures et post-traitement	83
3.1.3. Résultats	92
3.1.4. Conclusions et perspectives sur les mesures de rendement en énergie de l'interaction électrons/paroi	96
3.2. Mesure du rendement en rétrodiffusion élastique	97
3.3. Mesures d'émission électronique sur nitrure de bore ²	97
3.4. Conclusion sur les mesures complémentaires d'émission électronique	103

1. Le contenu de cette section a fait l'objet d'une publication dans la revue *Journal of Applied Physics - D: Physics of Plasma* [1].

2. Le contenu de cette section a été soumis à la revue *AIP - Applied Physics Letter* [1].

4. Modèle analytique étendu d'émission électronique	107
4.1. Description du modèle d'émission électronique	107
4.1.1. La distribution en énergie des électrons secondaires: modèle de Chung et Everheart	108
4.1.2. La distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques: modèle SLAB	108
4.1.3. Rendement en émission électronique secondaire: modèle de Vaughan modifié	110
4.1.4. Rendement en énergie de l'interaction plasma-paroi	111
4.2. Résultats et comparaison aux données expérimentales	111
4.2.1. Rendements en émission électronique	111
4.2.2. Distribution en énergie des électrons	115
4.2.3. Distribution angulaire des électrons émis	118
4.2.4. Rendement en énergie de l'interaction électron-paroi	120
4.3. Conclusions et perspectives sur le modèle détaillé d'émission électronique	122
5. Modélisation Particle-In-Cell avec émission électronique à la paroi	125
5.1. Description du système modélisé	125
5.2. Théorie du modèle plasma	126
5.2.1. Bilan de matière aux frontières du système	126
5.2.2. Bilan d'énergie aux frontières du système	127
5.3. Principe de la modélisation Particle-In-Cell	129
5.3.1. Définition des macro-particules et poids statistiques	130
5.3.2. Résolution du déplacement des macro-particules dans le système: le module pusher	132
5.3.3. Calcul des densités d'ions et d'électrons dans chaque cellule	133
5.3.4. Calcul des températures d'ions et d'électrons dans chaque cellule	134
5.3.5. Résolution du potentiel et du champ électrique: module de Poisson	135
5.3.6. Gestion algorithmique de l'émission électronique dans le modèle PIC	136
5.4. Caractéristiques des modèles PIC	136
5.4.1. Modèle PIC 1D de plasma $\vec{E} \times \vec{B}$	136
5.4.2. Distinction entre zone d'ionisation et zone d'accélération	138
5.4.3. Modélisation de la zone d'accélération	139
5.4.4. Modélisation de la zone d'ionisation	143
5.5. Résultats des différentes simulations et analyses	150
5.5.1. Résultats du modèle PIC 1D de plasma $\vec{E} \times \vec{B}$	150
5.5.2. Résultats du code PIC 1.5D de la zone d'ionisation	158
5.5.3. Influence du modèle de distribution en énergie et de distribution angulaire des électrons émis	160
5.5.4. Saturation de charge d'espace: passage du modèle 1D au modèle 1.5D	166
5.6. Conclusions et perspectives sur les modèles PIC	166
A. Rappels et notions fondamentales	179
A.1. Conversions en électron-volt	179
A.2. Notions mathématiques	179
A.2.1. Notions de statistique	179
A.3. Electrocinétiq ue particulaire	182
A.3.1. Force de Lorentz	182
A.3.2. Fréquence cyclotron et rayon de Larmor	182
A.3.3. Dynamique d'une particule dans un champ électromagnétique constant	183
B. Démonstrations	185
B.1. Gaine de Tonk-Langmuir	185

B.2. Critère de Bohm	185
B.3. Relation de Child-Law	186
B.4. Expression analytique de la trajectoire d'électrons subissant des rétrodiffusions élastiques nettes aux parois d'un canal plongé dans un champ $\vec{E} \times \vec{B}$	187
B.5. Interpolation du rendement en énergie sur une distribution Lambertienne	187
B.6. Inversion de la fonction intégrée de Chung et Everheart	188
B.7. Calcul de la fonction de transport des électrons entre l'échantillon et l'analyseur	190

Table des figures

1.1. Densités et températures électroniques des principaux plasmas naturels (d'après [2]). La zone rayée représente la limite du rapport température sur pression permettant l'existence d'un plasma.	22
1.2. Densités et températures électroniques des principaux plasmas artificiels (d'après [2]). La zone rayée représente la limite du rapport température sur pression permettant l'existence d'un plasma.	22
1.3. Propulseurs à courant de Hall et à grilles, standards industriels de la propulsion plasma	23
1.4. Exemples de sondes spatiales utilisant les propulseurs plasma	25
1.5. Le satellite Eutelsat-172B, un des premiers exemple de satellites de télécommunication géostationnaire utilisant l'EOR	26
1.6. Propulseur de la société ThrustMe [3]	27
1.7. Vue d'artiste d'un space-tug de ATK relié à un satellite de fonction [4]	28
1.8. Vue d'artiste d'un propulseur plasma de haute puissance (propulseur VASIMR de 50 MW [5]) utilisé pour l'exploration habitée de Mars	29
1.9. Enceinte IV-10 de l'entreprise Sitael (Pise, Italie) consacrée au essais de propulseurs plasma [6]	29
1.10. Schéma d'un propulseur à plasma stationnaire	31
1.11. Lignes de champ magnétique dans les SPTs	31
1.12. Fonctionnement des propulseurs de Hall	32
1.13. Profils des différents paramètres définissant les zones du plasma de propulseur	34
1.14. Exemples de nouveaux concepts de propulsion impliquant l'utilisation de propulseurs à courant de Hall	37
1.15. Comparaison de la mobilité électronique collisionnelle (bleu) à la mobilité calculée par le modèle particulaire $z - \theta$ de Coche et Garrigues dans le canal et en sortie de canal de HT (rouge). [7].	39
1.16. Mise en évidence de l'instabilité de dérive électron-cyclotron par la simulation particulaire en $r - \theta$ d'un plasma de HT [8].	39
1.17. Mise en évidence de la dépendance de l'ECDI aux paramètres de l'émission électronique aux parois du propulseur, d'après [8].	40
1.18. Caractéristique de fonctionnement d'un propulseur SPT-100 (courant de décharge en fonction de la tension de décharge) pour trois matériaux de parois différents [9]	41
2.1. Flux des particules entre les deux parois.	45
2.2. Propriétés de la gaine de Tonk-Langmuir	46
2.4. Profils possibles du potentiel électrique en présence d'ionisation au centre du plasma (source plasma) et d'émission électronique aux parois.	48
2.5. Représentation de la gaine dans le modèle de Schwager et Birdsall	49
2.6. Phénomène de reflux des électrons	50
2.7. Résolution de la neutralité de charge et du champ électrique nul au point d'inflexion selon [10].	53
2.8. Mécanismes d'interaction plasma-paroi	54
2.9. Emission électronique sous impact d'électrons.	55
2.10. Rendement en émission	56
2.11. Phénomène d'émission électronique	56

2.12. Distribution énergétique des électrons émis.	58
2.13. Distribution angulaire des électrons secondaires [11].	58
2.14. Distribution angulaire des électrons rétrodiffusés [11].	59
2.15. Rendements en émission électronique totale(σ), secondaire (δ), en rétrodiffusion élastique (η_e), en rétrodiffusion inélastique (η_i) sur une surface d'argent d'après le modèle OSMOSEE	60
2.16. Distribution en énergie des électrons émis par une surface d'argent impacté par un faisceau d'électrons de 100 eV d'après le modèle Monte-Carlo OSMOSEE, les électrons secondaires sont issus des électrons du plasmon de volume, des électrons de conduction, des électrons Auger et des électrons du plasmon de surface (courbes en tirets)	61
2.17. Représentation de l'émission électronique selon le modèle de Barral	62
2.18. Comparaison du modèle de Sydorenko aux mesures expérimentales [12].	64
2.19. Distribution en énergie des électrons émis selon une Lambertienne.	67
2.20. Distribution en énergie des électrons secondaire d'après le modèle de Chung et Everheart pour $w_f = 4.23$ eV.	69
2.21. Distribution cumulée en énergie des électrons secondaires et fonction réciproque d'après le modèle de Chung et Everheart.	70
2.22. Comparaison d'un spectre expérimental de distribution en énergie des électrons émis par un échantillon d'argent à deux distribution en énergie théoriques des électrons secondaires: la distribution de Chung et Everheart et la distribution Lambertienne.	70
2.23. Modèle de rétrodiffusion élastique par méthode de Monte-Carlo [13].	71
2.24. Modèle de rétrodiffusion élastique par méthode OKG [13].	72
2.25. Modèle de rétrodiffusion élastique par méthode SLAB [13].	73
2.26. Mesure du TEEY sur un diamant polycristallin déposé par dépôt chimique en phase vapeur [14]. Influence de la température du matériau impacté.	75
2.27. Mesure du TEEY sur un diamant polycristallin déposé par dépôt chimique en phase vapeur [14]. Influence du courant incident.	75
2.28. Mesure de TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents (E_0) pour trois échantillons de matériaux différents (SiO_2 , graphite et argent) [15].	76
2.29. Mesures de la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques sur un échantillon d'or impacté par un faisceau d'électrons incident monoénergétique de 300 eV (croix, données issues d'un article de Gruzza et Al. [16] d'après un article de Brohnstein [17]).	77
3.1. Photographie du banc de mesure DEESSE dédié à l'étude de l'émission électronique à basse énergie.	80
3.2. Schéma du dispositif expérimental DEESSE	83
3.3. Mesure de distribution en énergie des électrons émis par un échantillon d'argent avec $E_0 = 105$ eV, pour trois biais de potentiel et avant correction des mesures	84
3.4. Géométrie de la mesure des électrons émis par l'analyseur hémisphérique.	85
3.5. Fonction de transfert calculée du transport entre l'échantillon et l'analyseur en énergie des électrons	86
3.6. Schéma de calibration de l'analyseur	86
3.7. Mesure de la déviation en énergie du canon à électron par rapport à la consigne E_0	87
3.8. Déviation $\langle E_e - E_0 \rangle$ entre l'émission électronique réelle du canon à électron et la valeur consigne.	87
3.9. Fonction de transfert de l'analyseur EA125 (normalisée), les points sont des données expérimentales [18], la courbe en pointillée est la régression exponentielle obtenue à partir de l'équation 3.10.	88

3.10. Potentiel de surface $V[V]$ et variation du potentiel de surface $\delta V[V]$ de l'échantillon de SiO_2 en fonction de E_0 [eV].	89
3.11. Variation du spectre d'émission mesuré sur argent en fonction du potentiel de surface appliqué (après correction du potentiel de surface.	90
3.12. Mesure de $R_E(E_0)$ en fonction du potentiel de surface d'un échantillon d'argent. Ces données ont été tracées avant (a) et après (b) la correction de la fonction de transfert de l'analyseur.	91
3.13. Mesure de TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents (E_0) pour trois échantillons de matériaux différents (SiO_2 , graphite et argent) [15].	92
3.14. Distribution en énergie des électrons émis par l'échantillon d'argent pour un spectromètre EA125 pour trois énergies électroniques incidentes (E_0) et un potentiel de surface $\varphi = -9V$. Les résultats sont présentés avant et après correction des biais de mesure.	93
3.15. (a) Spectres d'émission électronique pour trois énergies électroniques incidentes E_0 . (b) : Rapport de l'énergie moyenne des électrons émis sur l'énergie des électrons incidents en fonction de l'énergie des électrons incidents.	94
3.16. Mesure de R_E en fonction de l'énergie des électrons incidents pour un faisceau incident d'électrons mono-énergétique id'énergie E_0 [eV] (a) et pour une distribution lambertienne d'électrons incidents de température T_e [eV] (b).	95
3.17. EEED de l'échantillon de BN irradié avec un faisceau incident d'électrons d'énergie $E_0 = 90$ eV. L'aire sous le pic de rétrodiffusion élastique (utilisé pour le calcul de l'EBEEY) est coloré en vert.	97
3.18. Valeurs expérimentales d'EBEEY pour trois matériaux courants: l'argent et le SiO_2	98
3.19. Spectre XPS d'un échantillon présenté comme du BN mais ne comportant que du SiO_2	99
3.20. Spectre XPS d'un échantillon présenté comme du BN mais où le support en cuivre est visible.	100
3.21. Spectre XPS d'un échantillon présenté comme du BN mais où le support en cuivre est visible.	101
3.22. Charge de surface résiduelle d'un échantillon de BN en fonction de l'énergie incidente E_0	102
3.23. Mesure d'émission électronique sur BN et SiO_2	104
3.24. Mesures de TEEY en fonction de l'énergie électronique incidente pour un échantillon de BN et pour cinq angles d'incidence	105
4.1. Schéma du phénomène de rétrodiffusion élastique d'après le modèle SLAB	110
4.2. Modélisation de SEEY, EBEEY et TEEY sur une surface d'argent en fonction de l'énergie des électrons incidents (E_0) et pour $\theta_0 = 0^\circ$	112
4.3. Caractéristiques de l'émission électronique calculée avec le modèle détaillé d'émission électronique pour un échantillon d'argent en fonction de l'énergie électronique incidente pour cinq angles d'incidence différents.	114
4.4. Rendement total en émission électronique en fonction de l'énergie des électrons incidents pour trois matériaux de surface (SiO_2 , graphite et argent), comparaison des mesures expérimentales aux résultats du modèle d'émission électronique.	116
4.5. Silver TEEY as a function of the incident electrons energy (E_0) for several values of the incident angle (θ_0), comparison to modelled values of TEEY.	116
4.6. Mesures de TEEY en fonction de l'énergie électronique incidente pour un échantillon de BN et pour cinq angles d'incidence	117
4.7. Comparaison d'un spectre expérimental de distribution en énergie des électrons émis par un échantillon d'argent à deux distribution en énergie théoriques des électrons secondaires: la distrbution de Chung et Everheart et la distribution Lambertienne.	118

4.8.	Lobes de rétrodiffusion élastique pour une surface d'aluminium avec une énergie incidente $E_0 = 40$ eV et pour deux angles d'incidence: $\theta_0 = 10^\circ$ and $\theta_0 = 45^\circ$	119
4.9.	Distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques d'après le code Monte-Carlo OSMOSEE [11]	120
4.10.	Répartition de l'émission électronique totale entre émission électronique secondaire, rétrodiffusion élastique et rétrodiffusion inélastique. Comparaison entre les résultats du modèle détaillé d'émission électronique (lignes pleines) et du modèle Monte-Carlo OSMOSEE (lignes en pointillés).	121
4.11.	Rendement en énergie de l'interaction plasma-paroi calculé d'après le modèle détaillé d'émission électronique sur une surface d'argent en fonction de l'énergie électronique incidente (E_0) pour cinq angles d'incidence différents	122
4.12.	Rendement en énergie de l'interaction électron-paroi pour trois matériaux différents	122
5.1.	Représentation du propulseur et de l'espace de calcul de la simulation PIC	126
5.2.	Bilans sur le plasma.	127
5.3.	Bilans sur le plasma	128
5.4.	Organigramme du programme PIC	130
5.5.	Evolution du potentiel électrique au travers de la gaine	131
5.6.	Schéma Leapfrog du calcul des positions et des vitesses des macro-particules dans le code PIC [19].	132
5.7.	Représentation de la grille de calcul	135
5.8.	Algorithme de tirage aléatoire des électrons émis.	137
5.9.	Émission électronique effective au cours du temps.	137
5.10.	Profils des paramètres plasma le long du canal du propulseur et distinction des zones du canal	139
5.11.	Bilans de matière sur la zone d'accélération	140
5.12.	Traitement par évènement des conditions au limites de la zone d'accélération	141
5.13.	Bilans sur le plasma dans la zone d'ionisation	144
5.14.	Algorithme d'ionisation des neutres.	145
5.15.	Densité de xénon dans le système au cours de la simulation	147
5.16.	Évolution des listes d'ionisation par processeur au cours du temps (noeud 0)	148
5.17.	Évolution des listes d'ions et d'électrons par processeur au cours du temps (noeud 0)	148
5.18.	Traitement par évènement des conditions au limites de la zone d'accélération	149
5.19.	Densités d'ions et d'électrons dans le canal à $t_f = 20$ μ s.	151
5.20.	Potentiel électrique dans le canal à en fin de simulation ($t_f = 20$ μ s).	152
5.21.	Densités ionique et électroniques moyennées sur 0.1 μ s dans le canal	152
5.22.	Energie électronique moyenne totale, radiale, axiale et azimuthale	153
5.23.	Température électronique totale, radiale, axiale et azimuthale (plasma sans émission électronique)	153
5.24.	Densités d'ions et d'électrons dans le canal en fin de simulation ($t_f = 20$ μ s) pour une simulation PIC 1D avec émission électronique aux parois (modèle de Sydorenko).	155
5.25.	Potentiel électrique dans le canal à $t_f = 20$ μ s pour une simulation PIC 1D avec émission électronique aux parois (modèle de Sydorenko).	155
5.26.	Température électronique totale, radiale, axiale et azimuthale (plasma avec émission électronique d'après le modèle de Sydorenko).	156
5.27.	Energie électronique moyenne totale, radiale, axiale et azimuthale (plasma avec émission électronique d'après le modèle de Sydorenko).	156
5.28.	Densités d'ions et d'électrons dans le canal en fin de simulation ($t_f = 20$ μ s) dans le cas d'une saturation de la gaine plasma.	157
5.29.	Potentiel électrique dans le canal à $t_f = 20$ μ s dans le cas d'une saturation de la gaine plasma.	157

5.30. Comparaison des rendements en émission électronique totale en fonction de E^* .	158
5.31. Densités d'ions et d'électrons dans le canal en fin de simulation ($t_f = 20 \mu\text{s}$).	159
5.32. Densités d'ions et d'électrons dans le canal à $t_f = 20 \mu\text{s}$, moyennées sur $0.1 \mu\text{s}$.	160
5.33. Potentiel électrique dans le canal à t_f .	161
5.34. Température électronique totale, radiale, axiale et azimuthale pour le modèle 1.5D avec émission électronique aux parois (modèle de Sydorenko).	161
5.35. Énergie électronique moyenne totale, radiale, axiale et azimuthale dans le cas de la simulation PIC 1.5D avec émission électronique aux parois (modèle de Sydorenko).	162
5.36. Distribution en vitesse selon v_x des électrons dans le système à $t_f = 20 \mu\text{s}$.	162
5.37. Distribution en vitesse selon v_y des électrons dans le système à $t_f = 20 \mu\text{s}$ dans le canal.	163
5.38. Distribution en vitesse selon v_z des électrons dans le système à $t_f = 20 \mu\text{s}$.	163
5.39. Énergie électronique moyenne totale pour les quatre cas de modélisations.	164
5.40. Température électronique totale pour les quatre cas de modélisation.	165
5.41. Densités d'ions et d'électrons dans le canal en fin de simulation ($t_f = 20 \mu\text{s}$) dans le cas d'une saturation de la gaine plasma.	166
5.42. Potentiel électrique dans le canal à $t_f = 20 \mu\text{s}$.	167
A.1. Tracé de la fonction erreur	180
A.2. Densité de probabilité de la loi normale réduite	181
A.3. Distribution Maxwellienne en vitesse absolue	182
A.4. Distribution Lambertienne en énergie	183
A.5. Particule chargée dans un champ $\vec{E} \times \vec{B}$ constant	184
B.1. Composantes vectorielles des vitesses des électrons émis	191
B.2. Géométrie de la mesure des électrons émis par l'analyseur hémisphérique.	193
B.3. Fonction de transfert du transport entre l'échantillon et l'analyseur en fonction de l'énergie d'émission E_e et du potentiel de surface φ	193

Liste des tableaux

1.1. Énergie d'ionisation de différents gaz propulsifs	33
3.1. Paramètres d'ajustement de $R_E(T_e)$ pour une distribution lambertienne d'électrons incidents et pour trois matériaux différents (SiO ₂ , argent et graphite) . . .	96
3.2. Corrélation des données expérimentales de TEEY sur BN aux modèles de Vaughan et Sombrin, paramètres et coefficients de corrélation	102
4.1. Description du modèle d'émission électronique	108
5.1. Paramètres de la simulation plasma sans émission électronique	150
5.2. Paramètres de la simulation plasma avec émission électronique	154
5.3. Paramètres de la simulation PIC 1D avec émission électronique, aux parois avec saturation de la gaine.	154
5.4. Synthèses des valeurs moyennes caractéristiques des simulations PIC 1D.	159
5.5. Cas de simulation avec rétrodiffusion élastique nette et modèle de Chung et Everheart	164
5.6. Moyennes temporelles des courant d'électrons aux limites du système pour les quatre cas.	165
5.7. Synthèses des valeurs moyennes caractéristiques des simulations PIC 1.5D.	167

Introduction

La propulsion plasma est un sujet important pour l'industrie spatiale et intéresse aujourd'hui à la fois les acteurs de l'industrie spatiale (tels que Airbus Defense and Space, Thales Alenia Space, Boeing, etc.), les institutions gouvernementales liées à l'industrie spatiale (telles que l'ESA, le CNES et l'ONERA) et également la communauté scientifique de la physique des plasmas (e.g. le Laboratoire Laplace à Toulouse, le LPP à Paris ou encore le PPPL à Princeton – États-Unis).

Cette thèse s'intéresse à une problématique cruciale des fabricants de propulseurs plasma à courant de Hall : prévoir les performances d'un propulseur à courant de Hall à partir des choix de conceptions du prototype (dimensions du propulseur, matériaux de parois, caractéristiques du champ électromagnétique appliqué, etc.). En effet, la conception de nouveaux propulseurs à courant de Hall se fait en très grande partie de manière empirique ce qui oblige les constructeurs de propulseurs à concevoir et tester en chambre à vide les performances d'un grand nombre de prototypes de propulseurs. Cette méthode de développement est extrêmement coûteuse en temps, en moyens humains et financiers, et sans garantie d'une amélioration des performances par rapport aux propulseurs existants. La création d'un modèle prédictif de plasma de propulseur à courant de Hall représenterait ainsi un progrès significatif pour le développement de cette technologie.

Cette thèse a pour objectif d'améliorer notre connaissance des phénomènes physiques régissant le fonctionnement des propulseurs à courant de Hall qui sont aujourd'hui un standard de la propulsion plasma. Plus précisément, cette thèse s'intéresse à l'interaction entre le plasma des propulseurs à courant de Hall et les parois en céramique du propulseur et en particulier à l'influence de l'émission électronique sur les plasmas de propulseurs.

Du fait à la fois de son importance pour l'industrie spatiale et de son intérêt théorique, ce sujet a fédéré autour de lui à la fois des acteurs institutionnels (l'ONERA et le CNES) et des acteurs de la communauté scientifique de la physique des plasmas (le Laboratoire Laplace). Cette thèse a ainsi été cofinancée par l'ONERA et le CNES et a été réalisée dans le cadre d'une collaboration entre l'ONERA et le Laboratoire Laplace.

Après une étude bibliographique approfondie présentée dans le chapitre 2, plusieurs conclusions peuvent être faites. D'une part, il apparaît clairement qu'il n'existe que peu de données expérimentales disponibles sur l'émission électronique pour des matériaux caractéristiques des parois de propulseurs à courant de Hall. D'autre part, il n'existe pas actuellement de modèle d'émission électronique à la fois suffisamment précis et avec un temps de calcul suffisamment court pour être implémenté dans une modélisation particulière de plasma de propulseur (modélisation Particle-In-Cell). Enfin, les modèles d'émission électronique actuellement utilisés dans les modélisations Particle-In-Cell de plasma de propulseur à courant de Hall sont très simplifiés et ne permettent pas de prendre en compte toute la complexité de ce phénomène, et donc d'évaluer son impact sur le comportement global du plasma de propulseur à courant de Hall. La démarche de cette thèse se décompose ainsi en trois étapes. Dans un premier temps, des mesures complémentaires d'émission électronique sont réalisées sur les matériaux caractéristiques des parois de propulseurs à courant de Hall en particulier des mesures sur nitrure de bore (BN). Dans un second temps, un modèle d'émission électronique implémentable dans un modèle plasma est développé. Ce modèle est à la fois suffisamment détaillé pour représenter de manière précise la complexité de l'émission électronique et avec un temps de calcul suffisamment court pour être implémenté dans une simulation Particle-In-Cell de plasma de propulseur à courant de Hall. Les résultats de ce modèle sont validés par comparaison aux données expérimentales de la première partie. En particulier, les mesures réalisées sur le BN

permettent de calibrer ce modèle d'émission électronique pour permettre d'être représentatif des matériaux de paroi des propulseurs à courant de Hall. Enfin, dans une dernière partie, ce modèle d'émission électronique est implémenté dans une simulation Particle-In-Cell de plasma de propulseur à courant de Hall afin d'évaluer l'influence de l'émission électronique sur le comportement global du plasma de propulseur à courant de Hall. Par ailleurs, le modèle Particle-In-Cell développé ici est un modèle 1.5D. C'est à dire qu'il représente, d'une part, le déplacement des particules (ions et électrons) et résout le potentiel et le champ électrique entre les parois, et, d'autre part, celui-ci décrit le déplacement des particules dans la direction axiale du propulseur. Ceci représente une amélioration par rapport à l'état de l'art puisque les industriels utilisent actuellement des modèles 1D pour prédire les performances des propulseurs en développement. Ce modèle est ainsi plus réaliste puisqu'il représente les entrées et les sorties des particules dans la direction axiale du propulseur.

Cette thèse s'articule ainsi autour de cinq chapitres. Dans un premier chapitre, le contexte de cette thèse est exposé ainsi que l'importance de cette problématique pour l'industrie spatiale et pour la communauté scientifique de la physique des plasmas. Dans un second chapitre, une étude bibliographique est réalisée pour définir les mesures expérimentales et les modélisations à réaliser. Dans un troisième chapitre, les mesures expérimentales réalisées pour cette thèse sont présentées et les résultats sont analysés. Dans un quatrième chapitre, le modèle créé pour modéliser le phénomène d'émission électronique dans les plasmas de propulseurs à courant de Hall est présenté et ses données sont comparées aux résultats expérimentaux du troisième chapitre. Enfin, dans le cinquième chapitre les modélisations de plasma de propulseurs réalisés au cours de cette thèse et leurs résultats sont analysés pour conclure sur l'impact de l'émission électronique sur les propulseurs à courant de Hall.

1. Contexte de la propulsion plasma

Sommaire

1.1. Présentation générale des plasmas	21
1.2. La propulsion plasma et son impact sur l'industrie spatiale	21
1.2.1. Les indicateurs de performance de la propulsion plasma	23
1.2.2. Les applications de la propulsion plasma à l'industrie spatiale	25
1.2.3. Les nouveaux concepts et nouvelles missions de la propulsion plasma	26
1.2.4. Vers une prédominance des propulseurs à courant de Hall dans l'industrie spatiale	28
1.3. La technologie des propulseurs à courant de Hall	30
1.3.1. Principe de fonctionnement des propulseurs à courant de Hall	30
1.3.2. Les nouveaux concepts de propulseurs à courant de Hall	35
1.3.3. Les inconnues physiques des propulseurs à courant de Hall	36
1.4. Problématique de la thèse	41

Que ce soit dans l'industrie électronique, photovoltaïque ou spatiale, la physique des plasmas a une importance majeure et en pleine expansion. Elle intéresse les acteurs du spatial car elle rend possible de nouveaux modes de propulsion plus efficaces que la propulsion chimique conventionnelle. Dans ce chapitre, nous allons présenter de manière générale les plasmas et la propulsion plasma en particulier.

1.1. Présentation générale des plasmas

Le plasma est un état de la matière comme les solides, les liquides et les gaz. Il représente la majorité de la matière visible de l'univers (autour de 99.9% [2]). Cet état est atteint par un gaz lorsque son rapport température sur pression augmente suffisamment. L'état plasma possède trois caractéristiques: c'est un **gaz ionisé** (i.e. un gaz dont certains électrons ont été arrachés à leurs atomes), il est **globalement neutre** et les particules du plasma (ions et électrons) présentent un **comportement collectif**.

Il existe différents types de plasma naturels en fonction des températures et des densités électroniques (cf. Figure 1.1, p.22). La compréhension de la physique des plasmas a permis de développer différentes technologies comme les réacteurs plasma industriels (utilisés pour les revêtements en couche mince), les néons, les plasmas de fusion nucléaire (tokamaks comme ITER à Cadarache), les plasmas de fusion par confinement inertiel (type laser MEGAJOULE, à Bordeaux), etc. Ces plasmas sont présentés dans le graphique 1.2, p.22.

1.2. La propulsion plasma et son impact sur l'industrie spatiale

La maîtrise des plasmas a permis de développer une méthode de propulsion novatrice: la propulsion plasma. La propulsion plasma est extrêmement efficace en terme de consommation de carburant. Pour une même différence de vitesse, il existe un rapport de 1000 entre la masse de carburant consommée par un moteur chimique conventionnel et un moteur plasma de type moteur à grilles ou moteur à courant de Hall. Cela est dû à la vitesse d'éjection des moteurs plasma qui est beaucoup plus élevée que celle des moteurs chimiques. En effet, l'équation de

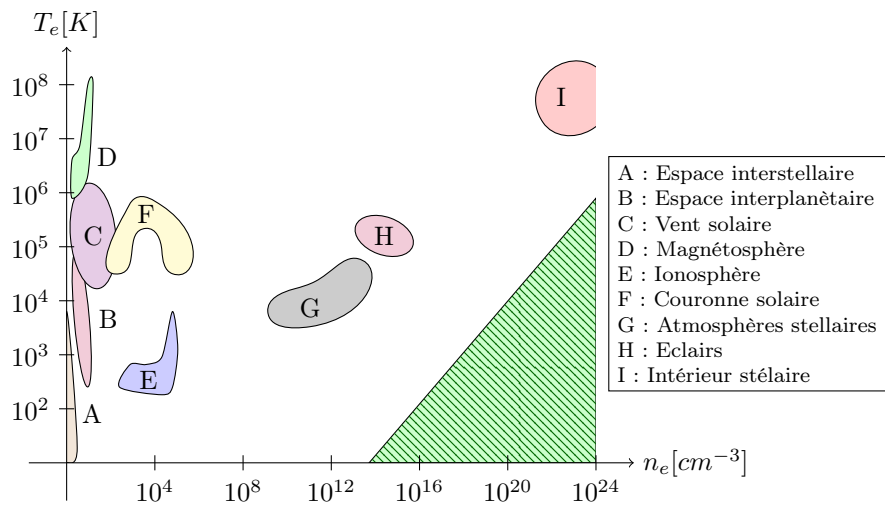


FIGURE 1.1. – Densités et températures électroniques des principaux plasmas naturels (d'après [2]). La zone rayée représente la limite du rapport température sur pression permettant l'existence d'un plasma.

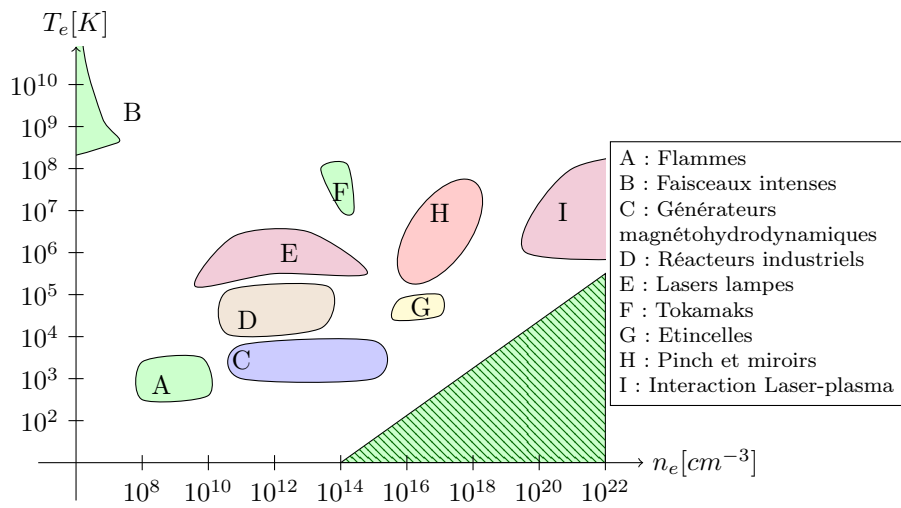
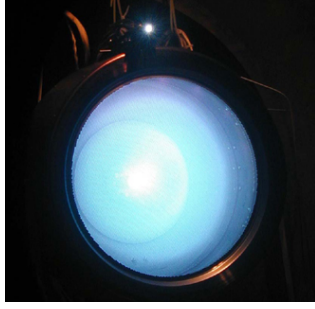


FIGURE 1.2. – Densités et températures électroniques des principaux plasmas artificiels (d'après [2]). La zone rayée représente la limite du rapport température sur pression permettant l'existence d'un plasma.



(a) Propulseur à grilles NEXT de la NASA en banc d'essai [20] (b) Propulseur PPS-5000 de Snecma (SAFRAN Group) en banc d'essai [21]

FIGURE 1.3. – Propulseurs à courant de Hall et à grilles, standards industriels de la propulsion plasma

Tsiolkovski donne la relation suivante entre la vitesse d'éjection du carburant, la masse de carburant embarquée, la charge utile et la variation de vitesse entre le début et la fin de la phase de propulsion:

$$\Delta v = v_{\text{ex}} \ln \left(\frac{m_u + m_f}{m_f} \right) \quad (1.1)$$

Avec:

v_{ex} : La vitesse de carburant éjectée [m/s]

m_u : La masse utile embarquée (masse totale moins la masse de carburant) [kg]

m_f : La masse de carburant embarquée (fuel mass) [kg]

Δv : La variation de vitesse entre le début et la fin de la phase de propulsion [m/s]

Cette équation montre que, pour accroître Δv , il est beaucoup plus efficace d'augmenter la vitesse d'éjection du carburant que d'augmenter la masse du carburant. En effet, Δv croît proportionnellement à v_{ex} mais seulement de manière logarithmique avec m_u . Cela s'explique par le fait qu'augmenter la masse de carburant impose également de propulser cette masse de carburant supplémentaire.

On peut énumérer différents types de propulsion plasma: les moteurs à grilles (cf. Figure 1.3a, p.23), les moteurs à courant de Hall (cf. Figure 1.3b, p.23), les moteurs à plasma pulsé, etc.

Les moteurs à grilles et les moteurs à courant de Hall sont devenus la norme industrielle de la propulsion plasma des satellites de télécommunication. Comme cette thèse s'intéresse uniquement au fonctionnement des propulseurs à courant de Hall (ou SPTs pour Stationary Plasma Thrusters), nous n'allons décrire que cette technologie.

Cependant, il est important, avant de décrire cette technologie, de savoir quels sont les critères employés pour évaluer ses performances. Cela permet de comprendre les avantages que présente cette technologie sur ses concurrents.

1.2.1. Les indicateurs de performance de la propulsion plasma

Avant de s'intéresser aux caractéristiques de la propulsion plasma, ses avantages et ses défauts, il faut, dans un premier temps définir comment sont évaluées les performances des systèmes propulsifs. Cinq grandeurs sont présentées ici pour évaluer cette performance: la consommation de carburant (ou débit massique de carburant), la poussée, l'impulsion spécifique,

l'efficacité électrique et la durée de vie du propulseur. Étant donné que la masse embarquée est une contrainte majeure de l'industrie spatiale, la consommation de carburant (ou débit massique de carburant – \dot{m}_f) est un élément clé des mesures des performances d'un propulseur. Celle-ci doit être réduite au minimum afin de minimiser la quantité de carburant embarquée.

La poussée, notée \vec{T} et exprimée en newtons, est la force exercée par le moteur sur l'engin spatial. Elle caractérise la capacité d'accélération de ce dernier. Comme les propulseurs spatiaux sont essentiellement des moteurs à réaction (voile solaire exceptée), la poussée peut s'exprimer en fonction du débit massique de carburant selon:

$$\vec{T} = -\dot{m}_f \cdot \vec{v}_{\text{ex}} \quad (1.2)$$

Cette expression est cependant simplifiée car elle suppose que le carburant est éjecté de manière parfaitement monodirectionnelle dans la direction opposée à celle du véhicule spatial. En réalité, le flux de carburant éjecté est légèrement divergent, ce qui induit une perte d'efficacité de la poussée. Cette perte d'efficacité est caractérisée par l'angle de divergence du flux de carburant éjecté α . La poussée peut alors s'exprimer selon:

$$\vec{T} = -\dot{m}_f \cdot \vec{v}_{\text{ex}} \cos(\alpha) \quad (1.3)$$

Cependant l'équation 1.3 montre bien que la poussée d'une part et la consommation de carburant d'autre part ne sont pas des données suffisantes pour évaluer l'efficacité d'un système propulsif spatial. En effet, un moteur avec une très faible consommation de carburant mais également une très faible poussée ne pourra pas être considéré comme efficace. De même, un propulseur produisant une très forte poussée mais en consommant une quantité rédhibitoire de carburant ne pourra pas non plus être considéré comme performant. L'impulsion spécifique est ainsi une grandeur calculée pour évaluer l'efficacité propulsive d'un moteur spatial. L'impulsion spécifique d'un moteur est définie comme le rapport de la vitesse d'éjection du gaz propulsif (ou du plasma), v_{ex} sur l'accélération de la pesanteur g :

$$\text{Isp} = \frac{v_{\text{ex}}}{g} \quad (1.4)$$

Cette dernière peut être calculée en fonction du rapport de la poussée sur le flux massique de carburant selon:

$$\text{Isp} = \frac{\|\vec{T}\|}{\dot{m}_f \cdot g} \quad (1.5)$$

L'impulsion spécifique est homogène à un temps et est exprimée en secondes. Pour une différence de vitesse d'un engin spatial donnée, un moteur avec une impulsion spécifique importante consommera moins de carburant qu'un moteur avec une impulsion spécifique faible.

L'efficacité énergétique totale du propulseur est définie comme la puissance du flux de carburant éjecté sur la puissance électrique injectée dans le propulseur :

$$\eta_T = \frac{T \cdot v_{\text{ex}}}{2 \cdot P_{\text{in}}} \quad (1.6)$$

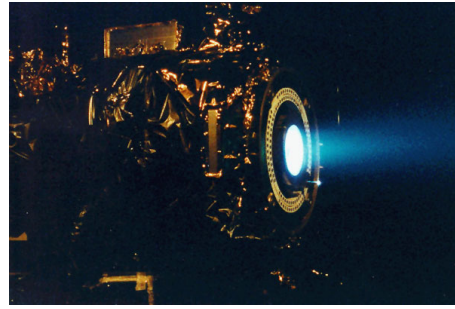
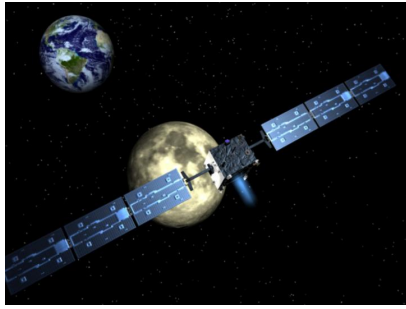
Avec:

η_T : L'efficacité énergétique totale du propulseur [Ø]

T : La poussée générée par le propulseur [N]

v_{ex} : La vitesse d'éjection du carburant [m/s]

P_{in} : La puissance électrique fournie au propulseur [W]



(a) La sonde SMART-1 (ESA) équipée d'un propulseur à courant de Hall (PPS-1350 de Snecma) orbitant autour de la lune [27] (b) La sonde Dawn (NASA) en banc d'essai au Jet Propulsion Laboratory (JPL) pour des tests d'allumage du propulseur à grille NSTAR [28]

FIGURE 1.4. – Exemples de sondes spatiales utilisant les propulseurs plasma

Cette valeur est dimensionnante pour un satellite car elle dépend de la puissance électrique disponible (qui correspond à la puissance des panneaux solaires disponibles). La problématique de puissance électrique est absente des propulseurs chimiques.

Enfin, les propulseurs plasma sont destinés à fonctionner durant de longues durées, or étant donné leur faible consommation de carburant, la durée de vie des propulseurs est plus limitée par des problèmes d'érosion. La durée de vie d'un propulseur est donc également un paramètre important, généralement évalué en millier d'heures de fonctionnement.

1.2.2. Les applications de la propulsion plasma à l'industrie spatiale

La propulsion plasma est utilisée pour différentes opérations sur les engins spatiaux (satellites et sondes spatiales) qui mettent à profit sa sobriété en terme de consommation de carburant.

Le contrôle d'attitude de satellites

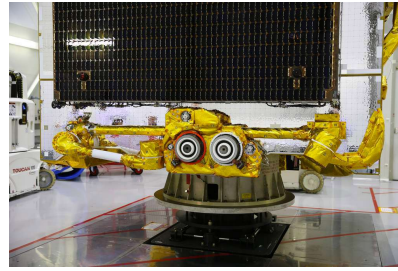
L'utilisation historique des propulseurs plasma a été le contrôle d'attitude des satellites. En effet, leur faible poussée est adaptée à des corrections précises de positionnement, leur faible consommation de carburant les rend économiquement compétitifs et leur grande fiabilité permet de garantir une durée de vie importante du satellite. Ce type d'application se retrouve à la fois sur des satellites scientifiques tels que le satellite GOCE utilisé pour des mesures de haute précision du géoïde terrestre [22], sur des satellites militaires [23] et des satellites commerciaux [24–26]. Les propulseurs à grilles et les SPT représentent la majorité des propulseurs utilisés pour cette application.

La propulsion de sondes spatiales

La propulsion plasma permet d'obtenir des différentiels de vitesse importants pour une faible masse de carburant embarquée. Cette qualité a été employée pour l'exploration du système solaire par des sondes spatiales. La sonde SMART-1 (cf. Fig.1.4a) de l'agence spatiale européenne (european space agency — ESA) propulsée par un moteur de Hall PPS-1350 de Snecma (groupe SAFRAN) et la sonde Dawn (cf. Fig.1.4b) de la NASA équipée d'un moteur à grille NSTAR sont des exemples de sondes spatiales utilisant la propulsion plasma.

La mise à poste de satellites

La mise à poste de satellites par propulsion électrique (ou electric orbit rising — EOR) est l'application la plus récente de la propulsion plasma. C'est également celle qui a le plus marqué



(a) Vue d'artiste d'Eutelsat-172B en GEO, un propulseur SPT-140 est visible au bout de son bras robotisé (b) Les deux propulseurs de Hall SPT-140 présents sur Eutelsat-172B lors de son intégration

FIGURE 1.5. – Le satellite Eutelsat-172B, un des premiers exemple de satellites de télécommunication géostationnaire utilisant l'EOR

l'industrie spatiale. En effet, jusque dans les années 2000, le transfert de l'orbite d'injection à l'orbite de fonctionnement était assuré par l'utilisation de propulseurs chimiques. L'utilisation de propulseur plasma a permis des gains de poids conséquent. Un bon exemple de ce gain de poids est le lancement VA-237 par Ariane 5 le 2 juin 2017 qui a emporté deux satellites de télécommunication géostationnaires [24–26]. D'un côté le satellite Viasat-2, construit par Boeing a effectué son transfert d'orbite par propulsion chimique. De l'autre, le satellite Eutelsat-172B conçu par Airbus Defense and Space (ADS) a effectué son transfert d'orbite uniquement par propulsion électrique. Alors que les deux satellites ont des puissances électriques similaires (13 kW pour Eutelsat-172B contre 16 kW pour Viasat-2) et donc des capacités opérationnelles similaires, Eutelsat-172B était 55 % plus léger que Viasat-2 (3.551 t contre 6.418 t). Sachant qu'envoyer 1 kg en orbite de transfert géostationnaire (ou geostationary transfert orbit — GTO) coûte entre 15 000 € et 30 000 €, l'EOR permet donc des économies non-négligeable. Cette nouvelle méthode de propulsion nécessite cependant un temps de mise à poste beaucoup plus long (jusqu'à 6 mois contre quelques semaines pour la propulsion chimique).

1.2.3. Les nouveaux concepts et nouvelles missions de la propulsion plasma

En dehors des utilisations actuelles, la propulsion plasma pourrait à l'avenir permettre de nouvelles applications. Ces dernières ne sont pas encore matures mais plusieurs prototypes sont en cours de développement à travers le monde.

La propulsion pour micro et nano-satellites

Durant la dernière décennie, le marché des micro- et nano-satellites (i.e. des satellites ayant respectivement une masse comprise entre 10 kg et 100 kg et inférieure à 10 kg) a pris une importance conséquente. Ces satellites regroupés en constellations pourraient permettre, par exemple, le développement de réseaux internet satellitaires (e.g. le projet OneWeb [29]) ou l'observation optique et radar en temps réel de la terre pour les particuliers et les professionnels (e.g. projet IceEye [30]). Or ces nouvelles constellations de satellites ont également besoin de propulsion et de systèmes de contrôle d'attitude. Les propulseurs plasma semblent adaptés aux exigences de ce nouveau marché. En effet, leur faible poussée convient à cette gamme de satellites tout en permettant d'importantes économies de poids grâce à leur forte impulsion spécifique. Par ailleurs comme les carburants des propulseurs plasma sont des gaz ou des solides inertes, ceux-ci impliquent moins de risques pour le satellite et il est également plus facile d'obtenir leur certification. Enfin le développement de ces micro-propulseurs nécessite

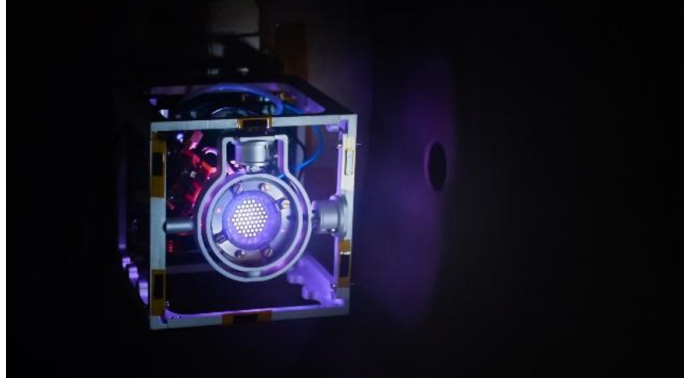


FIGURE 1.6. – Propulseur de la société ThrustMe [3]

moins de moyen que les propulseurs de grandes dimensions. De nombreuses start-up se sont ainsi engagées dans le développement des ces propulseurs (e.g. COMAT [31], ThrustMe [32] ou encore ExoTrail [33] en France).

Le remorquage de satellites (Space-Tug)

Une nouvelle application envisagée pour la propulsion plasma est le remorquage de satellites (cf. Figure 1.7, p.28). En effet, en plus de leur fonction principale (télécommunication, observation optique ou radar, etc.), les satellites doivent actuellement assurer leur transfert entre leur orbite d’injection et leur orbite de fonctionnement. Par conséquent, une fraction non négligeable de la masse du satellite est dédiée à la propulsion (jusqu’à 50 % de la masse du satellite [26, 34]). Le principe du remorquage est de différencier deux types de satellites: les satellites de fonction et les satellites de remorquage (ou space-tug). Les satellites de fonction sont équipés uniquement de petits propulseurs servant au contrôle d’attitude. La place auparavant consacrée à la propulsion du satellite peut désormais être utilisée pour augmenter ses capacités de mission. A l’inverse, les satellites remorqueurs sont intégralement dédiés à la mise à poste et au désorbitage des satellites de fonction. La mise à poste d’un satellite de fonction peut alors se décomposer en quatre étapes:

1. Un vecteur (e.g. Ariane V, Falcon 9, etc.) envoie un satellite de fonction sur son orbite de transfert.
2. Un remorqueur se trouvant sur cette orbite de transfert apponte le satellite de fonction.
3. Le remorqueur emporte le satellite de fonction sur son orbite finale.
4. Le remorqueur se détache du satellite de fonction et se dirige vers l’orbite d’injection d’un nouveau satellite.

Une telle division des opérations permettrait de créer des satellites de fonction plus efficaces et assurerait une plus grande flexibilité dans leurs opérations et leur durée de vie. Cependant, cela n’est réalisable que si les remorqueurs ont une durée de vie suffisante (de plusieurs années au minimum) ce qui implique l’utilisation de propulseurs extrêmement efficaces. La propulsion plasma rend envisageable une telle division des opérations et plusieurs intégrateurs de rang international développent désormais des prototypes de remorqueurs (Airbus Defense and Space, Thales Aliena Space, ATK, etc.) [35].

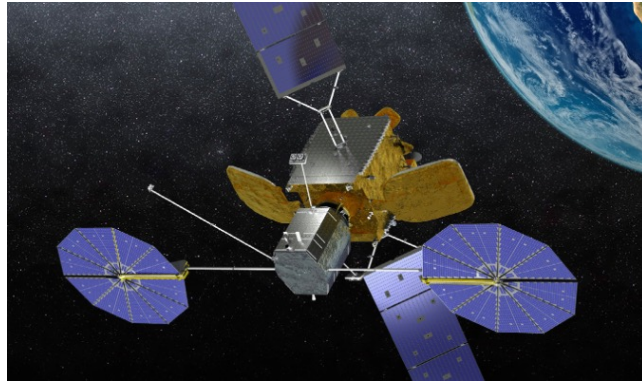


FIGURE 1.7. – Vue d’artiste d’un space-tug de ATK relié à un satellite de fonction [4]

Les vols spatiaux habités

L’exploration spatiale habitée suscite toujours un fort engouement à la fois de la part des populations, des gouvernements mais aujourd’hui également de la part des entreprises telles que SpaceX, Lockheed Martin, Virgin Galactic, Blue Origin, etc. Cependant l’exploration spatiale implique bien plus de contraintes à la fois en terme de moyens financiers, de sécurité, et de moyens techniques que les vols non-habités. Parmi les freins principaux à l’exploration spatiale on pourra citer le prix de lancement d’un kilogramme en orbite terrestre, la durée de missions vers les autres planètes du système solaire, les risques humains liées aux radiations de l’environnement solaire ou psychologiques liés à un confinement dans un espace clos pendant plusieurs mois voire plusieurs années. Ainsi, en utilisant une propulsion chimique conventionnelle, la durée de transfert d’un engin habité de l’orbite terrestre à l’orbite martienne est aujourd’hui estimée entre six mois et un an. Plusieurs projets de propulseurs plasma de forte puissance ont ainsi vu le jour pour réduire drastiquement cette durée. Par exemple, l’entreprise Ad Astra Rocket estime qu’en utilisant son moteur plasma VASIMR (actuellement en développement) nécessitant une puissance électrique de 50 MW à 100 MW, la durée d’un transfert Terre-Mars pourrait être réduite à 39 jours [5](cf. Fig.1.8). Aujourd’hui, ces projets restent cependant au stade théoriques, de tels propulseurs n’ayant pas encore prouvé factuellement leur efficacité. Par ailleurs l’emploi de telles puissances électriques rend l’utilisation de panneaux solaires complexes. Il faudrait alors se tourner vers des réacteurs nucléaires qui posent d’importants problèmes de sécurités et politiques.

1.2.4. Vers une prédominance des propulseurs à courant de Hall dans l’industrie spatiale

Durant la dernière décennie, les propulseurs à courant de Hall ont connu un fort développement industriel et sont aujourd’hui employés par de nombreux intégrateurs de satellites (Airbus Defense and Space, Thales Aliena Space – TAS, Boeing, Lockheed Martin, etc.). Cette forte progression s’explique par les qualités spécifiques des propulseurs à courant de Hall sur leurs concurrents.

Les SPTs ont plusieurs avantages, sur les propulseurs chimiques. Tout d’abord ils ont une excellente impulsion spécifique et par conséquent une très faible consommation de carburant. D’autre part, ils sont très fiables et très endurants. Ils présentent également des avantages sur leurs concurrents directs: les propulseurs à grilles. Ils permettent, en théorie, de faire circuler un flux de plasma dix fois plus intense que les propulseurs à grilles car ils ne sont pas limité par la saturation de charge-espace de la grille extractrice [36,37]. Il serait donc possible en théorie de réaliser des SPTs mille fois plus compact que les moteurs à grilles. Ils sont également plus

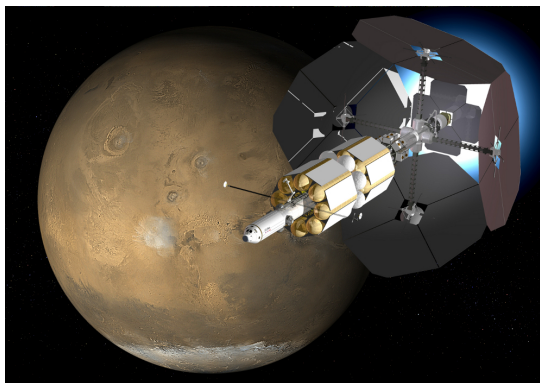


FIGURE 1.8. – Vue d’artiste d’un propulseur plasma de haute puissance (propulseur VASIMR de 50 MW [5]) utilisé pour l’exploration habitée de Mars



FIGURE 1.9. – Enceinte IV-10 de l’entreprise Sitael (Pise, Italie) consacrée au essais de propulseurs plasma [6]

endurants car il n’y a pas de phénomène d’usure de la grille. Par exemple, la sonde SMART-1 de l’ESA, propulsée par un moteur PPS-1350 de Snecma (groupe SAFRAN) a pu effectuer un transfert de l’orbite terrestre à l’orbite lunaire en 441 jours. Durant cette période, le propulseur aura fonctionné plus de 3600 h démontrant ainsi sa très grande endurance. Pour ces raisons les SPTs sont aujourd’hui préférés aux propulseurs à grilles pour les applications industrielles.

Ces propulseurs ont cependant certains défauts que la recherche et développement essaie de palier. Tout d’abord, ces derniers n’offrent qu’une faible poussée (de 0.1 N à 1 N actuellement). D’autre part, ils ont besoin d’être alimentés en électricité (aujourd’hui par les panneaux photovoltaïques des satellites). Leur puissance est donc limitée par la puissance électrique du satellite. Les SPTs actuels fonctionnent avec des puissances comprises en 0.1 et 5 kW et les prochaines générations passeront à quelques dizaines de kilowatts.

Enfin le frein principal à un large développement industriel des SPT provient du manque de compréhension théorique de la physique régissant le comportement du plasma de propulseurs. En effet, il est actuellement impossible de modéliser correctement le comportement de leur plasma ainsi que l’influence des paramètres physiques sur leur fonctionnement. Tout développement ou optimisation de propulseurs à courants de Hall passe donc obligatoirement par une longue et coûteuse campagne d’essais des prototypes en chambre à vide (cf. Figure 1.9, p.29) sans garantie de fonctionnement du prototype et de respect du cahier des charges.

Il est ainsi difficile d’optimiser les matériaux de parois, les dimensions du propulseur, etc.

Il n'est donc pas possible d'améliorer significativement leur durée de vie, leur puissance ou de changer leur dimensions. La compréhension de la physique des SPTs est donc un sujet important pour l'industrie spatiale.

1.3. La technologie des propulseurs à courant de Hall

Les propulseurs à courant de Hall, ou propulseurs à plasma stationnaire (Stationary Plasma Thruster – SPT) sont aujourd'hui le standard industriel de la propulsion plasma. Ces derniers possèdent une architecture relativement simple mais sont régis par une physique complexe et encore partiellement incomprise. En effet, bien que les HT soient apparus dans les années 70 en Union Soviétique et bien qu'ils aient été utilisés à de nombreuses reprises au cours des dernières décennies, il est actuellement impossible de modéliser le comportement de leur plasma ainsi que l'influence des paramètres physiques sur leur fonctionnement. Il est ainsi difficile d'optimiser les matériaux de parois, les dimensions du propulseur, etc. Il n'est donc pas possible d'améliorer significativement leur durée de vie, leur puissance ou de changer leur dimensions. La compréhension de la physique des HT est donc un sujet important pour l'industrie spatiale. Dans cette partie, le fonctionnement global des HT puis les caractéristiques du propulseur et du plasma le constituant seront présentés.

1.3.1. Principe de fonctionnement des propulseurs à courant de Hall

Les propulseurs à courant de Hall (aussi appelés Hall Thrusters – HT, ou Stationary Plasma Thruster — SPT, cf. Figure 1.3b, p.23) fonctionnent grâce à la différence de comportement entre les ions et les électrons en présence d'un champ magnétique. Comme le rayon de Larmor des électrons est beaucoup plus petit que celui des ions, en appliquant un champ magnétique adapté, on peut piéger les électrons sans contraindre le déplacement des ions. On dit dans ce cas que les électrons sont magnétisés et les ions non-magnétisés.

Une cathode externe au canal émet des électrons qui s'engouffrent dans le canal où ils sont piégés par le champ magnétique. Ils dérivent alors dans le canal sous l'effet du champ $\vec{E} \times \vec{B}$ et finissent par entrer en collision avec un atome neutre de carburant (du xénon en général). Ils génèrent ainsi des paires électron-ion qui composent le plasma. Comme les électrons sont piégés près de la sortie du canal, leur mobilité décroît fortement à cet endroit. Or comme le flux d'électron reste constant en régime permanent, le piégeage des électrons induit un champ électrique intense en sortie de canal selon:

$$\Gamma_e = n_e \mu_e E \quad (1.7)$$

Avec:

- Γ_e : Le flux d'électrons [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]
- n_e : La densité d'électrons [m^{-3}]
- μ_e : La mobilité électronique [$\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$]
- E : Le champ électrique [V/m]

Ce champ électrique éjecte les ions du propulseur à très grande vitesse (de l'ordre de 30 000 m/s). Les ions sont alors neutralisés par les électrons provenant de la cathode externe. La neutralisation permet ainsi que les ions ne soient pas ré-attirés par le satellite.

Architecture des HT

Un HT est composé de quatre éléments principaux (cf. Figure 1.10, p.31): un canal en céramique, une anode au fond du canal, une cathode externe et un ensemble de bobines assurant le confinement magnétique des électrons.

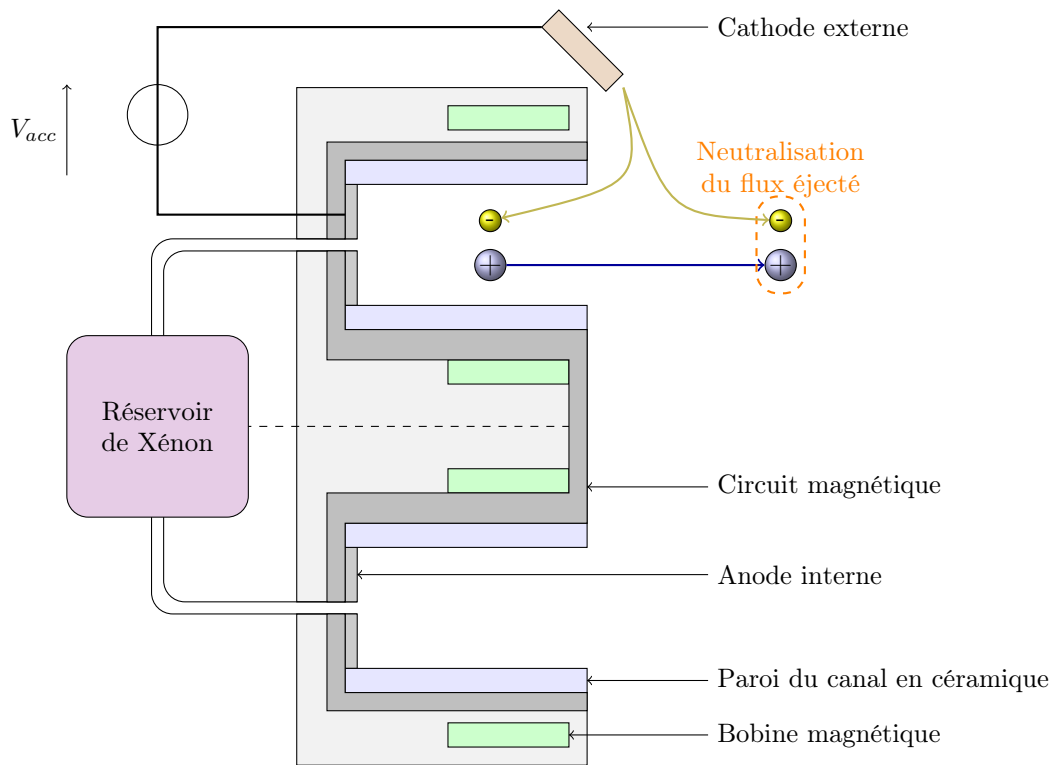


FIGURE 1.10. – Schéma d'un propulseur à plasma stationnaire

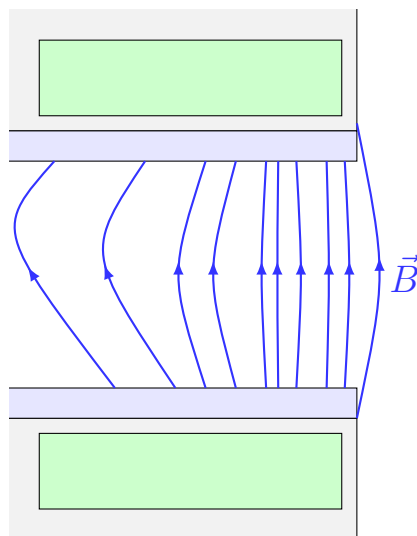


FIGURE 1.11. – Lignes de champ magnétique dans les SPTs

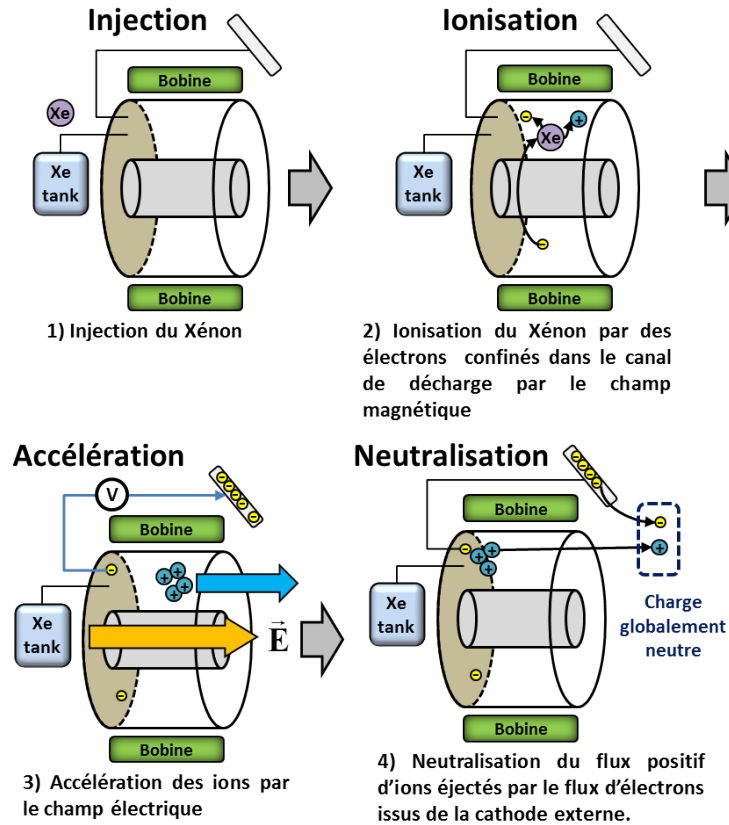


FIGURE 1.12. – Fonctionnement des propulseurs de Hall

On peut décomposer le fonctionnement des moteurs à courant de Hall en quatre étapes (cf. Figure 1.12, p. 32):

1. L'injection de carburant (généralement du xénon) dans le fond du canal.
2. L'ionisation du gaz propulsif par les électrons piégés dans le canal.
3. L'accélération des ions par la différence de potentielle entre l'entrée et la sortie du canal.
4. La neutralisation des ions par la cathode externe.

Les grandeurs caractéristiques des propulseurs de Hall

Il est important de définir les grandeurs caractéristiques des HT et leur ordre de grandeur. Les températures électronique, ionique, les longueurs de Debye, etc. permettent d'avoir une idée du comportement global du propulseur.

Densités moyennes des électrons et des ions Les densités moyennes d'ions et d'électrons dans les propulseurs sont de l'ordre de 10^{18} m^{-3} . Ce sont donc des plasmas d'une densité comparable à celles rencontrées en fusion nucléaire par confinement magnétique et bien plus dense que les plasmas rencontrés en astrophysique. Ils sont en revanche plus faibles que les décharges électrostatiques à pression ambiante (10^{22} m^{-3}) et les plasmas de fusion par confinement inertiel (10^{25} m^{-3}).

Gaz propulsif	Énergie d'ionisation (eV)
Xénon	12.1 eV
Béryllium	7.3 eV
Krypton	14.0 eV

TABLE 1.1. – Énergie d'ionisation de différents gaz propulsifs

Températures ionique et électronique La température caractérise la dispersion des vitesses d'une population de particules. La température d'une population de N particules peut être définie comme:

$$k_B \cdot T = \frac{1}{2} m \text{Var}(v) = \frac{m}{2N} \sum_{i=1}^N (\langle v_i^2 \rangle - \langle v_i \rangle^2) \quad (1.8)$$

En général, les températures ioniques et électroniques représentent la composante isotrope de l'énergie moyenne des électrons et des ions. Cependant, il est possible dans certains cas de définir des températures anisotropes (dans le cas d'un champ magnétique appliqué, par exemple).

Les températures électroniques et ioniques sont mal connues dans les propulseurs plasmas. Les simulations s'accordent cependant sur des températures de l'ordre de la dizaine d'électron-volts pour les électrons [38].

Type de gaz propulsif Le gaz propulsif utilisé doit répondre à plusieurs critères pour rendre les HT compétitifs. Tout d'abord, son énergie d'ionisation doit être faible pour minimiser la consommation électrique du propulseur. L'énergie d'ionisation (ou potentiel d'ionisation) est l'énergie qu'il faut fournir à un atome de gaz propulsif pour en extraire un électron. Il est choisi le plus faible possible pour réduire la consommation électrique du propulseur (cf. exemples d'énergie d'ionisation dans le tableau 1.1, p. 33).

De plus, la masse du gaz propulsif doit être importante afin de réduire les dimensions du réservoir. Enfin, le gaz utilisé doit être le plus inerte possible afin de réduire l'érosion et la redéposition sur les panneaux solaires et les optiques du satellite. Les gaz utilisés pour la propulsion plasma sont ainsi généralement des gaz rares comme le xénon, l'argon ou le krypton car ils remplissent ces différents critères. Le xénon est le gaz propulsif de référence pour la propulsion plasma car il remplit au mieux ces trois critères. Cependant ce dernier est extrêmement rare et son utilisation à l'échelle industrielle pourrait être limitée. Les constructeurs de propulseurs se tournent donc de plus en plus vers le krypton et l'argon pour le remplacer.

Flux massique de gaz propulsif Le flux massique de gaz propulsif est de l'ordre du microgramme par seconde. Cette très faible consommation de gaz propulsif explique l'intérêt porté à cette technologie qui permet de réduire la masse de gaz propulsif embarquée.

Dimensions du propulseur En raison des faibles puissances des propulseurs actuels, ils ont des dimensions de l'ordre du centimètre. La contrainte principale est d'avoir une longueur de canal d'au moins un à deux ordre de grandeurs plus grand que le rayon de Larmor des électrons afin de confiner ces derniers et de un à deux ordres de grandeurs plus petit que le rayon de Larmor des ions afin qu'ils puissent être extraits du propulseur.

$$r_{L,e} \ll L \ll r_{L,i}$$

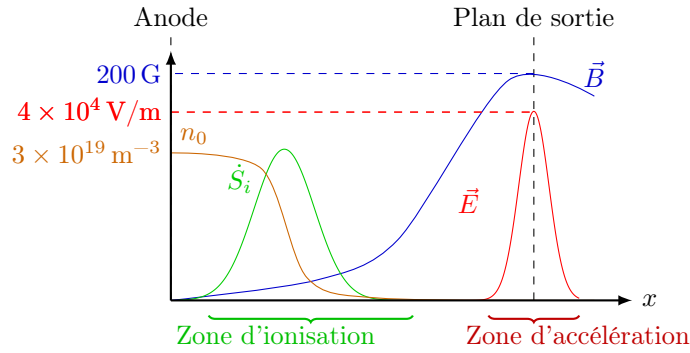


FIGURE 1.13. – Profils des différents paramètres définissant les zones du plasma de propulseur

Matériaux de paroi Les températures élevées du plasma et l'obligation d'avoir des systèmes endurants ont mené au développement de parois de propulseurs en céramiques. Initialement en alumine (Al_2O_3), les propulseurs actuels ont des parois en Nitrure et Bore et en silice (BN et BNSiO_2). De nombreux essais montrent que les matériaux de paroi ont une influence majeure sur le rendement global du propulseur.

Caractéristiques électromagnétiques du propulseur Afin de confiner les électrons dans le propulseur, un champ magnétique radial intense est appliqué. Il est de l'ordre de la centaine de gauss ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$). Sa valeur maximale est de l'ordre de:

$$B_{r,max} = 200 \text{ G} = 0.02 \text{ T} \quad (1.9)$$

Le champ magnétique est concentré en sortie de canal et décroît rapidement en allant vers le fond du canal et vers l'extérieur. Ce dernier réduit donc fortement la mobilité des électrons dans cette région. Comme le courant d'électrons est forcé de rester constant le long du canal du propulseur, cela induit un champ électrique intense en sortie de canal d'après:

$$\Gamma_e = n_e \mu_e E \quad (1.10)$$

Avec:

- Γ_e : Le flux d'électrons [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]
- n_e : La densité d'électrons [m^{-3}]
- μ_e : La mobilité électronique [$\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$]
- E : Le champ électrique [V/m]

Un champ électrique intense est donc induit par confinement des électrons en sortie de canal. Il est de l'ordre de 200 V sur 0.5 cm (soit de l'ordre de la dizaine de millier de volt par mètre) et est également concentré en sortie de canal.

$$E_{max} = 40\,000 \text{ V/m} \quad (1.11)$$

Les profils de ces différentes caractéristiques du plasma de propulseur à courant de Hall peuvent être observés sur la figure 1.13.

Longueur de Debye des ions et des électrons La longueur de Debye est définie comme la longueur d'écrantage d'une particule chargée dans un plasma. C'est à dire, la longueur maximale sur laquelle une particule chargée pourra agir sur ces voisins au travers de l'interaction

coulombienne. Le champ électrostatique collectif des particules du plasma empêche une particule de modifier le champ électrostatique locale d'une autre particule située à une distance supérieure à la longueur de Debye. La longueur de Debye est associée également à la notion de sphère de Debye. Dans le cas d'un plasma maxwellien, une longueur de Debye moyenne est calculée selon:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T}{en_0}} \quad (1.12)$$

Avec:

ε_0 : La permittivité diélectrique du vide [8.854×10^{-12} F/m]

T : La température de la population considérée (ions ou électrons) [eV]

e : La charge électrique élémentaire [1.6×10^{-19} C]

n_0 : La densité de la population considérée [m^{-3}]

Dans le cas présent, les ordres de grandeurs des longueurs de Debye sont:

$$\lambda_{D,e} \simeq \lambda_{D,i} \simeq 1.7 \mu\text{m}$$

Pulsations cyclotroniques des ions et des électrons La pulsation cyclotronique est la pulsation de rotation des ions et des électrons autour des lignes de champ magnétique. Elle dépend de l'intensité du champ magnétique, de la charge et de la masse de la particule considérée:

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (1.13)$$

La démonstration de cette expression est disponible en Annexe A.3.2, p. 182. Les pulsations cyclotroniques maximales obtenues en sortie de propulseurs sont:

$$\omega_{c,e} = 5.27 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \quad \omega_{c,i} = 2.20 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$$

La pulsation cyclotronique est importante en particulier pour les simulations car elle contraint le pas de temps minimum.

Fréquences plasma des ions et des électrons La fréquence plasma est la fréquence liée au déplacement des particules chargées dans le plasma.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n}{\varepsilon_0 m}} \quad (1.14)$$

Les fréquences calculées dans notre cas sont de l'ordre de:

$$\omega_{p,e} = 5.6 \times 10^{10} \text{ s}^{-1} \quad \omega_{p,i} = 1.2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$$

1.3.2. Les nouveaux concepts de propulseurs à courant de Hall

Comme cela a été évoqué en 1.2.4, les propulseurs de Hall ne sont pas adaptés à toutes les situations rencontrées dans l'industrie spatiale. Leur faible poussée, leur forte consommation électrique et le manque de flexibilité dans leur régime de fonctionnement sont les trois principaux défauts que les chercheurs et les industriels essaient de résoudre par le développement de nouveaux prototypes de HT. Les principales solutions technologiques actuellement développées sont présentées dans cette partie.

Les clusters de propulseurs

Une solution simple pour augmenter la capacité de propulsion d'un satellite est de regrouper les propulseurs plasma par clusters (cf. Figure 1.14a, p.37). De cette manière la capacité de propulsion d'un satellite peut être augmentée tout en améliorant la fiabilité du système. En effet, un cluster permet d'assurer une propulsion minimale même dans le cas où un des propulseurs est défectueux. De plus, la capacité d'éteindre et d'allumer les propulseurs indépendamment donne accès à une grande variété de régimes de fonctionnement, et donc rend ce système très flexible. Cependant un tel système présente également plusieurs défauts et engendre de nouvelles problématiques. En effet, utiliser plusieurs propulseurs signifie également plusieurs plumes plasmas qui interagissent ce qui complique la dynamique du plasma éjecté. Par ailleurs, la multiplication du nombre de propulseur entraîne une redondance des composants annexes tels que les unités de traitement de puissance (Power Processing Unit – PPU), les réservoirs de xénon, etc. Ceci entraîne une augmentation du poids et de la complexité du système de propulsion. Un cluster sera donc moins efficace qu'un propulseur unique de poussée équivalente. Enfin comme chaque propulseur possède sa propre cathode, il est important que chaque cathode délivre le même courant pour ne pas déséquilibrer les courants et abîmer les cathodes. On parle dans ce cas d'équilibrage de cathode qui est une problématique majeure de cette solution technologique.

Les propulseurs de forte puissance

Tout d'abord, les constructeurs de HT développent différents prototypes de forte puissance et de forte poussée. Le prototype PPS-20k de (cf. Figure 1.14c, p. 37) a une puissance nominale de 20 kW et une poussée de plus d'un newton [39].

Les HT double-étage

Afin d'augmenter l'impulsion spécifique et l'efficacité énergétique des HT, l'idée a été émise de réaliser des propulseurs à deux étages [36, 40]. Le premier permettrait d'ioniser le gaz propulsif, le second permettrait de l'accélérer. Cette technologie est toujours à l'étape de prototypage.

Les HT multi-canaux

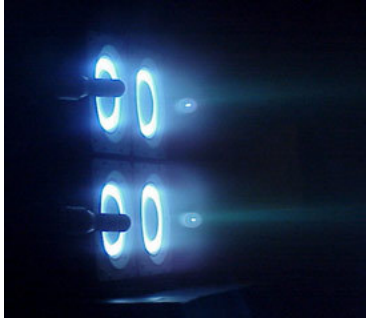
Afin d'avoir une plus grande diversité des régimes de fonctionnement, il est possible d'emboîter des canaux de tailles croissantes (cf. Figure.1.14b, p.37). En allumant et en éteignant certains canaux, il est possible de maîtriser plus finement le régime des moteurs. Des prototypes de propulseurs multi-canaux sont aujourd'hui développés en coopération par la NASA, le Jet Propulsion Laboratory (JPL, Californie, États-Unis) et l'université du Michigan (États-Unis) [41].

Les propulseurs de faible puissance

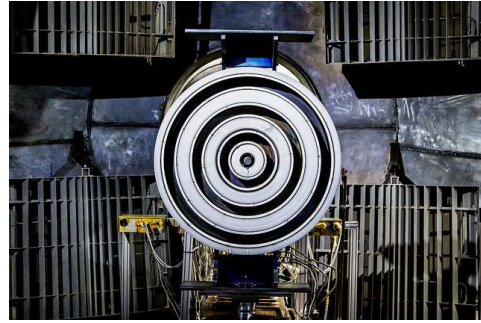
La société ExoTrail développe actuellement le plus petit HT au monde: l'ExoMG qui aura une poussée comprise entre 100 μN et 200 μN , une impulsion spécifique de 1500 s pour une consommation de puissance de 3 W et une consommation de carburant de 10 $\mu\text{g/s}$ (cf. Figure 1.14d, p.37).

1.3.3. Les inconnues physiques des propulseurs à courant de Hall

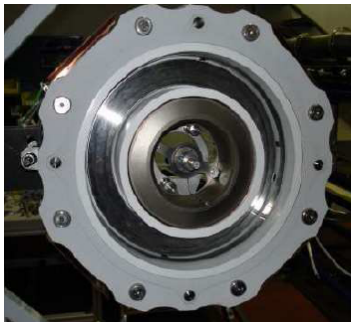
Malgré ses promesses, la technologie des HT présente de nombreux blocages théoriques. Plusieurs phénomènes sont représentatifs de cette incompréhension.



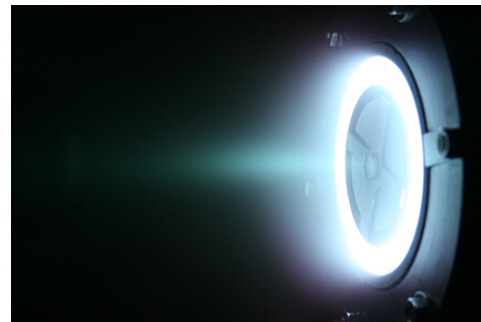
(a) Exemple de cluster de propulseurs à courant de Hall testé en chambre à vide (NASA)



(b) Propulseur à courant de Hall multi-canal X3 de 100 kW (Glenn Institute, NASA, États-Unis)



(c) Prototype du PPS-20k (Sneema), HT de 20 kW [39]



(d) Propulseur ExoMG en banc d'essai chez Exotrail

FIGURE 1.14. – Exemples de nouveaux concepts de propulsion impliquant l'utilisation de propulseurs à courant de Hall

Le transport anormal des électrons

En observant les courant de charges dans le canal, il a été démontré que les électrons se trouvant dans le canal ont une mobilité bien supérieure à ce que la théorie actuelle devrait permettre. Ce phénomène appelé transport anormal des électrons a un rôle central dans le fonctionnement du propulseur. En effet, s'il n'est pas pris en compte dans les modélisation, il apparaît que le propulseur ne devrait pas pouvoir s'allumer. D'autre part, il pourrait avoir un impact non négligeable sur les pertes d'énergies dans le propulseur puisqu'il dégrade le confinement des électrons dans le canal.

Le transport anormal des électrons est aujourd'hui inexplicable bien qu'un lien ait été identifié avec une turbulence du plasma appelée instabilité électron-cyclotron.

L'instabilité de dérive électron-cyclotron

Plusieurs instabilités existent au sein du plasma de HT [36]. Les quatre principales sont l'instabilité d'ionisation (également appelée mode de respiration – **breathing mode**), l'instabilité azimutale basse fréquence (également appelée **rotating spoke**), l'instabilité liée au temps de transit axial des ions (**axial transit time oscillations**) et enfin l'instabilité de dérive électron-cyclotron (**electron-cyclotron drift instability** – ECDI). Les trois premières instabilités sont expliquées par des modèles analytiques ou numériques. La dernière cependant reste partiellement incomprise et pourrait avoir une influence non négligeable sur la mobilité des électrons au sein du canal du propulseur qui reste actuellement un problème central pour la compréhension de la physique des HT. Cette étude se concentre donc sur cette dernière turbulence et en particulier sur les liens entre l'ECDI et l'émission électronique sous impact d'électrons aux parois du propulseur (i.e. l'émission d'électrons par les parois du propulseur lorsqu'elles sont soumises à un flux d'électrons incidents).

L'existence de l'ECDI a été postulé en 1970 par Gary et Sanderson [42, 43] et a depuis été observée expérimentalement [44] et simulée par des modèles particuliers [7, 8]. Différentes études numériques ont montré que l'instabilité de dérive électron-cyclotron pouvait multiplier par un facteur 50 la mobilité électronique dans le canal du propulseur et en sortie de canal ce qui en ferait le principal contributeur à la mobilité électronique anormale. L'article de P. Coche et L. Garrigues [7] permet ainsi d'observer la formation de l'ECDI dans un plasma de HT ainsi que sa contribution à la mobilité électronique dans le canal du propulseur et en sortie de canal (cf. Figure 1.15).

L'article de A. Héron et J-C. Adam [8] présente les résultats d'une simulation particulière dans le plan $r - \theta$ d'un canal de HT (cf. Figure 1.16, p.39). Comme pour l'article de P. Coche et L. Garrigues, cette simulation permet de mettre en évidence l'apparition de l'ECDI. Il permet également de montrer une dépendance entre le transport anormal des électrons aux travers de l'ECDI, et les caractéristiques de l'émission électronique aux parois du propulseur (cf. Figure 1.17b).

Ces articles montrent bien qu'il existe, d'une part, un lien entre transport anormal des électrons et ECDI, mais également entre ECDI et émission électronique aux parois du propulseur. Il apparaît donc que l'émission électronique joue un rôle central dans le transport anormal des électrons.

L'influence de l'interaction plasma/paroi sur les performances globales du propulseur

Il a été prouvé que les matériaux de parois ont une influence non négligeable sur le point de fonctionnement des HT ainsi que sur les pertes d'énergies du propulseur [38]. Il n'est cependant pas possible d'établir aujourd'hui un lien entre certains paramètres matériaux et les performances globales du propulseur. Par conséquent, même si les matériaux de paroi ont un impact majeur sur le fonctionnement du propulseur il n'est pas possible aujourd'hui d'optimiser leur sélection.

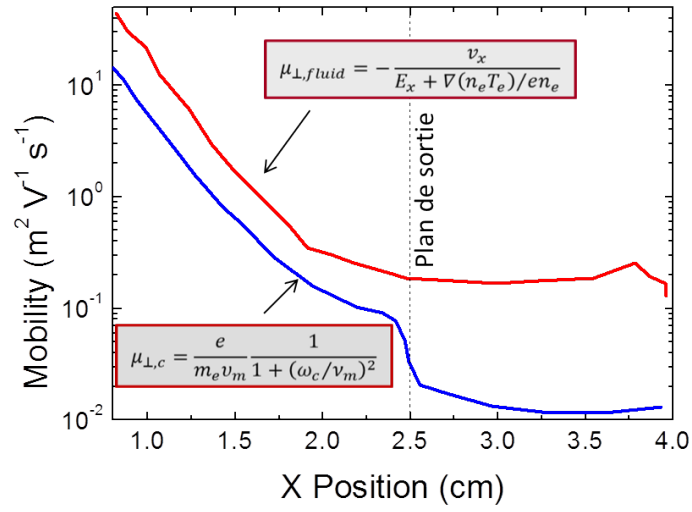
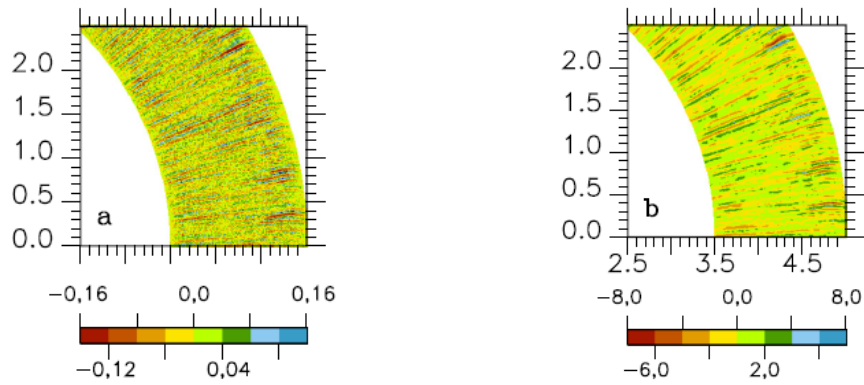
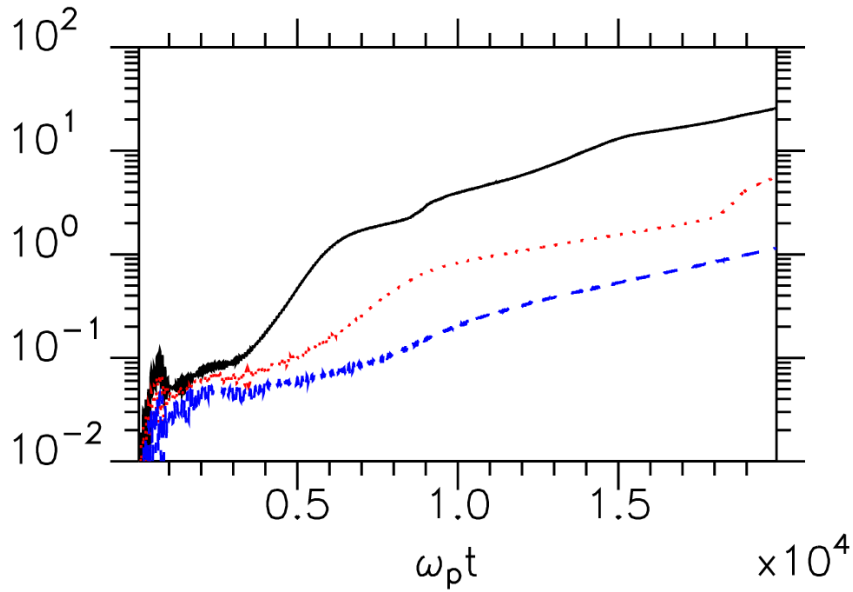


FIGURE 1.15. – Comparaison de la mobilité électronique collisionnelle (bleu) à la mobilité calculée par le modèle particulaire $z - \theta$ de Coche et Garrigues dans le canal et en sortie de canal de HT (rouge). [7].

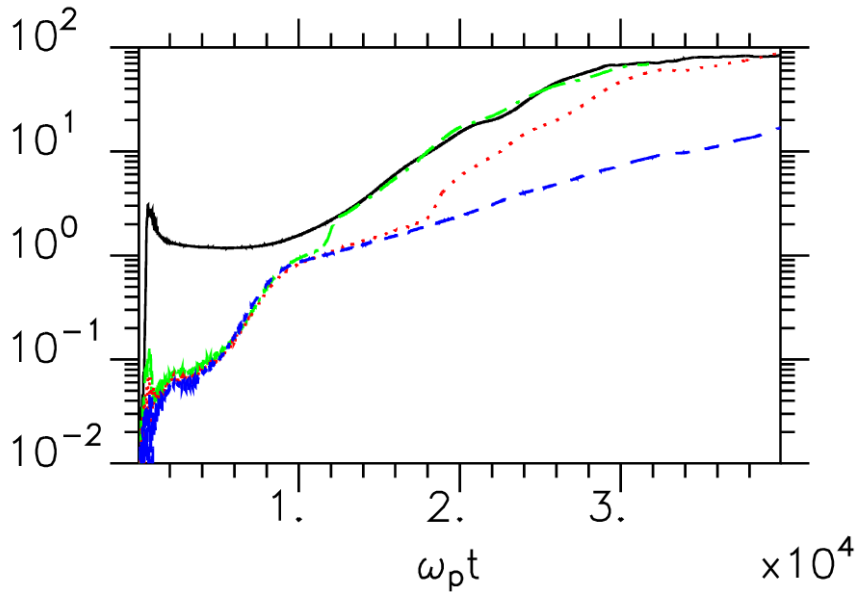


(a) Fluctuation de la densité d'ion dans le canal du propulseur. (b) Fluctuation du potentiel électrique en volts dans le canal du propulseur.

FIGURE 1.16. – Mise en évidence de l'instabilité de dérive électron-cyclotron par la simulation particulaire en $r - \theta$ d'un plasma de HT [8].



(a) Courant axial dans le canal du propulseur en fonction de la phase $\omega_p \cdot t$ pour différentes vitesses de dérive des électrons V_d . La courbe noire correspond à $V_d = 2 \times 10^6$ m/s, la courbe rouge correspond à $V_d = 1.5 \times 10^6$ m/s, et la courbe bleu correspond à $V_d = 1 \times 10^6$ m/s.



(b) Courant axial dans le canal du propulseur en fonction de la phase $\omega_p \cdot t$ pour différentes valeurs de ε^* (paramètres d'émission électronique du modèle de Barral, cf. 2.2.4). La courbe noire correspond à $\varepsilon^* = 20$ eV, la courbe verte à $\varepsilon^* = 30$ eV, la courbe rouge à $\varepsilon^* = 50$ eV, la courbe bleu à $\varepsilon^* = 1000$ eV. Le paramètre ε^* est défini à la section 2.2.4, p.62.

FIGURE 1.17. – Mise en évidence de la dépendance de l'ECDI aux paramètres de l'émission électronique aux parois du propulseur, d'après [8].

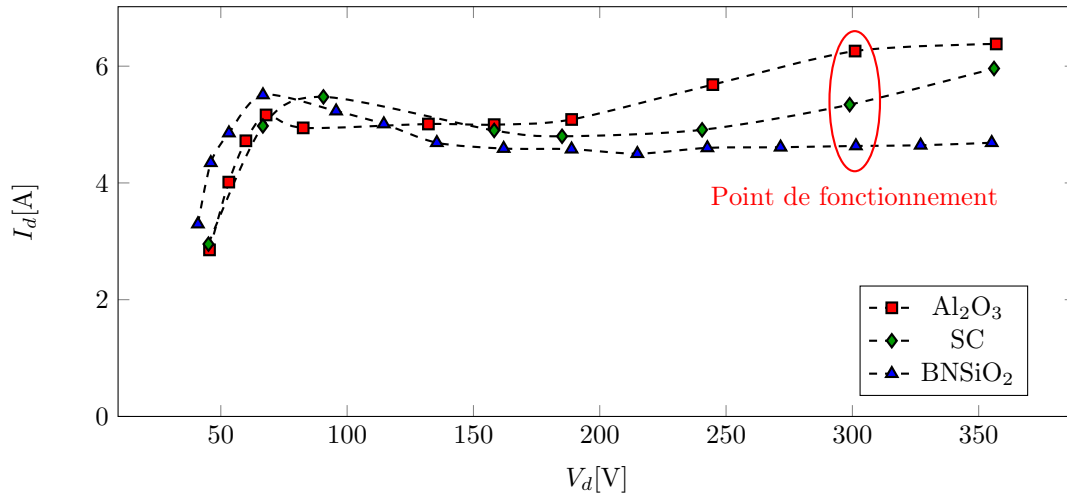


FIGURE 1.18. – Caractéristique de fonctionnement d’un propulseur SPT-100 (courant de décharge en fonction de la tension de décharge) pour trois matériaux de parois différents [9]

L’ensemble de ces problématiques montre qu’il y a un manque de connaissances sur la physique des propulseurs à courant de Hall. L’une des hypothèse couramment considérée est que le phénomène d’émission électronique aux parois du propulseur aurait un impact majeur sur le transport anormal des électrons, la turbulence plasma, et les rendements aux parois du propulseur. Cette thèse traitera donc de l’interaction plasma/paroi au travers de l’émission électronique et de son influence sur le fonctionnement global du propulseur.

1.4. Problématique de la thèse

Au travers de ce premier chapitre, il a été montré en quoi les propulseurs plasma à courant de Hall sont une technologie à la fois mature et avec d’importantes possibilités de développement. Cependant, cette technologie se heurte à un manque de compréhension physique qui handicape fortement son développement et son optimisation. Dans ce chapitre, les inconnues théoriques et expérimentales du fonctionnement des HT ont également été détaillées. Il apparaît ainsi que l’influence de l’interaction entre le plasma et les parois du propulseur sur le transport anormal des électrons et sur le bilan énergétique du propulseur sont des points de blocage à une compréhension théorique et prédictive du comportement du plasma des propulseurs à courants de Hall. Il semble donc essentiel de s’intéresser à l’interaction entre le plasma et les parois du propulseur afin d’améliorer la compréhension physique du fonctionnement des propulseurs à courants de Hall et ainsi permettre un développement plus rapide et plus efficace de cette technologie.

L’objectif de cette thèse est donc de modéliser et quantifier l’interaction entre le plasma et les parois du propulseur, en particulier au travers du phénomène d’émission électronique.

Dans le chapitre 2, l’interaction entre le plasma et les parois du propulseur est décrite au travers des modèles de gaine plasma et des modèles d’émission électronique. Dans le chapitre 3, de nouvelles mesures d’émission électronique sur des matériaux représentatifs des parois de propulseurs (SiO₂ et BN) sont présentées. Ces mesures sont issues d’un nouveau protocole expérimental et de nouvelles méthodes de calibrations et de corrections. Dans ce chapitre, les biais de mesures rencontrés sont également présentés ainsi que les méthodes de calibrations et de corrections employées pour y pallier. Dans le chapitre 4, un modèle d’émission

électronique détaillé, fondé sur l'étude bibliographique réalisée au chapitre 2 est présenté. Il est validé par comparaison aux données expérimentales obtenues au chapitre 3, au travers de la bibliographie et par comparaison aux données issues du modèle Monte-Carlo OSMOSEE développé à l'ONERA. Dans le chapitre 5, le modèle d'émission électronique développé au chapitre 4 est incorporé dans une modélisation particulière de plasma de propulseur et les résultats de ce modèle sont présentés et analysés avant de conclure sur l'influence de l'émission électronique sur le comportement global et les performances des moteurs à courant de Hall.

2. Le verrou de l'interaction plasma-paroi

Sommaire

2.1. Théorie de l'interaction plasma-paroi	43
2.1.1. La Gaine plasma	44
2.1.2. Gaine avec génération de plasma au centre: modèle de Schwager et Birdsall	48
2.1.3. Gaine avec émission électronique aux parois: modèle d'Ordonnez	52
2.1.4. Conclusions sur les modèles de gaine	53
2.2. L'émission électronique	53
2.2.1. Définition de l'émission électronique	53
2.2.2. Caractérisation de l'émission électronique	55
2.2.3. Les modèles stochastiques d'émission électronique	58
2.2.4. Les modèles analytiques d'émission électronique	61
2.3. Les mesures expérimentales d'émission électronique	73
2.3.1. Les mesures de rendements en émission	74
2.3.2. Exemples de distributions en énergie des électrons émis	74
2.3.3. Exemples de distributions angulaires des électrons émis	76
2.4. Démarche de la thèse	76

Comme cela a été montré dans le chapitre 1, l'interaction entre le plasma et les parois du propulseur joue un rôle important dans le comportement du plasma et les performances générales du propulseur. Dans ce chapitre, il est démontré en quoi l'interaction entre le plasma et la paroi implique l'existence d'une zone de transition appelée la gaine plasma. De nombreux modèles historiques se sont intéressés aux caractéristiques de la gaine plasma et sont décrits ici. Cependant ces modèles, bien qu'utiles à la compréhension de la gaine plasma et de ses caractéristiques, comportent des limitations qui ont contraint la communauté scientifique à développer de nouveaux modèles plus complexes tenant compte en particulier du phénomène d'émission électronique à la paroi. Certains de ces nouveaux modèles sont décrits dans la suite de cette partie et la nécessité de décrire précisément le phénomène d'émission électronique est mise en évidence. Les limites des modèles analytiques de gaine plasma sont également évoqués ainsi que la nécessité de se tourner vers des méthodes numériques pour décrire précisément l'interaction plasma-paroi (cf. chapitre 5, p.125). Par ailleurs, une étude bibliographique a également été réalisée sur les mesures expérimentales d'émission électronique et l'observation expérimentale de la dépendance de l'émission électronique à différents paramètres physiques (angle d'incidence, température du matériau impacté, etc.).

2.1. Théorie de l'interaction plasma-paroi

Dans cette première partie, la zone de transition entre le plasma de cœur et la paroi, appelée gaine plasma, est étudiée. L'état des connaissances sur la gaine plasma permet de mettre en évidence plusieurs caractéristiques de cette zone qui ont une influence sur le comportement global du plasma. Dans un second temps, les limites des modèles historiques de gaine plasma seront exposées et de nouveaux modèles plus récents et plus complexes seront présentés. Enfin, les limites de ces derniers modèles seront mises en évidence ainsi que la nécessité de se tourner vers des méthodes numériques pour modéliser la gaine plasma de manière précise et physique.

2.1.1. La Gaine plasma

La gaine plasma est la partie séparant le plasma globalement neutre de la limite du système. Elle régie les conditions limites de notre système et, par conséquent, le comportement global de notre plasma. La nature de cette gaine sera étudiée ici pour comprendre le comportement global de notre plasma. Les modèles de gaine historiques ne représentent pas deux phénomènes qui pourraient être essentiels pour les HT: les gaines présentées ici ne sont pas magnétisées et sont non-collisionnelles.

Nécessité de l'existence d'une gaine plasma

La nécessité de l'existence d'une gaine s'impose dès que l'on s'intéresse au bilan de charge à la paroi de notre système. En effet, un plasma est un milieu globalement neutre composé d'ions et d'électrons de charge opposée mais également de vitesses fortement différentes. En raison de leur masse et en supposant des températures électronique et ionique similaires, on a:

$$\frac{v_e}{v_i} = \sqrt{\frac{T_e \cdot m_i}{T_i \cdot m_e}} \simeq \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \simeq 489 \quad (2.1)$$

Avec:

$v_e = \sqrt{\frac{eT_e}{m_e}}$ et $v_i = \sqrt{\frac{eT_i}{m_i}}$: les vitesses thermiques des électrons et des ions définies pour un plasma maxwellien [m/s].

$m_e = 9.1 \times 10^{-31}$ kg: la masse de l'électron

$m_i = m_{Xe} = 2.18 \times 10^{-25}$ kg: la masse de l'ion xénon

T_e : La température électronique du plasma [eV]

T_i : La température ionique du plasma [eV]

Comme les électrons sont beaucoup plus rapides que les ions, ils atteignent la paroi avant eux. Or, par conservation de la charge, le bilan de charge à la paroi est nul en régime permanent:

$$\Gamma_{e,w} = \Gamma_{i,w} \Rightarrow n_{e,w} \cdot v_{e,w} = n_{i,w} \cdot v_{i,w} \quad (2.2)$$

Avec:

$\Gamma_{e,w}$: Le flux d'électrons à la paroi [$m^{-2} s^{-1}$].

$\Gamma_{i,w}$: Le flux d'ions à la paroi [$m^{-2} s^{-1}$].

$n_{e,w}$: La densité d'électrons à la paroi [m^{-3}].

$n_{i,w}$: La densité d'ions à la paroi [m^{-3}].

$v_{e,w}$: La vitesse des électrons à la paroi [$m s^{-1}$].

$v_{i,w}$: La vitesse des ions à la paroi [$m s^{-1}$].

Donc si $v_{e,w} > v_{i,w}$, on a: $n_{e,w} < n_{i,w}$ Autrement dit, en régime permanent, comme la vitesse des électrons à la paroi est beaucoup plus grande que celle des ions, la densité d'électrons à la paroi est beaucoup plus faible que la densité d'ions à la paroi. Il y a donc une rupture de l'électro-neutralité aux extrémités du système (cf. Figure 2.2a, p.46 et Figure 2.8, p. 54). Une région apparaît en bordure du système où la densité d'ions est supérieure à la densité d'électrons : la gaine. Par ailleurs, dans le cas d'un plasma globalement neutre initialement, la paroi de notre système va se charger négativement en raison de la vitesse des électrons initialement beaucoup plus importante que celle des ions. Comme la paroi est chargée négativement, elle ralentit les électrons de haute énergie et repousse les électrons dont l'énergie est inférieure au potentiel de gaine. Les ions au contraire sont accélérés vers la paroi. Le système atteint

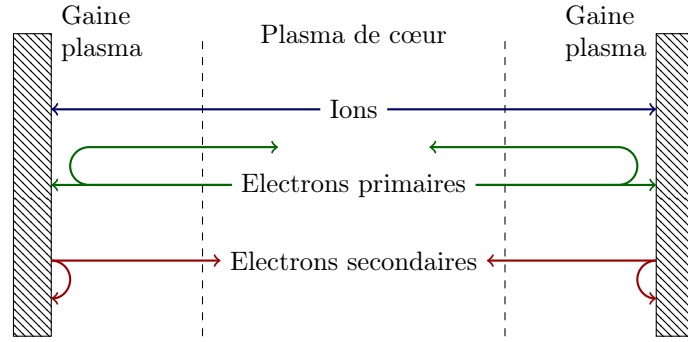


FIGURE 2.1. – Flux des particules entre les deux parois.

l'équilibre lorsque la paroi est chargée suffisamment négativement pour que les flux d'ions et d'électrons y soient égaux (cf. Figure 2.1, p.45).

Il reste à définir la forme du potentiel électrique ainsi que les concentrations en ions et en électrons entre le plasma de cœur et la paroi pour définir parfaitement la gaine plasma. Pour cela, différents modèles de gaine ont été développés.

Gaine de Tonk-Langmuir

La gaine de Tonk-Langmuir [45] s'appuie sur cinq hypothèses. Premièrement, les ions et les électrons sont considérés comme non-collisionnels. Deuxièmement, les électrons ont une distribution qui suit la loi de Boltzmann. Troisièmement, les ions sont considérés avec une température initiale nulle. Quatrièmement, le champ magnétique est négligé. Enfin, le champ électrique est considéré comme étant nul en entrée de gaine.

L'équation de la gaine de Tonk-Langmuir, permettant de calculer le potentiel électrique, s'écrit ainsi (cf. démonstration B.1, p.185):

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{en_s}{\varepsilon_0} \left[e^{\varphi/T_e} - \left(1 - \frac{e\varphi}{E_s} \right)^{-1/2} \right] \quad (2.3)$$

Avec:

$n_s = n_{s,i} = n_{s,e}$: La densité d'ions et d'électrons à l'interface pré-gaine/gaine [m^{-3}].

$E_s = \frac{1}{2}Mu_s$: l'énergie cinétique des ions à l'interface pré-gaine/gaine [eV].

T_e : la température électronique [eV].

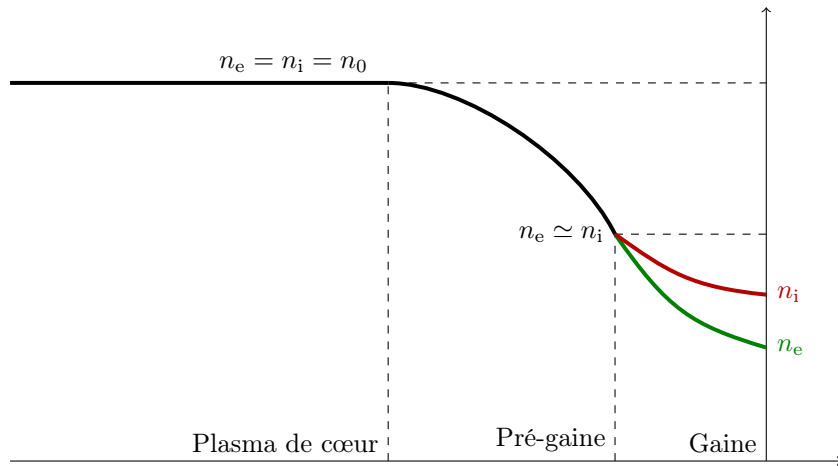
On remarque que la résolution de cette équation nécessite de connaître la température électronique, la vitesse des ions à cette interface (donnée par le critère de Bohm, cf. 2.1.1) et la densité des ions et des électrons n_s à cette interface.

Relation de Boltzmann La relation de Boltzmann est obtenue en supposant que la population d'électrons est thermalisée et à l'équilibre thermique. On peut alors connaître la densité d'électrons en tout point du système en connaissant la densité du plasma de cœur et le potentiel électrique au point considéré. La relation de Boltzmann peut s'écrire:

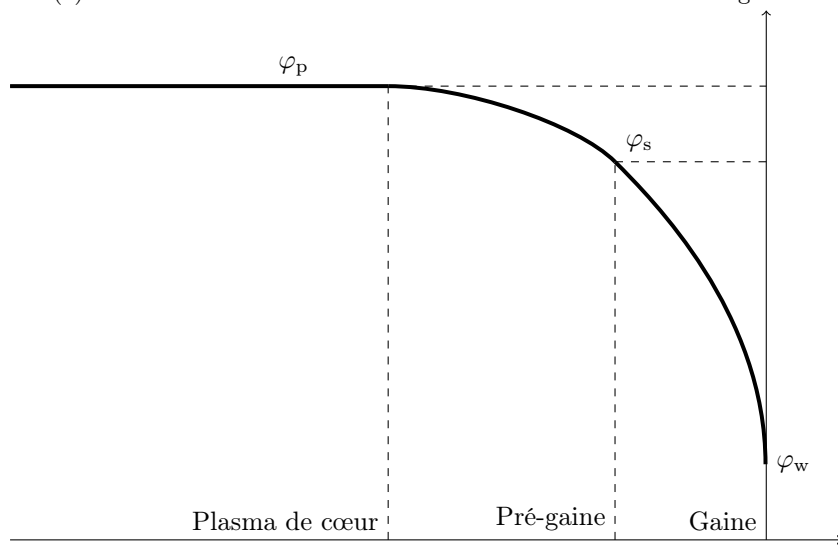
$$n_e(\varphi) = n_0 \cdot e^{-\frac{e\varphi}{k_B T_e}} \quad (2.4)$$

Avec:

φ : Le potentiel électrique à une position donnée de la gaine [V]



(a) Evolution des densités d'ions et d'électrons au travers de la gaine



(b) Evolution du potentiel électrique au travers de la gaine

FIGURE 2.2. – Propriétés de la gaine de Tonk-Langmuir

$n_e(\varphi)$: La densité d'électron à la position de potentiel φ [m^{-3}]
 n_0 : la densité électronique et ionique du plasma de cœur [m^{-3}]
 $k_B T_e$: La température électronique exprimée en électron-volt [eV]

Critère de Bohm

Le critère de Bohm (cf. équation 2.5 ci-dessous) est un développement de l'équation de Tonk-Langmuir. Il impose l'existence d'une zone avant la gaine où la densité des ions et des électrons diminue sans rupture de l'électro-neutralité. Cette région est appelée pré-gaine.

De plus, à la transition pré-gaine/gaine, les ions doivent passer d'une vitesse subsonique à une vitesse supersonique, soit:

$$u_s = u_B = \sqrt{\frac{eT_e}{M}} \quad (2.5)$$

La démonstration du critère de Bohm est disponible en annexe B.2, p.185. En connaissant la vitesse de Bohm, l'équation de Tonk-Langmuir n'a plus que deux inconnues: n_s et T_e .

Gaine de Child-Langmuir: saturation de charge-espace

Le critère de saturation de charge d'espace - ou critère de Child-Langmuir - démontre que, sous certaines hypothèses (vitesse des ions négligeable au centre du plasma, absence de champ électrique au centre du plasma, et système purement 1D), la quantité de courant circulant vers les parois du plasma est limitée par le rapport de la différence de potentiel dans la gaine sur la largeur de la gaine. La démonstration est disponible en annexe B.3, p. 186.

$$\Gamma_0 = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \cdot \frac{V_0^{3/2}}{s^2} \quad (2.6)$$

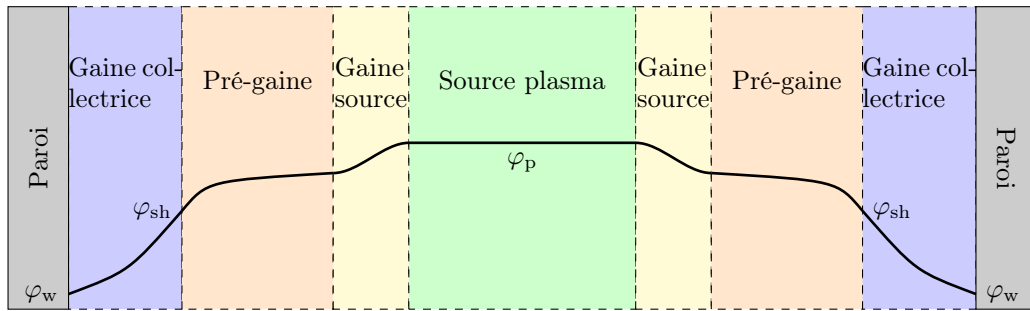
Avec:

Γ_0 : Le flux d'électrons incidents à la paroi [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]
 ϵ_0 : La constante diélectrique du vide [F/m]
 m_i : La masse des ions [kg]
 V_0 : Le potentiel de gaine: $V_0 = \varphi_s - \varphi_w$ [V]
 s : L'épaisseur de la gaine [m]

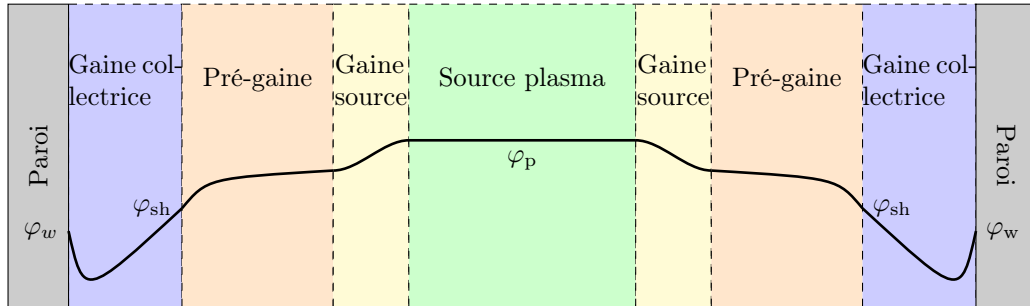
Le modèle de Tonk-Langmuir, le critère de Bohm et la relation de Child-Langmuir donnent des éléments caractéristiques du comportement des plasmas et permettent de vérifier que les simulations Particle-In-Cell (PIC, cf. Chapitre 5, p.125) sont vraisemblables. Ce sont cependant des situations simplifiées par rapport à un cas réel. Deux éléments majeurs doivent être pris en compte par la suite:

1. **La génération de plasma.** Les plasmas considérés précédemment n'ont pas de terme source. Ils ne sont donc pas entretenus et disparaissent car les ions et les électrons diffusent vers les parois. Dans un plasma de propulseur, les densités d'ions et d'électrons sont entretenus par l'ionisation du carburant (en général, du xénon).
2. **L'émission électronique par les parois du propulseur.** Une paroi soumise à un flux d'ions et d'électrons émet des électrons par émission électronique.

En prenant en compte ces deux éléments (cf. forme générale des gaines dans ces deux cas: Fig.2.3a, p.48 et Fig.2.3b, p. 48), différents modèles ont été développés par Schwager, Birdsall et Ordonnez entre autre. Ces derniers sont présentés ci-dessous afin d'avoir une idée plus



(a) Profil du potentiel sans saturation de la gaine de paroi.



(b) Profil du potentiel avec saturation de la gaine de paroi.

- φ_w : Potentiel de paroi [V]
- φ_{sh} : Potentiel de gaine [V]
- φ_p : Potentiel plasma [V]

FIGURE 2.4. – Profils possibles du potentiel électrique en présence d’ionisation au centre du plasma (source plasma) et d’émission électronique aux parois.

précise de ce à quoi pourrait ressembler une gaine plasma en présence d’ionisation et d’émission électronique aux parois. Cela permettra de savoir sur quelles caractéristiques doit se concentrer la bibliographie sur l’émission électronique.

2.1.2. Gaine avec génération de plasma au centre: modèle de Schwager et Birdsall

Le modèle de Schwager et Birdsall [10] décrit le cas d’une génération de plasma maxwellien au centre du système (existence d’une gaine source entre le centre du plasma et une région neutre) et sans phénomènes de surface (purement collectrice à la paroi). Les caractéristiques de cette gaine sont uniquement fonction du rapport des températures électron sur ion (T_e/T_i) à la source plasma et du rapport des masses électron sur ion (m_e/m_i). D’après Schwager et Birdsall, le système aura la forme présentée dans la Figure 2.5, p. 49.

Dans le modèle de Schwager et Birdsall, trois potentiels, caractéristiques des trois régions du plasma sont définis:

- φ_p : Le potentiel de la source maxwellienne de plasma. Ce dernier est le potentiel de référence. Il est fixé à 0 V.
- φ_b : Le potentiel du point d’inflexion dans la région-neutre.

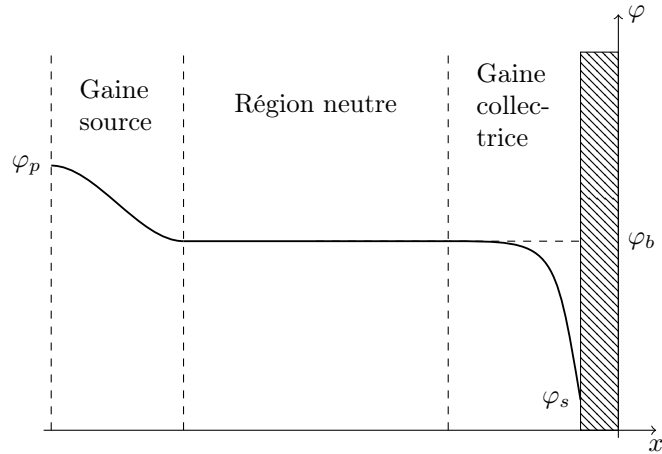


FIGURE 2.5. – Représentation de la gaine dans le modèle de Schwager et Birdsall

φ_s : Le potentiel de paroi.

La détermination de la gaine de Schwager et Birdsall se fait en quatre étapes:

1. La détermination des fonctions de distribution des ions et des électrons en fonction du potentiel.
2. La détermination des expressions des flux et densités de particules en fonction du potentiel.
3. La détermination du potentiel de gaine à l'aide de la conservation de la charge à la paroi et de la neutralité du potentiel dans la pré-gaine.
4. La résolution de l'équation de Poisson pour déterminer le profil spatial du potentiel électrique.

Détermination des fonctions de distribution D'après le théorème de Liouville, la fonction de distribution d'une population reste la même selon les trajectoires possibles de cette population dans l'espace des phases:

$$f(\vec{x}, \vec{v}) = f(\vec{x}_0, \vec{v}_0)\Theta(v_0 - v_{\min}) \quad (2.7)$$

Avec:

$f(\vec{x}, \vec{v})$: La fonction de distribution étudiée à la position \vec{x} et à la vitesse \vec{v} [$\text{m}^{-6}\text{s}^{-3}$]

$f(\vec{x}_0, \vec{v}_0)$: Valeur connue de la fonction de distribution étudiée à la position \vec{x}_0 et à la vitesse \vec{v}_0 [$\text{m}^{-6}\text{s}^{-3}$]

$\Theta(x)$: La fonction de Heaviside, $\Theta(x) = 0$ si $x < 0$ et $\Theta(x) = 1$ si $x \geq 0$

Afin d'appliquer ce théorème, il suffit donc de connaître les conditions d'existence des trajectoires des ions et des électrons à chaque position dans la gaine. Cela revient à définir une vitesse minimale pour les ions et les électrons.

Condition d'existence d'une trajectoire d'ion Les ions entrant dans la pré-gaine ont forcément une vitesse dirigée vers la paroi ($v_i(0) \geq 0$). Comme le potentiel est monotone

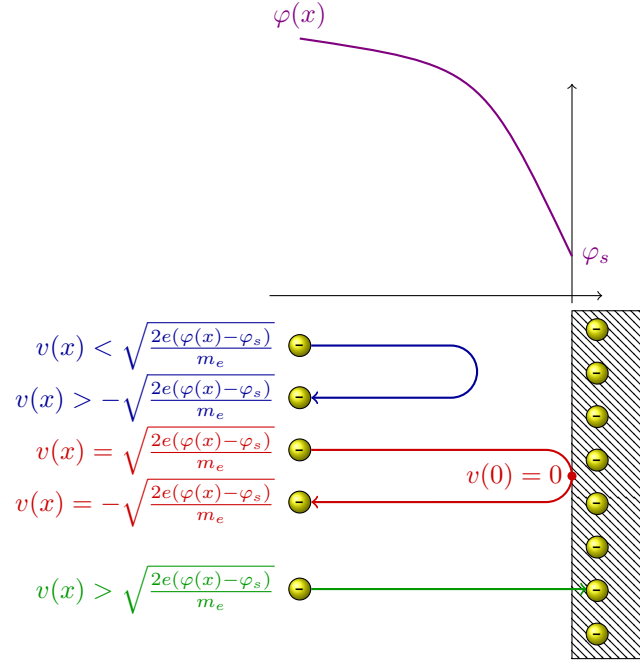


FIGURE 2.6. – Phénomène de reflux des électrons

décroissant dans la gaine. Les ions ne peuvent qu'accélérer. A une position x , la vitesse minimale des ions est donc égale à la vitesse obtenue dans la chute de potentiel, soit:

$$v_{m,i}(x) = \sqrt{-\frac{2e\varphi(x)}{m_i}} \quad (2.8)$$

Condition d'existence d'une trajectoire d'électrons De même, on peut définir une vitesse minimale des électrons qui sera négative (i.e. les électrons viendront de la direction de la paroi, cf. Figure 2.6, p.50). En effet, la paroi est considérée comme un absorbant parfait. Par conséquent, tous les électrons qui atteignent la paroi sont absorbés. Or le potentiel négatif de la paroi repousse les électrons. Ainsi, les électrons qui refluent avant d'atteindre la paroi sont les seuls pouvant venir du côté de la paroi. Les électrons refluant à la position x_r sont les électrons qui ont une vitesse nulle à cette position. A la position $x < x_r$ ils auront donc acquis la vitesse $-\sqrt{\frac{2e(\varphi(x)-\varphi(x_r))}{m_e}}$. Comme le potentiel de paroi est le potentiel minimum du système, on en déduit que la vitesse minimale (la vitesse la plus négative) des électrons à la position x est celle des électrons qui ont fait demi-tour à la paroi (cf. 2.6, p.50). La vitesse minimale des électrons s'écrit ainsi:

$$v_{m,e}(x) = -\sqrt{\frac{2e(\varphi(x) - \varphi_s)}{m_e}} \quad (2.9)$$

Application du théorème de Liouville à un plasma Maxwellien En partant d'un plasma maxwellien au centre ($x < 0$), on arrive, en utilisant le théorème de Liouville à:

$$f_i(\varphi, x) = n_{p,i} \sqrt{\frac{m_i}{2\pi e T_i}} \exp\left(-\frac{m_i v_i(x)^2}{2e T_i} - \frac{\varphi(x)}{2T_i}\right) \Theta(v_i(x) - v_{m,i}(x)) \quad (2.10)$$

$$f_e(\varphi, x) = n_{p,e} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi e T_e}} \exp\left(-\frac{m_e v_e(x)^2}{2e T_e} + \frac{\varphi(x)}{2T_e}\right) \Theta(v_e(x) - v_{m,e}(x)) \quad (2.11)$$

Avec:

$f_i(x)$: La fonction de distribution des ions à la position x [$\text{m}^{-6}\text{s}^{-3}$]

$f_e(x)$: La fonction de distribution des électrons à la position x [$\text{m}^{-6}\text{s}^{-3}$]

T_i : La température ionique dans le plasma de cœur [eV]

T_e : La température électronique dans le plasma de cœur [eV]

m_i : Masse des ions [kg]

m_e : Masse des électrons [kg]

$n_{e,p}$: Densité des électrons dans le plasma de cœur [m^{-3}]

$n_{i,p}$: Densité des ions dans le plasma de cœur [m^{-3}]

$v_i(x)$: Vitesse des ions à la position x [m s^{-1}]

$v_e(x)$: Vitesse des électrons à la position x [m s^{-1}]

$\Theta(a)$: La fonction de Heaviside: $\Theta(a) = 1$ si $a > 0$, $\Theta(a) = 0$ si $a \leq 0$.

Calcul des densités et flux de particules Les flux (Γ) et densités (n) de particules peuvent alors être déduits des fonctions de distribution par intégration entre la vitesse minimale et l'infini :

$$n(x) = \int_{v_m(x)}^{+\infty} f(x, v) \cdot dv$$

$$\Gamma(x) = \int_{v_m(x)}^{+\infty} v \cdot f(x, v) \cdot dv$$

Les expressions des densités et des flux d'ions et d'électrons s'écrivent ainsi:

$$\Gamma_i = n_{p,i} \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} = \Gamma \quad (2.12)$$

$$\Gamma_e = n_{p,e} \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{\varphi}{T_e}\right) \quad (2.13)$$

$$n_i = \Gamma \sqrt{\frac{\pi m_i}{2T_i}} \exp\left(-\frac{\varphi}{T_i}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\varphi}{T_i}}\right) \quad (2.14)$$

$$n_e = \Gamma \sqrt{\frac{\pi m_e}{2T_e}} \exp\left(\frac{\varphi - \varphi_s}{T_e}\right) \left[1 + \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\varphi - \varphi_s}{T_e}}\right)\right] \quad (2.15)$$

Détermination du potentiel de gaine Il est nécessaire de connaître φ_s pour calculer n_e . φ_s peut être déterminé grâce à la conservation des charges au point d'inflexion (x_b, φ_b) de la pré-gaine et la neutralité du potentiel entre $x = 0$ et $x = x_b$.

La neutralité en x_b s'écrit:

$$n_e(x_b) = n_i(x_b)$$

$$\Rightarrow \Gamma \sqrt{\frac{\pi m_i}{2T_i}} \exp\left(-\frac{\varphi_b}{T_i}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{-\frac{\varphi_b}{T_i}}\right) = \Gamma \sqrt{\frac{\pi m_e}{2T_e}} \exp\left(\frac{\varphi_b - \varphi_s}{T_e}\right) \left[1 + \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\varphi_b - \varphi_s}{T_e}}\right)\right]$$

Il faut donc vérifier l'équation:

$$\sqrt{\frac{m_i}{T_i}} \exp\left(-\frac{\varphi_b}{T_i}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{-\frac{\varphi_b}{T_i}}\right) = \sqrt{\frac{m_e}{T_e}} \exp\left(\frac{\varphi_b - \varphi_s}{T_e}\right) \left[1 + \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\varphi_b - \varphi_s}{T_e}}\right)\right] \quad (2.16)$$

Cette équation est résolue en φ_s pour différentes valeurs de φ_b . On obtient ainsi une courbe des solutions de l'équation 2.16 en fonction du φ_b choisi. Afin de n'avoir plus qu'un ensemble fini de solutions, on va s'appuyer sur l'équation de Poisson et l'hypothèse que le champ électrique est nul entre $x = 0$ et $x = x_b$. En intégrant l'équation de Poisson entre 0 et x_b , on a:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi &= \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i(x) - n_e(x)) \\ \Rightarrow \int_{x_0}^{x_b} \nabla^2 \varphi . dx &= \frac{e}{\varepsilon_0} \int_{x_0}^{x_b} (n_i(x) - n_e(x)) . dx \\ \Rightarrow E(x_b) - E(0) &= \frac{e}{\varepsilon_0} \int_{x_0}^{x_b} (n_i(x) - n_e(x)) . dx \end{aligned}$$

Comme $E(x_b) = E(0) = 0$, on doit résoudre l'équation:

$$\int_{x_0}^{x_b} (n_i(x) - n_e(x)) . dx = 0$$

Après intégration des expressions précédentes, cela revient à résoudre:

$$\chi_e = \chi_i \quad (2.17)$$

Avec χ_e et χ_i les densités d'électrons et d'ions intégrées sur $[0, x_b]$:

$$\begin{aligned} \chi_i &= \sqrt{T_i m_i} \left[\exp\left(-\frac{\varphi_b}{T_i}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{-\frac{\varphi_b}{T_i}}\right) - 1 + \sqrt{-\frac{4\varphi_b}{\pi T_i}} \right] \\ \chi_e &= \sqrt{T_e m_e} \exp\left(\frac{\varphi_b - \varphi_s}{T_e}\right) \left[1 + \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\varphi_b - \varphi_s}{T_e}}\right)\right] + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\varphi_b - \varphi_s}{T_e}} - \exp\left(-\frac{\varphi_s}{T_e}\right) \left[1 + \operatorname{erfc}\left(\sqrt{-\frac{\varphi_s}{T_e}}\right)\right] \end{aligned}$$

Nous obtenons finalement deux courbes pour ces deux équations qui possèdent deux intersections (cf. Figure 2.7, p.53). Cependant la solution obtenue à $\varphi_b = 0$ est une solution instable. On arrive ainsi à trouver les valeurs de φ_b et φ_s . Cela permet finalement de résoudre le modèle de gaine et d'obtenir, pour chaque valeur du potentiel les densités et les flux de particules.

Pour avoir les données en fonction de l'abscisse x , il reste à résoudre l'équation de Poisson. Cette méthode est cependant très instable et doit être résolue numériquement car il faut résoudre trois équations non linéaires. Par ailleurs, elle ne tient pas compte de l'émission électronique aux parois. Pour cela Ordonnez a développé un modèle tenant compte à la fois de la génération de plasma au centre et de l'émission électronique aux parois.

2.1.3. Gaine avec émission électronique aux parois: modèle d'Ordonnez

Les travaux d'Ordonnez s'appuie sur ceux de Schwager et Birdsall. Ils permettent cependant d'obtenir une expression plus générale des grandeurs de gaines car elles ne présuppose pas l'existence d'une distribution de Boltzmann pour les électrons. Par ailleurs, elle prend en compte le comportement 3D des particules. Une part importante de cette interaction est due au phénomène d'émission électronique qui est décrit dans la partie suivante.

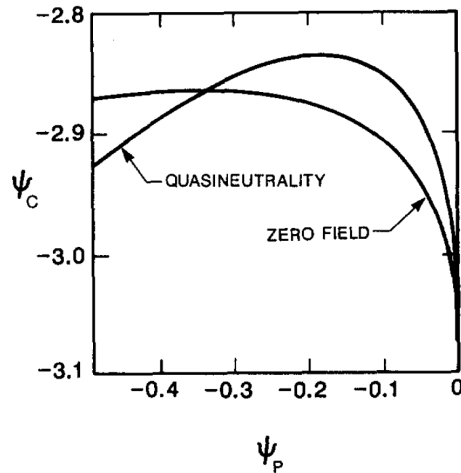


FIGURE 2.7. – Résolution de la neutralité de charge et du champ électrique nul au point d’inflexion selon [10].

2.1.4. Conclusions sur les modèles de gaine

Les différents modèles de gaine décrits ont permis de mettre en évidence l’importance des conditions limites dans le comportement global du plasma. Cependant, ils ont montré aussi leurs limites dans l’état actuel de nos connaissances. En effet, ils nécessitent de supposer la forme de la fonction de distribution des électrons et des ions et ils ne permettent pas de décrire précisément l’impact de l’émission électronique.

Par ailleurs, le couplage entre le comportement du plasma de cœur, le comportement de la gaine plasma et le phénomène d’émission électronique à la paroi (cf. Figure 2.8, p.54) est fortement non-linéaire ce qui complique une description purement analytique de ce système.

Ce sont les raisons fondamentales qui poussent à réaliser des simulations Particle-In-Cell (PIC) malgré leurs défauts. Les simulations PIC sont extrêmement coûteuses en temps de calcul et il peut être difficile de distinguer l’influence des différents paramètres. En revanche elles ne nécessitent pas de supposer les fonctions de distribution des ions et des électrons. A l’inverse, ces dernières peuvent nous renseigner sur les fonctions de distribution des ions et des électrons dans les conditions d’un plasma de HT (plasma magnétisé avec ionisation au centre et émission électronique aux parois, cf. 5, p.125). La suite de ce chapitre est donc consacrée à l’étude du phénomène d’émission électronique et à sa modélisation. Un ensemble de modèles issus de la littérature seront comparés et sélectionnés afin de réaliser une modélisation d’émission électronique précise et adaptée à une simulation particulière de plasma de propulseur.

2.2. L’émission électronique

L’un des principaux problèmes de la physique des plasmas est de représenter les conditions aux limites du système. Dans le cas des plasmas confinés, cela revient à décrire l’interaction entre le plasma et les parois du système.

2.2.1. Définition de l’émission électronique

L’émission électronique (EE) d’un matériau est l’émission d’électrons par ce matériau lorsqu’il est excité par une cause externe. Différents types d’EE peuvent être distingués: la photoémission, l’effet thermionique, l’émission électronique sous impact d’électrons, l’émission

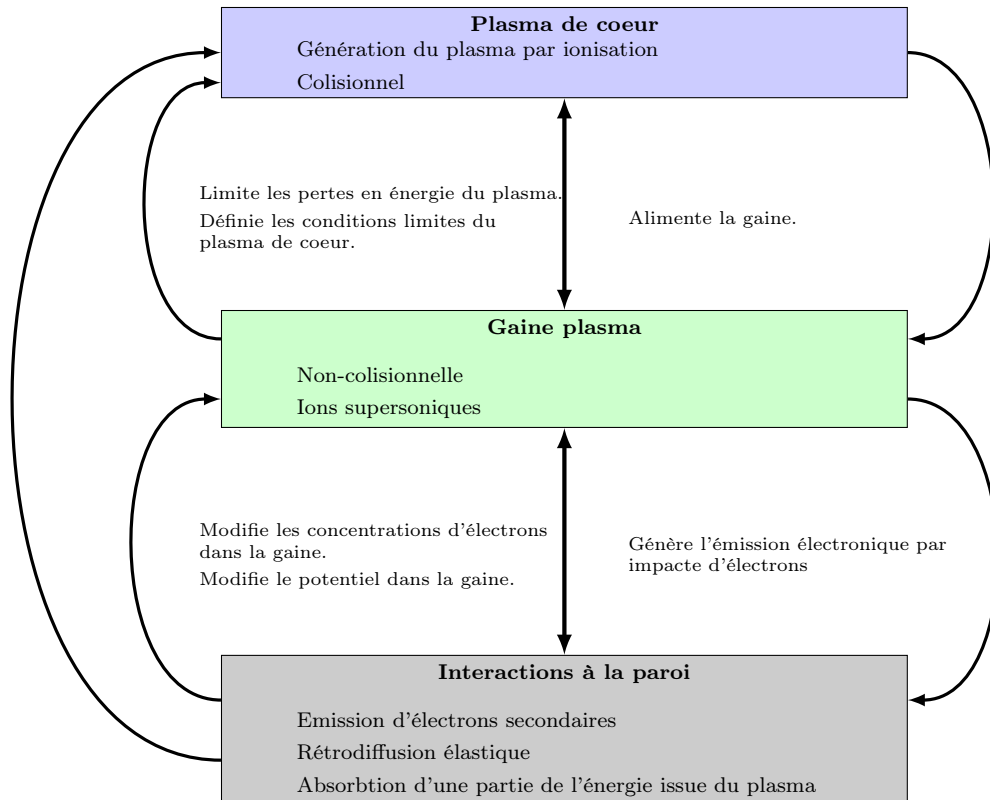


FIGURE 2.8. – Mécanismes d'interaction plasma-paroi

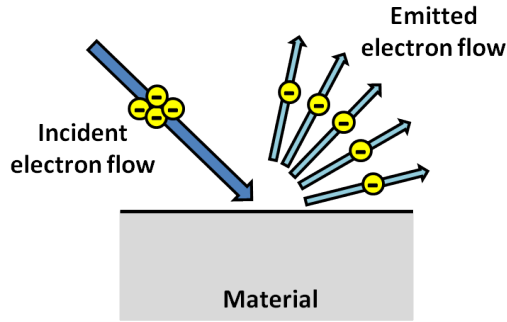


FIGURE 2.9. – Emission électronique sous impact d'électrons.

électronique sous impact d'ions, l'émission d'électrons par effet de pointe, etc. Nous nous intéresserons uniquement à l'émission électronique sous impact d'électrons (appelé EE désormais) car c'est l'EE prépondérante dans les moteurs à courant de Hall.

L'émission électronique sous impact d'électrons est l'émission d'électrons par une surface solide lorsqu'elle est soumise à un flux incident d'électrons (cf. Figure 2.9, p.55). Elle peut avoir des conséquences importantes en termes de répartitions des charges dans le plasma, d'autant plus qu'elle varie en fonction de paramètres tels que l'énergie incidente, la température de paroi, l'angle d'incidence, etc.

2.2.2. Caractérisation de l'émission électronique

Trois questions se posent lorsque l'on observe l'émission électronique d'un matériau. Tout d'abord, combien d'électrons sont émis? Avec quelle énergie? Et enfin, dans quelle direction?

Pour y répondre, trois grandeurs caractéristiques de l'émission électronique sont définies : le rendement en émission, la distribution énergétique et la distribution angulaire des électrons émis.

Les rendements en émission

Le rendement en émission (ou Total Electron Emission Yield : TEEY) est le rapport entre le nombre d'électrons émis par le matériau et le nombre d'électrons incidents (cf. Figure 2.10, p. 56). Il est présenté, en général, en fonction de l'énergie incidente. Il est noté σ ou TEEY. On peut ainsi écrire :

$$\sigma = \text{TEEY} = \frac{\Gamma_e}{\Gamma_0} \quad (2.18)$$

Avec:

Γ_e : Le flux d'électrons émis par le matériau [$\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$]

Γ_0 : Le flux d'électrons incidents au matériau [$\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$]

Afin de raffiner la description de l'émission électronique, les quatre phénomènes qui la composent sont distingués: l'émission électronique secondaire, la rétrodiffusion élastique, la rétrodiffusion inélastique et la réflexion. Ce dernier phénomène est négligeable aux énergies considérées comme cela est montré par le modèle Monte-Carlo OSMOSEE [11].

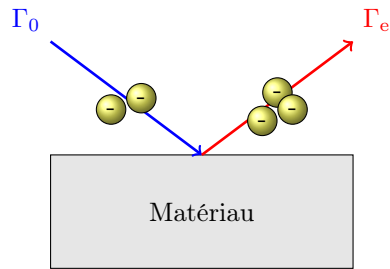


FIGURE 2.10. – Rendement en émission

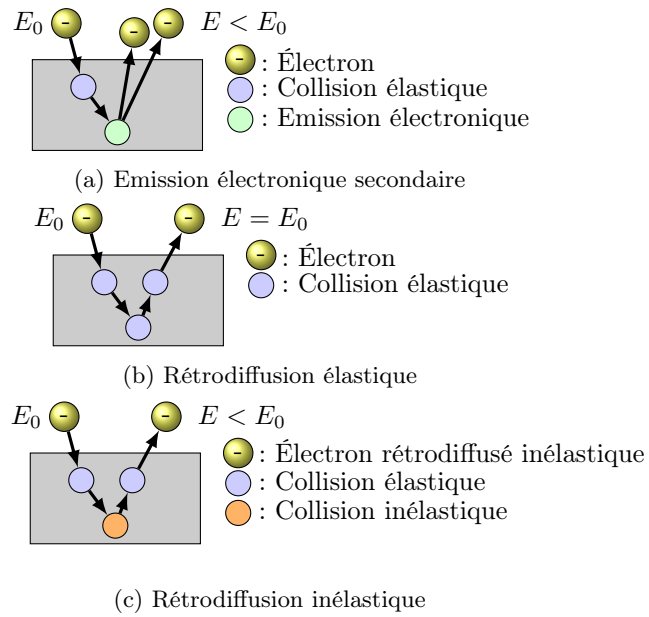


FIGURE 2.11. – Phénomène d'émission électronique

Emission électronique secondaire L'émission électronique secondaire (ou Secondary Electron Emission Yield - SEEY) est l'émission par le matériau d'électrons présents initialement dans le matériaux par apport d'énergie extérieure. Dans notre cas cette énergie est apportée par les électrons incidents impactant le matériau (cf. Figure.2.11a, p.56). Le rendement en émission électronique secondaire est généralement noté δ .

$$\delta = \text{SEAY} = \frac{\Gamma_{es}}{\Gamma_0}$$

Rétrodiffusion élastique La rétrodiffusion élastique (ou Elastically Backscattered Electron Emission Yield - EBEEY) est composée des électrons incidents qui ont été rétrodiffusés et n'ont subi que des interactions élastiques dans le matériau. Par conséquent, ils ré-émergent dans le plasma avec l'énergie incidente (cf. Figure.2.11b, p.56). Le rendement de rétrodiffusion élastique est noté η_e .

$$\eta_e = \text{EBEEY} = \frac{\Gamma_{eb}}{\Gamma_0}$$

Rétrodiffusion inélastique La rétrodiffusion inélastique (ou Inelastically Backscattered Electron Emission Yield - IBEEY) est composée des électrons incidents qui ont été rétrodiffusés mais ont cédé une partie de leur énergie au matériau. Ils réémergent donc du matériau avec une énergie plus faible que les électrons incidents (cf. Figure.5.10a). Le rendement de rétrodiffusion inélastique est noté η_i .

$$\eta_i = \text{IBEEY} = \frac{\Gamma_{ib}}{\Gamma_0}$$

La TEEY peut donc s'écrire en fonction du SEEY, de l'EBEEY et de l'IBEEY selon:

$$\sigma = \delta + \eta_e + \eta_i \quad (2.19)$$

Distribution en énergie des électrons émis

Un second outil utilisé pour décrire l'émission électronique est la distribution en énergie des électrons émis (ou EEED aussi notée $\delta_E \Gamma_e$). Celle-ci est définie comme la dérivée normalisée du flux d'électrons par rapport à l'énergie d'émission des électrons. Soit:

$$\delta_E \Gamma_e = \frac{1}{\Gamma_e} \frac{d\Gamma_e}{dE_e} \quad (2.20)$$

Avec:

Γ_e : Le flux d'électrons émis [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]

E_e : L'énergie d'émission des électrons [eV]

Le graphique 2.12 p. 58, représente la distribution en énergie des électrons émis par un matériau sous un faisceau incident d'électrons d'énergie 40 eV.

Sur ce graphique, trois zones différentes sont repérées:

Un premier pic très large à basse énergie: le pic des électrons secondaire (SE).

Un second pic très fin à l'énergie incidente E_0 : le pic des électrons rétrodiffusés élastiques (EBSE).

Une région intermédiaire entre ces deux pic où se superposent électrons secondaires et rétrodiffusés inélastiques (IBSE).

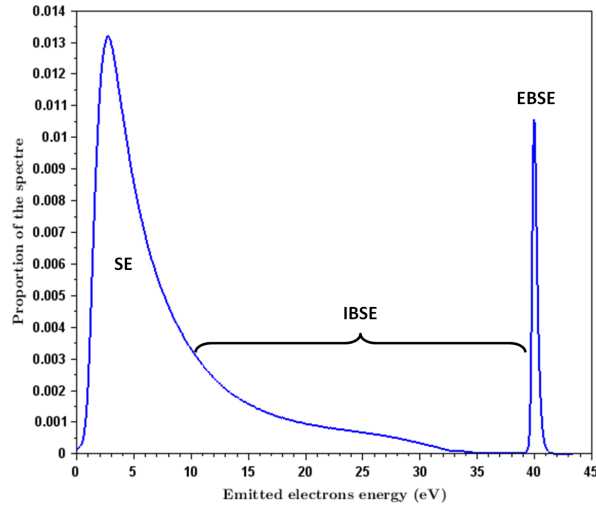


FIGURE 2.12. – Distribution énergétique des électrons émis.

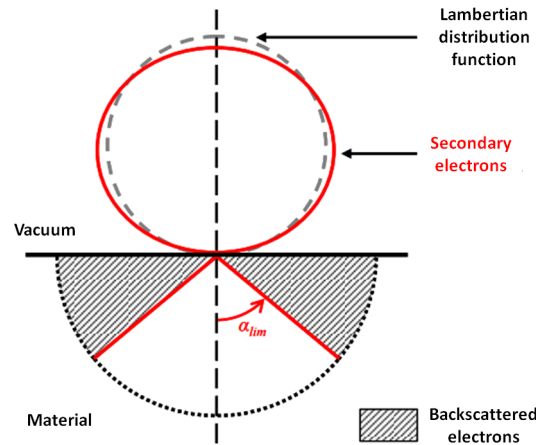


FIGURE 2.13. – Distribution angulaire des électrons secondaires [11].

Distribution angulaire des électrons émis

Il est important, dans un moteur à courant de Hall, de s'intéresser à la distribution angulaire des électrons car elle a un impact sur leur déplacement et leur répartition dans le propulseur. Or, de nombreux travaux ont permis de mettre en évidence un comportement différent des électrons en fonction de leur nature, les secondaires semblent être émis de manière isotrope (distribution lambertienne) tandis que les rétrodiffusés sont émis de manière anisotrope (cf. 2.13 et 2.14, p.59) [11].

2.2.3. Les modèles stochastiques d'émission électronique

Les modèles Monte-Carlo d'émission électronique sont fondés sur la simulation d'un grand nombre d'électrons incidents (typiquement de l'ordre du million ou du milliard d'électrons simulés). Chaque électron incident est défini pour chaque pas de temps t par une position ($\vec{r}(t)$) et une vitesse ($\vec{v}(t)$), ou de manière équivalente, par une position ($\vec{r}(t)$), une énergie cinétique ($E_0(t)$) et une direction ($\vec{k}(t)$). Le long de sa trajectoire, l'électron incident peut subir des

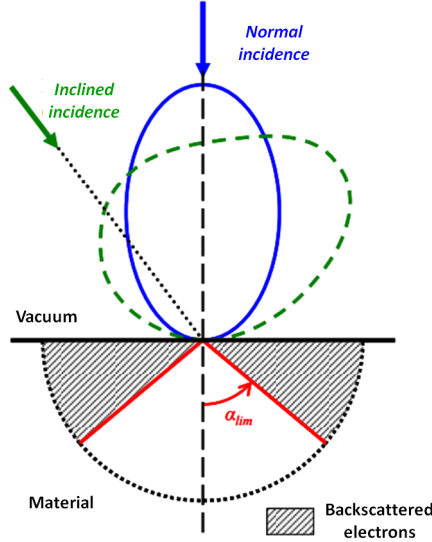


FIGURE 2.14. – Distribution angulaire des électrons rétrodiffusés [11].

interactions caractérisées par des sections efficaces totales (σ) et différentielles ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$). A chaque pas de temps Δt de la simulation, l'occurrence ou non de ces N interactions est évaluée par le tirage de nombres aléatoires $R_1, \dots, R_k, \dots, R_N$ entre 0 et 1. L'interaction k est réalisée si:

$$P\left(\vec{r}(t), \sigma_k(\vec{r}, E_0), \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{r}, \vec{k}, E_0)\right) \leq R_k \quad (2.21)$$

Une interaction réalisée peut alors avoir plusieurs conséquences non exclusives telles que la modification de la trajectoire de l'électron simulé, la modification de son énergie cinétique ou encore la génération de nouveaux électrons (électrons secondaires) dont les trajectoires doivent être également simulées. La simulation s'arrête lorsque tous les électrons simulés sont soit ressortis du matériau, soit ont été absorbés (i.e. leur énergie cinétique est devenue suffisamment faible pour les considérer comme immobiles).

Modèle de Furman et Pivi

Le modèle de Furman et Pivi [46] donne une description très complète de l'émission électronique en distinguant, d'une part les électrons secondaires, rétrodiffusés élastiques et rétrodiffusés inélastiques, et d'autre part, en les décrivant à la fois en terme de rendement en émission et de distribution en énergie. Cependant, ce modèle reste très complexe et nécessite un très grand nombre de paramètres empiriques (24 paramètres pour l'ensemble du modèle et 20 paramètres optionnels pour détailler l'émission électronique secondaire à basse énergie). Qui plus est, ces paramètres n'ont pas toujours une interprétation physique évidente. Par ailleurs, comme c'est un modèle Monte-Carlo, il nécessite, comme les autres codes de cette catégorie, une puissance et un temps de calcul relativement élevés.

Modèle OSMOSEE

Le modèle OSMOSEE (pour ONERA Simulation Model Of Secondary Electron Emission) développé à l'ONERA est un autre exemple de modèle Monte-Carlo d'émission électronique qui donne de bonnes corrélations avec les résultats expérimentaux [47, 48]. Ce modèle Monte-Carlo est principalement fondé sur l'emploi des fonctions diélectriques pour calculer les sections efficaces différentielles et totales des interactions inélastiques.

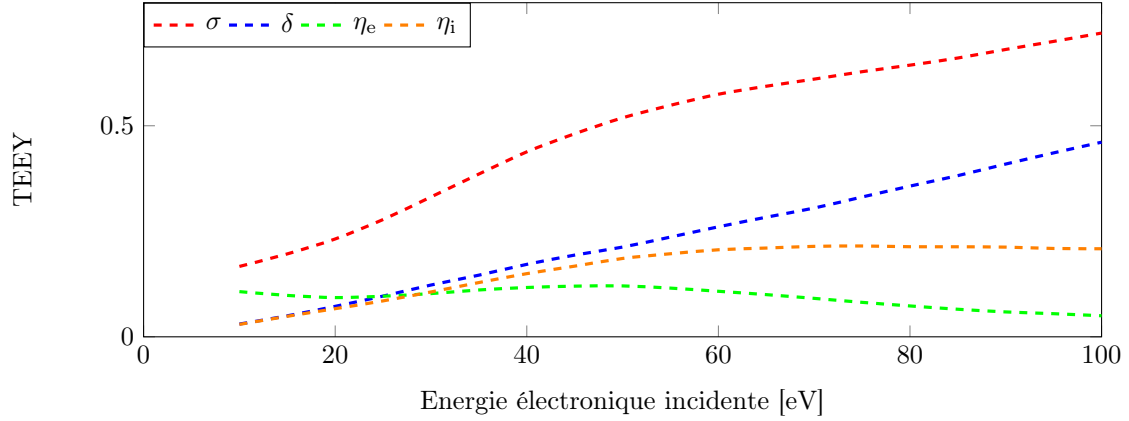


FIGURE 2.15. – Rendements en émission électronique totale (σ), secondaire (δ), en rétrodiffusion élastique (η_e), en rétrodiffusion inélastique (η_i) sur une surface d'argent d'après le modèle OSMOSEE

Dans ce modèle, l'approximation de Born permet d'obtenir une relation entre la fonction diélectrique du matériau impacté et la section efficace différentielle de collision inélastique:

$$\frac{d^2\sigma_i}{d(\hbar\omega)d(\hbar q)} = \frac{1}{NZ\pi a_0 T} = \Im \left(-\frac{1}{\varepsilon(\hbar\omega, \hbar q)} \frac{1}{\hbar q} \right) \quad (2.22)$$

Avec:

- σ_i : La section efficace de collision inélastique [m^2]
- N : Densité du matériau impacté [m^{-3}]
- Z : Le numéro atomique du matériau impacté [\emptyset]
- a_0 : Rayon de l'atome de Bohr [0.529 \AA]
- T : L'énergie de l'électron incident [J]
- $\hbar\omega$: L'énergie interne de l'électron [J]
- $\hbar q$: Le moment transféré de l'électron [J]
- \hbar : Constante réduite de Planck [$1.054 \times 10^{-34} \text{ J s}$]
- ε : La fonction diélectrique du solide

Le modèle OSMOSEE donne des résultats très détaillés (cf. Figure 2.15, 60 et 2.16, p.61) et en excellent accord avec les données expérimentales [48]. En particulier, ce dernier donne plus d'informations sur la répartition de l'émission électronique entre les différents types d'électrons que ne peuvent le faire les mesures expérimentales. Cependant, ce dernier nécessite une grande quantité de données expérimentales pour résoudre l'équation 2.22 et nécessite également un temps et une puissance de calcul importants. Les résultats du modèle OSMOSEE sont ainsi disponibles actuellement pour l'argent, l'aluminium et le silicium uniquement. Pour ces raisons, le modèle OSMOSEE ne pourra être implémenté directement dans une simulation de plasma de propulseur où les temps de calcul sont importants et les matériaux de parois ne sont pas ceux traités jusqu'à présent (SiO_2 et BN). En revanche, ce modèle stochastique est utilisé pour valider le modèle d'émission électronique implémenter dans la simulation particulière de plasma de propulseur.

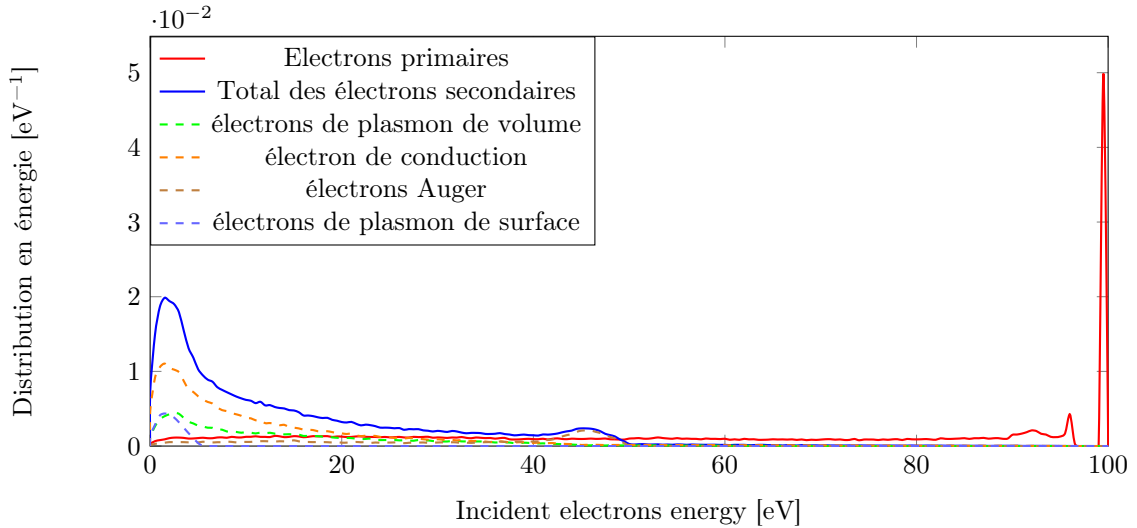


FIGURE 2.16. – Distribution en énergie des électrons émis par une surface d'argent impacté par un faisceau d'électrons de 100 eV d'après le modèle Monte-Carlo OSMOSEE, les électrons secondaires sont issus des électrons du plasmon de volume, des électrons de conduction, des électrons Auger et des électrons du plasmon de surface (courbes en tirets)

Les modèles Monte-Carlo d'émission électronique sont utiles pour comprendre le phénomène d'émission électronique à basse énergie ($E_0 < 1$ keV). Ils permettent d'accéder à une grande variété de données sur l'émission électronique avec une grande précision: rendement en émission, distribution en énergie, distribution angulaire pour les trois populations d'électrons (secondaires, rétrodiffusés élastiques et rétrodiffusés inélastiques). Ces modèles ont cependant plusieurs défauts qui les rendent inapplicables dans le cadre d'une simulation particulière de plasma de propulseur. En effet, comme cela est présenté dans le chapitre 5, une simulation stochastique de plasma de propulseur est extrêmement couteuse en terme de temps et de puissance de calcul. Dans les cas présentés au chapitre 5, une simulation de 50 μ s à 100 μ s, parallélisés sur 24 processeurs, peut prendre plusieurs heures. De plus, une simulation particulière de plasma de propulseur implique de simuler les caractéristiques de l'émission électronique pour une grande variété de paramètres: énergie incidente, angle d'incidence, angle d'émission, matériau de paroi, etc. Implémenter un modèle stochastique d'émission électronique dans un autre modèle stochastique de plasma de propulseur rendrait ce dernier bien trop lent pour obtenir un résultat en un temps raisonnable (i.e. inférieur à l'année sur un supercalculateur). Enfin, les modèles Monte-Carlo, en particulier le modèle de Furman et Pivi, nécessite un grand nombre de paramètres empiriques difficile à obtenir. Pour ces raisons, il est nécessaire de se tourner vers des modèles analytiques d'émission électronique qui auront un temps de calcul négligeable et qui permettront de contrôler indépendamment les différentes caractéristiques de l'émission électroniques (rendements en émission, distributions en énergie et en angle).

2.2.4. Les modèles analytiques d'émission électronique

Depuis les premières observations d'émission électronique dans les années trente [49, 50] une très grande diversité de modèles analytiques d'émission électronique a été développé. Ces derniers présentent cependant certains défauts pour l'étude menée ici. Tout d'abord, les modèles historiques d'émission électronique concernent souvent des énergies incidentes élevées ($E_0 > 1$ keV) qui ne sont pas adaptées aux conditions de fonctionnement des propulseurs à courant de Hall. D'autre part, la description de l'émission électronique se limite généralement

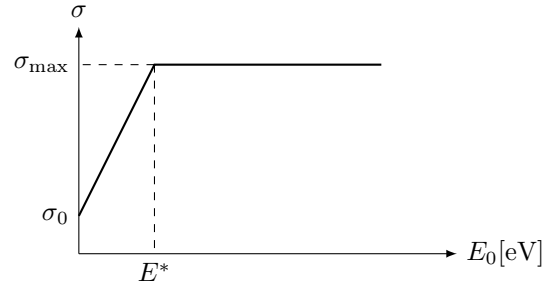


FIGURE 2.17. – Représentation de l'émission électronique selon le modèle de Barral

à la description du rendement en émission électronique total. Enfin, il existe une confusion récurrente entre rendement en émission électronique total et rendement émission électronique secondaire. Dionne, par exemple, établit un modèle physique d'émission électronique secondaire et valide ce dernier par comparaison à des données de rendement total en émission électronique [51, 52]. Dans cette partie, les principaux modèles d'émission électronique ayant servi à cette thèse sont présentés.

Les modèles de rendements en émission

Il existe une grande diversité de modèles de rendement en émission permettant de prendre en compte la dépendance à différents paramètres expérimentaux. Les principaux utilisés dans cette thèse sont présentés ci-après.

Modèle de Barral Le modèle de Barral [53] est un modèle extrêmement simple et défini de manière arbitraire à partir de trois paramètres empiriques: σ_0 , E^* et σ_{\max} . σ_{\max} correspond au rendement en émission électronique total maximum, ce dernier est atteint pour $E_0 = E^*$. Le rendement en émission électronique total varie de manière linéaire entre les points $(E_0 = 0, \sigma_0)$ et $(E_0 = E^*, \sigma_{\max})$ puis reste égale à σ_{\max} (cf. Figure 2.17). La TEEY peut ainsi s'exprimer selon:

$$\sigma(E_0) = \begin{cases} \sigma_0 + (\sigma_{\max} - \sigma_0) \frac{E_0}{E^*} & \text{si } E_0 < E^* \\ \sigma_{\max} & \text{si } E_0 \geq E^* \end{cases} \quad (2.23)$$

Cette expression est extrêmement simple et n'est pas physique. Elle est cependant souvent utilisée car elle permet, en l'incluant dans une simulation particulière de plasma de propulseur, de réaliser des études paramétriques facilement analysables de l'impact de l'émission électronique sur le comportement des plasmas de HT.

Modèle de Vaughan Le modèle de Vaughan a été créé pour s'ajuster aux données expérimentales de rendement total en émission électronique. Il n'utilise que trois paramètres empiriques: le rendement maximal en émission (σ_{\max}), la valeur de l'énergie incidente donnant le rendement maximal en émission (E_{\max}) et un paramètre d'ajustement de la courbe (k). Le rendement total en émission électronique peut alors s'écrire:

$$\sigma(E_0) = \sigma_{\max} \left[v(E_0) e^{1-v(E_0)} \right]^k \quad (2.24)$$

Avec:

$$v(E_0) = \frac{E_0}{E_{\max}} \quad (2.25)$$

Le modèle de Vaughan [54] permet également d'extrapoler les valeurs de TEEY pour différents angles d'incidence (θ_0) à partir de E_{\max} et σ_{\max} à angle d'incidence normal (notés alors $E_{\max,0}$ et $\sigma_{\max,0}$) et d'un facteur d'état de surface (k_s). La TEEY s'écrit alors:

$$\sigma(E_0, \theta_0) = \sigma_{\max}(\theta_0) \left[v(E_0, \theta_0) e^{1-v(E_0, \theta_0)} \right]^k \quad (2.26)$$

$$v(E_0, \theta_0) = \frac{E_0}{E_{\max}(\theta_0)} \quad (2.27)$$

$$E_{\max}(\theta_0) = E_{\max,0} \left(1 + \frac{k_s}{\pi} \theta_0^2 \right) \quad (2.28)$$

$$\sigma_{\max}(\theta_0) = \sigma_{\max,0} \left(1 + \frac{k_s}{2\pi} \theta_0^2 \right) \quad (2.29)$$

Le paramètre d'état de surface k_s vaut 1 par défaut, 2 pour une surface parfaitement lisse et tend vers 0 pour une surface complètement désordonnée.

Avec:

E_0 : L'énergie des électrons incidents [eV]

θ_0 : L'angle d'incidence des électrons [rad]

$\sigma_{\max}(\theta_0)$: Le rendement en émission maximum à l'angle d'incidence θ_0 [\emptyset]

$\sigma_{\max,0}$: Le rendement en émission maximum à incidence normale [\emptyset]

$E_{\max}(\theta_0)$: L'énergie incidente donnant le rendement maximum en émission électronique totale à l'angle d'incidence θ_0 [eV]

$E_{\max,0}$: L'énergie incidente donnant le rendement maximum en émission électronique totale à l'angle d'incidence 0° [eV]

k : Paramètre d'ajustement de courbe [\emptyset]

k_s : Paramètre d'état de surface [\emptyset]

Ce modèle est très utilisé car il correspond de manière satisfaisante aux données expérimentales tout en ne nécessitant que peu de paramètres empiriques. En revanche, il ne permet pas de distinguer les différentes populations d'électrons (secondaires, rétrodiffusés élastiques et rétrodiffusés inélastiques). Or, il est important de distinguer ces trois populations dans le cadre de la modélisation des plasmas de propulseurs à courant de Hall car ces trois familles d'électrons ont des énergies et des distributions angulaires très différentes, ce qui a une influence sur le comportement global du plasma.

Modèle de Sydorenko Afin de répondre à ce besoin, Sydorenko a proposé un modèle empirique distinguant les trois familles d'électrons (secondaires, rétrodiffusés élastiques et rétrodiffusés inélastiques) [12]. L'émission électronique totale est alors la somme de ces trois valeurs. Comme le modèle de Vaughan, ce modèle permet d'avoir une dépendance à l'énergie incidente et à l'angle d'incidence.

$$\sigma(E_0, \theta_0) = \delta(E_0, \theta_0) + \eta_e(E_0, \theta_0) + \eta_i(E_0, \theta_0) \quad (2.30)$$

L'émission électronique secondaire est donnée selon une formule équivalente au modèle de Vaughan:

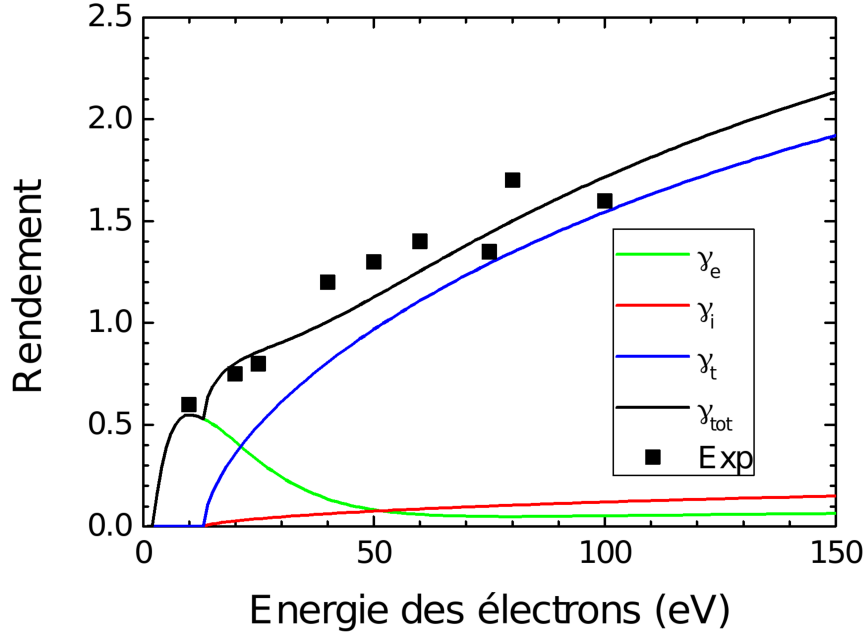


FIGURE 2.18. – Comparaison du modèle de Sydorenko aux mesures expérimentales [12].

$$\begin{cases} \delta(E_0, \theta_0) = \delta_{\max}(\theta_0) [v(E_0, \theta_0) \cdot e^{1-v(E_0, \theta_0)}] & \text{si } E_0 \geq E_{\min, s} \\ \delta(E_0, \theta_0) = 0 & \text{si } E_0 < E_{\min, s} \end{cases} \quad (2.31)$$

$$v(E_0, \theta_0) = \frac{E_0 - E_{\min, s}}{E_{\max}(\theta_0) - E_{\min, s}} \quad (2.32)$$

$$E_{\max}(\theta_0) = E_{\max, 0} \left(1 + \frac{k_s}{\pi} \theta_0^2 \right) \quad (2.33)$$

$$\delta_{\max}(\theta_0) = \delta_{\max, 0} \left(1 + \frac{k_s}{2\pi} \theta_0^2 \right) \quad (2.34)$$

La valeur $E_{\min, s}$ est introduite pour exprimer le fait qu'une énergie incidente minimum est nécessaire pour émettre un électron secondaire dans le vide.

L'émission des électrons rétrodiffusés élastiques est définie de manière empirique comme la somme d'une fonction en exponentielle et d'une fraction du rendement en émission électronique secondaire.

$$\eta_e(E_0, \theta_0) = r_e \cdot \delta(E_0, \theta_0) + \eta_{e, \max} \cdot f_e(E_0) \quad (2.35)$$

$$\begin{cases} f_e(E_0) = v_1(E_0) \cdot e^{1-v_1(E_0)} & \text{si } E_{e, \min} < E_0 < E_{e, \max} \\ f_e(E_0) = [1 + v_2(E_0)] e^{-v_2(E_0)} & \text{si } E_0 \geq E_{e, \max} \end{cases} \quad (2.36)$$

$$v_1(E_0) = \frac{E_0 - E_{e, \min}}{E_{e, \max} - E_{e, \min}} \quad (2.37)$$

$$v_2(E_0) = \frac{E_0 - E_{e, \max}}{\Delta E_e} \quad (2.38)$$

Avec:

r_e : Le ratio minimum du flux d'électrons rétrodiffusés élastiques sur le flux d'électrons secondaires émis [\emptyset]

$\eta_{e,\max}$: Le taux maximum de rétrodiffusion élastique [\emptyset]

$E_{e,\max}$: Valeur d'énergie incidente au maximum de rétrodiffusion élastique [eV]

$E_{e,\min}$: Valeur minimum d'énergie incidente permettant la rétrodiffusion élastique [eV]

ΔE_e : Paramètre de d'étalement du pic de rétrodiffusion élastique [eV]

L'émission des électrons rétrodiffusés inélastiques est définie comme étant une fraction du rendement en émission électronique secondaire. Le rendement en rétrodiffusion élastique s'écrit ainsi:

$$\eta_i(E_0, \theta_0) = r_i \cdot \delta(E_0, \theta_0) \quad (2.39)$$

Avec $r_i = 7\%$ le ratio du flux d'électrons rétrodiffusés inélastiques sur le flux d'électrons secondaires émis (défini arbitrairement). Le modèle de Sydorenko permet ainsi de distinguer les trois populations d'électrons (secondaires, rétrodiffusés élastiques, et rétrodiffusés inélastiques) et de donner la dépendance de ces trois rendements à l'énergie incidente à l'angle d'incidence. Ce modèle est calibré pour reproduire les mesures expérimentales de rendement en émission électronique total [12]. Cependant, il est clair que les paramètres choisis sont, au minimum empiriques, au pire, arbitraires. Dans tous les cas, il ne permettent pas d'avoir une compréhension physique du phénomène d'émission électronique.

Modèle de Dionne Afin d'avoir une bonne compréhension physique du phénomène d'émission électronique, d'autres modèles ont été développés tels que le modèle de Dionne [51, 52]. Ce modèle cependant ne décrit que le phénomène d'émission électronique secondaire. Dans ce modèle le phénomène d'émission électronique secondaire est décomposé en quatre étapes: le transport des électrons incidents dans le matériau, la génération d'électrons secondaires dans le matériau, le transport des électrons secondaires vers la surface et enfin le franchissement de surface.

Le modèle de Dionne s'appuie sur un mécanisme d'émission électronique en 3 étapes:

1. La génération des électrons secondaires sur le trajet des électrons incidents.
2. La migration des électrons secondaires vers la surface.
3. Le franchissement de la surface.

La génération des électrons secondaires à une profondeur x , du trajet de l'électron est considérée comme étant égale à la dose déposée à la profondeur x divisée par l'énergie nécessaire à l'excitation d'un électron secondaire:

$$n(x, E_0) = \frac{1}{E_{\text{ex,se}}} \left(-\frac{dE_i}{dx} \right) \quad (2.40)$$

Avec:

$n(x, E_0)$: La génération d'électrons secondaires à la profondeur x pour un électron incident d'énergie initiale E_0 [m^{-3}]

$E_{\text{ex,se}}$: L'énergie nécessaire à l'excitation d'un électron secondaire [eV]

E_i : Énergie de l'électron incident à la profondeur x [eV]

La probabilité de migration des électrons secondaires vers la surface est considérée comme étant un processus stochastique sans mémoire. Cette probabilité peut donc être exprimée selon:

$$p_m(x) = e^{-\alpha x} \quad (2.41)$$

Avec:

$p_m(x)$: La probabilité qu'un électron secondaire généré à la profondeur x puisse atteindre la surface [Ø]

α : La constante de diffusion des électrons secondaires [m^{-1}]

x : La profondeur à laquelle l'électron secondaire est généré [m]

La probabilité d'un électron secondaire à traverser la surface est considérée comme étant une constante $B[\text{Ø}]$. L'émission électronique secondaire peut ainsi être exprimée comme étant l'intégrale de la génération d'électrons secondaires le long de la trajectoire de l'électron incident, multipliée par la probabilité des électrons secondaires générés à la profondeur x d'être émis.

$$\delta(E_0) = \int_0^r B \cdot p_m(x, E_0) \cdot \frac{1}{E_{\text{ex,se}}} \cdot \left(-\frac{dE_i}{dx} \right) \cdot dx \quad (2.42)$$

Le transport des électrons incidents dans le matériau Comme les électrons secondaires sont générés par ionisation du matériau impacté par les électrons incidents, il est important de s'intéresser à deux grandeurs caractéristiques du transport des électrons incidents: la dose et la profondeur de pénétration des électrons incidents. La dose, notée \mathcal{D} , est l'énergie déposée par l'électron incident, par unité de longueur, le long de sa trajectoire dans le matériau:

$$\mathcal{D} = -\frac{dE_i}{dx} \quad (2.43)$$

Avec:

\mathcal{D} : La dose [eV m^{-1}]

x : La trajectoire curviligne de l'électron incident [m]

E_i : L'énergie de l'électron incident à la position x [eV]

La dose est donnée en eV m^{-1} . La profondeur de pénétration (notée r) est la profondeur que peut atteindre l'électron incident avant d'avoir perdu toute son énergie cinétique dans le matériau. La profondeur de pénétration peut donc s'exprimer en fonction de la dose en résolvant l'une des deux équations intégrodifférentielles suivantes:

$$E_0 = \int_0^r \mathcal{D}(x) \cdot dx \quad r = \int_{E_0}^0 \frac{dE_i}{\mathcal{D}(E_i)}$$

Ces deux équations expriment de manière différente que l'énergie perdue par l'électron incident le long de sa trajectoire dans le matériau est égale à l'énergie de l'électron incident avant qu'il ne pénètre dans le matériau: E_0 . Pour des raisons de normalisation, la profondeur de pénétration est parfois divisée par la densité de l'aluminium et est alors donnée en g cm^{-2} .

Le modèle de Dionne est un exemple parmi beaucoup d'autres de description analytique du phénomène d'émission électronique secondaire. Ce champ de recherche est très large et a été intensément étudié depuis 1950. Cependant, une présentation détaillée de l'ensemble des modèles réalisés et de leur évolution serait trop longue ici.

Les modèles de distribution en énergie

La distribution en énergie des électrons émis est une caractéristique importante de l'émission électronique car elle peut avoir une influence non négligeable sur le comportement global du plasma. Typiquement, le potentiel de paroi (ou de manière équivalente, le potentiel plasma) dépend fortement de l'énergie moyenne et de la température des électrons dans la gaine [45]. Or ces dernières sont influencées de manière non négligeable par la distribution en énergie

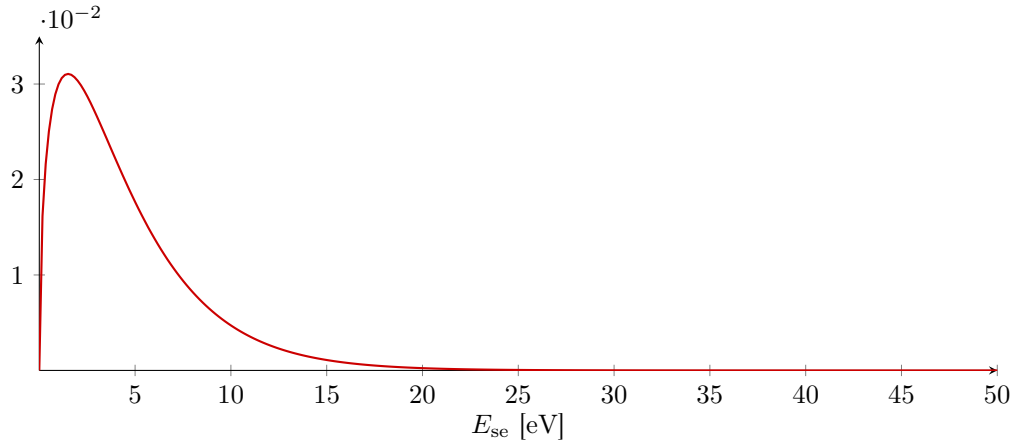


FIGURE 2.19. – Distribution en énergie des électrons émis selon une Lambertienne.

des électrons émis à la paroi. Pourtant, la distribution en énergie des électrons émis est souvent traitée de manière simpliste, voire est complètement négligée dans les études sur le comportement des plasmas de HT. Il est ainsi courant, soit de considérer que les électrons secondaires sont émis à la paroi avec une énergie nulle [55], soit de considérer qu'ils sont émis avec une énergie constante de quelques eV (typiquement de 1 à 3 eV) [12], soit enfin, de considérer qu'ils sont émis parfaitement thermalisés (i.e. qu'ils sont émis selon une distribution lambertienne) avec une température arbitraire fixée à 1 ou 2 eV [56, 57]. Or ces différentes hypothèses présentent des défauts et ne se corrént pas bien avec les données expérimentales ou issues des résultats des modèles Monte-Carlo.

Distribution Lambertienne La distribution Lambertienne (également appelée semi-Maxwellienne) peut s'exprimer en fonction de l'énergie des électrons émis (E_e) et pour une température électronique T_e fixée selon:

$$f_{\mathcal{L}}(E_e, T_e) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{E_e}{T_e^3}} \cdot e^{-\frac{E_e}{T_e}} \quad (2.44)$$

Cette distribution respecte globalement la forme de la distribution en énergie des électrons secondaires. On y retrouve ainsi un maximum à basse énergie et une décroissance exponentielle vers les hautes énergies (cf. Figure 2.19, p.67). Cependant, cette dernière surestime la quantité d'électrons secondaire de moyenne énergie.

Distribution de Chung et Everheart Le modèle de Chung et Everheart s'appuie sur une description physique de la distribution énergétique des électrons secondaires [58]. Elle dépend d'un seul paramètre physique bien documenté: le travail de sortie du matériau (w_f).

$$\left. \frac{dN_{se}}{dE} \right|_E = K \frac{E}{(E + w_f)^4} \quad (2.45)$$

Avec K , le paramètre de normalisation de la loi:

$$\frac{1}{K} = \int_0^{+\infty} \frac{E \cdot dE}{(E + \varphi)^4} \Rightarrow K = 6w_f^2$$

Après calcul il est possible de connaître la distribution en énergie du flux d'électrons secondaires (cf. Figure 2.20a, p.69), la distribution intégrée (cf. Figure 2.20b, p.69), l'énergie moyenne des électrons secondaires et l'énergie des électrons au maximum de la distribution:

$$\delta_E \Gamma_{se}(E_{se}, w_f) = 6w_f^2 \frac{E_{se}}{(E_{se} + w_f)^4} \quad (2.46)$$

$$\Delta_E \Gamma_{se}(E_{se}, w_f) = \frac{E_{se}^2 (E_{se} + 3w_f)}{(E_{se} + w_f)^3} \quad (2.47)$$

$$\langle E_{se} \rangle = 2w_f \quad (2.48)$$

$$E_{se, \text{ crête}} = \frac{w_f}{3} \quad (2.49)$$

Avec:

E_{se} : Énergie des électrons secondaires émis (après le passage de surface) [eV].

$\langle E_{se} \rangle$: Énergie moyenne des électrons secondaires [eV].

$E_{se, \text{ crête}}$: L'énergie des électrons au maximum de la distribution en énergie

w_f : Travail de sortie du matériau [eV].

Cette expression a l'avantage d'être intégralement analytique, elle permet également de comparer les données expérimentales au modèle théorique en comparant des grandeurs particulière comme l'énergie des électrons au maximum de la distribution ou l'énergie moyenne des électrons secondaires.

Enfin, il est possible de calculer la fonction réciproque de $\Delta_E \Gamma_{se}$: $\Delta_E \Gamma_{se}^{-1}$. Cette fonction associe, à un nombre aléatoire tiré entre 0 et 1, une énergie telle que l'ensemble des électrons ainsi tirés respectent la distribution de Chung et Everheart. La fonction $\Delta_E \Gamma_{se}^{-1}$ peut ainsi s'écrire:

$$\Delta_E \Gamma_{se}^{-1}(R) = E_{se}(R) = -\frac{2w_f}{\sqrt{1-R}} \left[\cos \left(\frac{\arcsin(\sqrt{R})}{3} + \frac{2\pi}{3} \right) \right] - w_f \quad (2.50)$$

Avec:

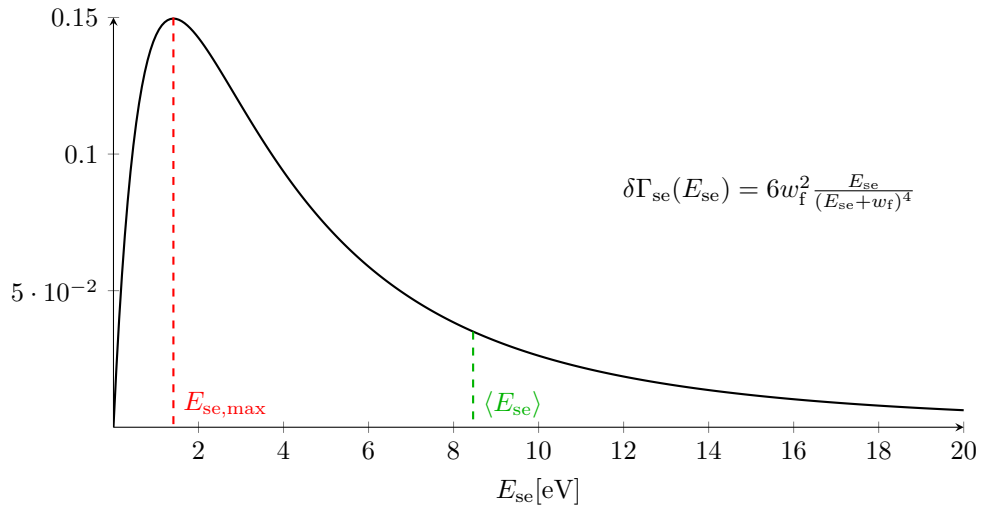
R : Un nombre aléatoire tiré entre 0 et 1 [\emptyset]

w_f : Le travail de sortie du matériau [eV]

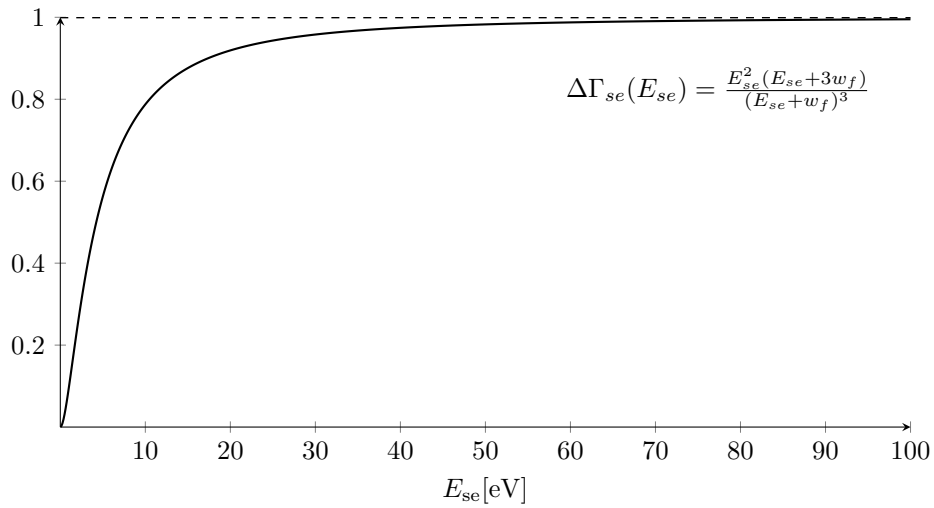
E_{se} : L'énergie de l'électron secondaire tirée sur la distribution de Chung à partir du nombre aléatoire R [eV]

La fonction cumulée de Chung et Everheart ainsi que sa fonction réciproque sont présentées sur la Figure 2.21, p.70. L'expression de cette fonction est obtenue par résolution d'une équation du troisième degré par méthode de Cardan comme cela est présenté en annexe B.6, p.188.

En comparant les distributions Lambertienne et de Chung et Everheart, il peut être noté que cette dernière présente plusieurs avantages sur la première. Tout d'abord, contrairement à la distribution Lambertienne, la distribution de Chung et Everheart est fondée sur un raisonnement physique tenant compte du trajet des électrons secondaires émis et de leur transport vers la surface. Elle permet donc une meilleure interprétation des résultats. Par ailleurs, la fonction de Chung et Everheart, contrairement à la distribution Lambertienne, modélise la dépendance de la distribution en énergie des électrons émis depuis le matériau de surface à travers la prise en compte du travail de sortie du matériau (w_f). La théorie de Chung et Everheart permet donc de lier la distribution en énergie des électrons émis au travail de sortie du matériau considéré (w_f). Par ailleurs, la figure 2.22, p.70, montre que la fonction de Chung et Everheart semble être mieux corrélée aux résultats expérimentaux concernant le spectre en énergie des électrons émis. La fonction Lambertienne semble ainsi sous-estimer la quantité d'électrons secondaires d'énergie intermédiaire (E_{se} entre 10 eV et 50 eV). Enfin,



(a) Distribution en énergie des électrons secondaires.



(b) Distribution cumulée en énergie des électrons secondaires.

FIGURE 2.20. – Distribution en énergie des électrons secondaire d'après le modèle de Chung et Everheart pour $w_f = 4.23$ eV.

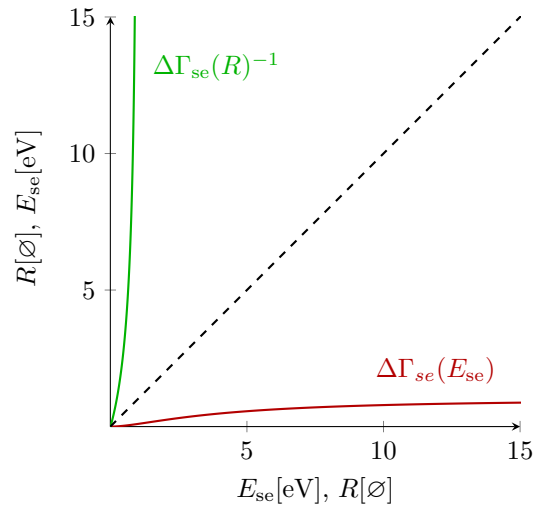


FIGURE 2.21. – Distribution cumulée en énergie des électrons secondaires et fonction réciproque d'après le modèle de Chung et Everheart.

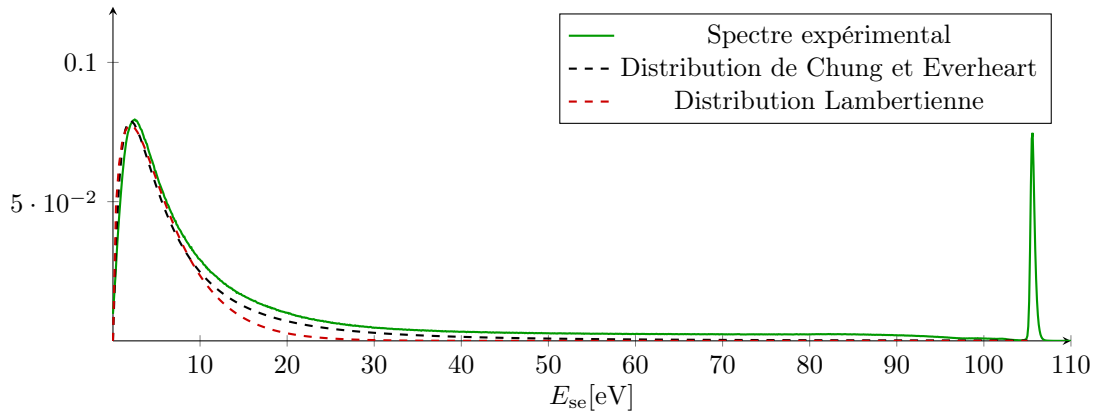


FIGURE 2.22. – Comparaison d'un spectre expérimental de distribution en énergie des électrons émis par un échantillon d'argent à deux distribution en énergie théoriques des électrons secondaires: la distribution de Chung et Everheart et la distribution Lambertienne.

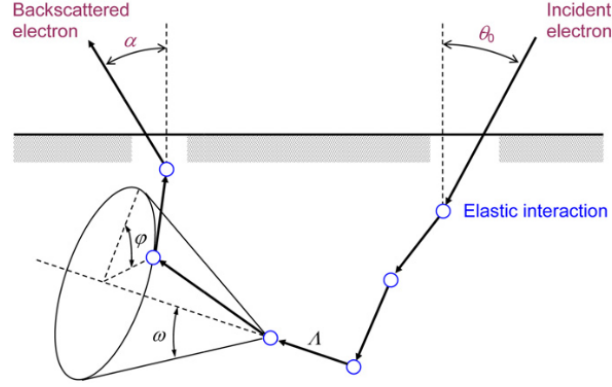


FIGURE 2.23. – Modèle de rétrodiffusion élastique par méthode de Monte-Carlo [13].

ces deux fonctions peuvent être inversées (la distribution Lambertienne peut être inversée numériquement en utilisant une méthode décrite dans FORTRAN Numerical Recipes [59]) et sont donc facilement intégrables dans un modèle particulière de plasma de propulseur.

Étant donné que la fonction de Chung et Everheart présente plus d'avantage que la distribution Lambertienne, elle sera préférée à cette dernière pour simuler l'émission électronique dans un propulseur à courant de Hall.

Les modèles de distribution angulaire

Comme cela a été montré par Dionne d'une part et les modèles Monte-Carlo tels qu'OSMOSEE d'autre part, les électrons secondaires sont émis avec une distribution angulaire quasi-isotrope. Il reste donc à évaluer la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques et inélastiques. Celles-ci peuvent être déterminées par l'utilisation de méthode Monte-Carlo (i.e. en simulant la probabilité de chaque interaction dans le matériau pour un grand nombre d'électrons simulés, cf. Figure 2.23, p.71). Cependant, pour des raisons de temps de calcul, des modèles analytiques simplifiant cette approche seront utilisés.

Différents modèles existent pour la rétrodiffusion élastiques. Nous nous concentrerons sur le modèle OKG (Oswald-Kasper-Gaukler) et sur une simplification de ce dernier: le modèle SLAB (Single Large Angle Backscattering). Ces deux modèles ont été présentés dans un article de Jablonski en 2014 [13]. Pour les électrons rétro-diffusés élastiques, seuls le rendement de rétrodiffusion et la distribution angulaire sont nécessaires car ces derniers sont monoénergétiques et ressortent donc avec l'énergie incidente E_0 .

Modèle OKG Le modèle OKG (pour Oswald-Kasper-Gaukler) est un modèle analytique qui s'appuie sur deux hypothèses (cf. Figure 2.24, p.72):

Il existe un angle principal qui régit la profondeur maximale atteinte par l'électron dans le solide.

Toutes les collisions élastiques affectent la direction finale de l'électron.

On a, après calcul:

$$\frac{d\eta}{d\Omega} = \frac{\cos(\alpha)}{\cos(\alpha) + \cos(\theta_0)} \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{s^k}{k} H_k(\theta) \quad (2.51)$$

Avec, $H_k(\theta)$, la distribution angulaire de l'angle de diffusion après la k-ième collision. On a ainsi:

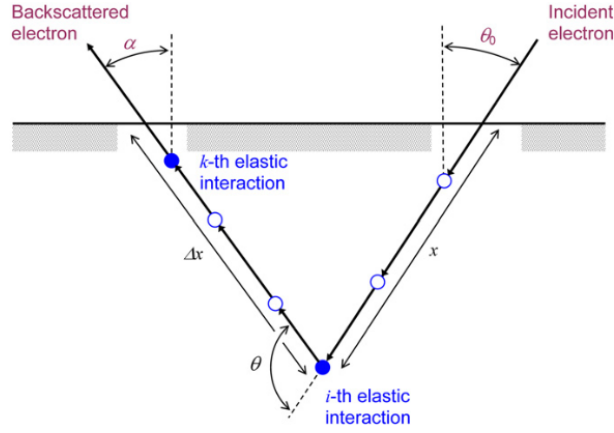


FIGURE 2.24. – Modèle de rétrodiffusion élastique par méthode OKG [13].

- $H_1(\theta) = \frac{1}{\sigma_i} \frac{d\sigma_l}{d\Omega}$
- $H_k(\theta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{l=0}^{+\infty} \frac{2l+1}{2} A_l^k P_l(\cos(\theta))$
- $A_l = 2\pi \int_0^\pi H_1(\theta) P_l(\cos(\theta)) \sin(\theta) d\theta$
- $s = \frac{\lambda_i}{\lambda_i + \lambda_e}$

Avec:

- α : L'angle d'émission [rad]
- θ : L'angle de déviation de l'électron incident [rad]
- θ_0 : L'angle d'incidence [rad]
- $P_l(x)$: Le polynôme de Legendre de degrés l en x .
- λ_i : Parcours moyen de l'interaction inélastique [rad]
- λ_e : Parcours moyen de l'interaction élastique [rad]

Cette formule donne des résultats très proches des données obtenues par méthode de Monte-Carlo. Cependant elle est coûteuse en temps de calcul. Pour obtenir un temps de calcul plus court, le modèle SLAB décrit ci-après peut être utilisé. En revanche, ce dernier donne des résultats plus éloignés que ceux du modèle de Monte Carlo [13].

Modèle SLAB Le modèle SLAB (Single Large Angle Backscattering) revient à réduire le nombre d'interaction élastiques dans le matériau à une interaction principale qui moyenne la totalité des interactions élastiques (cf. Figure 2.25, p.73).

Il permet d'obtenir une expression plus simple du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'angle solide:

$$\frac{d\eta}{d\Omega} = \frac{\cos(\alpha)}{\cos(\alpha) + \cos(\theta_0)} \left(\frac{1}{\sigma_e} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \right) (\theta) \ln \left(1 + \frac{\lambda_i}{\lambda_e} \right) \quad (2.52)$$

Ces modèles nécessitent de connaître des grandeurs expérimentales telles que:

- La section efficace de collision élastique : σ_e .
- La section efficace différentielle : $\frac{d\sigma_l}{d\Omega}$.
- Le libre-parcours moyen entre deux interactions élastiques: λ_e .

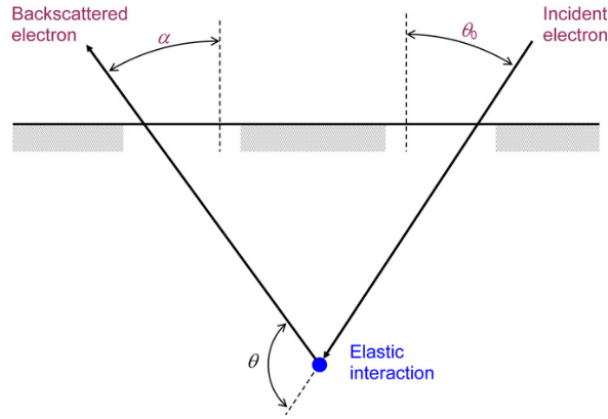


FIGURE 2.25. – Modèle de rétrodiffusion élastique par méthode SLAB [13].

Le libre-parcours moyen entre deux interactions inélastiques : λ_i .

Ce modèle est simple mais présente une importante déviation à haute énergie incidente ($E_0 > 500$ eV) au modèles de Monte-Carlo et au modèle OKG qui se révèlent bien plus précis. Cependant, étant donné la gamme d'énergie incidente considérée ($E_0 < 200$ eV), ce modèle semble adapté à cette étude. Cela est dû à la faible pénétration des électrons incidents dans le matériau à ces énergies. Il n'est donc pas irréaliste dans ces conditions de supposer que l'électron rétrodiffusé élastique n'a subi qu'un nombre limité d'interactions ce qui valide l'hypothèse principale faite par le modèle SLAB.

2.3. Les mesures expérimentales d'émission électronique

La littérature donne accès à un grand nombre de valeurs expérimentales sur l'émission électronique. Cependant, celles-ci sont pour leur grande majorité réalisées à haute énergie ($E_0 > 1$ keV). Or les données expérimentales nécessaires pour valider un modèle d'émission électronique adapté à la simulation de l'interaction plasma-paroi dans les propulseurs à courants de Hall, doivent être réalisées à basse énergie incidente ($E_0 < 500$ eV) et sont difficiles à obtenir. En effet les mesures deviennent particulièrement sensibles à basse énergie et dépendent fortement des conditions expérimentales (état de surface, configuration électromagnétique, propreté de l'échantillon, etc.). De plus, elles doivent être réalisées sur des matériaux représentatifs des parois de propulseur (SiO_2 et BN) qui sont des matériaux diélectriques. Or leur caractère diélectrique rend difficile les mesures d'émission électronique. D'autre part, un modèle d'émission électronique adapté à la modélisation de l'interaction plasma-paroi dans les propulseurs à courants de Hall doit être validé par des données expérimentales où un grand nombre de paramètres varient (énergie incidente, angle d'incidence, angle d'émission, température de paroi, composition chimique de l'échantillon, état de surface, etc.). Enfin, la littérature s'est essentiellement concentrée sur la mesure du rendement en émission électronique total. Il est donc difficile de trouver des mesures sur la distribution énergétique ou angulaire des électrons émis, ou encore, sur le rendement en rétrodiffusion élastiques.

La distribution angulaire des électrons rétrodiffusés inélastiques n'a pas été traitée ici. En effet, il n'existe pas dans la littérature de modèle analytique permettant de décrire cette grandeur. Dans la suite de ces travaux, la rétrodiffusion inélastique ne sera pas modélisée mais sera compensée par une majoration de la rétrodiffusion élastique et de l'émission électronique secondaire comme cela est présenté dans le chapitre 4.

2.3.1. Les mesures de rendements en émission

La mesure du rendement total en émission électronique est la donnée expérimentale la plus largement traitée dans la littérature. La mesure de rendement en rétrodiffusion élastique est la deuxième mesure la plus courante. Les mesures de rendement en rétrodiffusion inélastiques et de rendement en émission électronique secondaire ne sont que peu ou pas traitées. Cela est dû à la difficulté de mesurer ces grandeurs qui sont difficiles à distinguer l'une de l'autre. En effet, contrairement aux électrons rétrodiffusés élastiques qui sont monoénergétiques avec une énergie égale l'énergie incidente E_0 , les secondaires et rétrodiffusés inélastiques présentent des distributions énergétiques étalées et qui se superposent.

Rendement total en émission électronique

En comparaison avec les autres grandeurs caractéristiques de l'émission électronique, le rendement total en émission électronique (TEEY) est une mesure simple à réaliser, il existe donc une grande quantité de données disponibles qui montrent la dépendance de cette grandeur à différents paramètres physiques tels que l'angle d'incidence, le matériau de surface, la température de paroi, le courant incident, etc.

Influence de l'angle d'incidence Il est montré expérimentalement que le rendement en émission électronique totale augmente avec l'angle d'incidence [60]. En effet, avec un angle d'incidence rasant, les électrons secondaires générés dans le matériau ainsi que les électrons rétrodiffusés restent plus proches de la surface. Par conséquent, ils ont plus de chance d'être réémis dans le vide que s'ils s'étaient trouvés en profondeur dans le matériau.

Influence de la température L'influence de la température de paroi sur l'émission électronique est un sujet qui a été traité expérimentalement [14] et théoriquement [61] dans la littérature. Ce thème est particulièrement important pour les propulseurs à courant de Hall où la température de paroi peut atteindre 650 °C [38]. La littérature permet d'identifier deux phénomènes distincts de la température sur l'émission électronique: un phénomène réduisant faiblement le rendement total en émission électronique, et un phénomène indirect prédominant pouvant augmenter ou diminuer l'émission électronique selon le cas. Le premier phénomène est l'excitation des phonons du réseau cristallin. L'excitation des phonons augmente les interactions entre le matériau et les électrons secondaires ce qui limite leur émission. Comme l'ont montré Belhaj et al. [14], ce phénomène a cependant une influence limitée. L'impact principal de la température sur l'émission électronique est liée à la propreté du matériau impacté. En effet, l'émission électronique dépend de la composition chimique des premiers nanomètres d'épaisseur du matériau impacté qui est souvent contaminé par des éléments chimiques de l'environnement (eau, oxygène, composés carbonnés, etc.). En augmentant la température de paroi, une partie des contaminants est désorbée ce qui modifie significativement le rendement total en émission électronique.

Influence du courant incident Belhaj et al. ont mis en évidence un phénomène de saturation de l'émission électronique avec l'augmentation du flux incident d'électrons (cf. Figure 2.27, p.75) [14].

2.3.2. Exemples de distributions en énergie des électrons émis

La figure 3.13 montre le TEEY pour trois matériaux testés (SiO_2 , graphite et argent) à très basse énergie. Les mesures de TEEY de l'argent et du graphite sont issues de [15]. Les mesures de SiO_2 sont issues [62]. On peut noter que ces trois courbes croissent sur la gamme d'énergie incidente considérée. Cependant, on pourra noter que le TEEY augmente plus fortement pour le SiO_2 que pour l'argent ou le graphite. En effet, il a été montré que le TEEY des matériaux

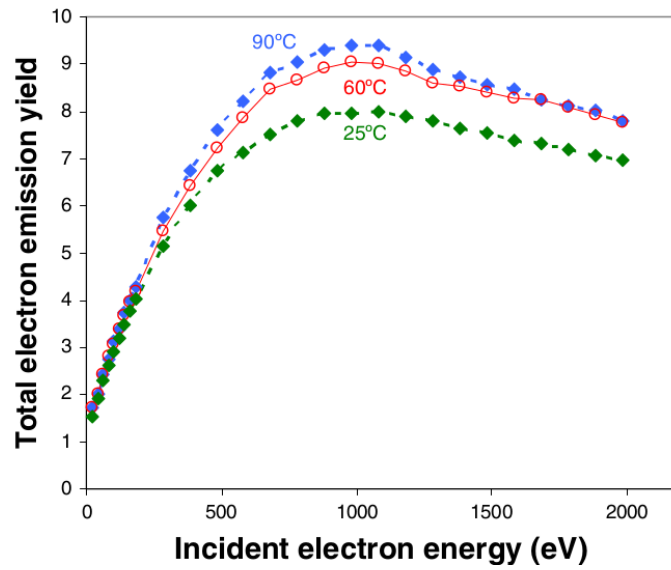


FIGURE 2.26. – Mesure du TEEY sur un diamant polycristallin déposé par dépôt chimique en phase vapeur [14]. Influence de la température du matériau impacté. [13].

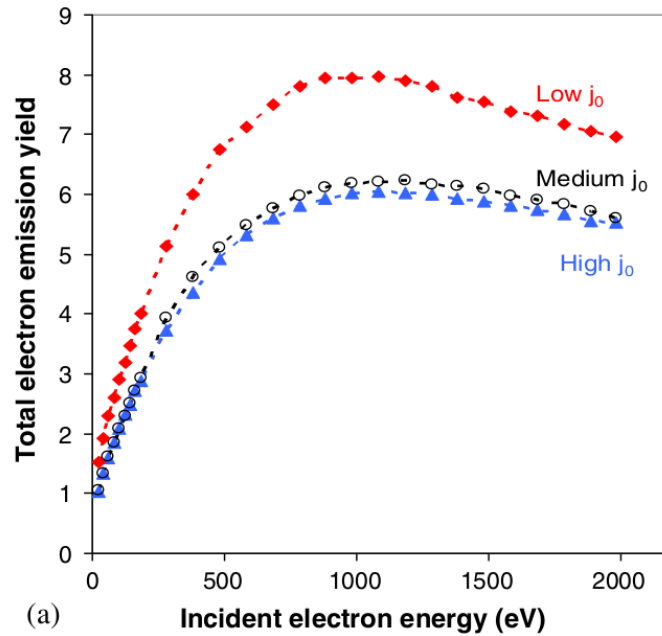


FIGURE 2.27. – Mesure du TEEY sur un diamant polycristallin déposé par dépôt chimique en phase vapeur [14]. Influence du courant incident.

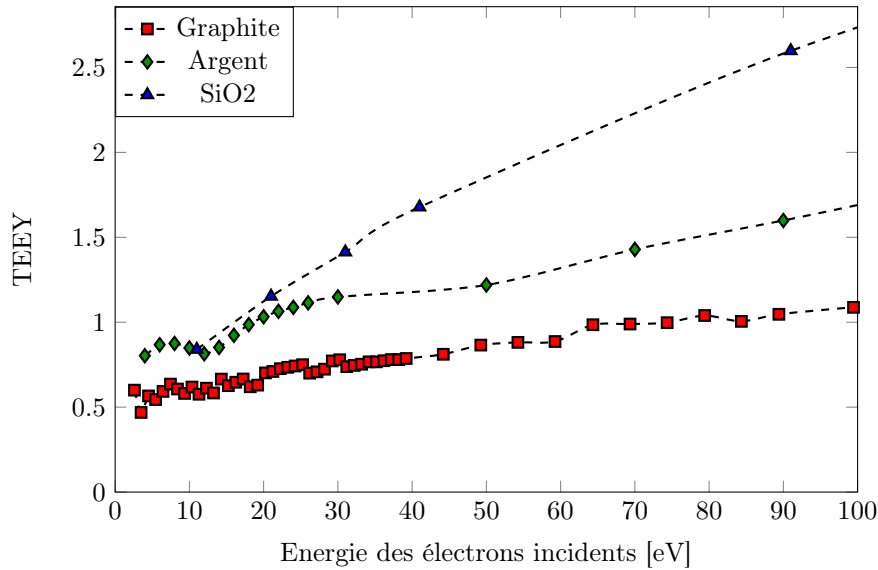


FIGURE 2.28. – Mesure de TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents (E_0) pour trois échantillons de matériaux différents (SiO₂, graphite et argent) [15].

diélectriques est généralement plus élevé que pour les conducteurs en raison de la profondeur d'échappement des électrons secondaires plus élevée dans les matériaux diélectriques que dans les conducteurs [63]. Par ailleurs, tout au long de la gamme d'énergie incidente considérée, le TEEY du graphite reste très bas comparé à celui des deux autres matériaux.

2.3.3. Exemples de distributions angulaires des électrons émis

Ces mesures (cf. Figure 2.29, p.77) bien que discutables, d'un point de vue quantitatif, permettent de mettre en évidence plusieurs caractéristiques importantes de la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques [16, 17]. Tout d'abord, les mesures montrent clairement l'existence de deux lobes de rétrodiffusion élastiques: un dans la direction incidente et un dans la direction spéculaire. Ce résultat est en contradiction avec deux hypothèses couramment faites dans les simulations de plasma de HT avec émission électronique aux parois: soit l'isotropie de la rétrodiffusion élastique [12], soit une rétrodiffusion élastique spéculaire. Par ailleurs, la forme de la distribution angulaire (étalement et direction des lobes) semble dépendre à la fois, du matériau impacté, de l'énergie incidente (E_0) et de l'angle d'incidence (θ_0) [16].

2.4. Démarche de la thèse

Dans ce chapitre, il a été montré en quoi l'interaction plasma-paroi est une composante essentielle pour bien simuler le comportement d'un plasma de propulseur à courant de Hall. Les différents modèles et caractéristiques de la gaine plasma ont été présentés. Ceci a mis en évidence le besoin de décrire de manière précise et physique le phénomène d'émission électronique aux parois du propulseur. Différents modèles issus de la littérature ont été présentés ici ainsi que leurs avantages et leurs défauts. Enfin un ensemble de mesures expérimentales issues de la littérature ont également été présentées. Cette recherche bibliographique a permis de mettre en évidence, d'une part, le besoin de réaliser un ensemble de mesures d'émission électronique sur des matériaux de paroi de propulseur à courants de Hall (SiO₂ et BN) afin de valider

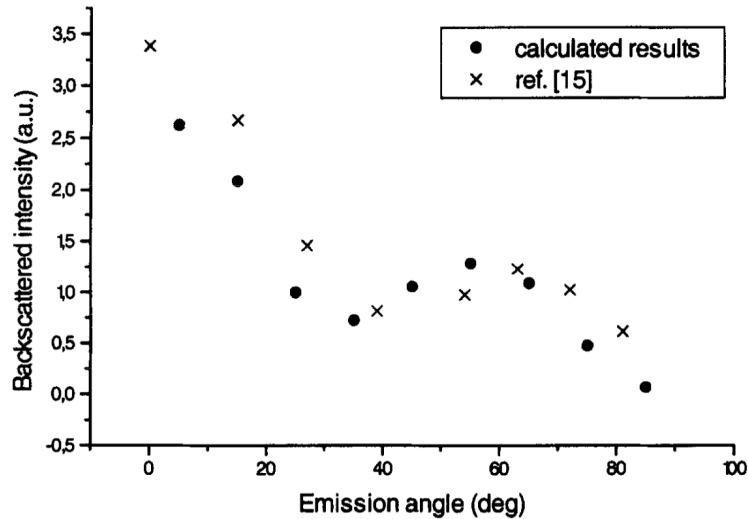


FIGURE 2.29. – Mesures de la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques sur un échantillon d'or impacté par un faisceau d'électrons incident monoénergétique de 300 eV (croix, données issues d'un article de Gruzza et Al. [16] d'après un article de Brohnstein [17]).

le modèle d'émission électronique retenu. Ces mesures spécifiques sont présentées dans le chapitre 3 ainsi que les protocoles expérimentaux, les méthodes de calibration et de correction nécessaire à leur obtention. D'autre part, cette recherche bibliographique a permis de montrer que les modèles présents dans la littérature n'avaient pas la totalité des qualités nécessaires à une modélisation de l'émission électronique dans une simulation particulière de plasma de propulseur. Toutefois, il est possible de s'appuyer sur plusieurs modèles présentés ici afin de construire un modèle détaillé d'émission électronique répondant aux exigences d'une simulation particulière de plasma de propulseurs. C'est à dire, un modèle analytique (avec un temps de calcul réduit) fondé sur une approche physique et prenant en compte plusieurs paramètres physiques tels que l'énergie incidente, l'angle d'incidence, l'angle d'émission, le matériau de paroi, etc. Ce modèle détaillé d'émission électronique est présenté dans le chapitre 4 et est validé par comparaison aux données expérimentales présentées dans les chapitres 2 et 3. Ce modèle est enfin implémenté dans une simulation particulière de plasma de propulseur dans le chapitre 5.

3. Expérimentation complémentaire sur l'émission électronique

Sommaire

3.1. Mesure du rendement en énergie de l'interaction électron-paroi¹	80
3.1.1. Protocole expérimental	81
3.1.2. Correction des mesures et post-traitement	83
3.1.3. Résultats	92
3.1.4. Conclusions et perspectives sur les mesures de rendement en énergie de l'interaction électrons/paroi	96
3.2. Mesure du rendement en rétrodiffusion élastique	97
3.3. Mesures d'émission électronique sur nitrure de bore²	97
3.4. Conclusion sur les mesures complémentaires d'émission électronique . . .	103

Le chapitre précédent montre que, même s'il existe une littérature importante sur les mesures d'émission électronique, un certain nombre de données nécessaires dans le cadre de cette thèse manquent encore. En effet, il n'existe que peu de données expérimentales sur les matériaux de parois actuels (BNSiO₂ et BN) bien que ces dernières soient nécessaires à la calibration et à la validation du modèle d'émission électronique qui est employé dans la simulation particulière de plasma de propulseur. D'autre part, les données expérimentales disponibles dans la littérature se limitent souvent au TEEY. Or comme cela a été montré dans le chapitre précédent, il est également important d'avoir des informations sur le bilan d'énergie à la paroi du propulseur et de distinguer les différentes populations d'électrons. Pour ces différentes raisons, plusieurs mesures expérimentales supplémentaires ont été réalisées pour compléter les données issues de la littérature. Tout d'abord, un protocole de mesure a été défini pour caractériser le rendement en énergie de l'interaction électrons-paroi (R_E). R_E a été mesuré pour différents matériaux (argent, graphite, SiO₂). D'autre part, étant donné qu'il est important de connaître la répartition des émis entre secondaires et rétrodiffusés (élastiques et inélastiques), un protocole de mesure de l'EBEEY est présenté ici ainsi que les mesures faites sur ces mêmes matériaux. Enfin, la littérature n'offrant que peu de données sur l'émission électronique sur BN, le TEEY, EBEEY et R_E de ce matériau ont été mesurés et présentés en fin de ce chapitre.

L'ensemble de ces mesures a été réalisé sur le banc de mesures DEESSE (pour dispositif d'étude de l'émission électronique secondaire sous électrons, cf. Figure 3.1, p.80) dédié aux mesures d'émission électroniques à basse énergie.

1. Le contenu de cette section a fait l'objet d'une publication dans la revue *Journal of Applied Physics - D: Physics of Plasma* [1].
2. Le contenu de cette section a été soumis à la revue *AIP - Applied Physics Letter* [1].

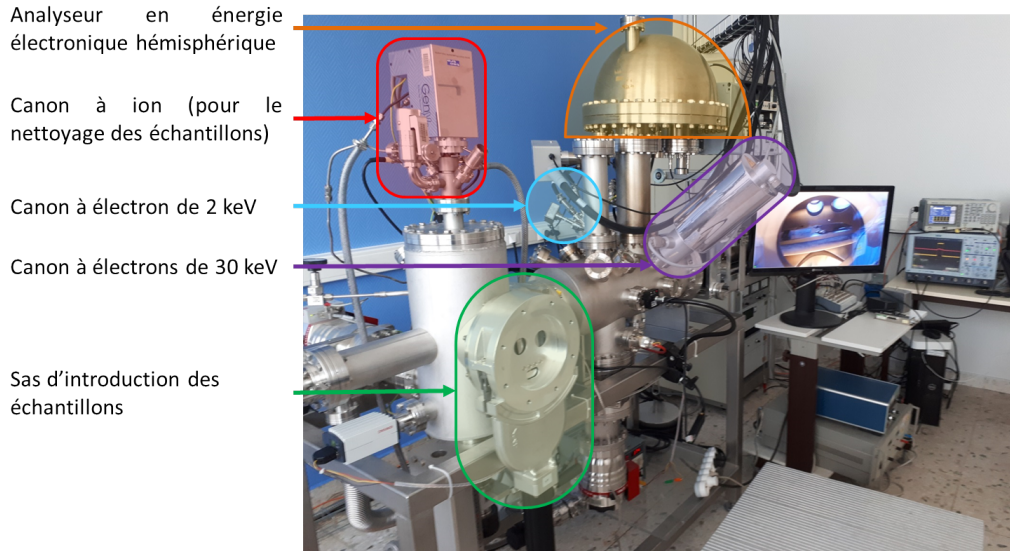


FIGURE 3.1. – Photographie du banc de mesure DEESSE dédié à l'étude de l'émission électronique à basse énergie.

3.1. Mesure du rendement en énergie de l'interaction électron-paroi³

Dans la littérature, la distribution en énergie des électrons émis a été utilisée pour caractériser l'EE et, en particulier, pour évaluer le ratio du nombre d'électrons rétrodiffusés élastiques sur le nombre d'électrons émis [46, 64, 65]. De plus, le lien entre EE et transport électronique dans le contexte des HT a été étudié à l'aide de modèles particule-in-cell (PIC) [8, 66–68] et ces études ont mis en évidence que non seulement le nombre mais aussi l'énergie des électrons secondaires ont une influence sur le transport anormal des électrons. D'autre part, de nombreuses simulations PIC ont été réalisées pour améliorer la connaissance de l'influence de l'EE sur le comportement des plasmas de propulseur (cf. chapitre 5, p.125). Néanmoins, leurs conclusions divergent, en partie à cause de la précision des modèles d'EE employés. Ainsi, il est important d'avoir des mesures de distribution en énergie des électrons émis précises pour évaluer la précision des modèles d'EE dans ces simulations. Enfin la distribution en énergie des électrons émis est également cruciale pour calculer avec précision le déclenchement d'effets multipactor dans les composants RF des satellites.

Jusqu'à présent, de nombreux articles ont étudié l'émission électronique de manière expérimentale [69, 70] et théorique [47] mais la littérature souffre d'un manque d'informations sur les pertes en énergie aux parois du propulseur. Dans cette partie, l'EE est étudiée du point de vue énergétique. L'objectif est ici de mesurer le bilan en énergie d'un flux d'électrons incident à une paroi, et ce, pour différents matériaux de paroi et différentes énergies d'électrons incidents E_0 . Le rendement en énergie de l'interaction électrons/paroi (noté R_E) est défini comme l'énergie cinétique des électrons émis par la paroi dans le plasma divisée par l'énergie cinétique des électrons incidents à la paroi:

$$R_E = \frac{\mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_0} = \frac{\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}_{\text{abs}}}{\mathcal{E}_0} = 1 - \frac{\mathcal{E}_{\text{abs}}}{\mathcal{E}_0} \quad (3.1)$$

3. Le contenu de cette section a fait l'objet d'une publication dans la revue *Journal of Physics - D: Applied Physics* [1].

Avec \mathcal{E}_0 [eV] l'énergie cinétique totale des électrons incidents à la paroi, \mathcal{E}_e [eV] l'énergie cinétique totale des électrons émis par la paroi et \mathcal{E}_{abs} [eV] l'énergie totale absorbée par la paroi. Plus R_E est élevé, plus l'énergie ré-émise dans le plasma est élevée. $R_E = 1$ correspond à une énergie incidente entièrement ré-émise dans le plasma tandis que $R_E = 0$ correspond à une énergie incidente intégralement absorbée par la paroi.

Bien que R_E soit un paramètre clé dans de nombreuses applications, en particulier pour la modélisation des HT, ce dernier n'est pas bien connu. Par ailleurs, en observant les différents modèles plasma de HT, on peut voir qu'il n'y a pas de consensus sur les valeurs de R_E et son évolution en fonction de l'énergie incidente.

L'évaluation de R_E implique de mesurer à la fois le rendement total en émission (total electron emission yield - TEEY) à la paroi et la distribution en énergie des électrons émis par la paroi (electron emission energy distribution - EEED).

Cette partie se concentre sur la méthodologie employée pour corriger les biais de mesure d'EEED à basse énergie. En effet, l'extraction de données sur l'EE à partir des mesures expérimentales est loin d'être évidente car le transport des électrons entre l'échantillon et l'EEA ainsi que les valeurs mesurées par l'analyseur dépendent fortement de différents paramètres expérimentaux tels que l'énergie des électrons émis (E_e), le potentiel de surface de l'échantillon (φ) ou encore la géométrie générale du banc de mesure (distance entre l'échantillon et l'analyseur, angle de vue de l'analyseur, etc.). Dans ce chapitre, il est montré que différentes corrections sont nécessaires pour obtenir des valeurs fiables et quantitatives d'EEED pour des faibles valeurs de E_0 ($E_0 < 100$ eV). Pour cela, un protocole de mesure et de traitement des données spécifique à la détermination de R_E a été réalisé et est exposé dans cette partie.

Cette partie est divisée en trois sections. Dans un premier temps, le protocole expérimental est présenté dans la section 3.1.1. Dans la section 3.1.2, le besoin de corrections et de post-traitement des données d'EEED est mis en évidence et ces corrections et post-traitement sont exposés. On peut observer que le transport entre l'échantillon et l'analyseur, la fonction de transfert en énergie de l'analyseur ainsi que le potentiel de surface de l'échantillon doivent être pris en compte pour obtenir des mesures quantitatives. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la section 3.1.3. Le rendement en énergie R_E en fonction de l'énergie des électrons incidents (E_0) est déterminé pour des échantillons d'argent, de graphite et de SiO₂. On peut remarquer que la proportion de l'énergie incidente absorbée par la paroi augmente avec l'énergie d'impact des électrons que R_E dépend fortement du matériau de paroi. Les valeurs de R_E sont interpolées pour ces trois matériaux et pour une distribution Lambertienne des électrons incidents. Enfin, les perspectives de ces mesures sont présentées dans la partie 3.1.4.

3.1.1. Protocole expérimental

Deux données expérimentales sont nécessaires pour calculer R_E : le rendement total en émission électronique (TEEY) et la distribution en énergie des électrons émis (EEED). Elles ont été mesurées pour E_0 entre 5 eV et 105 eV avec un pas d'énergie de 5 eV.

Principe de mesure

D'après la définition de R_E écrite dans l'équation 3.1, le rendement en énergie peut être obtenu à partir des distributions en énergie et des flux des électrons émis (Γ_e) et incidents (Γ_0), selon la relation:

$$R_E(E_0) = \frac{\Gamma_e \int_0^{+\infty} E \cdot \delta\Gamma_e(E, E_0) \cdot dE}{\Gamma_0 \int_0^{+\infty} E \cdot \delta\Gamma_0(E, E_0) \cdot dE} \quad (3.2)$$

Étant donné que le faisceau d'électrons incidents est quasi-monocinétique (l'étalement en énergie à mi hauteur est de 0.8 eV dans nos conditions expérimentales [71]), l'expression de

R_E peut être simplifiée selon:

$$R_E(E_0) = \sigma(E_0) \frac{[E_e]}{E_0} \quad (3.3)$$

Avec $\sigma(E_0)$ le TEEY de l'échantillon et $[E_e]$ l'énergie moyenne des électrons émis [eV] calculée à partir des valeurs d'EEED:

$$[E_e] = \int_0^{+\infty} E \cdot \delta\Gamma_e(E) \cdot dE \quad (3.4)$$

L'EEED mesurée donne une approximation de la fonction de distribution en énergie des électrons émis, selon:

$$\delta\Gamma_e(E, E_0) \simeq \frac{1}{\sum_{i=1}^N C(E_i)} \frac{C(E_i)}{\Delta E_i} \quad (3.5)$$

Avec $C(E_i)$ [coups/s] le nombre d'électrons émis mesurés par l'analyseur pour une énergie comprise entre E_i et $E_i + \Delta E_i$. La précision de cette approximation augmente avec la diminution du pas en énergie.

$[E_e]$ peut être évaluée à partir des données expérimentales selon:

$$[E_e] \simeq \frac{\sum_{i=1}^N C(E_i) \cdot E_i \cdot \Delta E_i}{\sum_{i=1}^N C(E_i) \cdot \Delta E_i} \quad (3.6)$$

Description du banc de mesure

Les mesures ont été réalisées à faible énergie incidente ($E_0 < 100$ eV), pour de faibles valeurs de densité de courant incident (quelques $\mu\text{A}/\text{cm}^2$) et dans une chambre à vide secondaire amélioré avec une pression résiduelle de 10^{-8} mbar. Le canon à électrons est un Kimball instruments ELG-2 adapté aux basses énergies (1 eV – 2 keV). L'analyseur électronique hémisphérique en énergie (EEA) est un Omicron Nanotechnology EA125. Les échantillons ont été placés face au canon à électrons et avec un angle de 45° par rapport à l'analyseur (cf. Figure 3.2). Le diaphragme d'entrée de l'analyseur est placé à 30 mm de la surface de l'échantillon. Le TEEY et l'EEED sont mesurés pour E_0 entre 5 eV et 105 eV avec un pas en énergie de 5 eV. Les détails du protocole de mesure de TEEY sont décrits dans [69]. Un pas d'énergie de 0.2 eV a été utilisé pour mesurer l'EEED. Les TEEY et EEED ont été mesurés sur des échantillons de trois matériaux différents: argent, graphite et SiO_2 . L'échantillon de SiO_2 a été réalisé par dépôt plasma sur un substrat métallique. L'échantillon obtenu est donc amorphe avec une épaisseur inférieure à 100 nm.

Par ailleurs, de nombreuses calibrations doivent être réalisées pour avoir des mesures correctes d'EE. Tout d'abord, le faisceau d'électrons incidents présente une faible divergence. Il a donc fallu vérifier que l'intégralité du faisceau incident d'électrons atteigne bien l'échantillon et non pas le porte-échantillon. Ainsi on s'assure de bien mesurer l'EE de l'échantillon et non pas un mélange entre l'EE de l'échantillon et celle du porte-échantillon. La taille de la tache des électrons incidents a donc été évaluée grâce à une cage de Faraday afin de s'assurer que tous les électrons incidents n'atteignent que l'échantillon et non pas le porte-échantillon.

Par ailleurs, une part significative des électrons émis possède une faible énergie (inférieure à 1 eV) lorsqu'ils viennent d'être émis à la surface de l'échantillon. En raison de la configuration électrostatique du dispositif expérimental, ces derniers peuvent être recollectés par l'échantillon. Par conséquent, les valeurs de TEEY et d'EEED peuvent être sous-estimées. Pour empêcher toute recollection des électrons de basse énergie par l'échantillon et toute émission d'électrons tertiaires par la paroi de la chambre à vide, celle-ci a été mise à la masse et un potentiel négatif compris entre -5 eV et -15 eV a été imposé à l'échantillon. Ce biais de potentiel a une influence sur la mesure de l'EEED et doit donc être corrigé (cf. Section 3.1.2 et la définition des pics de l'EEED).

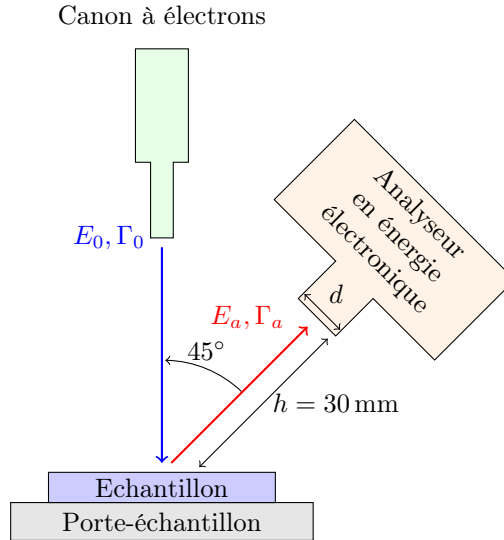


FIGURE 3.2. – Schéma du dispositif expérimental DEESSE

3.1.2. Correction des mesures et post-traitement

Mise en évidence des incertitudes de mesures

En observant les mesures de spectres brutes (cf. Figure 3.3, p.84), il est facile de s'apercevoir que plusieurs corrections sont nécessaires pour obtenir des résultats précis et reproductibles. Tout d'abord, il peut être noté que les spectres bruts en énergie présentent un décalage à basse énergie dû au biais de potentiel imposé à l'échantillon. Or on sait que la distribution en énergie des électrons émis démarre pour des énergies très proches de 1 eV par rapport au niveau d'énergie du vide [58]. Pour évaluer l'impact du potentiel de surface sur la forme de l'EEED, les spectres en énergies des électrons ainsi que $R_E(E_0)$ ont été mesurés pour trois biais de potentiel de surface différents ($\varphi = -5 \text{ V}$, $\varphi = -10 \text{ V}$ et $\varphi = -15 \text{ V}$) tout en gardant l'énergie des électrons incidents fixée. En

effet, pour obtenir la même énergie des électrons incidents à la surface, l'énergie d'émission des électrons par le canon à électrons (E_g [eV]) a été augmentée selon:

$$E_g = E_0 + e|\varphi| \quad (3.7)$$

On peut affirmer que la distribution réelle des électrons émis ne devrait pas dépendre du potentiel de surface après correction du biais du potentiel de surface. Cependant, on peut voir sur les spectres expérimentaux représentés sur la figure 3.3, qu'en plus du décalage lié au biais de potentiel de surface, les trois spectres diffèrent également en terme d'intensité. Il peut ainsi être noté sur la figure 3.3 que pour $\varphi = -5 \text{ eV}$, le pic de faible énergie est moins élevé que le pic de haute énergie. Pour $\varphi = -10 \text{ eV}$, le pic de faible énergie est aussi élevé que le pic de haute énergie. Enfin pour $\varphi = -15 \text{ eV}$, le pic de basse énergie est plus bas que le pic de haute énergie (cf. 3.1.3 pour la description de l'EEED).

Ces écarts sur les mesures de spectres sont dus à la configuration électrostatique de la chambre à vide. Le champ électrique créé par le biais de potentiel de l'échantillon influence la collection des électrons par l'analyseur. Cette influence dépend de l'énergie d'émission des électrons à la surface de l'échantillon (cf. section 3.1.2). D'autre part, le nombre de coups enregistré par l'analyseur est fortement dépendant de l'énergie des électrons arrivant à l'entrée de l'analyseur, comme cela est présenté dans la section 3.1.2. Pour corriger ce défaut, une

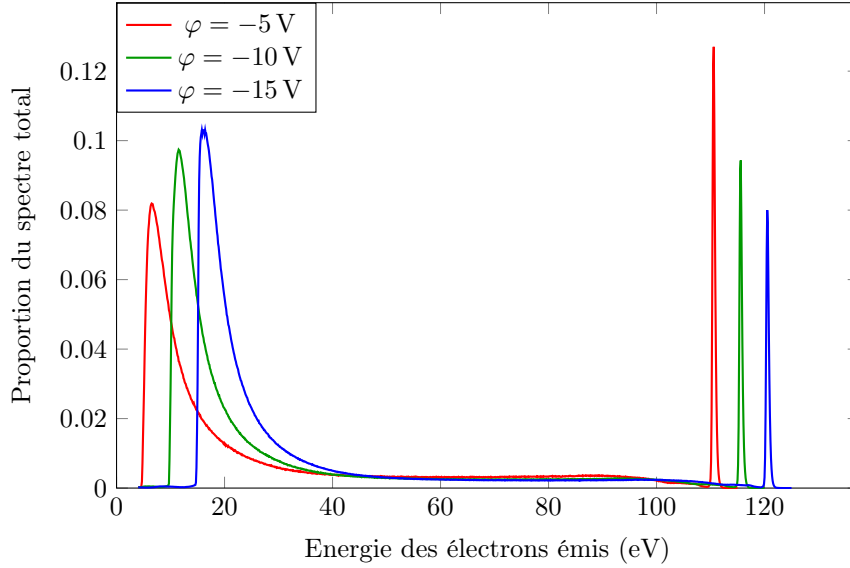


FIGURE 3.3. – Mesure de distribution en énergie des électrons émis par un échantillon d’argent avec $E_0 = 105$ eV, pour trois biais de potentiel et avant correction des mesures

méthodologie spécifique a été utilisée pour mesurer l’EEED et extraire R_E des mesures. Les corrections proposées et leur influence sur les mesures sont décrites dans la section suivante.

Post-traitement des mesures

Transport des électrons entre l’échantillon et l’analyseur et influence du potentiel de surface

Lors de la mesure de l’EEED, le porte-échantillon est polarisé négativement afin d’empêcher toute recollection d’électrons secondaires de basse énergie [65]. Ce potentiel de surface crée un décalage sur la mesure de l’EEED qui doit être soustrait pour obtenir les vraies valeurs d’EEED. Une autre conséquence parasite de ce biais de potentiel est qu’il crée un champ électrique dans la chambre à vide qui déforme la distribution angulaire des électrons émis [72] et, par conséquent, la mesure de l’EEED en modifiant la capacité de collection de l’analyseur.

Si l’on suppose une émission isotrope des électrons — ce qui est raisonnable à basse énergie — on peut observer que le flux d’électrons atteignant l’entrée de l’analyseur augmente avec le potentiel de surface. Lorsque le potentiel de surface devient plus négatif, les électrons émis vont être repoussés par l’échantillon et concentrés sur l’analyseur (cf. Figure B.2). Par conséquent, plus le potentiel de surface est négatif, plus le flux d’électrons collecté par l’analyseur est important.

La fonction de transfert du transport entre l’échantillon et l’analyseur dépend donc du potentiel de surface et de la géométrie du dispositif de mesure. (distance entre l’échantillon et l’analyseur, diamètre de la surface d’acceptance équivalente de l’analyseur, etc.). Cette distortion de la distribution angulaire des électrons émis est corrigée en supposant une distribution isotrope de l’EE. La fonction de transfert évalue l’augmentation de l’intensité des électrons mesurés en fonction de l’angle maximum d’émission avant et après application du potentiel de surface ($\theta_{e,\max}$ et $\theta_{a,\max}$) et du champ de vue de l’analyseur (θ_1 , cf. Figure B.2). Cette fonction de transfert peut être exprimée selon:

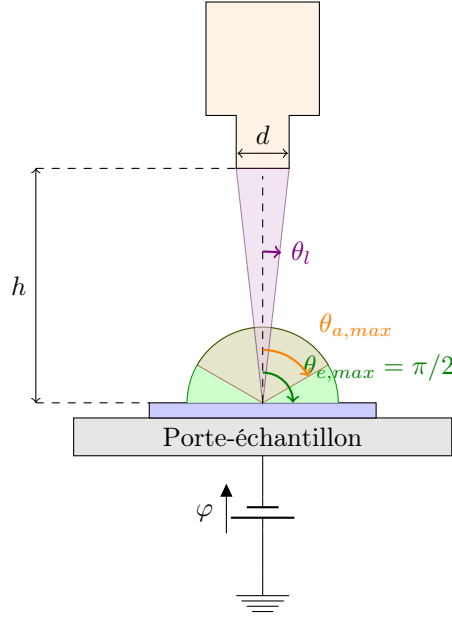


FIGURE 3.4. – Géométrie de la mesure des électrons émis par l’analyseur hémisphérique.

$$H_T(E_e, \varphi) = \frac{\Gamma_a(E_e, \varphi)}{\Gamma_e} \begin{cases} \frac{\arctan(\frac{d}{2h})}{\arctan(\sqrt{\frac{E_e}{e|\varphi}})} & \text{pour } E_e > \frac{d^2}{4h^2} e|\varphi| \\ 1 & \text{pour } E_e < \frac{d^2}{4h^2} e|\varphi| \end{cases} \quad (3.8)$$

Avec:

- Γ_e : Le flux d’électrons émis par l’échantillon [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]
- Γ_a : Le flux d’électrons collecté par l’analyseur [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]
- h : La distance entre l’échantillon et l’analyseur [mm]
- d : Le diamètre de la surface équivalente d’acceptance de l’analyseur [mm]
- E_e : L’énergie des électrons émis [eV]
- φ : Le biais de potentiel de surface [V]
- e : La charge élémentaire [1.6×10^{-19} C]

La fonction de transfert du transport électronique est représentée sur la figure 3.5 pour $\varphi = -10$ V, $d = 30$ mm et $h = 30$ mm. Cette fonction de transfert influence essentiellement la distribution en énergie des électrons ayant une faible énergie d’émission. On peut voir sur cette figure, qu’en dessous d’une énergie minimum $E_{e,\min} = \frac{d^2}{4h^2} e\varphi$, $H_T(E_e, \varphi) = 1$. Cela signifie que pour $E_e < E_{e,\min}$, à cause du champ électrique dû au potentiel de surface et dirigé vers l’échantillon, tous les électrons émis sont collectés par l’analyseur. Lorsque E_e augmente, le champ électrique créé est de moins en moins capable de rediriger l’ensemble des électrons émis vers l’analyseur. Ainsi, on peut observer une décroissance de $H_T(E_e, \varphi)$ pour des valeurs intermédiaires de E_e . Enfin, pour des valeurs élevées de E_e , le champ électrique devient trop faible pour influencer significativement la trajectoire des électrons émis. $H_T(E_e, \varphi)$ tend ainsi vers une valeur limite: $H_T(E_e, \varphi) \xrightarrow{E_e \rightarrow +\infty} \frac{2}{\pi} \arctan\left(\frac{d}{2h}\right)$.

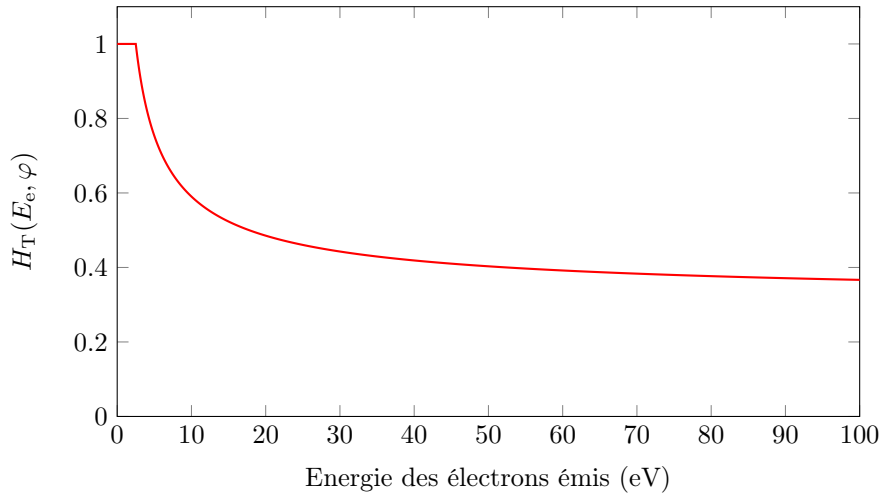


FIGURE 3.5. – Fonction de transfert calculée du transport entre l'échantillon et l'analyseur en énergie des électrons

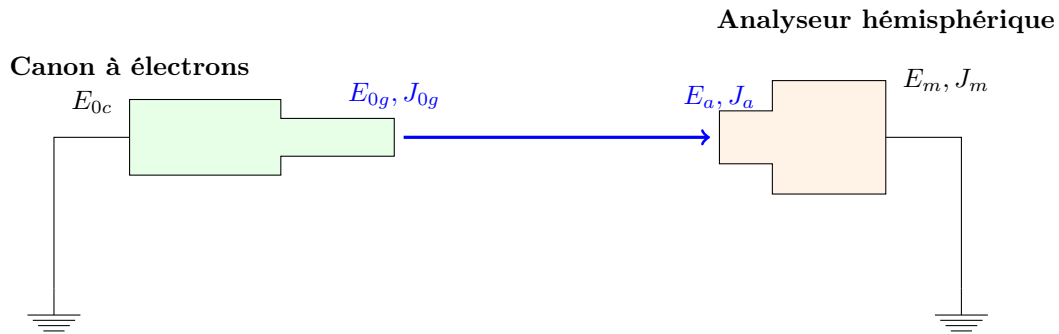


FIGURE 3.6. – Schéma de calibration de l'analyseur

Calibration de l'analyseur Des mesures quantitatives d'EEED sont nécessaires pour calculer R_E et la calibration interne de l'analyseur n'est pas prévue pour permettre des mesures quantitatives à de très faibles valeurs d' E_e (< 300 eV). On peut ainsi noter que pour un même flux d'électrons émis, le signal mesuré par l'EEA [coups/s] va augmenter avec l'énergie des électrons émis. Afin d'obtenir des mesures quantitatives, ces déviations ont été corrigées de manière expérimentale. Pour cela, le canon à électrons a été placé en face de l'analyseur (cf. Figure 3.6) et le signal de l'EEA a été mesuré pour différentes valeurs d'énergie électronique entre 5 et 300 eV et pour des valeurs connues de flux électronique émis (mesuré à l'aide d'une cage de Faraday).

La figure 3.7 présente les valeurs obtenues de distribution énergétique dans cette configuration. L'EEED a été recentrée sur 0 eV en soustrayant la valeur de consigne E_0 . La figure 3.8 montre donc la déviation de l'EEED à la consigne E_0 . On peut observer sur cette figure que la déviation entre la consigne E_0 et la valeur réelle de E_0 est inférieure à 2 eV pour toute la gamme de E_0 considérée ($E_0 \in [5 \text{ eV}; 105 \text{ eV}]$). En effet, la déviation maximale est observée pour $E_0 = 260$ eV qui présente une déviation moyenne de 1.29 eV et un étalement à mi hauteur de 0.58 eV.

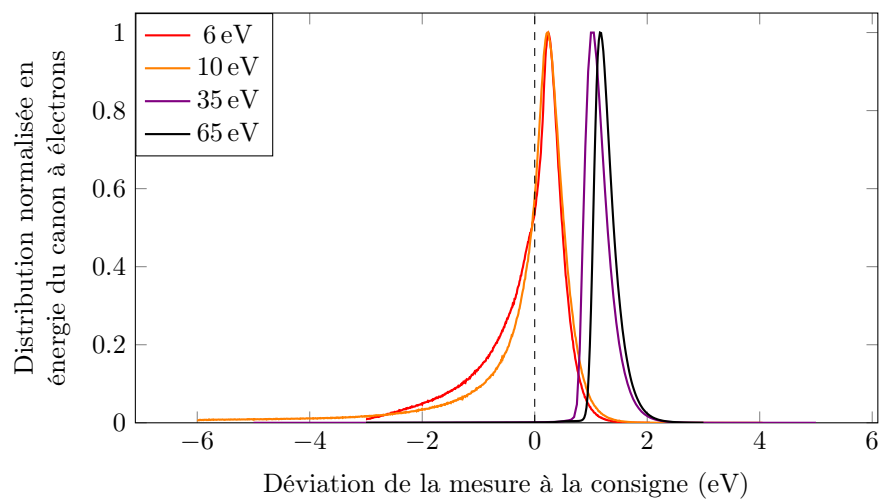


FIGURE 3.7. – Mesure de la déviation en énergie du canon à électron par rapport à la consigne E_0

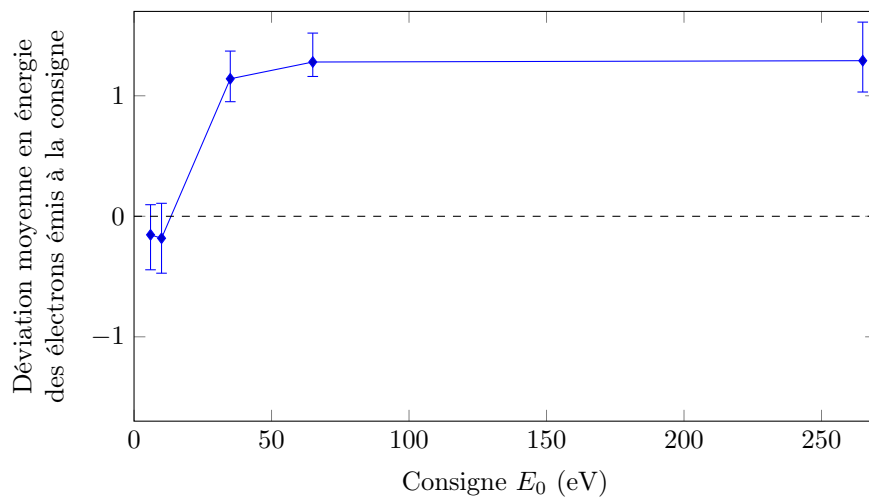


FIGURE 3.8. – Déviation $\langle E_e - E_0 \rangle$ entre l'émission électronique réelle du canon à électron et la valeur consigne.

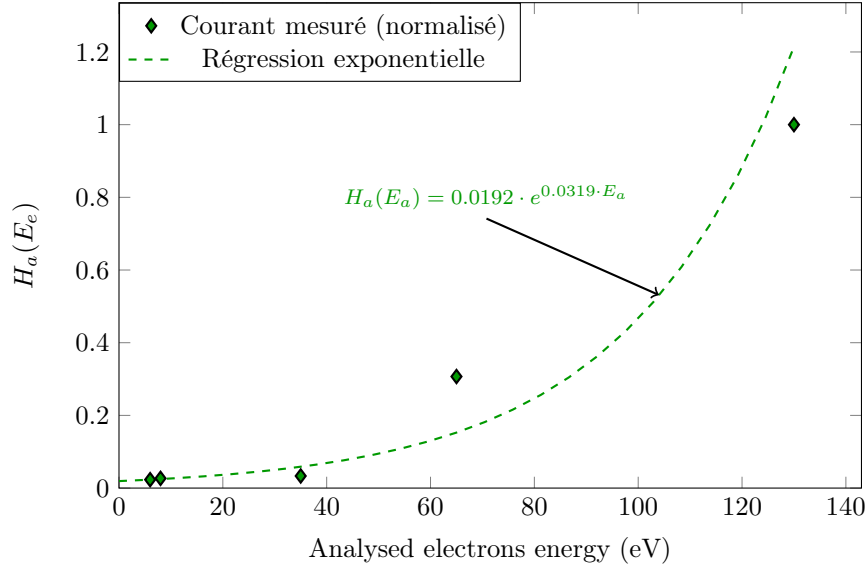


FIGURE 3.9. – Fonction de transfert de l’analyseur EA125 (normalisée), les points sont des données expérimentales [18], la courbe en pointillée est la régression exponentielle obtenue à partir de l’équation 3.10.

La fonction de transfert de l’analyseur est définie selon:

$$H_a(E_0) = \frac{I_0}{I_{\max}} \quad (3.9)$$

Où I_0 [coups/s] est le signal mesuré à l’énergie électronique incidente et I_{\max} [coups/s] est le signal électronique mesuré à l’énergie électronique incidente maximale considérée lors des expériences (ici, à $E_0 = 130$ eV, cf. figure 3.9, p.88). I_{\max} a été choisi pour des raisons pratiques car il permet de ne traiter que des valeurs de H_a entre 0 et 1. Par ailleurs, comme les valeurs d’EEED considérées sont toutes normalisées (cf. eq.2.20, p.57), le choix de I_{\max} n’a pas d’influence sur l’EEED et ses valeurs. Pour des raisons pratiques $H_a(E_a)$ a été interpolée en utilisant l’expression suivante:

$$H_a(E_a) = A.e^{\alpha E_a} \quad (3.10)$$

Avec: $A = 0.0192$ et $\alpha = -0.032 \text{ eV}^{-1}$.

Ainsi, la fonction de transfert complète du système peut être écrite sous la forme:

$$H(E_e, \varphi) = H_T(E_e, \varphi).H_a(E_e + \varphi) \quad (3.11)$$

Afin de corriger ces dérives de mesures, les flux d’électrons mesurés doivent être divisés par la fonction de transfert globale du système. Ainsi l’équation 3.2 (p.81) est corrigée selon:

$$\delta\Gamma_e(E_i) \simeq \frac{1}{\sum_{i=1}^N \left(\frac{C(E_i)}{H(E_i, \varphi)} \right)} \times \frac{C(E_i)}{H(E_i, \varphi)\Delta E_i} \quad (3.12)$$

Avec:

E_i : i-ème valeur d’échantillonnage en énergie [eV]

φ : biais du potentiel de surface relativement au porte-échantillon [V]

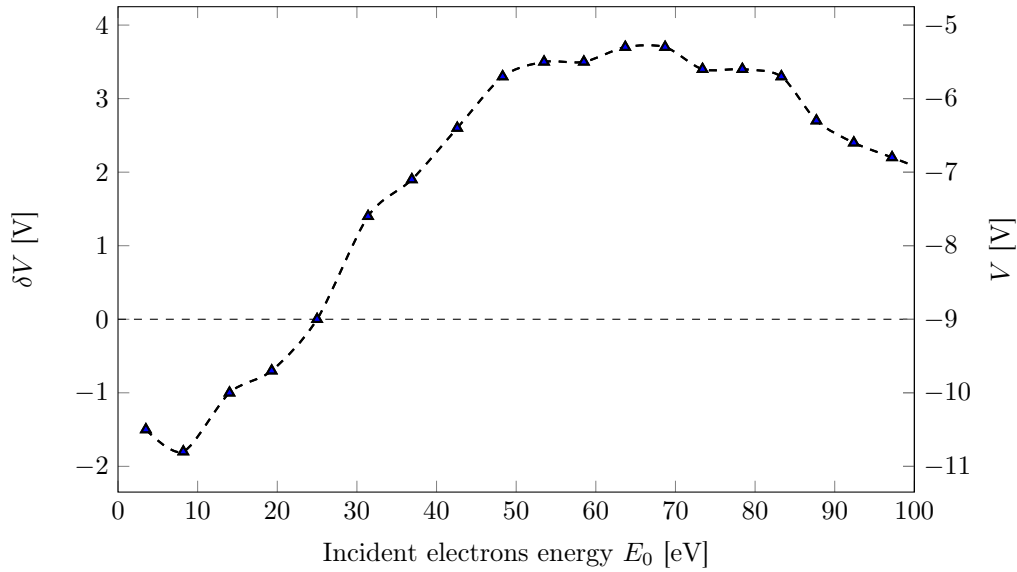


FIGURE 3.10. – Potentiel de surface V [V] et variation du potentiel de surface δV [V] de l'échantillon de SiO_2 en fonction de E_0 [eV].

$C(E_i)$: Nombre de coups mesurés par seconde pour une énergie d'échantillonnage E_i [coups/s]

$H(E_i, \varphi)$: Fonction de transfert complète à l'énergie d'échantillonnage E_i et pour un biais de potentiel de surface relativement au porte-échantillon φ [V]

Charge électrique des échantillons diélectriques sous irradiation électronique Pour minimiser la charge résiduelle des matériaux diélectriques, les échantillons ont été choisis aussi fins que possible (épaisseur de quelques dizaines de nm pour l'échantillon de SiO_2 utilisé ici). Néanmoins, une faible charge statique est toujours présente en surface de l'échantillon de SiO_2 . Comme le décollage du spectre en énergie des électrons émis commence approximativement à 0 eV, il est possible de corriger ce décalage en énergie après mesure en soustrayant l'énergie à laquelle la courbe d'EEED décolle. En utilisant cette méthode, il est également possible de mesurer la variation du potentiel de surface en fonction de l'énergie des électrons incidents (cf. Figure 3.10). Ainsi, on peut observer que le potentiel de surface de l'échantillon de SiO_2 varie entre +4 V et -2 V autour de la valeur du potentiel imposé ($V = -9$ V) en fonction de l'énergie incidente E_0 . On peut noter que même à sa valeur la plus élevée, V reste négatif ($V = -5.3$ V pour $E_0 = 68.7$ eV). Il est donc clair dans ces conditions qu'il n'y a pas de recollection possible par l'échantillon des électrons secondaires ce qui garanti la représentativité de la mesure.

Influence de la correction de l'EEED sur R_E

La validité de cette calibration a été vérifiée en mesurant les spectres d'émission d'un échantillon d'argent en imposant trois potentiels de surface différents (-5 V, -10 V et -15 V) et en ajustant l'énergie d'émission des électrons au niveau du canon à électron de manière à ce que ces derniers impactent l'échantillon avec la même énergie E_0 . Les variations entre la figure 3.3 (p.84) et la figure 3.11 (p.90) montrent une réduction significative des écarts de mesure d'EEED. En effet, contrairement à la figure 3.3 (sans corrections) où trois décalages différents peuvent être observés pour les trois mesures d'EEED et où leurs proportions ne coïncident pas, on peut observer sur la figure 3.11 que les trois EEED mesurées se superposent et que ces

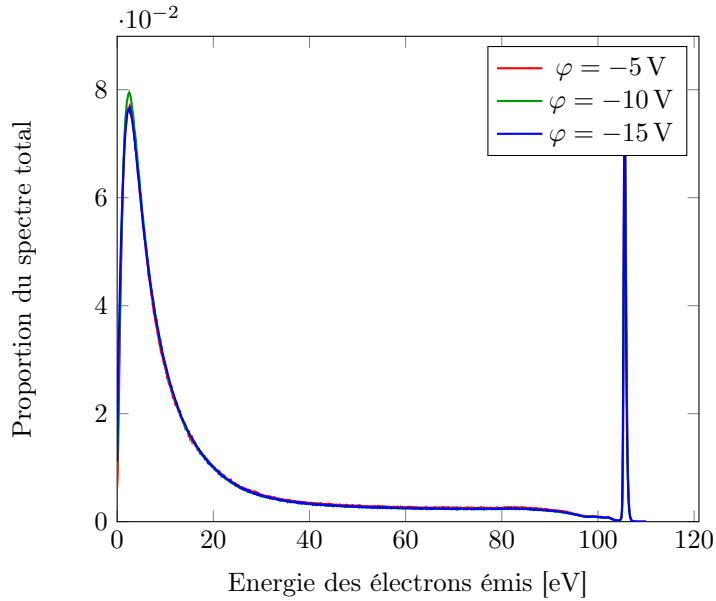


FIGURE 3.11. – Variation du spectre d'émission mesuré sur argent en fonction du potentiel de surface appliqué (après correction du potentiel de surface).

trois courbes commencent à 0 eV.

De plus $R_E(E_0)$ est calculé en fonction du potentiel de surface, est représenté sur la figure 3.12 avant (figure 3.12a) et après correction (figure 3.12b). La figure 3.12a montre que sans correction et post-traitement, une déviation non-négligeable existe entre les mesures de $R_E(E_0)$ en fonction de φ . Cette déviation est négligeable à basse énergie mais devient significative à haute énergie. Par exemple, pour $E_0 = 105$ eV, il y a un écart de 12.5 % entre les mesures de $R_E(E_0)$ pour $\varphi = -5$ V et $\varphi = -15$ V, et une différence de 8.8 % entre les mesures $R_E(E_0)$ pour $\varphi = -10$ V et $\varphi = -15$ V. Après correction de ces écarts de mesure par la fonction de transfert, les résultats sont similaires pour les trois potentiels de surface (cf. Figure 3.12b). En effet, la déviation maximum est de 6.3 % à $E_0 = 50$ eV entre $\varphi = -5$ V et $\varphi = -15$ V. Cette déviation est seulement de 1.6 % entre $\varphi = -10$ V et $\varphi = -15$ V.

Le potentiel de surface ne devrait pas influencer le bilan énergétique à la surface du matériau. Ainsi, les valeurs de $R_E(E_0)$ ne devraient pas dépendre de ce dernier. Comme la différence entre les valeurs de $R_E(E_0)$ est devenue négligeable pour des valeurs de φ autour de -10 V, on considère que les corrections et post-traitements réalisés ont permis d'obtenir des résultats quantitatifs. Néanmoins, on peut noter que les déviations de mesures demeurent importantes pour φ autour de -5 V. Etant donné que -5 V est un potentiel de surface relativement faible, il ne permet peut-être pas d'empêcher toute recollection d'électrons secondaires par l'échantillon. Ceci pourrait expliquer cette déviation.

Dans la section suivante, les résultats d'EEED et de R_E sont présentés pour $\varphi = -9$ V. Ce potentiel a été choisi pour des raisons pratiques (différence de potentiel délivré par les piles utilisées). Toutefois, comme l'impact du potentiel de surface sur la précision des mesures est négligeable, après correction, autour de $\varphi = -10$ V, la stabilité des résultats est assurée.

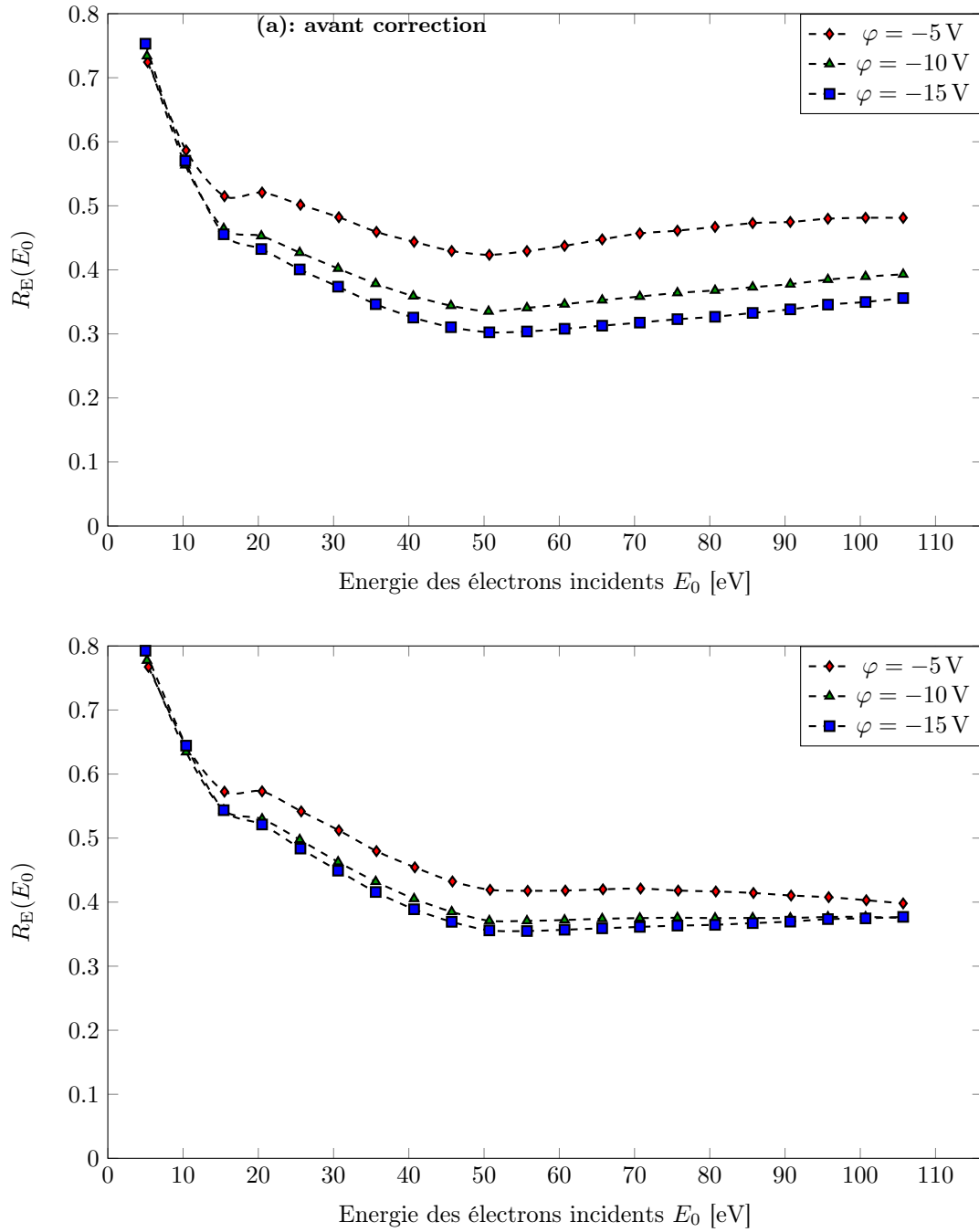


FIGURE 3.12. – Mesure de $R_E(E_0)$ en fonction du potentiel de surface d'un échantillon d'argent. Ces données ont été tracées avant (a) et après (b) la correction de la fonction de transfert de l'analyseur.

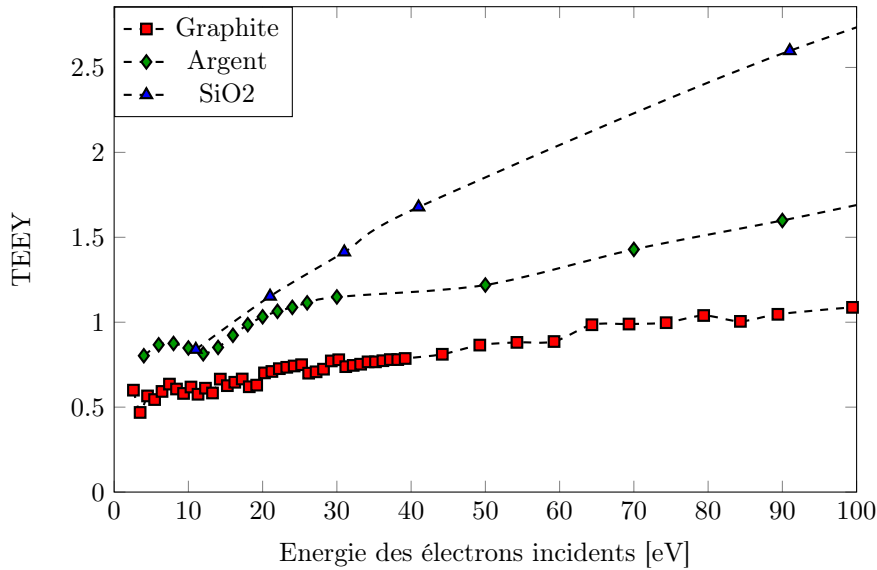


FIGURE 3.13. – Mesure de TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents (E_0) pour trois échantillons de matériaux différents (SiO₂, graphite et argent) [15].

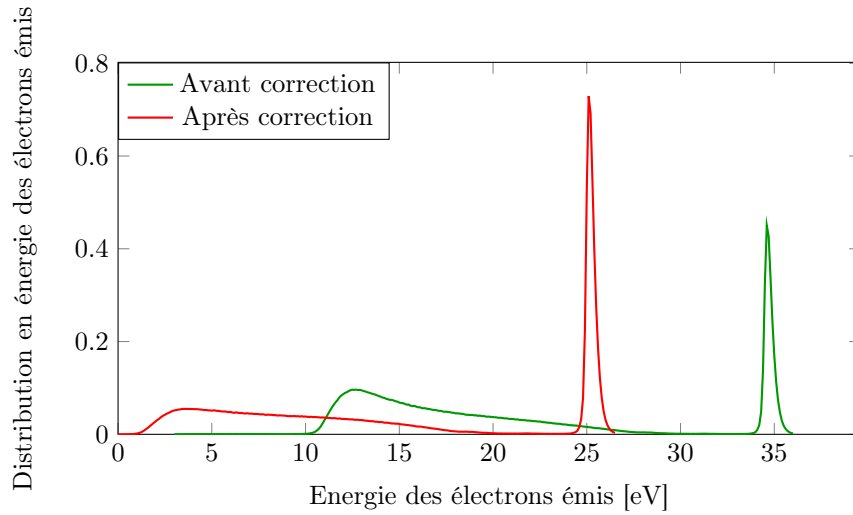
3.1.3. Résultats

Analyse des mesures de TEEY et d'EEED

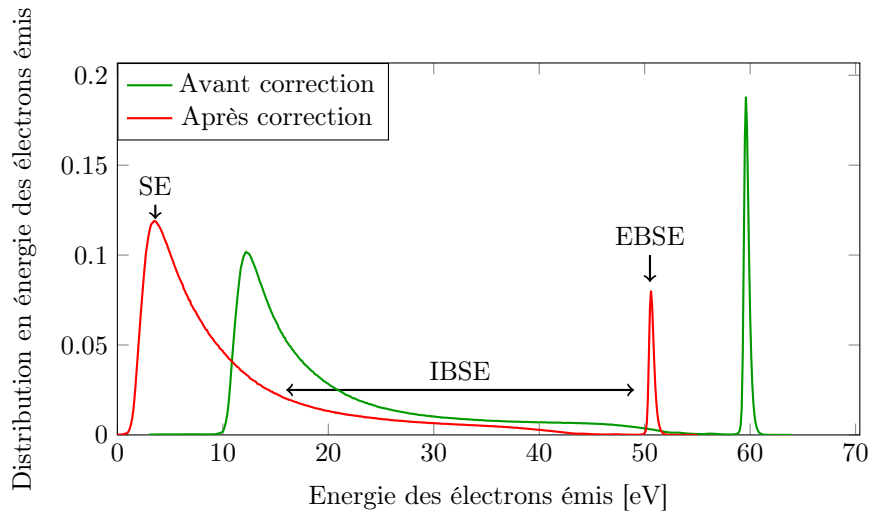
La figure 3.13, p.92, montre le TEEY pour les trois matériaux testés (SiO₂, graphite et argent). Les mesures de TEEY de l'argent et du graphite sont issues de [15]. Les mesures de SiO₂ sont issues [62]. On peut noter que ces trois courbes croissent sur la gamme d'énergie incidente considérée. Cependant, on pourra noter que le TEEY augmente plus fortement pour le SiO₂ que pour l'argent, que pour le graphite. En effet, il a été montré que le TEEY des matériaux diélectriques est généralement plus élevé que pour les conducteurs en raison de la profondeur d'échappement des électrons secondaires plus élevée dans les matériaux diélectriques que dans les conducteurs [63]. Par ailleurs, tout au long de la gamme d'énergie incidente considérée, le TEEY du graphite reste très bas comparé à celui des deux autres matériaux.

La figure 3.14, p.93, montre l'EEED mesurée sur un échantillon d'argent irradié avec un faisceau incident d'électrons de 25 eV, 50 eV et 75 eV, avant et après correction des données comme cela a été présenté dans la section 3.1.2. La structure générale d'une EEED peut être décrite à travers l'exemple de la figure 3.14b. Le pic situé à 50 eV (après les corrections qui ont été décrites dans la partie précédente) est le pic des électrons rétrodiffusés élastiques (elastically backscattered electrons - EBSE). La distribution observée à faible énergie (quelques eV et de forme quasi-lambertienne) correspond à la distribution des électrons secondaires (secondary electrons - SE). Ce sont les électrons présents originellement dans le matériau et extraits de ce dernier sous l'impact des électrons incidents. Une partie des électrons présents à des énergies intermédiaires entre ces deux sont des électrons rétrodiffusés inélastiques (inelastically backscattered electrons - IBSE). D'après les figures 3.14a, 3.14b et 3.14c, on peut observer que la fonction de transfert total a une influence non-négligeable sur les proportions des spectres mesurés.

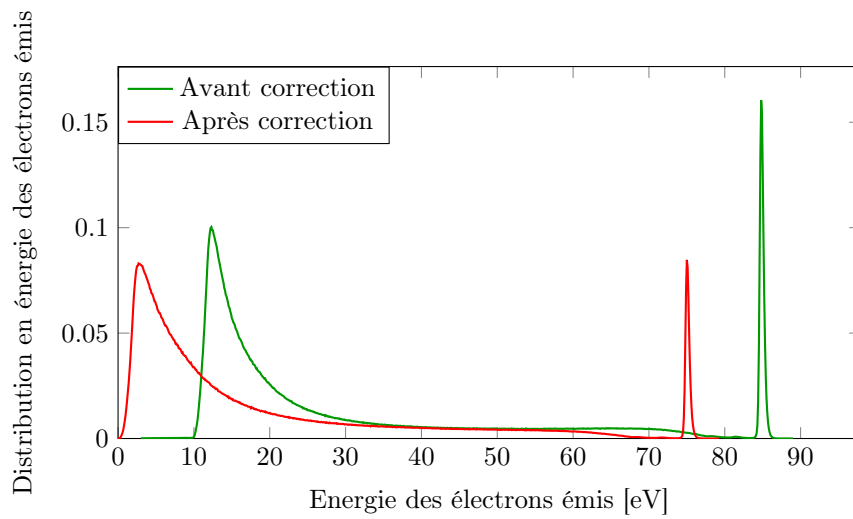
Sur la figure 3.12a, trois spectres d'électrons émis sont représentés après correction pour $E_0 = 25$ eV, $E_0 = 50$ eV et $E_0 = 75$ eV. Ces spectres montrent que le pic des électrons rétrodiffusés élastiques s'éloigne du pic des électrons secondaires lorsque E_0 augmente. De



(a) Mesure de distribution en énergie des électrons par un échantillon d'argent pour $E_0 = 25$ eV et $\varphi = -9$ V.



(b) Mesure de distribution en énergie des électrons par un échantillon d'argent pour $E_0 = 50$ eV et $\varphi = -9$ V.



(c) Mesure de distribution en énergie des électrons par un échantillon d'argent pour $E_0 = 75$ eV et $\varphi = -9$ V.

FIGURE 3.14. – Distribution en énergie des électrons émis par l'échantillon d'argent pour un spectromètre EA125 pour trois énergies électroniques incidentes (E_0) et un potentiel de surface $\varphi = -9$ V. Les résultats sont présentés avant et après correction des biais de mesure.

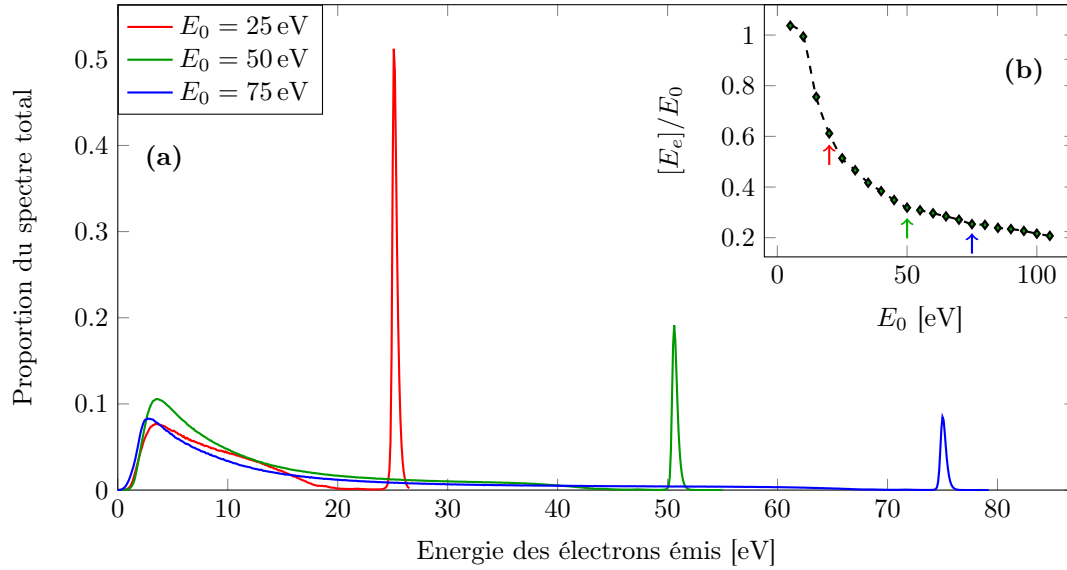


FIGURE 3.15. – (a) Spectres d’émission électronique pour trois énergies électroniques incidentes E_0 . (b) : Rapport de l’énergie moyenne des électrons émis sur l’énergie des électrons incidents en fonction de l’énergie des électrons incidents.

plus, on peut remarquer que, lorsque E_0 augmente, la proportion d’EBSE diminue, ce qui est en accord avec les expériences et les modèles sur les BSE [73]. Enfin, le rapport de l’énergie moyenne des électrons émis sur l’énergie incidente des électrons diminue lorsque E_0 augmente (cf. figure 3.12b dans le coin en haut à droite).

Analyse des mesures de R_E

R_E est représenté sur la figure 3.16a en fonction de l’énergie des électrons incidents, pour des échantillons de SiO_2 , d’argent et de graphite. R_E varie de manière significative en fonction de l’énergie incidente et du matériau considéré. Une forte décroissance est observée pour les faibles valeurs de E_0 suivie d’une décroissance plus faible ou d’un plateau. Pour un flux incident mono-énergétique, une rupture de pente peut être observée pour les trois matériaux. Pour l’argent, $R_E(E_0)$ présente une forte décroissance de 0.80 à 0.40 pour E_0 entre 10 eV et 50 eV, puis une faible croissance de 0.40 à 0.48 entre 50 eV et 100 eV. Pour le SiO_2 , une faible décroissance est observée de 0.68 à 0.57 entre 5 eV et 22 eV, suivie d’un plateau jusqu’à $E_0 = 105$ eV. Pour le graphite enfin, une forte diminution est observée de 0.48 à 0.20 pour E_0 entre 5 eV and 20 eV, puis un plateau est observé jusqu’à $E_0 = 105$ eV. On peut noter que les trois matériaux présentent des tendances similaires.

Le graphite est le meilleur absorbant d’énergie incidente avec un plateau en rendement situé à $R_E = 0.2$, suivi par l’argent avec un minimum à $R_E = 0.4$. Enfin le SiO_2 est le meilleur isolant avec un plateau situé à $R_E = 0.6$. De plus, on peut voir que la forte décroissance de R_E est située entre 0 et 20 eV pour le SiO_2 ou le graphite, et entre 0 et 50 eV pour l’argent.

Toutefois, dans le contexte des HT, la pertinence des valeurs de R_E pour un flux incident mono-énergétique peut être discutable. Il serait plus adapté de considérer une distribution donnée d’électrons incidents aux parois qui serait plus représentative de celle se trouvant dans un plasma. Dans la figure 3.16b, les résultats de la figure 3.16a ont été intégrés en considérant une distribution lambertienne d’électrons à la paroi (i.e. une distribution d’électrons thermalisés interagissant avec la surface) à une température T_e telle qu’écrite dans:

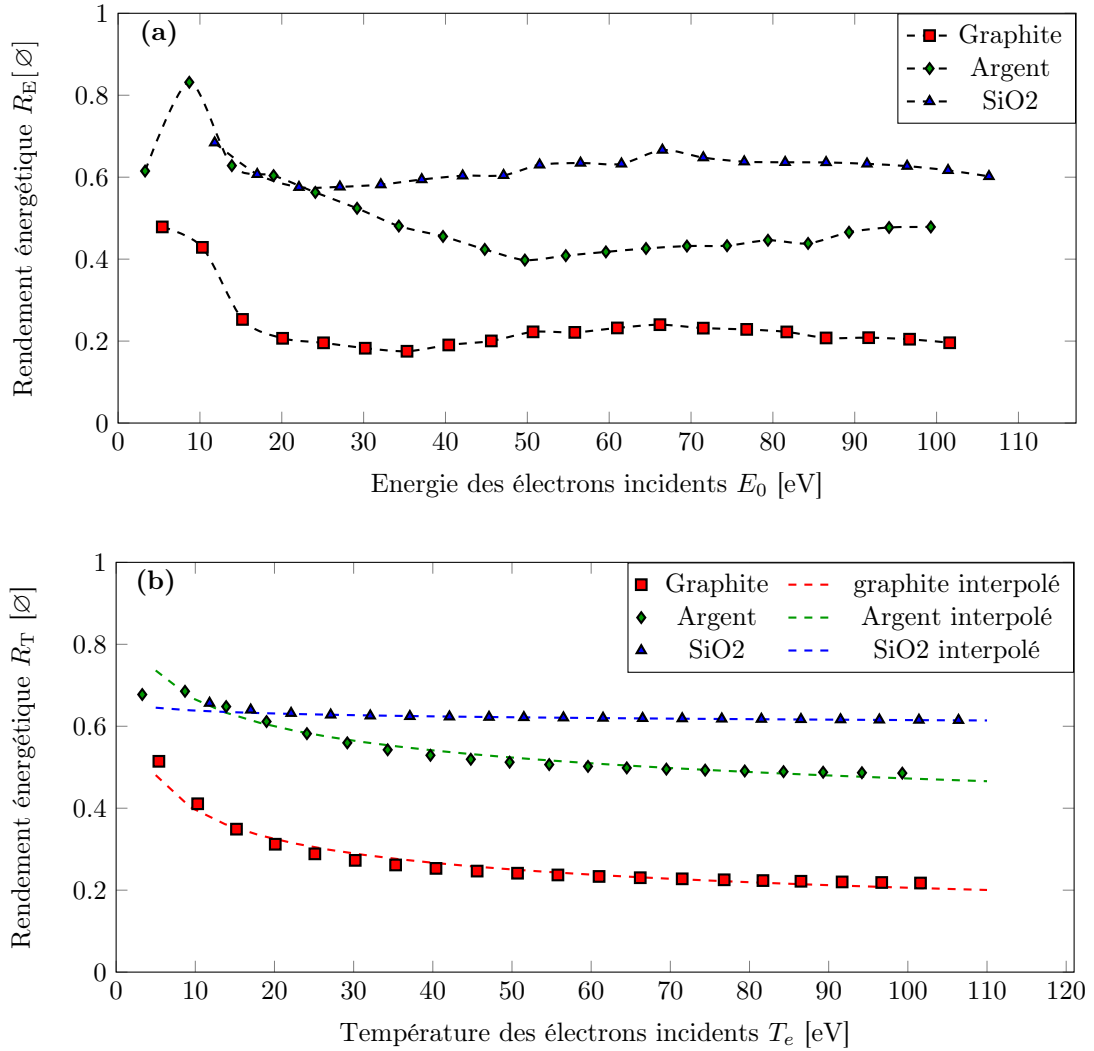


FIGURE 3.16. – Mesure de R_E en fonction de l'énergie des électrons incidents pour un faisceau incident d'électrons mono-énergétique id'énergie E_0 [eV] (a) et pour une distribution lambertienne d'électrons incidents de température T_e [eV] (b).

TABLE 3.1. – Paramètres d’ajustement de $R_E(T_e)$ pour une distribution lambertienne d’électrons incidents et pour trois matériaux différents (SiO₂, argent et graphite)

Matériau	$a[\emptyset]$	$B[\text{eV}^{-1}]$
<i>Argent</i>	-0.148	0.934
<i>SiO₂</i>	-0.016	0.662
<i>Graphite</i>	-0.283	0.758

$$\delta\Gamma_{\mathcal{L},T_e}(E_0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E_0}{T_e^3}} \exp\left(-\frac{E_0}{T_e}\right) \quad (3.13)$$

La forme de $R(T_e)$ est la même pour tous les matériaux avec une forte décroissance entre 0 et 25 eV suivie d’une décroissance plus faible. Dans les deux cas (faisceau monoénergétique et distribution lambertienne d’électrons incidents), le changement de pente est due à la compétition entre deux phénomènes: d’une part, la décroissance du ratio entre l’énergie moyenne des électrons émis sur l’énergie moyenne des électrons incidents (cf. Figure 3.15a) et la croissance du TEEY.

Dans les deux cas, il est peut être supposé que cette variation de pente est due à une compétition entre la décroissance du rapport de l’énergie des électrons émis sur l’énergie incidente des électrons (cf. Figure 3.13), et l’augmentation du nombre d’électrons émis. Les courbes de $R(T_e)$ ont été interpolées par une loi de la forme suivante:

$$R_E(T_e) = B.T_e^a \quad (3.14)$$

Cette interpolation est valable pour $T_e > 5 \text{ eV}$. Les paramètres d’interpolation (a et B) sont tabulés dans le tableau 3.1.

3.1.4. Conclusions et perspectives sur les mesures de rendement en énergie de l’interaction électrons/paroi

Dans cette partie, un protocole expérimental de mesure du bilan d’énergie de l’EE à une paroi soumise à un flux incident d’électrons a été présenté. La nécessité de corriger les mesures d’EEED a été clairement mise en évidence et les méthodes de correction et de post-traitement des mesures ont été exposées. Les résultats sur le bilan d’énergie entre les électrons incidents à la paroi et les électrons émis à la paroi ont été présentés. Il a été montré que ce bilan d’énergie dépend fortement de l’énergie des électrons incidents et du matériau de paroi. Un modèle analytique interpolé a été proposé. Ce dernier peut être utilisé dans un modèle fluide ou hybride décrivant la décharge plasma d’un HT. Au-delà du contexte de la propulsion, les données de R_E pourraient permettre une meilleure compréhension et une meilleure prédiction du phénomène multipactor [74].

D’autres études sont en cours pour améliorer notre connaissance de R_E dans des conditions de fonctionnement de HT réalistes. Ceci implique l’étude de l’influence de différents paramètres sur R_E tels que la température de paroi, l’angle d’incidence des électrons, etc. Par ailleurs, un modèle analytique et numérique de R_E (compris dans un modèle plus large d’EE) est développé en parallèle et devra être comparé aux résultats expérimentaux pour vérifier leur validité. Le développement de modèles analytique et numérique d’EE reste essentiel puisque certains paramètres et certaines valeurs de ces paramètres ne sont pas accessibles à la mesure. Ces modèles permettraient d’extrapoler théoriquement les valeurs de R_E (par exemple pour des électrons incidents rasants).

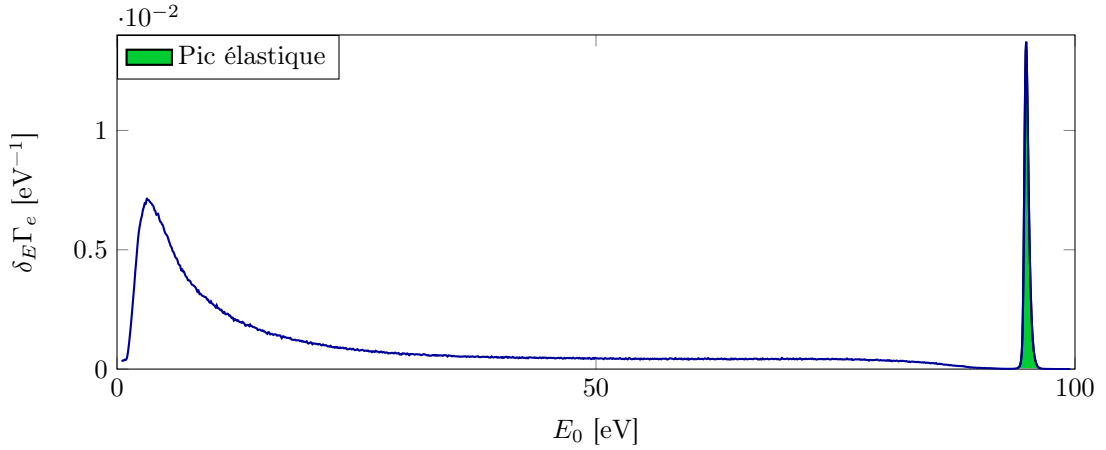


FIGURE 3.17. – EEEED de l'échantillon de BN irradié avec un faisceau incident d'électrons d'énergie $E_0 = 90$ eV. L'aire sous le pic de rétrodiffusion élastique (utilisé pour le calcul de l'EBEEY) est coloré en vert.

3.2. Mesure du rendement en rétrodiffusion élastique

Les valeurs d'EBEEY d'autre part, peuvent être déduites expérimentalement des valeurs d'EEED et de TEEY comme cela a été montré dans [75]. En effet, comme les données d'EEED sont normalisées, la proportion d'électrons rétrodiffusés correspond à l'intégrale de l'EEED sous le pic élastique (cf. aire colorée en vert sur la Figure 3.17). La valeur de l'EBEEY peut alors être obtenue en multipliant cette valeur par le TEEY:

$$\eta_e(E_0) = \sigma(E_0) \int_{E_{e,\text{inf}}}^{E_{e,\text{sup}}} \delta_E \Gamma_e(E, E_0) \cdot dE \quad (3.15)$$

Avec:

$E_{e,\text{inf}}$: L'énergie incidente au démarrage du pic de rétrodiffusion élastique [eV]

$E_{e,\text{sup}}$: L'énergie incidente à la fin du pic de rétrodiffusion élastique [eV]

Les données suivantes (cf. Figure 3.18, p.98) de rendement en rétrodiffusion élastique ont ainsi été obtenues à partir de cette méthode.

3.3. Mesures d'émission électronique sur nitrure de bore ⁴

Les matériaux constituant les parois des propulseurs à courant de Hall sont aujourd'hui du BNSiO₂, ou du BN. Or, si la littérature permet d'accéder à de nombreuses données concernant l'émission électronique sur SiO₂, il existe beaucoup moins de mesures expérimentales disponibles sur BN. Un grand nombre de mesures a été réalisé sur des échantillons de BN afin de compléter les données expérimentales nécessaires à la calibration et à la validation du modèle d'émission électronique utilisé dans cette thèse.

Les mesures réalisées sur BN sont des mesures de rendement total en émission électronique pour différents angles d'incidence, de rendement en rétrodiffusion élastique et de rendement en énergie de l'interaction électron-paroi. Ces différentes mesures ont été réalisées à l'aide d'un protocole expérimental particulier permettant de s'affranchir du caractère résistif du matériau.

4. Le contenu de cette section a été soumis à la revue *AIP - Applied Physics Letter* [1].

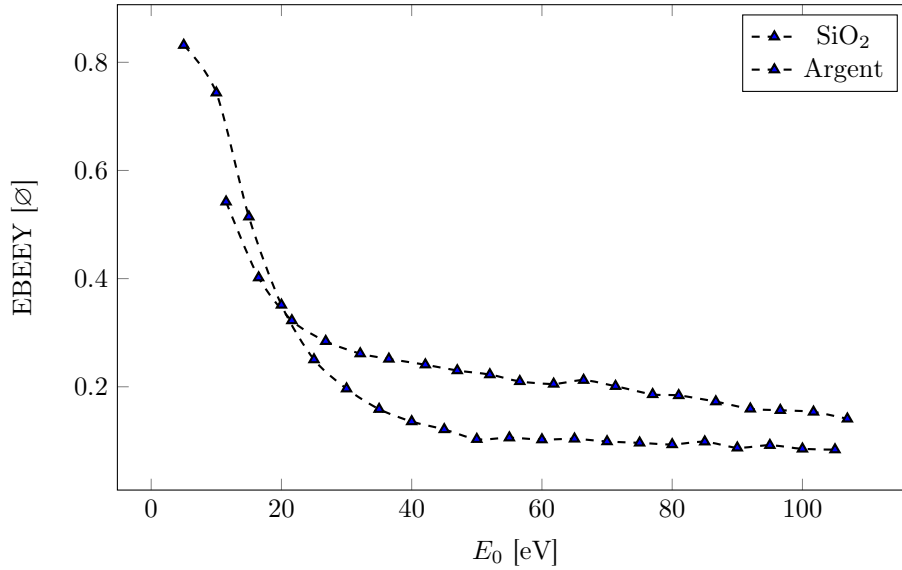


FIGURE 3.18. – Valeurs expérimentales d’EBEEY pour trois matériaux courants: l’argent et le SiO₂.

Les mesures ont été réalisées à énergie incidente très faible (E_0 entre 10 eV et 500 eV), à courant incident très faible (quelques $\mu\text{A}/\text{cm}^2$) et à température ambiante (24 °C). Ces mesures ont été réalisées sur le banc de mesure DEESSE dédié aux mesures d’émission électronique à très basse énergie incidente.

Étant donné que l’émission électronique d’un matériau dépend de la composition chimique des premières dizaines de nanomètres de l’échantillon irradié, il est essentiel de s’assurer de la propreté de l’échantillon. Pour cela, les échantillons ont été érodés à l’aide d’un canon à ions et leur état de surface a été contrôlé par spectroscopie Auger (Auger Electron Spectroscopy – AES) et par spectroscopie photoélectronique X (X-ray photoelectron spectroscopy – XPS). Lors de ces mesures de propreté, l’échantillon était placé face au canon à électron, avec un angle de 45° par rapport à l’analyseur hémisphérique (Electron Energy Analyzer – EEA) et avec un angle de 45° par rapport à la source à rayons X. Le diaphragme de l’EEA était placé à 30 mm de la surface de l’échantillon. Il est important d’effectuer ces essais car il peut se produire que les échantillons livrés ne soit pas recouvert du matériau exigé. Par exemple, un premier échantillon de BN acheté à une entreprise externe s’est révélé être recouvert de SiO₂ (cf. Figure 3.19, p.99). De même un second échantillon laisser apercevoir le support en cuivre (cf. Figure 3.20, p.100). La couche de BN n’était donc pas assez épaisse ou assez homogène pour n’observer que le BN.

Sur l’échantillon utilisé, les mesures AES et XPS ont toute deux montré la présence de BN et l’absence (ou la présence en quantité négligeable) d’autres éléments tels que l’oxygène, l’azote, le carbone ou le cuivre (cf. Figure 3.21, p.101).

Le protocole expérimental de mesure de TEEY employé ici a été décrit dans [76] et consiste à mesurer le courant électronique incident à l’aide d’une cage de Faraday, puis le courant d’électrons émis. Le TEEY est alors déduit par conservation du courant.

Les mesures d’EEED sont très sensibles et nécessitent d’importantes calibrations et corrections comme cela est présenté dans [1] et dans le paragraphe 3.1.2, p.83.

La charge résiduelle de l’échantillon est l’obstacle principal à la mesure d’émission électronique sur des matériaux diélectriques. Pour s’affranchir des problèmes liés à la charge des échantillons diélectriques, les mesures d’EE ont été réalisées sur des échantillons ayant une épaisseur

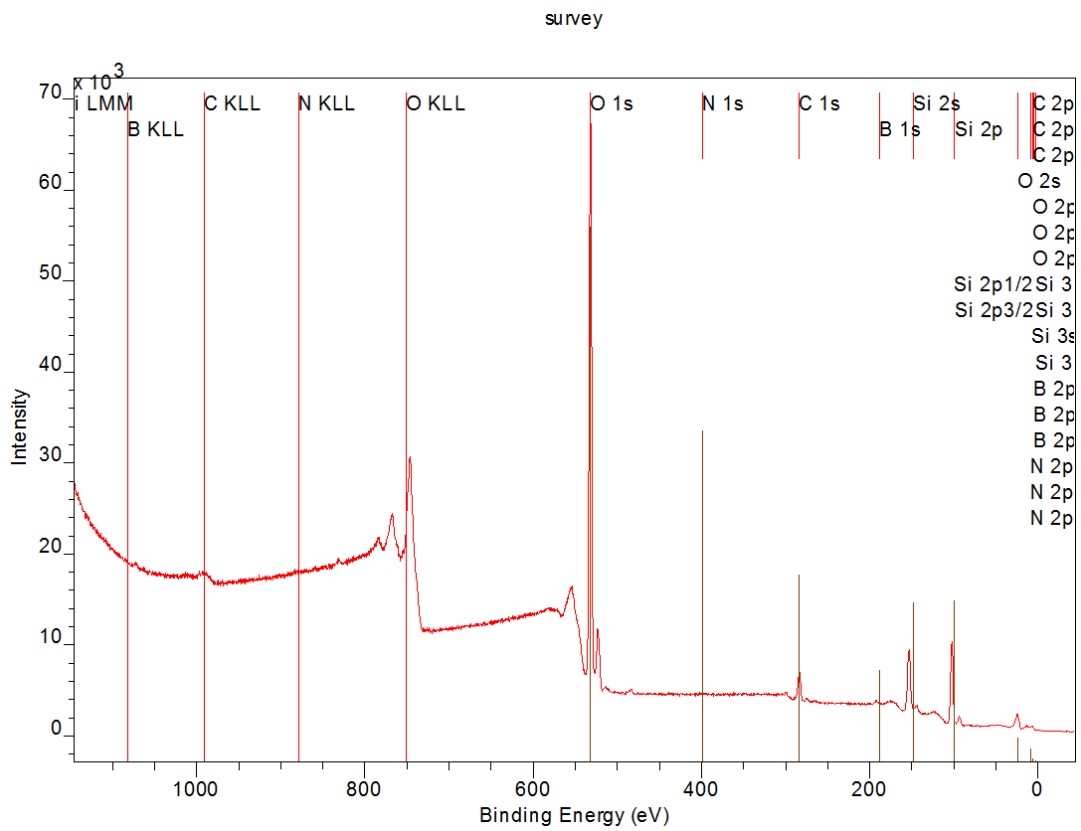


FIGURE 3.19. – Spectre XPS d'un échantillon présenté comme du BN mais ne comportant que du SiO_2 .

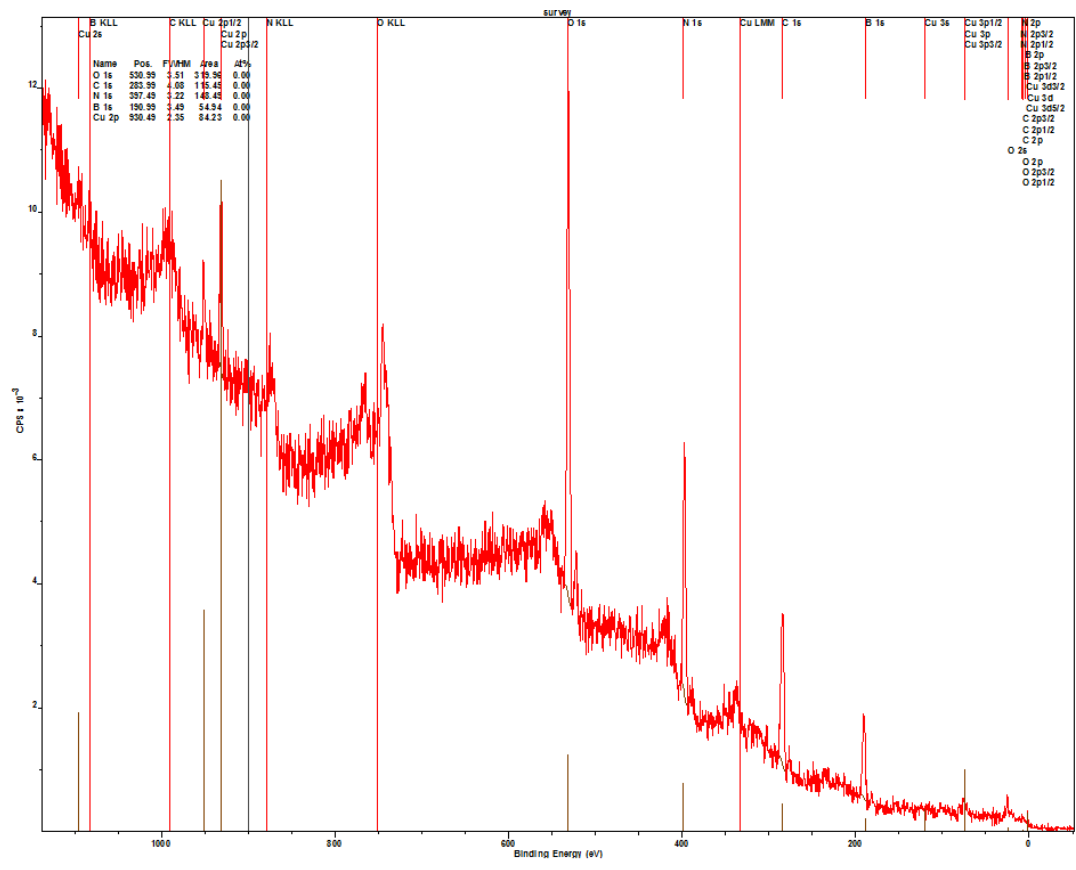


FIGURE 3.20. – Spectre XPS d'un échantillon présenté comme du BN mais où le support en cuivre est visible.

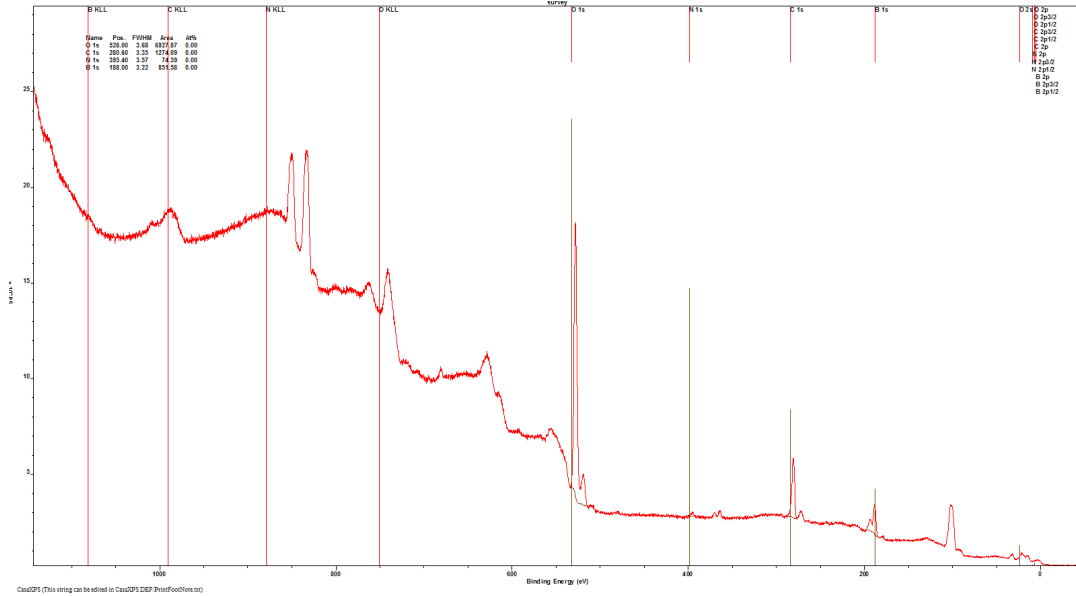


FIGURE 3.21. – Spectre XPS d’un échantillon présenté comme du BN mais où le support en cuivre est visible.

inférieure à 100 nm. Cette méthode n’est applicable qu’aux mesures d’EE à très faible énergie incidente ($E_0 < 1$ keV) de telle façon que la profondeur de pénétration des électrons incidents reste inférieure à quelques dizaines de nanomètres [77, 78]. Les dépôts de BN ont été réalisés industriellement par dépôt plasma. La Figure 3.22, p.102 montre que la charge de l’échantillon relativement à la charge du porte échantillon. Cette charge a été mesurée par décalage du spectre d’EEED. Grâce à la très faible épaisseur des échantillons de BN, il peut être observé que la charge résiduelle de l’échantillon de BN est saturée à quelques volts (φ entre -3 V et 3 V). Il peut également être observé que le potentiel de surface total reste toujours négatif ce qui empêche toute recollection d’électrons de basse énergie par l’échantillon. La charge résiduelle est corrigée des mesures d’EE comme cela est expliqué dans [1] et en 3.1.2, p.83.

Les mesures de TEEY sur BN sont présentées sur la figure 3.23a en fonction de l’énergie incidente (E_0). Plusieurs valeurs caractéristiques peuvent être notées sur cette figure. Tout d’abord, il peut être noté que le premier point de crossover est atteint pour $E_0 = 37$ eV et que le maximum de TEEY est égal à $\sigma_{\max} = 2.19$ pour $E_0 = E_{\max} = 281$ eV. Les valeurs de TEEY du BN ont été comparées à celle du SiO_2 . Il peut être observé que le TEEY est deux fois plus faible sur BN que sur SiO_2 . Par ailleurs, les mesures de TEEY sur BN ont été corellées aux modèles de Vaughan et Sombrin. Le modèle de Vaughan a été utilisé pour modéliser l’EE dans les HT [56] et pour modéliser l’effet multipactor dans les guides d’ondes de satellite. Le modèle de Sombrin est un modèle de fit centré sur le premier point de crossover (E_1). Ce dernier a également été utilisé pour la modélisation de l’effet multipactor dans les composants RF de satellites ou E_1 est un paramètre de déclenchement de l’effet multipactor [79]. Pour ces deux modèles, les paramètres de fit ont été résumés dans le tableau 3.2. On peut noter qu’il y a une bonne corrélation entre ces deux modèles et les données expérimentales.

L’EBEEY du BN est représentée sur la figure 3.23b en fonction de l’énergie incidente. On peut voir que l’EBEEY du BN est plus de trois fois plus faible que celui du SiO_2 .

Le rendement en énergie de l’interaction électron-paroi du BN peut être observé sur la figure 3.23c, p.104. Pour représenter un cas réaliste de l’interaction entre les électrons d’un plasma et une paroi, les valeurs de R_E ont été intégrées sur une distribution lambertienne d’électrons incidents de température T_0 . Ce rendement, noté R_T , est présenté sur la Figure

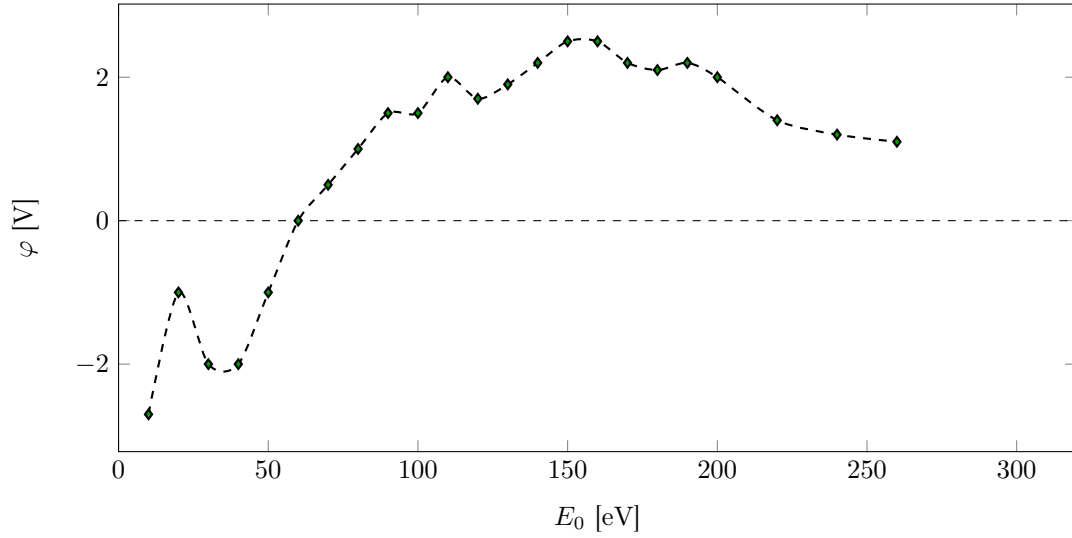


FIGURE 3.22. – Charge de surface résiduelle d’un échantillon de BN en fonction de l’énergie incidente E_0

TABLE 3.2. – Corrélation des données expérimentales de TEEY sur BN aux modèles de Vaughan et Sombrin, paramètres et coefficients de corrélation

Modèles	Courbes correspondantes	Equations	Paramètres	Coefficient de corrélation
Vaughan	TEEY	$\begin{cases} \sigma = \sigma_{\max}(ve^{1-v})^k \\ v = \frac{E_0}{E_{\max}} \end{cases}$	$E_{\max} = (299 \pm 2) \text{ eV}$ $\sigma_{\max} = 2.016 \pm 0.003$ $k = 0.563 \pm 0.007$	$R^2 = 0.99664$
Sombrin	TEEY	$\begin{cases} \sigma(E_0) = \frac{2\sigma_{\max}\left(\frac{E_0}{E_{\max}}\right)^\alpha}{1 + \left(\frac{E_0}{E_{\max}}\right)^{2\alpha}} \\ \alpha = \frac{\ln(\sigma_{\max} - \sqrt{\sigma_{\max}^2 - 1})}{\ln\left(\frac{E_1}{E_{\max}}\right)} \end{cases}$	$\sigma_{\max} = 1.995 \pm 0.004$ $E_{\max} = (293 \pm 3) \text{ eV}$ $E_1 = (37.1 \pm 0.6) \text{ eV}$	$R^2 = 0.99591$
Modèle de fit de R_T	$R_T(T)$	$R_T(T) = a - b \cdot e^{-\frac{T}{c}}$	$a = 0.1718 \pm 0.0002$ $b = 0.0850 \pm 0.0008$ $c = 68 \pm 1$	$R^2 = 0.99911$

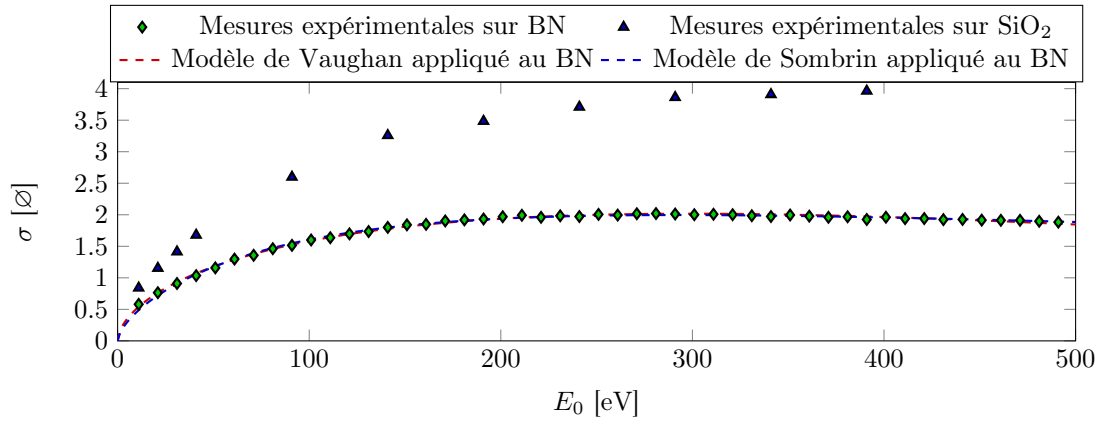
3.23d en fonction de la température T_0 des électrons incidents. Pour faciliter l'utilisation de ces données, les valeurs de R_T ont été corrélées à une formule analytique dont l'expression, les paramètres et le coefficient de corrélation sont donnés dans le tableau **3.2**. On peut observer que les valeurs de R_E et R_T du BN sont trois fois plus faibles que sur le SiO_2 .

D'autre part, le TEEY a également été mesuré sur un échantillon de BN pour différents angles d'incidence (θ_0 entre 0° et 40°). On peut observer sur la figure **3.24** que l'émission électronique totale augmente avec l'angle d'incidence comme cela est expliqué dans le chapitre **2**. Ces variations restent cependant faibles (mais ne sont pas nulles) pour E_0 entre 0 eV et 100 eV qui est le domaine d'intérêt pour les propulseurs à courant de Hall.

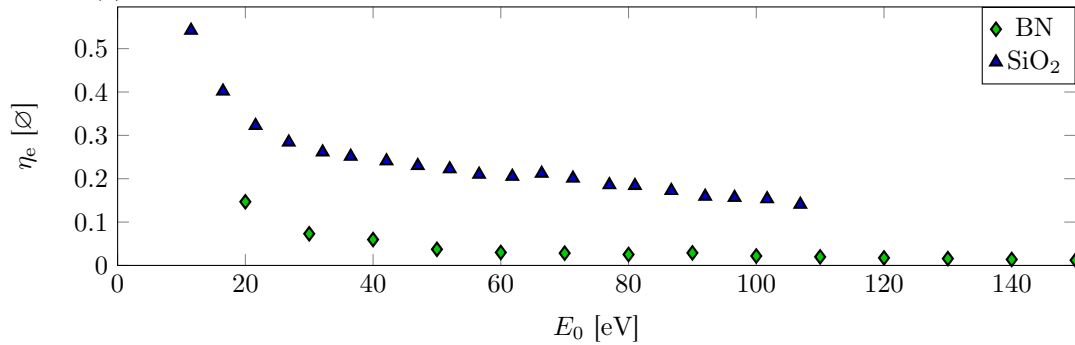
Ces données seront utiles au chapitre suivant pour calibrer et valider l'utilisation du modèle analytique d'émission électronique présenté au chapitre suivant.

3.4. Conclusion sur les mesures complémentaires d'émission électronique

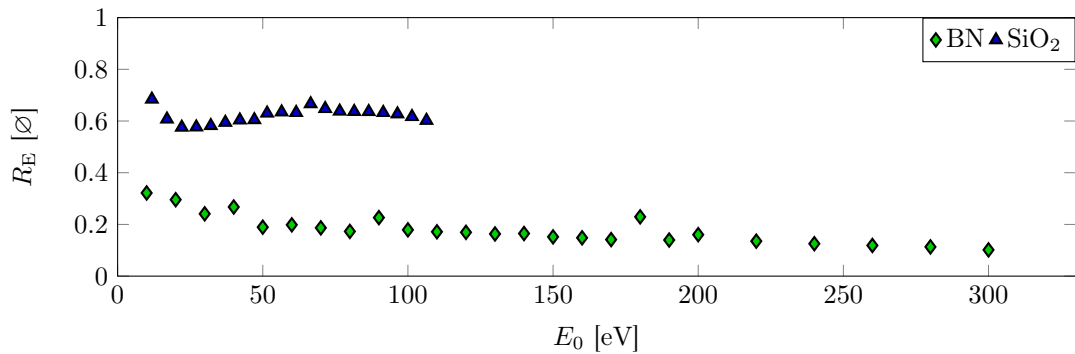
Ce chapitre a permis de mettre en évidence les difficultés de mesure d'émission électronique sur matériaux diélectriques d'une part, et d'accès à des informations fiables sur la distribution en énergie des électrons émis d'autre part. Un protocole de mesure a ainsi été réalisé pour accéder à différentes grandeurs expérimentales (sur matériau diélectrique en particulier): TEEY, EBEEY, R_E et R_T . Les mesures réalisées ici sont inédites et adaptées aux problématiques d'émission électronique dans les canaux de HT. Elles seront utiles pour de futures développements de modèles de plasma de propulseurs. En particulier, grâce à cette étude expérimentale, nous disposons désormais d'un grand nombre de données pour valider et calibrer le modèle analytique d'émission électronique présenté dans le chapitre suivant.



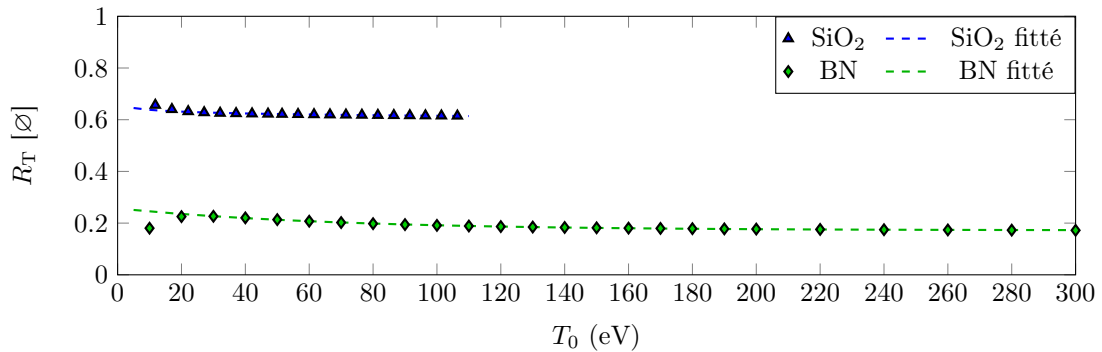
(a) Rendement total en émission électronique pour des échantillons de BN et SiO₂.



(b) EBEEY sur BN et SiO₂ en fonction de l'énergie incidente E_0 pour un flux incident normal à la surface.



(c) Mesures de R_E en fonction de l'énergie incidente E_0 pour des échantillons de BN et SiO₂ pour un faisceau incident d'électrons normal à la surface.



(d) Mesures de R_T en fonction de la température T_0 [eV] des électrons incidents issus d'une distribution Lambertienne.

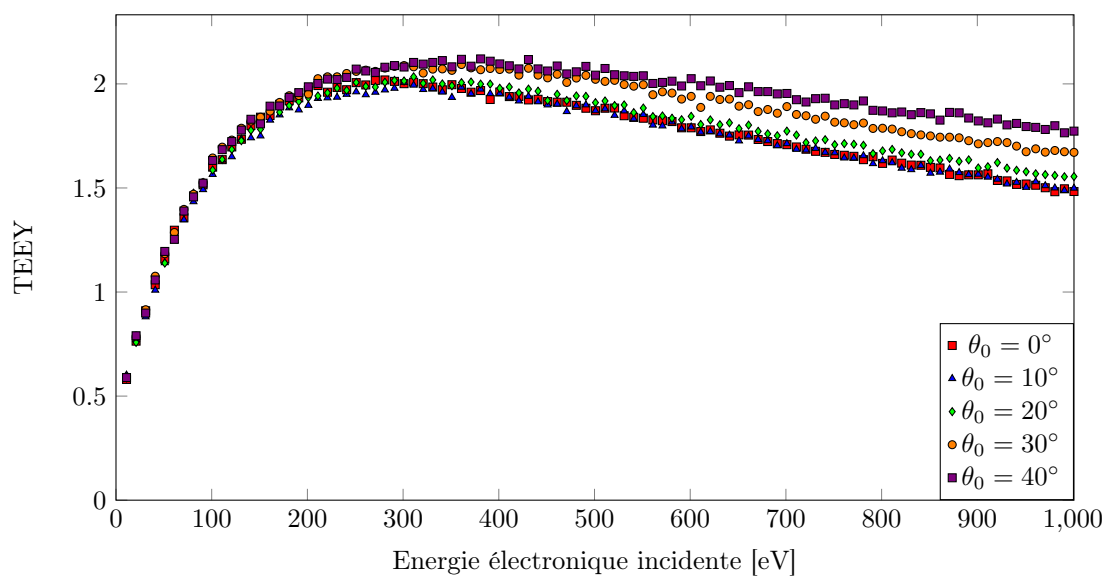


FIGURE 3.24. – Mesures de TEEY en fonction de l'énergie électronique incidente pour un échantillon de BN et pour cinq angles d'incidence

4. Modèle analytique étendu d'émission électronique

Sommaire

4.1. Description du modèle d'émission électronique	107
4.1.1. La distribution en énergie des électrons secondaires: modèle de Chung et Everheart	108
4.1.2. La distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques: modèle SLAB	108
4.1.3. Rendement en émission électronique secondaire: modèle de Vaughan modifié	110
4.1.4. Rendement en énergie de l'interaction plasma-paroi	111
4.2. Résultats et comparaison aux données expérimentales	111
4.2.1. Rendements en émission électronique	111
4.2.2. Distribution en énergie des électrons	115
4.2.3. Distribution angulaire des électrons émis	118
4.2.4. Rendement en énergie de l'interaction électron-paroi	120
4.3. Conclusions et perspectives sur le modèle détaillé d'émission électronique	122

Dans ce chapitre, un modèle d'émission électronique qui répond à plusieurs exigences nécessaires pour les travaux de cette thèse est défini. Tout d'abord, c'est un modèle principalement analytique (η_e est calculé par intégration numérique), donc avec un temps de calcul réduit, ce qui est essentiel pour permettre son introduction dans un code PIC de plasma de propulseur qui lui est très coûteux en temps de calcul. Par ailleurs, ce modèle est fondé en grande partie sur une approche physique et non pas simplement de manière empirique. Ce modèle permet à la fois d'avoir une meilleure compréhension physique des propriétés de l'émission électronique mais également d'extrapoler l'émission électronique à des valeurs inaccessibles aux mesures expérimentales (e.g. angle d'incidence et d'émission rasants, énergie incidente très faible, etc.) et qui sont cependant courantes dans les HT du fait de la présence du champ magnétique. Ce modèle est ensuite validé par comparaison aux données expérimentales issues de la littérature (cf. chapitre 2) et du chapitre 3, et aux données numériques issues du modèle Monte-Carlo OSMOSEE (cf. chapitre 2).

4.1. Description du modèle d'émission électronique

Comme cela a été présenté dans le chapitre 2, l'EE est composée de trois phénomènes distincts: l'émission électronique secondaire, la rétrodiffusion élastique et la rétrodiffusion inélastique. Ces trois phénomènes doivent être décrits en terme de rendement en émission, de distribution angulaire et de distribution énergétique. Pour des raisons pratiques (manque de modèles analytiques, impact considéré comme négligeable sur l'ensemble du phénomène) la rétrodiffusion inélastique a été négligée dans ce modèle. Par ailleurs, nous savons, à partir de données expérimentales [1] et de modélisation Monte-Carlo [47], que les électrons secondaires ont une distribution quasi-lambertienne. Ainsi la distribution angulaire des électrons secondaires émis sera considérée comme isotrope. De plus, la distribution en énergie des électrons rétrodiffusés élastiques est considérée comme mono-énergétique et égale à l'énergie incidente E_0 . Afin d'avoir une description complète de l'EE, quatre grandeurs supplémentaires sont nécessaires: l'expression de SEEY (δ), EBEEY (η_e), la distribution angulaire des rétrodiffusés élastiques

	Emission électronique secondaire	Rétrodiffusion élastique	Rétrodiffusion inélastique
Rendement en émission	Modèle d'Inguibert	Modèle SLAB [13]	
Distribution angulaire	Distribution lambertienne		Négligée
Distribution en énergie	Modèle de Chung et Everheart [58]	Distribution monoénergétique	

TABLE 4.1. – Description du modèle d'émission électronique

($\delta_\Omega \Gamma_{\text{eb}}$) et la distribution en énergie des électrons secondaires ($\delta_E \Gamma_{\text{se}}$). η_e et $\delta_\Omega \Gamma_{\text{eb}}$ sont décrits avec le modèle de rétrodiffusion à grand angle unique (single large angle backscattering - SLAB) [13], $\delta_E \Gamma_{\text{se}}$ est décrit avec le modèle de Chung et Everheart [58]. Enfin, δ est décrit à partir d'un modèle modifié de Vaughan [54]. Le modèle complet d'EE est résumé dans le tableau 4.1, p.108. Les modèles de Chung et Everheart, SLAB et le modèle modifié de Vaughan sont décrits ci-après.

4.1.1. La distribution en énergie des électrons secondaires: modèle de Chung et Everheart

Le modèle de Chung et Everheart a été choisi pour décrire la distribution en énergie des électrons secondaires car il présente plusieurs avantages: il donne de bonnes corrélations avec les données expérimentales, il peut être exprimé à partir d'un paramètre physique (le travail de sortie du matériau: φ), et il est fondé sur un raisonnement physique et non pas empirique. Comme cela est présenté en 2.2.4, p.66, ce modèle permet d'obtenir la distribution en énergie des électrons secondaires ($\delta_E \Gamma_{\text{se}}$), la distribution intégrée en énergie des électrons secondaires ainsi que sa réciproque ($\Delta_E \Gamma_{\text{se}}$ et $\Delta_E \Gamma_{\text{se}}^{-1}$).

$\Delta_E \Gamma_{\text{se}}(E_{\text{se}}, w_f)$ est utile pour la modélisation PIC car il permet d'obtenir directement la probabilité pour un électron d'être émis avec une énergie E_{se} donnée. Néanmoins, le modèle de Chung et Everheart est restreint à la description des matériaux conducteurs. On vérifiera dans la suite du travail que ce modèle peut être extrapolé à la description de matériaux céramiques tels que le BN.

4.1.2. La distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques: modèle SLAB

Des modèles précis de rétrodiffusion élastique existent aujourd'hui, en particulier en raison de l'importance de ce phénomène pour la précision des microscopes électroniques à balayage (MEB). Cependant, ce sont essentiellement des modèles de Monte-Carlo. Ces derniers donnent des résultats précis mais nécessitent un temps de calcul relativement long (de plusieurs minutes à plusieurs heures) et ce, pour une énergie incidente E_0 , un angle d'incidence θ_0 et un matériau de paroi donné. Ce temps de calcul est incompatible avec une description de l'émission électronique dans les conditions plasma des propulseurs à courant de Hall où l'énergie incidente et l'angle d'incidence varient très fortement sur une très grande plage de données. De plus, il va nous falloir effectuer ce calcul pour un grand nombre de matériaux de paroi (BN, SiO₂, graphite, argent, etc.). Il est donc essentiel d'employer un modèle bien plus rapide en terme de temps de calcul. Le modèle OKG [80] donne une description analytique de l'EBEEY. Ce modèle considère que l'électron rétrodiffusé subit un grand nombre de collisions élastiques le

long de son parcours dans le matériau. Cependant, l'angle de rétrodiffusion de cet électron peut être réduit à l'influence d'une seule collision élastique principale.

Un modèle plus simple a été dérivé du modèle OKG par Jablonski [13]. Le modèle de rétrodiffusion à grand angle unique (single large angle backscattering - SLAB) moyenne l'ensemble des interactions élastiques subies en les réduisant à une interaction moyenne unique, qui, de fait, détermine l'angle de rétrodiffusion (cf. Figure 4.1). Ce modèle nécessite cinq paramètres d'entrée: l'énergie électronique incidente, l'angle d'incidence, les sections efficaces totales et partielles de collision élastique et la section efficace totale de collision inélastique. Les sections efficaces totales et différentielles de collision élastique sont obtenues à partir du code ELSEPA [81]. Les sections efficaces de collision inélastique sont obtenues à partir du code OSMOSEE (code interne à l'ONERA) [48].

L'EBEEY différentielle peut être calculée analytiquement à partir de la formule de Jablonski:

$$\frac{d\eta_e}{d\Omega} = \frac{\cos(\alpha)}{\cos(\alpha) + \cos(\theta_0)} \left(\frac{1}{\sigma_e} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \right) (\theta, E_0) \ln \left(1 + \frac{\sigma_e}{\sigma_i} \right) \quad (4.1)$$

Avec:

- E_0 : l'énergie des électrons incidents [eV]
- θ_0 : L'angle d'incidence [rad]
- α : L'angle d'émission [rad]
- φ : L'angle de précession [rad]
- θ : L'angle de déviation [rad]
- $d\Omega$: L'angle solide différentiel de déviation [sr]
- σ_e : La section efficace de collision élastique [nm^2]
- σ_i : la section efficace de collision inélastique [nm^2]
- $\frac{d\eta_e}{d\Omega}$: Le rendement différentiel en angle de rétrodiffusion élastique [sr^{-1}]
- $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$: La section efficace angulaire différentielle de rétrodiffusion élastique [$\text{nm}^2 \text{sr}^{-1}$]

$\frac{d\eta_e}{d\Omega}$ peut être exprimée en fonction de η_e et de $\delta\Omega\Gamma_{eb}$:

$$\frac{d\eta_e}{d\Omega} = \eta_e \cdot \delta\Omega\Gamma_{eb} \quad (4.2)$$

Connaissant α , θ_0 et φ , θ peut être déduit géométriquement de la figure 4.1, p.110:

$$\theta = \arccos [\sin(\theta_0) \sin(\alpha) \cos(\varphi) - \cos(\theta_0) \cos(\alpha)] \quad (4.3)$$

Le modèle SLAB permet d'évaluer avec un temps de calcul réduit (quelques minutes) la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques ainsi que l'EBEEY pour une large plage de valeurs de E_0 , θ_0 et pour un grand nombre de matériaux. Ce modèle est très simple. On peut cependant remarquer qu'étant données les valeurs d'énergie incidente considérées ($E_0 < 200$ eV), l'hypothèse d'un nombre réduit de collisions élastiques est valable. Par conséquent le modèle SLAB semble adapté à la description de l'EB dans nos conditions. η_e peut être déduit de $\frac{d\eta_e}{d\Omega}$ par intégration sur un angle solide de 2π sr selon:

$$\eta_e(E_0, \theta_0) = \int_{\alpha=-\frac{\pi}{2}}^{\alpha=\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\varphi=\frac{\pi}{2}} \frac{d\eta_e}{d\Omega}(E_0, \theta_0, \alpha, \varphi) \sin(\alpha) d\alpha d\varphi \quad (4.4)$$

L'ensemble de ces données permettent de proposer un modèle complet d'émission électronique décrivant l'EE de manière suffisamment précise pour les modélisations PIC de plasma de HT. Les résultats préliminaires de ce modèle sont décrits dans la section suivante.

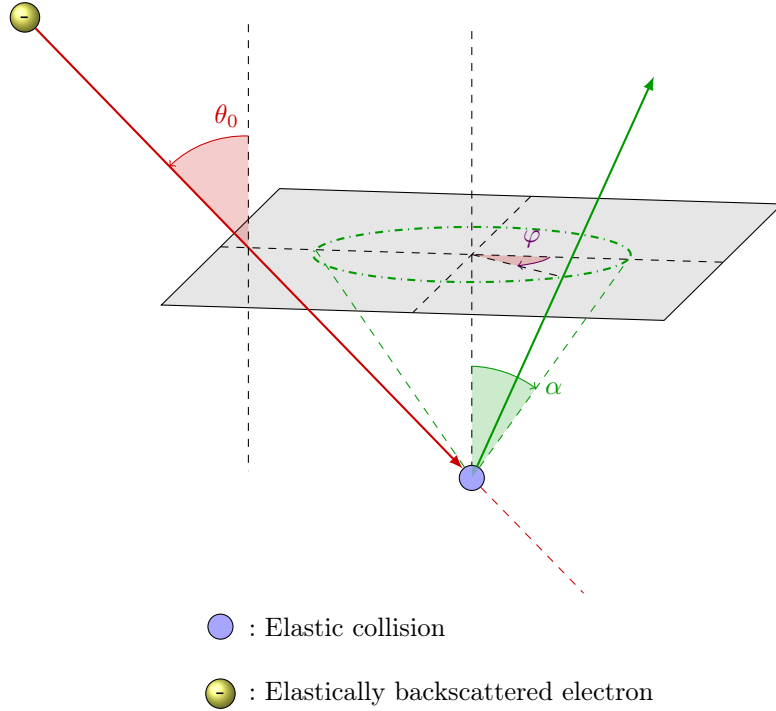


FIGURE 4.1. – Schéma du phénomène de rétrodiffusion élastique d’après le modèle SLAB

4.1.3. Rendement en émission électronique secondaire: modèle de Vaughan modifié

Le modèle de Vaughan [54] a été créé pour s’ajuster aux données expérimentales de TEEY avec seulement trois paramètres empiriques: le maximum de TEEY (σ_{\max}), l’énergie électronique incidente à cette valeur (E_{\max}) et un paramètre de courbure (k). Comme le modèle de Vaughan a été créé pour s’ajuster aux données expérimentales de TEEY à haute énergie électronique incidente ($E_0 > 1$ keV) où la quasi totalité des électrons émis sont des électrons secondaires, il a été décidé d’ajuster uniquement les valeurs de SEEY au modèle de Vaughan. Pour cela, σ_{\max} et E_{\max} sont tout d’abord évalués d’après des données expérimentales ou issues de la littérature, puis la valeur de l’EBEEY à l’énergie incidente E_{\max} ($\eta_{e,\max} = \eta_e(E_{\max})$) est calculée d’après le modèle SLAB. Enfin la valeur maximale de SEEY, δ_{\max} est calculée par soustraction en négligeant la contribution des électrons rétrodiffusés inélastiques:

$$\delta_{\max}(E_0, \theta_0) = \sigma_{\max}(E_0, \theta_0) - \eta_{e,\max}(E_0, \theta_0) \quad (4.5)$$

Les valeurs de δ peuvent alors être calculées d’après le modèle de Vaughan selon:

$$\delta(E_0, \theta_0) = \delta_{\max}(E_0, \theta_0) [v(E_0, \theta_0) \exp(1 - v(E_0, \theta_0))]^k \quad (4.6)$$

$$v(E_0, \theta_0) = \frac{E_0}{E_{0,\max}(\theta_0)} \quad (4.7)$$

$$E_{0,\max}(\theta_0) = E_{0,\max}(\theta_0 = 0) \left(1 + \frac{k_s}{\pi} \theta_0^2\right) \quad (4.8)$$

$$\delta_{\max}(\theta_0) = \delta_{\max}(\theta_0 = 0) \left(1 + \frac{k_s}{2\pi} \theta_0^2\right) \quad (4.9)$$

Avec $k_s[\emptyset]$ le paramètre de surface du matériau. L'utilisation de données expérimentales n'est pas un problème ici puisque δ_{\max} peut être facilement mesuré avec une faible marge d'erreur.

4.1.4. Rendement en énergie de l'interaction plasma-paroi

Dans le cadre de la simulation des propulseurs à courant de Hall, il est utile de s'intéresser au bilan d'énergie aux parois du propulseur. Comme cela a été présenté précédemment, le rendement en énergie de l'interaction électron-paroi permet d'évaluer les pertes d'énergies aux parois du propulseur. Le modèle détaillé d'émission électronique permet de calculer la valeur de $R_E(E_0, \theta_0)$, selon:

$$R_E(E_0, \theta_0) = \eta_e(E_0, \theta_0) + \delta(E_0, \theta_0) \frac{\langle E_{es} \rangle}{E_0}$$

Or, d'après le modèle de Chung et Everheart (cf. 2.2.4, p.66), $\langle E_{se} \rangle = 2w_f$, on a donc:

$$R_E(E_0, \theta_0) = \eta_e(E_0, \theta_0) + \delta(E_0, \theta_0) \frac{\langle 2w_f \rangle}{E_0} \quad (4.10)$$

Les valeurs de R_E obtenues par le modèle détaillés sont comparés aux données expérimentales dans la section ci-après.

4.2. Résultats et comparaison aux données expérimentales

Le modèle complet d'émission électronique composé du modèle de Chung et Everheart, du modèle SLAB et d'un modèle de Vaughan modifié, permet de décrire l'émission électronique en terme de rendement en émission, de distribution angulaire et de distribution énergétique. Dans cette section, les résultats du modèle détaillé d'émission électronique sont présentés et comparés aux résultats expérimentaux et aux données issues du modèle Monte-Carlo OSMOSEE.

4.2.1. Rendements en émission électronique

Il est essentiel de représenter précisément le rendement en émission électronique aux parois des HT car cela impacte des phénomènes non-linéaires et potentiellement instables tels que les cascades électroniques dans le propulseur. En effet, si le TEEY aux parois du propulseur dépasse 1, la densité d'électrons dans le canal va rapidement augmenter. Le TEEY est relativement bien décrit dans les propulseurs en comparaison avec les distributions angulaire et énergétique des électrons émis. Différents modèles tels que celui de Vaughan [54], Scholtz [82] ou Barrall [53] sont couramment utilisés. Ils présentent de bonnes corrélations aux données expérimentales et donnent la dépendance en E_0 et θ_0 (seulement pour Vaughan). Cependant, certaines lacunes nous ont poussé à développer un modèle physique plus détaillé d'émission électronique. Tout d'abord, les modèles actuellement utilisés ne distinguent pas l'émission des électrons secondaires et rétrodiffusés et ne considèrent pas non plus une possible influence d'une famille d'électrons sur l'autre. De plus, ces modèles sont fondés sur des paramètres d'ajustement et par conséquent il est difficile d'extrapoler ces modèles à une large gamme de paramètres physiques ou de réaliser un raisonnement physique sur les résultats. Par ailleurs, ils ne permettent que de décrire le rendement en émission total, il n'est donc pas possible de distinguer les électrons secondaires des rétrodiffusés élastiques ou des rétrodiffusés inélastiques. En combinant le modèle de Chung et Everheart, le modèle de Vaughan modifié et le modèle SLAB, il est possible de calculer le SEEY et l'EBEEY. Ainsi en rappelant que les électrons rétrodiffusés inélastiques sont négligés, il est possible de calculer le TEEY:

$$\sigma \simeq \eta_e + \delta \quad (4.11)$$

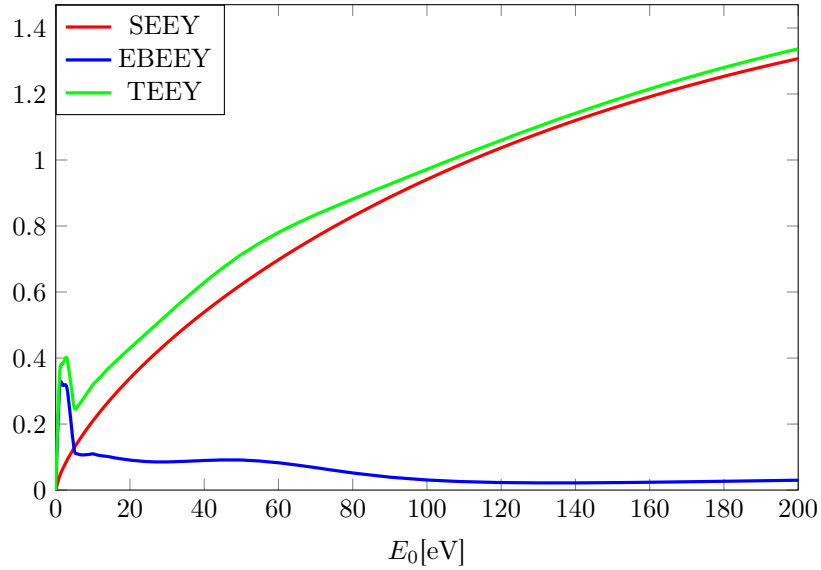
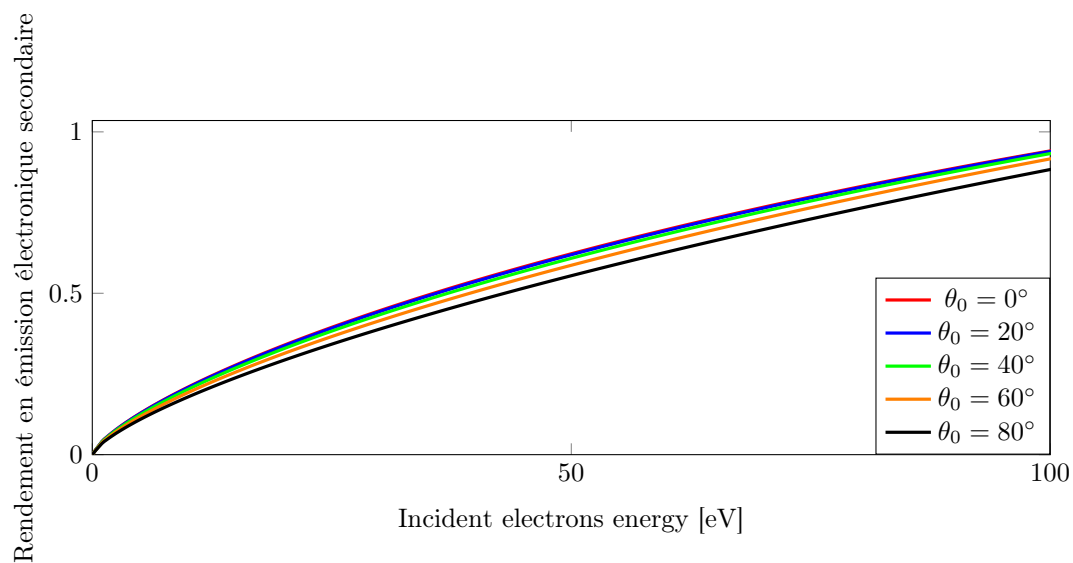


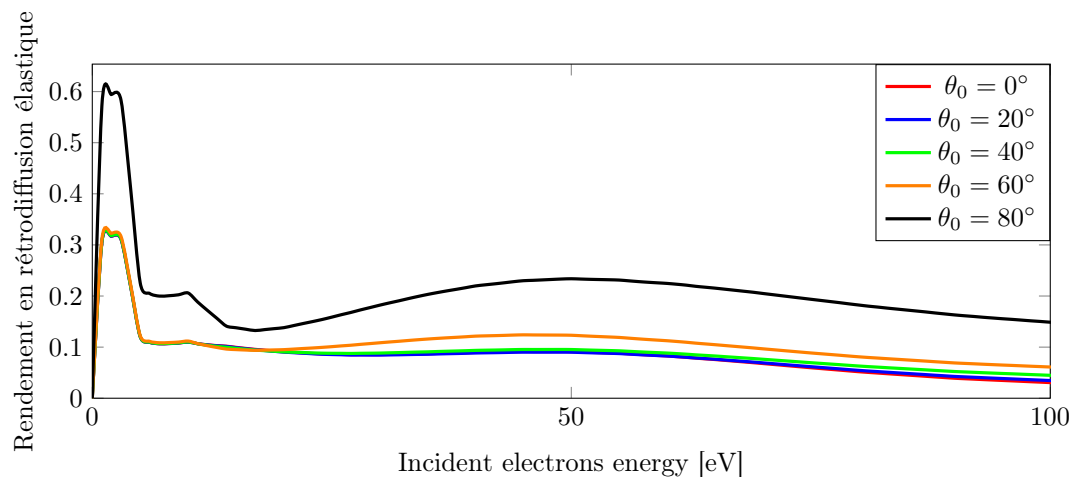
FIGURE 4.2. – Modélisation de SEEY, EBEEY et TEEY sur une surface d’argent en fonction de l’énergie des électrons incidents (E_0) et pour $\theta_0 = 0^\circ$.

La figure 4.2, p.112 montre les TEEY, SEEY et EBEEY calculés par ce modèle pour une surface d’argent et avec une incidence normale ($\theta_0 = 0^\circ$). On peut remarquer que le rendement en électrons rétrodiffusés élastiques n’est pas négligeable dans le calcul de TEEY, en particulier à très basse énergie où il représente la majorité du TEEY. Il est par ailleurs important de représenter précisément les rétrodiffusés élastiques dans les moteurs à courant de Hall car une grande proportion des électrons atteint la paroi avec une énergie relativement faible. D’autre part, on peut noter que η_e reste égal ou supérieur à 15% à plus haute énergie, ce qui est en accord avec les modèles Monte-Carlo et les résultats expérimentaux [16]. On peut remarquer que, pour $E > 30$ eV, le TEEY est dominé par le SEEY. Cependant, on peut voir que l’EBEEY ne devient pas négligeable et représente toujours 15% du TEEY. De plus, comme les distributions énergétiques et angulaires des électrons rétrodiffusés élastiques sont très différentes de celles des secondaires, négliger l’une ou l’autre de ces familles pourrait mener à une mésévaluation de leur effet sur le comportement du plasma.

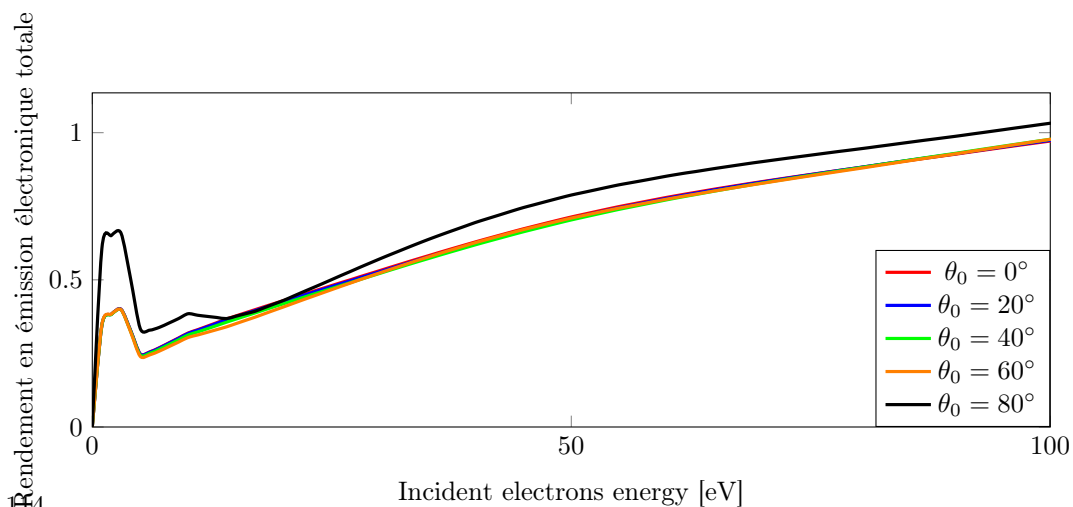
Influence de l'angle d'incidence sur le SEEY, l'EBEEY et le TEEY



(a) Rendement en émission électronique secondaire en fonction de l'énergie électronique incidente E_0 pour différents angles d'incidence θ_0 .



(b) Rendement en rétrodiffusion élastique en fonction de l'énergie électronique incidente E_0 pour différents angles d'incidence θ_0 .



(c) Rendement en émission électronique totale en fonction de l'énergie électronique incidente E_0 pour différents angles d'incidence θ_0 .

FIGURE 4.3. – Caractéristiques de l'émission électronique calculée avec le modèle détaillé d'émission électronique pour un échantillon d'argent en fonction de l'énergie électronique incidente pour cinq angles d'incidence différents.

Les figures 4.3a à 4.3c montrent le SEEY, EBEEY et TEEY de l'argent en fonction de l'énergie électronique incidente pour E_0 entre 0 eV et 200 eV et pour 5 angles d'incidence différents (θ_0 égal à 0° , 20° , 40° , 60° et 80°). Ces valeurs ont été calculées à l'aide du modèle détaillé d'émission électronique présenté dans ce chapitre. On peut noter sur la figure 4.3a, qu'à faible énergie incidente (E_0 entre 0 eV et 200 eV), le SEEY est strictement croissant. Par ailleurs, cette figure montre qu'il n'y a qu'une faible variation de SEEY avec l'angle d'incidence dans cette gamme d'énergie.

A l'inverse, on pourra noter sur la figure 4.3b que l'EBEEY présente une forte variation avec θ_0 et qui n'est pas monotone selon E_0 . En effet, pour chaque valeur de θ_0 , l'EBEEY présente un premier maximum à très basse énergie incidente ($E_0 = 2$ eV), puis un minimum local à plus haute énergie ($E_0 \simeq 20$ eV) suivi d'un maximum local autour de $E_0 = 50$ eV. Enfin, au-delà de ce maximum local, l'EBEEY décroît lentement jusqu'à l'énergie incidente maximale de calcul ($E_0 = 200$ eV). On pourra enfin remarquer sur la figure 4.3c que le TEEY varie de manière croissante avec θ_0 et que l'essentiel de cette variation est due à la contribution de l'EBEEY au TEEY.

Influence du matériau de paroi sur le TEEY, validation par comparaison aux données expérimentales

Les propriétés de TEEY sont fortement dépendantes du matériau impacté. Sur la figure 4.4, p.116, des mesures expérimentales de TEEY réalisées lors d'une précédente étude sont présentées pour trois matériaux de paroi différents (symboles): l'argent, le graphite et le SiO_2 . Ces mesures sont comparées aux valeurs de TEEY données par le modèle détaillé d'émission électronique (lignes en pointillés). Cette figure montre une bonne corrélation entre le modèle détaillé d'émission électronique et les données expérimentales. Il peut être observé que ce modèle est en accord avec les données expérimentales à haute énergie (E_0 autour de 100 eV). Cependant, à très basse énergie incidente (quelques eV), cette corrélation se dégrade. Cette déviation entre modèle et données expérimentales pourrait s'expliquer par une mauvaise prise en compte de la population d'électrons rétrodiffusés inélastiques qui n'est pas négligeable à basse énergie puisqu'elle peut représenter jusqu'à 30% de l'émission électronique totale (cf. Figure 2.15, p.60).

Influence de l'angle d'incidence des électrons sur le TEEY, comparaison du modèle analytique aux données expérimentales

Sur la figure 4.5, p.116, les valeurs de TEEY sur un échantillon d'argent pour quatre angles d'incidence (0° , 30° , 50° et 60°) sont représentés. Les points représentent les valeurs expérimentales réalisées sur DEESSE et les lignes en pointillés représentent les valeurs calculées par le modèle analytique d'émission électronique. Il peut être noté que le modèle analytique d'émission électronique est en excellent accord avec les données expérimentales.

Un travail de comparaison équivalent a été réalisé sur les mesures angulaires sur BN (cf. Figure 4.6, p.117). On peut voir sur la figure 4.6a que le modèle de Vaughan avec dépendance angulaire dévie des résultats expérimentaux à haute énergie. Cependant, dans la gamme d'énergie correspondant la modélisation de l'EE dans les HTs (E_0 entre 0 eV et 200 eV), cet écart est négligeable.

4.2.2. Distribution en énergie des électrons

Une description réaliste de la distribution en énergie des électrons émis est essentielle car elle peut avoir un impact non-négligeable sur le comportement global du plasma. En effet, les électrons émis à une paroi vont forcément gagner assez d'énergie dans la gaine plasma pour atteindre la paroi opposée et nous savons que le TEEY dépend fortement de l'énergie

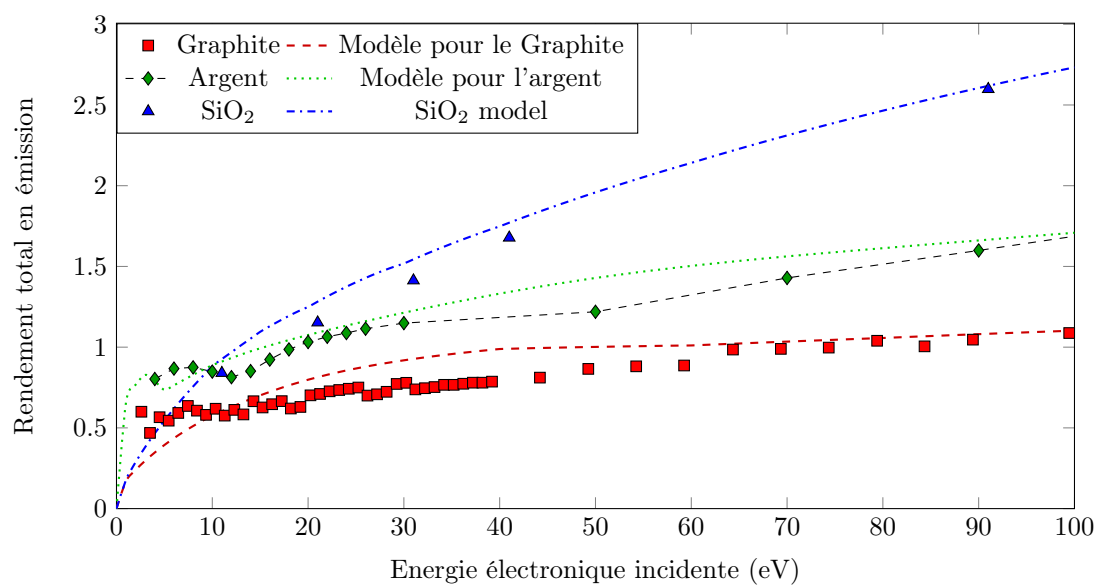


FIGURE 4.4. – Rendement total en émission électronique en fonction de l'énergie des électrons incidents pour trois matériaux de surface (SiO_2 , graphite et argent), comparaison des mesures expérimentales aux résultats du modèle d'émission électronique.

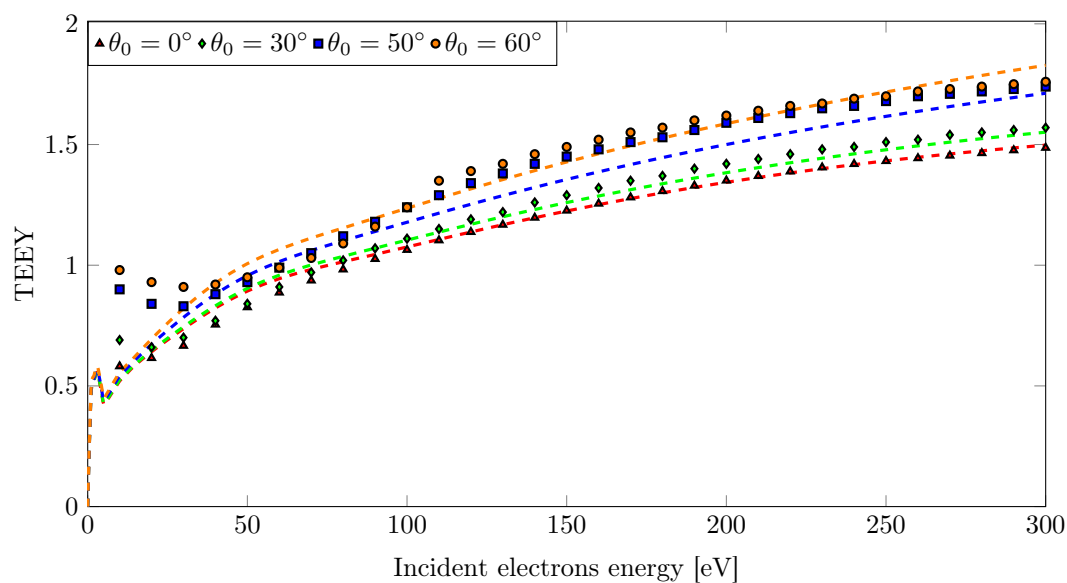
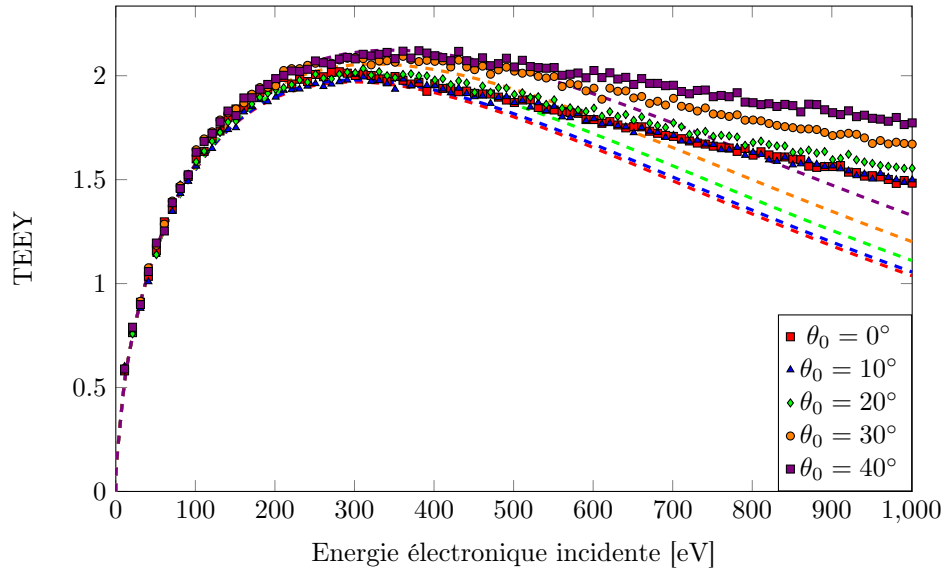
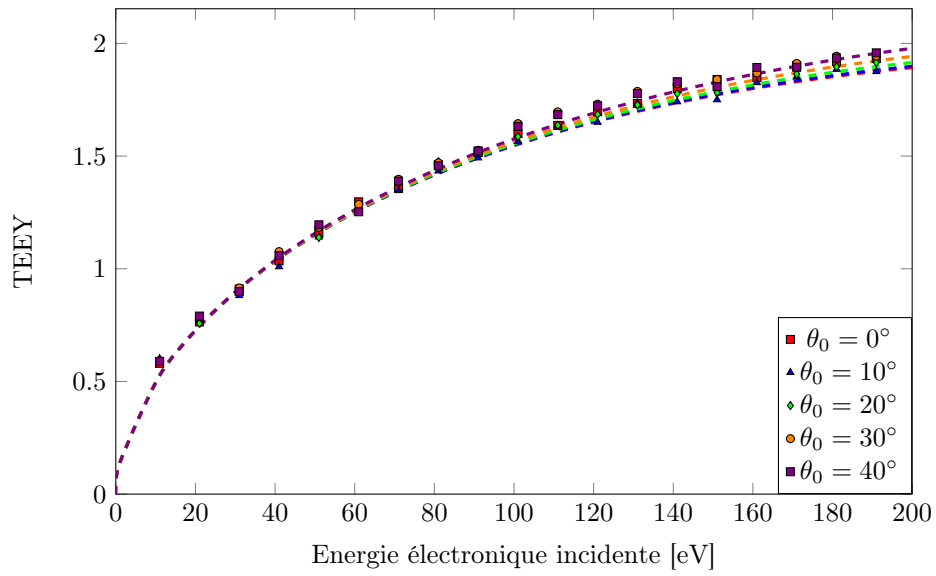


FIGURE 4.5. – Silver TEEY as a function of the incident electrons energy (E_0) for several values of the incident angle (θ_0), comparison to modelled values of TEEY.



(a) Mesures pour E_0 entre 0 eV et 1000 eV



(b) Mesures pour E_0 entre 0 eV et 200 eV

FIGURE 4.6. – Mesures de TEEY en fonction de l'énergie électronique incidente pour un échantillon de BN et pour cinq angles d'incidence

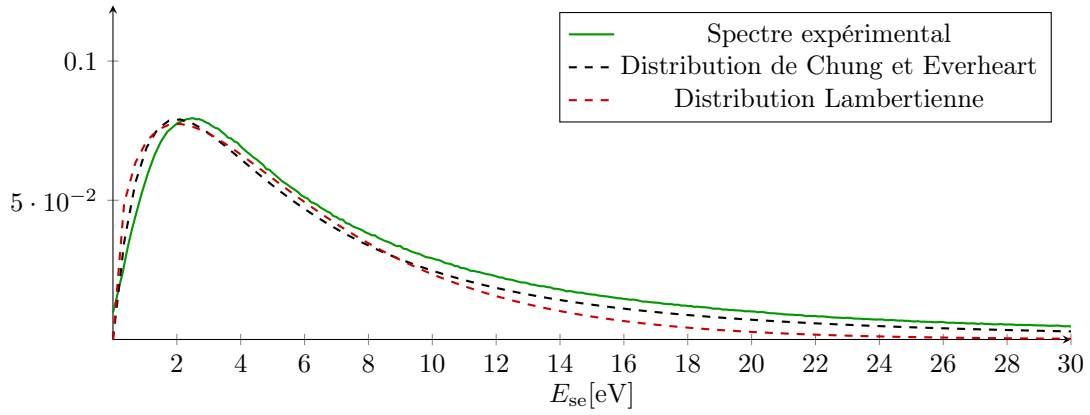


FIGURE 4.7. – Comparaison d’un spectre expérimental de distribution en énergie des électrons émis par un échantillon d’argent à deux distribution en énergie théoriques des électrons secondaires: la distribution de Chung et Everheart et la distribution Lambertienne.

des électrons incidents. Par conséquent, la distribution en énergie des électrons à une paroi à un impact direct sur l’émission électronique à la paroi opposée. Ainsi une description précise de l’EEED est essentielle à la modélisation de phénomènes non-linéaires comme les cascades d’électrons dans les propulseurs. Malgré cela, de nombreux modèles d’émission électronique utilisés dans les simulations de HTs considèrent une énergie fixe E_e généralement égale à 2 eV ou 3 eV [38], ou parfois même à 0 eV [55].

La figure 4.7, p.118, représente l’EEED mesurée sur un échantillon d’argent à l’ONERA (courbe verte) et la distribution en énergie des électrons secondaires d’après le modèle de Chung et Everheart (courbe en pointillés). Elles sont données en fonction de l’énergie des électrons émis (E_e). Le premier pic assez large est celui des électrons secondaires. Le pic des électrons rétrodiffusés peut être observé à $E_e = E_0 = 105$ eV. Ce pic présente une faible divergence à un pic mono-énergétique en raison de la résolution de l’analyseur en énergie. On peut noter que l’EEED mesurée présente une faible déviation au modèle de Chung et Everheart pour des valeurs intermédiaires d’énergie d’émission (E_e entre 10 eV et 105 eV). Cette déviation peut s’expliquer par le fait que les électrons rétrodiffusés inélastiques ont été négligés dans ce modèle. Cependant, il semble que cette erreur est négligeable en première approximation. Enfin, on peut remarquer que la différence entre le modèle de Chung et Everheart et les modèles utilisés dans les simulations de propulseurs (modèles constants) est loin d’être négligeable. Cette différence pourrait avoir des conséquences notables sur les phénomènes observables dans les simulations plasma.

4.2.3. Distribution angulaire des électrons émis

La distribution angulaire des électrons émis est également importante pour obtenir une bonne représentativité de l’impact de l’EE sur le comportement des plasmas de propulseurs. En effet, il a été montré expérimentalement et par de nombreux modèles que l’EE est fortement influencée par l’angle d’incidence des électrons. La figure 4.5, p.116, représente le TEEY d’un échantillon d’argent en fonction de l’énergie d’incidence (E_0) mesurée pour quatre angles d’incidence différents. Ces mesures ont été réalisées à l’ONERA. On peut noter que pour une énergie incidente donnée, le TEEY augmente de manière non-négligeable avec l’angle d’incidence.

En conséquence, il est important de représenter de manière exacte la distribution angulaire

des électrons émis aux parois du propulseur car les électrons émis à une paroi sont les électrons incidents à l'autre paroi. La description de la distribution angulaire est particulièrement importante pour les électrons rétrodiffusés élastiques qui peuvent heurter la paroi avec à la fois une énergie incidente importante et un angle d'incidence rasant donnant lieu à une importante émission électronique.

Il est courant dans les modélisations de HT de ne pas différencier les électrons secondaires et rétrodiffusés et de ne considérer que des distributions en angle isotrope ou spéculaire. Or le modèle SLAB tout comme les modèles Monte-Carlo et les mesures expérimentales présentent une distribution angulaire bien plus complexe que cela [47]. D'une part, la distribution angulaire des électrons secondaires peut être approximée par une distribution isotrope. D'autre part, les électrons rétrodiffusés élastiques sont émis selon deux lobes axés sur les directions incidentes et spéculaire (cf. Figure 4.8, p.119). La forme de ces lobes dépend de l'angle, de l'énergie d'incidence et du matériau de paroi. Il est important de représenter la distribution angulaire des électrons émis, tout particulièrement dans le cadre des moteurs à courant de Hall où une mobilité anormale de ces électrons est observée. Par ailleurs, il peut être montré à l'aide d'un modèle analytique simple, que les électrons rétrodiffusés dans la direction incidente possède une mobilité non nulle, voire très importante au travers d'un champ magnétique (cf. Annexe B.4, p.187).

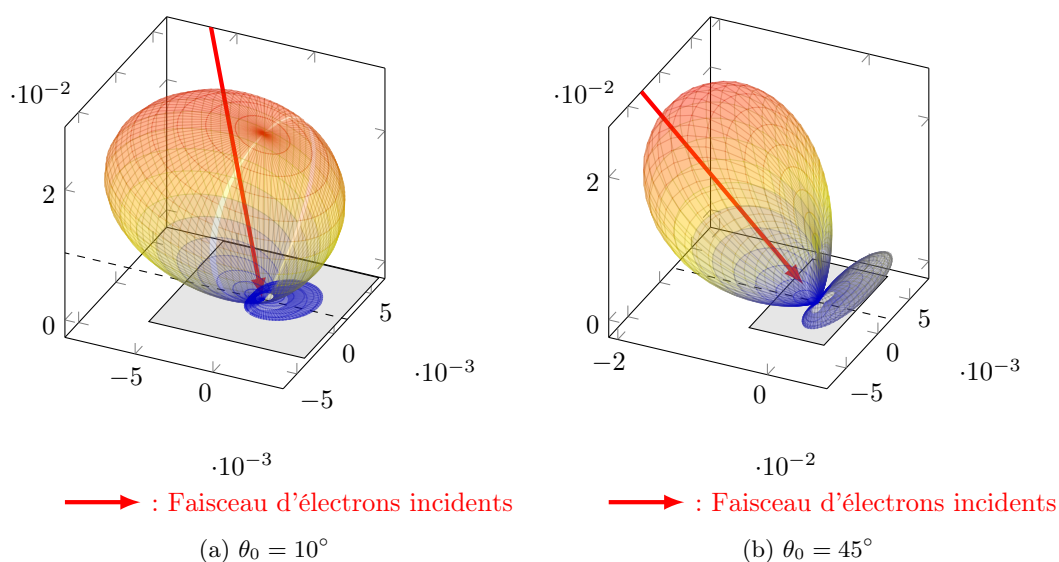


FIGURE 4.8. – Lobes de rétrodiffusion élastique pour une surface d'aluminium avec une énergie incidente $E_0 = 40$ eV et pour deux angles d'incidence: $\theta_0 = 10^\circ$ and $\theta_0 = 45^\circ$

La figure 4.8, p.119, représente la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques d'après le modèle SLAB. Ils ont été calculés pour une surface d'aluminium avec $E_0 = 40$ eV et avec θ_0 égal à 10° (figure 4.8a) et 45° (figure 4.8b). Premièrement, on peut observer qu'une majorité d'électrons sont rétrodiffusés dans la direction incidente. Ce résultat diffère fortement d'une hypothèse de réflexion spéculaire ou de rétrodiffusion isotrope. Par ailleurs, on peut voir que l'angle d'incidence a une forte influence sur la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés. Finalement, on peut observer que l'énergie incidente a une influence non-négligeable sur l'EBEEY.

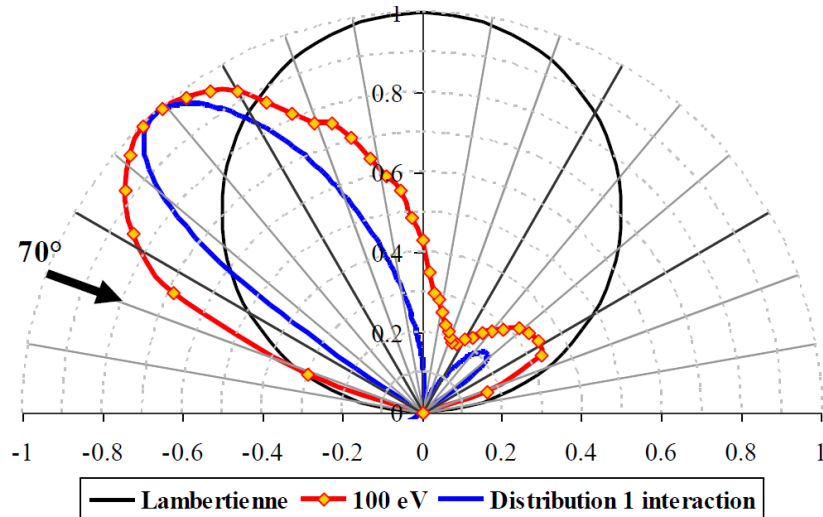


FIGURE 4.9. – Distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques d’après le code Monte-Carlo OSMOSEE [11]

Validation du modèle SLAB par comparaison au modèle Monte-Carlo OSMOSEE

Ce modèle analytique détaillé d’émission électronique a été comparé au modèle Monte-Carlo OSMOSEE et présente de bonnes corrélations avec ce dernier. Sur la figure 4.10, les TEEY, SEEY, EBEEY et IBEEY de l’argent sous faisceau électronique incident monoénergétique et normal à la surface, donnés par ce modèle analytique ont été comparés aux valeurs données par le modèle Monte-Carlo OSMOSEE. Il peut ainsi être observé qu’il existe un bon accord entre ces deux modèles. Par ailleurs, contrairement au modèle Monte-Carlo, le temps de calcul de ce modèle est faible ce qui permet de l’introduire dans une modélisation particulière de plasma de propulseur à courant de Hall. Cependant, cette figure met en évidence une des principales limitations de ce modèle analytique d’émission électronique qui est son incapacité à modéliser les électrons rétrodiffusés inélastiques. En effet, le modèle OSMOSEE montre clairement que la population d’électrons rétrodiffusés inélastiques ne peut pas être négligée et peut représenter jusqu’à 35.8 % du TEEY à $E_0 = 55$ eV.

D’autre part, la forme des lobes de rétrodiffusion élastique données par le modèle SLAB (cf. Figure 4.8, p.119) peuvent être comparés aux résultats du modèle Monte-Carlo OSMOSEE (cf. Figure 4.9, p.120). On peut voir qu’il existe un bon accord entre les résultats de ces deux modèles ce qui renforce la pertinence du modèle SLAB pour décrire la rétrodiffusion élastique dans cette étude.

4.2.4. Rendement en énergie de l’interaction électron-paroi

Comme ce modèle détaillé d’émission électronique prend en compte les aspects énergétiques de l’émission électronique, il est possible de calculer le rendement en énergie de l’interaction électron-paroi à partir de celui-ci. Les valeurs de R_E calculées par le modèle ont plusieurs avantages sur celles données par les mesures expérimentales. Tout d’abord, le modèle permet d’avoir des valeurs de R_E à très basse énergie incidente (quelques eV) et à angle d’incidence rasant ce que ne permettent pas les mesures expérimentales. D’autre part, le modèle détaillé d’émission électronique permet d’obtenir des valeurs de R_E pour une très grande quantité d’énergies incidentes (E_0) et d’angles d’incidence (θ_0), et une grande variété de matériaux

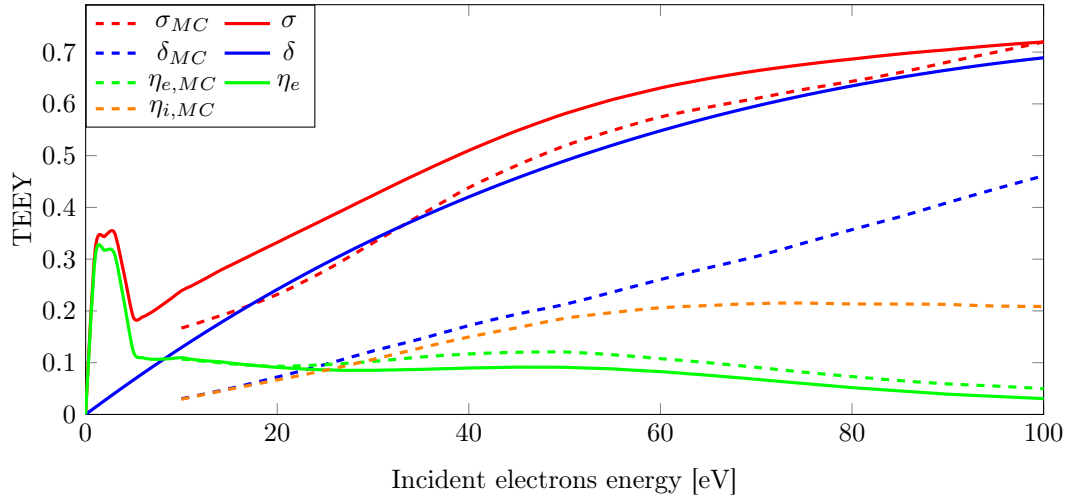


FIGURE 4.10. – Répartition de l'émission électronique totale entre émission électronique secondaire, rétrodiffusion élastique et rétrodiffusion inélastique. Comparaison entre les résultats du modèle détaillé d'émission électronique (lignes pleines) et du modèle Monte-Carlo OSMOSEE (lignes en pointillés).

impactés, en un temps très court (quelques minutes) alors qu'il faudrait plusieurs semaines de mesures expérimentales pour obtenir les mêmes résultats. Dans la suite de cette section, les données de R_E calculées par le modèle détaillé d'émission électronique sont analysés et comparés aux résultats expérimentaux disponibles.

Influence de l'angle d'incidence sur R_E

La figure 4.11, p.122, montre le rendement en énergie de l'interaction électron-paroi en fonction de l'énergie incidente (E_0) pour différentes valeurs d'angle d'incidence ($\theta_0 = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ et 80°). On peut clairement voir que R_E augmente avec l'angle d'incidence. Cela est logique étant donné que le SEEY et l'EBEEY augmentent tout deux avec l'angle d'incidence. D'après l'équation 4.10, p.111, R_E ne peut donc qu'augmenter avec θ_0 . Par ailleurs, il est intéressant de noter la proximité entre la forme de R_E et de l'EBEEY en fonction de l'énergie incidente. On peut donc estimer que l'EBEEY est le principal contributeur aux variations de R_E .

Influence du matériau de paroi sur R_E

Les valeurs de rendement en énergie de l'interaction électron-paroi données par le modèle détaillé d'émission électronique peuvent également être comparées aux données expérimentales. Sur la figure 4.12, p.122, les données expérimentales et théoriques de R_E sont données pour trois matériaux différents (argent, graphite et SiO_2).

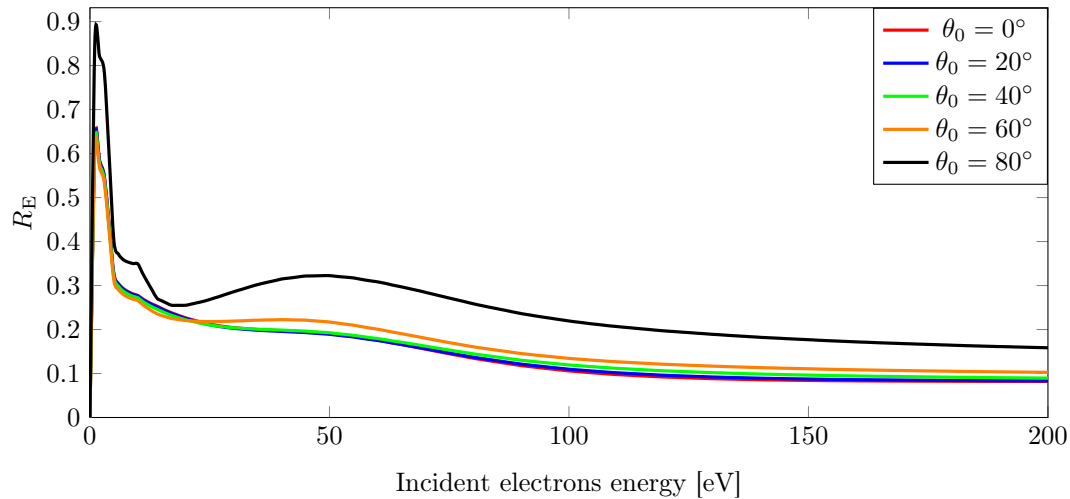


FIGURE 4.11. – Rendement en énergie de l'interaction plasma-paroi calculé d'après le modèle détaillé d'émission électronique sur une surface d'argent en fonction de l'énergie électronique incidente (E_0) pour cinq angles d'incidence différents

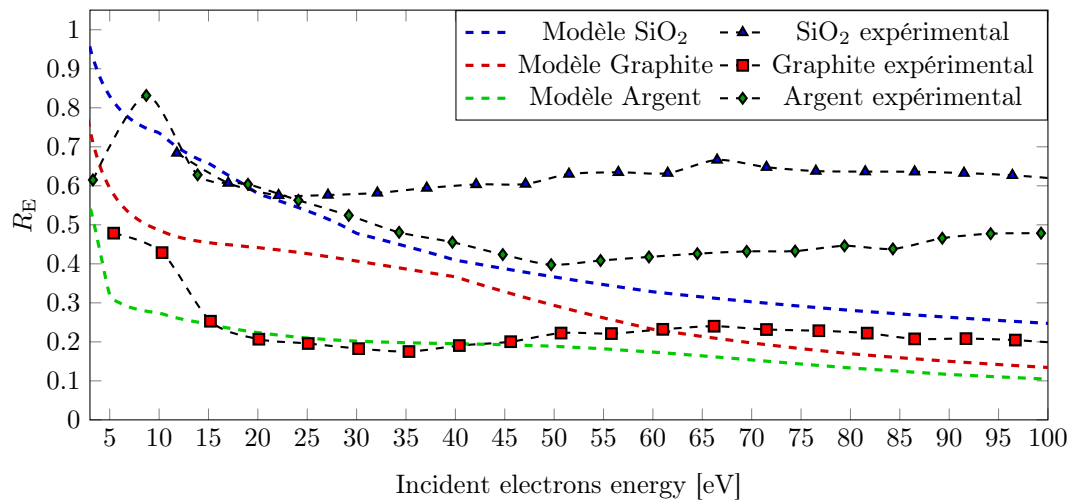


FIGURE 4.12. – Rendement en énergie de l'interaction électron-paroi pour trois matériaux différents

4.3. Conclusions et perspectives sur le modèle détaillé d'émission électronique

Dans ce chapitre, un modèle détaillé d'émission électronique a été développé et comparé aux données expérimentales et aux autres modèles utilisés dans les modélisations de propulseurs à courant de Hall. Ce modèle a montré plusieurs avantages pour les simulations de plasma de HT. Tout d'abord, et contrairement à de nombreux modèles utilisés jusqu'à présent, ce modèle ne décrit pas seulement le TEEY mais également la distribution énergétique et angulaire des électrons émis. Ce modèle doit permettre d'avoir une meilleure compréhension de l'impact de l'interaction plasma/paroi sur les performances des propulseurs à courant de Hall. De plus, comme ce modèle est fondé sur un ensemble de raisonnements physiques (contrairement à de

nombreux modèles utilisés dans les simulations PIC), il permettra une meilleure compréhension physique des phénomènes sous-tendant le comportement des plasmas de propulseur. Enfin, comme c'est un modèle analytique, son temps de calcul est fortement réduit. Ceci permettra d'obtenir une grande variété de résultats en un temps relativement court. De plus, il peut être noté que les perspectives de ce modèle d'émission électronique dépassent le cadre de la propulsion plasma. En effet, ce modèle pourrait également aider à simuler de manière plus précise le phénomène multipactor dans les guides d'onde de satellite [83], ou les phénomènes de hopping et de flash-over à la surface des satellites [84, 85].

Cependant, ce modèle d'émission électronique peut encore être perfectionné. En particulier, la prise en compte des électrons rétrodiffusés inélastiques est une problématique centrale puisque les résultats expérimentaux comme les modèles Monte-Carlo montrent que cette population d'électrons n'est pas négligeable. Par ailleurs, ce modèle ne prend pas en compte l'effet de différents paramètres physiques tels que la température de paroi, le flux d'électrons incidents à la paroi, l'état de surface de la paroi ou encore l'impact du champ électrique et magnétique sur l'émission électronique.

5. Modélisation Particle-In-Cell avec émission électronique à la paroi

Sommaire

5.1. Description du système modélisé	125
5.2. Théorie du modèle plasma	126
5.2.1. Bilan de matière aux frontières du système	126
5.2.2. Bilan d'énergie aux frontières du système	127
5.3. Principe de la modélisation Particle-In-Cell	129
5.3.1. Définition des macro-particules et poids statistiques	130
5.3.2. Résolution du déplacement des macro-particules dans le système: le module pusher	132
5.3.3. Calcul des densités d'ions et d'électrons dans chaque cellule	133
5.3.4. Calcul des températures d'ions et d'électrons dans chaque cellule	134
5.3.5. Résolution du potentiel et du champ électrique: module de Poisson	135
5.3.6. Gestion algorithmique de l'émission électronique dans le modèle PIC	136
5.4. Caractéristiques des modèles PIC	136
5.4.1. Modèle PIC 1D de plasma $\vec{E} \times \vec{B}$	136
5.4.2. Distinction entre zone d'ionisation et zone d'accélération	138
5.4.3. Modélisation de la zone d'accélération	139
5.4.4. Modélisation de la zone d'ionisation	143
5.5. Résultats des différentes simulations et analyses	150
5.5.1. Résultats du modèle PIC 1D de plasma $\vec{E} \times \vec{B}$	150
5.5.2. Résultats du code PIC 1.5D de la zone d'ionisation	158
5.5.3. Influence du modèle de distribution en énergie et de distribution angulaire des électrons émis	160
5.5.4. Saturation de charge d'espace: passage du modèle 1D au modèle 1.5D	166
5.6. Conclusions et perspectives sur les modèles PIC	166

Le chapitre 2 a montré les limites d'une représentation analytique d'un plasma de propulseur, en particulier son incapacité à représenter de manière physique ce type de plasma sans connaître précisément les fonctions de distribution des ions et des électrons. Dans ce chapitre, le principe de la modélisation Particle-In-Cell est présenté ainsi que les différents modèles implémentés au cours de cette thèse. Les résultats de ces différents modèles sont présentés ainsi que les conclusions qui peuvent en être extraites. Ce chapitre permet également de mettre en évidence les limitations des modèles PIC qu'il est nécessaire de considérer. On peut citer, parmi les contraintes des modèles PIC, le temps et la puissance de calcul nécessaires, l'apparition d'instabilités numériques à supprimer ou à corriger ou encore la difficulté à séparer la contribution de différents paramètres physiques et numériques aux résultats de la modélisation. La définition des conditions limites du système est enfin un problème majeur qui doit être traité de manière rigoureuse pour éviter les dérives numériques.

5.1. Description du système modélisé

Le système modélisé est une tranche du canal d'un propulseur à courant de Hall. Nous allons y décrire à la fois les ions et les électrons. Ces derniers seront repérés de manière

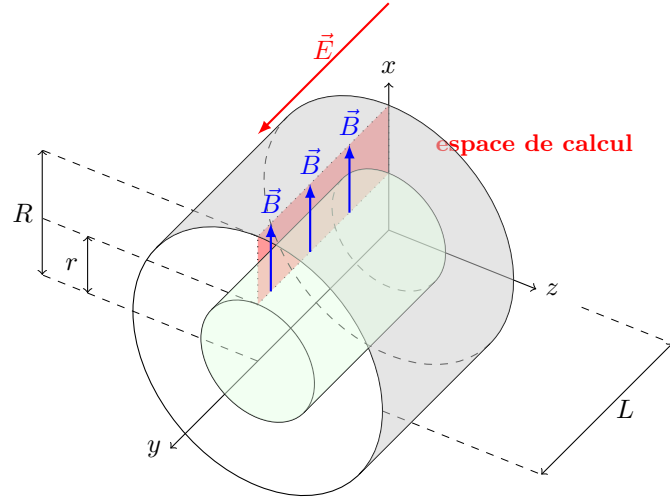


FIGURE 5.1. – Représentation du propulseur et de l'espace de calcul de la simulation PIC

tridimensionnelle, à la fois en position et en vitesse. Cependant, le maillage du système, nécessaire au calcul des densités de charge et au calcul du champ électrique induit, ne sera réalisé que selon la largeur du canal (cf. axe x sur la figure 5.1, p.126).

5.2. Théorie du modèle plasma

Avant d'étudier des cas de modélisation spécifiques aux HT, le cas général d'un plasma dans un champ $\vec{E} \times \vec{B}$ confiné entre deux parois avec émission électronique à la paroi est traité. Tout d'abord, différentes relations analytiques de bases, qui seront utilisées dans la suite de la modélisation, sont présentées. Dans un second temps, un modèle PIC de plasma dans un champ $\vec{E} \times \vec{B}$ avec émission électronique aux parois est présenté et ses résultats sont analysés. Cette première partie permet de mettre en évidence certaines caractéristiques d'un plasma $\vec{E} \times \vec{B}$ en présence d'émission électronique.

5.2.1. Bilan de matière aux frontières du système

Dans le cas général d'un plasma de HT dans un champ $\vec{E} \times \vec{B}$, plusieurs bilans de matières peuvent être réalisés sur les ions et les électrons.

Bilan sur les ions Tout d'abord, en régime permanent le flux d'ions peut être considéré comme constant dans le système. En effet, les simulations se font sur des durées beaucoup plus courtes que la fréquence du mode de respiration. Ce dernier peut donc être négligé dans ces simulations. Par conséquent le flux d'ions perdu aux parois du propulseur ($\Gamma_{i,w}$) et perdu vers la sortie du propulseur ($\Gamma_{i,c}$) s'équilibre avec le flux d'ions générés par ionisation ($\Gamma_{i,g}$) et le flux d'ions provenant de la zone anodique ($\Gamma_{i,a}$, cf. Figure 5.2b, p.127).

$$\Gamma_{i,a} + \Gamma_{i,g} = \Gamma_{i,w} + \Gamma_{i,c} \quad (5.1)$$

Bilan sur les électrons De même, les flux d'électrons perdu aux parois du propulseur ($\Gamma_{e,w}$) et vers la zone anodique ($\Gamma_{e,a}$) s'équilibrent avec les électrons issus de la zone cathodique ($\Gamma_{e,c}$) et les électrons générés par émission électronique ($\sigma\Gamma_{e,w}$).

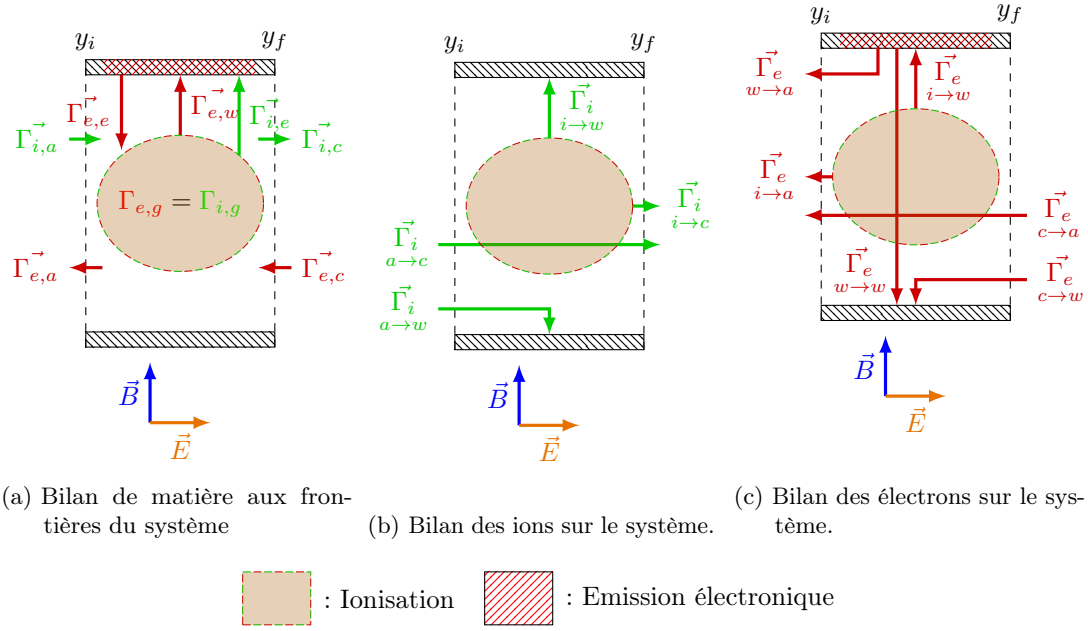


FIGURE 5.2. – Bilans sur le plasma.

$$\Gamma_{e,c} + \Gamma_{e,g} = \Gamma_{e,a} + \Gamma_{e,w}(1 - \sigma) \quad (5.2)$$

Bilan à la paroi En régime permanent, le courant électrique total (électrons et ions) à la paroi est nul, par conséquent, la somme du courant d'ion doit être égale à la somme du courant d'électrons (cf. Figure 5.13a, 144), soit:

$$\Gamma_{i,w} = (1 - \sigma)\Gamma_{e,w} \quad (5.3)$$

Bilan axial En régime permanent, il ne peut pas y avoir d'accumulation de charge sur l'ensemble du propulseur. Sur une section donnée du canal de propulseur, on doit donc avoir:

$$\Gamma_{e,c} + \Gamma_{i,c} = \Gamma_{e,a} + (1 - \sigma)\Gamma_{i,a} \quad (5.4)$$

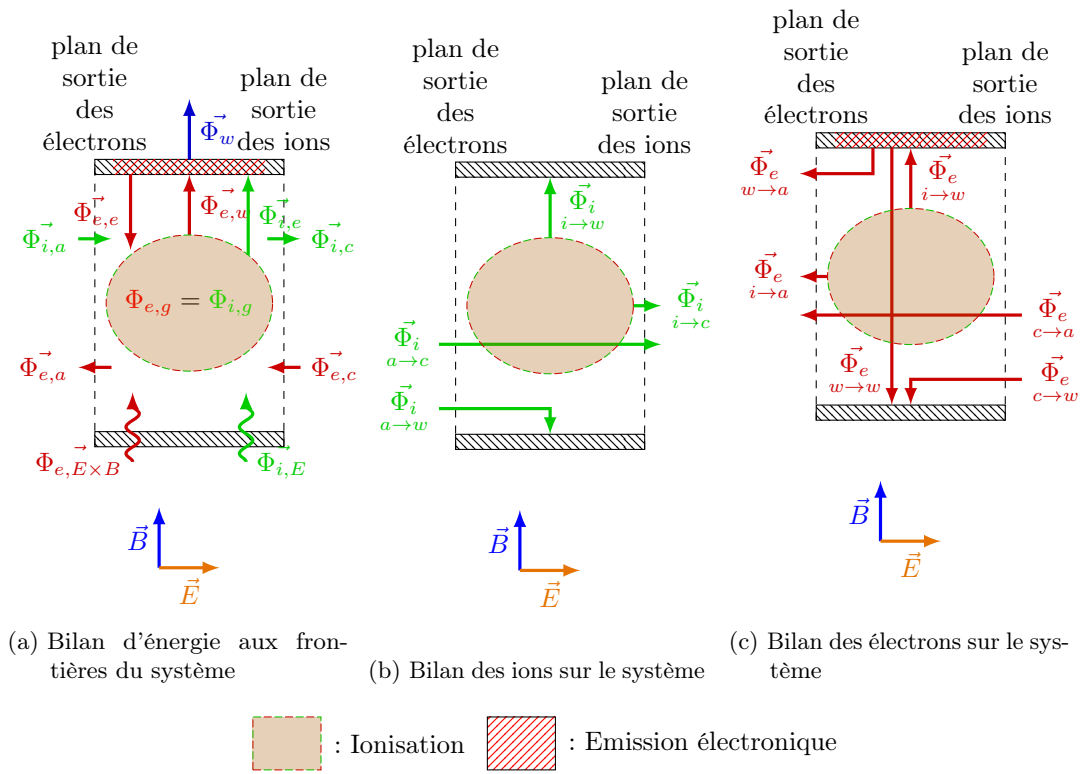
Il est intéressant de voir ici que le rendement en émission électronique total (σ) apparaît dans le bilan axial de charges. Il y a donc, une influence axiale de l'émission électronique aux parois du propulseur.

5.2.2. Bilan d'énergie aux frontières du système

De même, des bilans d'énergie peuvent être réalisés aux frontières du système modélisé. Cela permet d'avoir une idée des ordres de grandeurs des puissances mises en jeu.

Bilan d'énergie à la paroi Le flux de puissance transféré à la paroi du propulseur correspond au flux transféré par les ions et les électrons incidents à la paroi, moins le flux d'énergie ré-émis dans le plasma par les électrons émis à la paroi (cf. Figure 5.3a, p.128):

$$\Phi_{e,w}(1 - R_E) + \Phi_{i,w} = \Phi_w \quad (5.5)$$



(a) Bilan d'énergie aux frontières du système (b) Bilan des ions sur le système (c) Bilan des électrons sur le système

FIGURE 5.3. – Bilans sur le plasma

$$\Gamma_{e,w} (\langle E_{e,w} \rangle (1 - R_E) + \langle E_{i,w} \rangle (1 - \sigma)) = \Phi_w \quad (5.6)$$

Avec:

- R_E : Le rendement en énergie de l'interaction électron-paroi [\emptyset]
- $\Gamma_{e,w}$: Le flux de puissance des électrons incidents à la paroi [W m^{-2}]
- $\langle E_{e,w} \rangle$: L'énergie moyenne des électrons incidents à la paroi [J]
- $\langle E_{i,w} \rangle$: L'énergie moyenne des ions incidents à la paroi [J]
- σ : Le rendement en émission électronique totale [\emptyset]
- Φ_w : Le flux de puissance transmis à la paroi [W m^{-2}]

Il peut être noté qu'à la fois σ et R_E apparaissent dans l'équation 5.6. Il est donc clair que l'évaluation de l'émission électronique (soit par la modélisation, soit par la mesure expérimentale) est essentielle pour modéliser le bilan d'énergie à la paroi du propulseur.

Bilan d'énergie aux frontières du système Un bilan d'énergie global peut être déterminé sur l'ensemble du système modélisé. L'énergie apportée aux système provient des ions issus de la zone anodique ($\Phi_{i,a}$), des électrons issus de l'entrée du canal de propulseur ($\Phi_{e,c}$), de l'énergie transférée aux électrons par le champ $\vec{E} \times \vec{B}$ ($\Phi_{e,\vec{E} \times \vec{B}}$) et aux ions par le champ électrique ($\Phi_{i,\vec{E}}$) car ces derniers sont considérés comme non-magnétisés. D'autre part, l'énergie sortant du système correspond à l'énergie emportée par les ions émis vers l'entrée du canal ($\Phi_{i,c}$), de l'énergie emportée par les électrons vers la zone anodique ($\Phi_{e,a}$), de l'énergie perdue par les ions heurtant la paroi du propulseur ($\Phi_{i,w}$), de l'énergie perdue par les électrons heurtant les parois du propulseur moins l'énergie réémise par dans le plasma par émission électronique ($\Phi_{e,w}(1 - R_E)$) et de l'énergie perdue par ionisation des neutres (Φ_g).

$$\Phi_{i,a} + \Phi_{e,c} + \Phi_{i,\vec{E}} + \Phi_{e,\vec{E} \times \vec{B}} = \Phi_{i,c} + \Phi_{e,a} + \Phi_{i,w} + \Phi_{e,w}(1 - R_E) + \Phi_g \quad (5.7)$$

Flux d'énergie des ions en transit En régime permanent, un flux d'ions transite entre le plan anodique et le plan cathodique (cf. $\Phi_{i,a \rightarrow c}$, Figure 5.3b, p.128). Le long de son transport, celui-ci va gagner de l'énergie en chutant dans le potentiel électrique axial. En supposant que l'énergie cinétique ainsi gagnée est prépondérante devant celle gagnée par une possible chute dans la gaine, on arrive à exprimer $\Phi_{i,a \rightarrow c}$ selon:

$$\Phi_{i,a \rightarrow c} = \Gamma_{i,a \rightarrow c} (\langle E_{i,a} \rangle + e \cdot E \cdot y_{\text{long}}) \quad (5.8)$$

Flux d'énergie des ions générés vers la cathode Il est possible de calculer le flux d'énergie des ions générés dans le système et sortant à la cathode en faisant l'hypothèse que l'ionisation est homogène le long de \vec{y} dans le système et que l'énergie gagnée axialement est très supérieure à l'énergie gagnée en chutant dans la gaine (cf. $\Phi_{i,g \rightarrow c}$, Figure 5.3b, p.128).

On obtient ainsi la formule:

$$\Phi_{i,g \rightarrow c} = \Gamma_{i,g \rightarrow c} \left(\langle E_{i,g} \rangle + \frac{1}{2} e \cdot E \cdot y_{\text{long}} \right) \quad (5.9)$$

5.3. Principe de la modélisation Particle-In-Cell

La modélisation PIC a été fortement utilisée dans le cadre de la modélisation numérique des plasma car elle permet de s'affranchir de certaines hypothèses nécessaires au fonctionnement

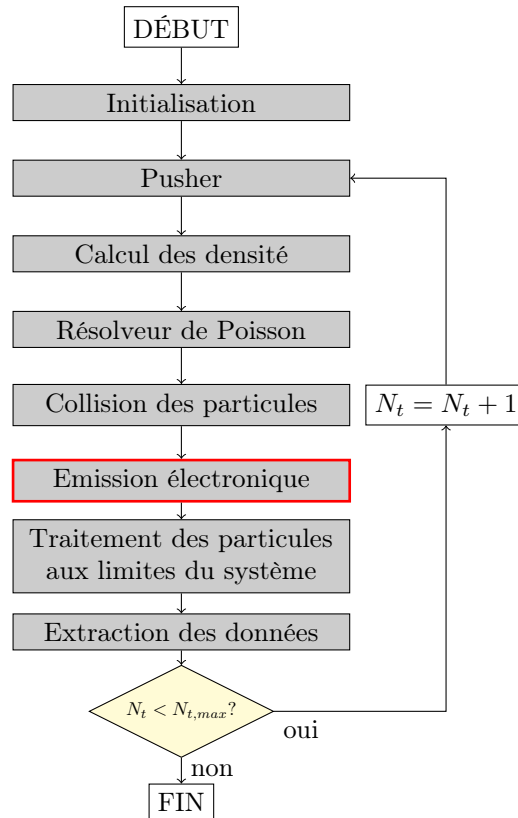


FIGURE 5.4. – Organigramme du programme PIC

des modèles fluides telles que la connaissance a priori de la fonction de distribution des électrons. En revanche elle nécessite un temps de calcul très important, même pour un modèle de dimension 1D. Aujourd'hui la modélisation PIC 3D d'un propulseur complet est hors de portée des plus puissants supercalculateurs au monde. Nous allons nous servir de ce type de modèle afin de mettre en évidence l'influence de l'émission électronique sur le comportement du plasma dans un modèle PIC 1.5D.

La simulation PIC consiste à approximer les fonctions de distributions des particules de manière discrète par des populations de particules virtuelles appelées macro-particules. La simulation d'un plasma par la méthode PIC se fait selon un cycle de quatre étapes (cf. Figure 5.5, p.131). Tout d'abord, le calcul des densités d'ions et d'électrons dans le système est réalisé à partir des positions des macro-particules sur la grille spatiale du système. Dans un second temps, le calcul du potentiel électrique et du champ électrique est réalisé par résolution de l'équation de Poisson sur la grille. Le déplacement des macro-particules est ensuite effectué par résolution de l'équation de Vlasov par une méthode Monte-Carlo. Dans le cas présent, cela est équivalent à appliquer le principe fondamental de la dynamique aux macro-particules avec la force de Lorentz comme seule force appliquée. L'apparition et la disparition aux limites du système est alors effectuée et les collisions entre particules (collisions élastiques et ionisation) sont simulées.

5.3.1. Définition des macro-particules et poids statistiques

Les modèles PIC sont limités par la puissance de calcul disponible sur supercalculateur et comme les densités de plasma simulées sont très élevées (de l'ordre de 10^{17} m^{-3}), il n'est

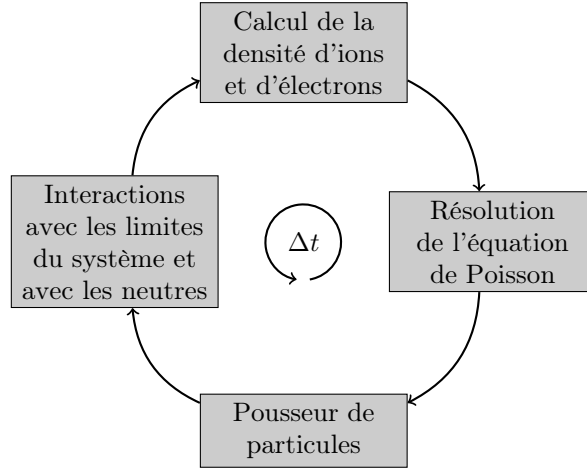


FIGURE 5.5. – Evolution du potentiel électrique au travers de la gaine

pas possible de simuler la totalité des ions et électrons. A la place, un nombre limité de particules appelées macro-particules sont simulées. Les macro-particules possèdent les mêmes caractéristiques physiques que les particules qu'elles représentent (masse et charge) mais représentent un nombre important de particules. Elles possèdent ainsi un poids statistique noté w (respectivement w_i et w_e).

Dans le cadre de cette thèse, toutes les simulations ont utilisé des poids statistiques constants et identiques pour toutes les espèces de particules. Ce dernier peut alors être défini comme le ratio du nombre de particules réelles présentes dans le système sur le nombre de macro-particules simulées. Il peut ainsi s'exprimer selon :

$$w = \frac{n_0}{N_0} \quad (5.10)$$

Avec :

w : Le poids statistique [∅]

n_0 : La densité initiale de particules dans le système [m^{-3}]

N_0 : Le nombre initial de macro-particules simulées [∅]

On arrive ainsi à conserver les grandeurs macroscopiques telles que la charge globale du système, les flux d'énergie, etc. tout en réduisant le temps de calcul. Cette méthode a cependant le désavantage de réduire la précision statistique de la modélisation. L'écart type approché d'une grandeur x est calculé selon la formule :

$$S_{n-1} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (5.11)$$

Avec n le nombre de macro-particules dans chaque cellule. La précision de la simulation dépend du facteur $\sqrt{\frac{1}{n-1}}$ pour une distribution donnée. Une valeur de $\sqrt{\frac{1}{n-1}}$ entre 3% et 5% est visée en début de simulation, soit autour de 500 macro-particules de chaque type par cellule.

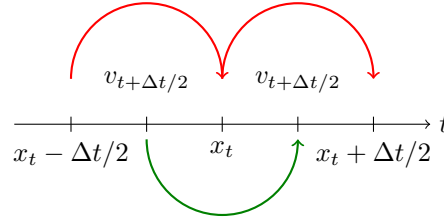


FIGURE 5.6. – Schéma Leapfrog du calcul des positions et des vitesses des macro-particules dans le code PIC [19].

5.3.2. Résolution du déplacement des macro-particules dans le système: le module pusher

Le déplacement des macro-particules dans le système est résolu selon le principe fondamental de la dynamique en prenant en compte la force de Lorentz:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (5.12)$$

Avec:

m : La masse de la particule considérée ($m = m_e = 9.1 \times 10^{-31}$ kg pour les électrons, $m = m(\text{Xe}) = 2.18 \times 10^{-25}$ kg pour les ions xénon) [kg]

\vec{v} : La vitesse de la particule considérée [m/s]

q : La charge de la particule considérée ($q = +e = 1.6 \times 10^{-19}$ C pour les ions Xe^+ , $q = -e = -1.6 \times 10^{-19}$ C pour les électrons) [C]

\vec{E} : Le champ électrique rencontré par la particule [V/m]

\vec{B} : Le champ magnétique rencontré par la particule [T]

Il nous faut donc discrétiser cette expression afin de l'implémenter dans le calcul. Plusieurs méthodes existent pour faire cela. Toutes ont en commun qu'elles s'appuient sur une représentation dite Leapfrog : la position \vec{x} des particules est résolue à chaque pas de temps t tandis que les vitesses sont calculées de manière intermédiaire à $t - \Delta t/2$ et $t + \Delta t/2$ (cf. Figure 5.6, p.132).

D'un point de vue numérique, la résolution du principe fondamental de la dynamique est réalisé par un module appelé le pusher. Ce dernier résout de manière discrète la position et la vitesse de la particule à l'instant $t + \Delta t$ en fonction de la position et de la vitesse de la particule à l'instant t et à la position $\vec{r} = (x, y, z)$.

Une résolution simple et explicite du principe fondamental de la dynamique revient à écrire:

$$\vec{v}_k^{i+1} = \vec{v}_k^i + \frac{q\Delta t}{m} \left(\vec{E}_k^i + \vec{v}_k^i \times \vec{B} \right) \quad (5.13)$$

Avec:

\vec{v}_k^i : La vitesse de la macro-particule k à l'instant i [m/s]

\vec{v}_k^{i+1} : La vitesse de la macro-particule k à l'instant $i + 1$ [m/s]

\vec{E}_k^i : Le champ électrique rencontré par la macro-particule k à l'instant i [V/m]

\vec{B} : Le champ magnétique rencontré par la macro-particule k (\vec{B} est constant sur l'ensemble du système) [T]

Δt : Le pas de temps entre l'instant i et $i + 1$ [s]

m : La masse de la macro-particule considérée [kg]

q : La charge de la macro-particule considérée [C]

Les positions des macro-particules à l'instant $i + 1$ sont alors obtenues selon:

$$\vec{x}_{i+1} = \vec{x}_{i+1} + \Delta t \cdot \vec{v}_i \quad (5.14)$$

Il est possible pour chaque particule de notre système de résoudre analytiquement sa trajectoire et il serait donc possible de donner le déplacement exact de chaque particule si le champ électromagnétique restait constant tout au long de la simulation. Cependant, comme le champ électrique varie temporellement et spatialement, des erreurs sont réalisées à chaque pas de temps et pour chaque franchissement de cellule. Or, même si les autres modèles font aussi des erreurs temporelles et spatiales, la résolution analytique ne conserve pas statistiquement la quantité d'énergie dans le système. En effet, cette méthode ne conserve pas l'énergie des particules. En effet, une erreur est faite sur chaque pas de temps et se cumule au fur et à mesure. Notre système devient donc très rapidement instable et n'est pas représentatif de la physique d'un plasma. Pour corriger cette dérive numérique, une méthode de discrétisation du principe fondamentale de la dynamique appelée méthode de Boris est utilisée [19].

La méthode de Boris consiste à séparer l'influence du champ électrique et magnétique sur les particules et à appliquer en trois étapes ces différentes influences. Tout d'abord, la moitié de l'impulsion électrique est appliquée à la particule. Puis la rotation de sa trajectoire induite par le champ magnétique est réalisée. Enfin, la deuxième moitié de l'impulsion électrique est appliquée à la particule. D'un point de vue pratique, deux vitesses intermédiaires \vec{v}^- et \vec{v}^+ sont définies selon:

$$\vec{v}_{t-\Delta t/2} = \vec{v}^- - \frac{q\vec{E}}{m} \frac{\Delta t}{2} \quad (5.15)$$

$$\vec{v}_{t+\Delta t/2} = \vec{v}^+ + \frac{q\vec{E}}{m} \frac{\Delta t}{2} \quad (5.16)$$

$$(5.17)$$

Ces deux vitesses représentent la vitesse de la particule après l'application de la première moitié de l'impulsion du champ électrique, avant (\vec{v}^-) et après (\vec{v}^+) la rotation par le champ magnétique. La valeur de \vec{v}^+ peut être déterminée à partir de celle de \vec{v}^- selon:

$$\frac{\vec{v}^+ - \vec{v}^-}{\Delta t} = \frac{q}{2m} (\vec{v}^+ + \vec{v}^-) \times \vec{B} \quad (5.18)$$

Cette méthode conserve statistiquement la quantité d'énergie dans le système, elle permet par ailleurs de réaliser le calcul sans avoir besoin de changer de base comme c'est le cas dans l'algorithme de Buneman.

Contrôle du module Pusher Afin de contrôler le Pusher, nous allons comparer un résultat analytique connu aux résultats donnés par le module Pusher. Prenons le cas d'une particule chargée de masse m et de charge q dans un champ électromagnétique constant $\vec{E} \times \vec{B}$. On peut calculer sa trajectoire grâce au principe fondamental de la dynamique newtonienne (cf. Annexe A.3.3, p.183).

5.3.3. Calcul des densités d'ions et d'électrons dans chaque cellule

Les densités d'ions et d'électrons dans la cellule i sont calculées en faisant la somme des macro-particules sur la cellule i pondérée par leur poids statistique:

$$n_{e,i} = \frac{\sum_{k=1}^{N_{e,i}} w_{e,k}}{V_i} \quad (5.19)$$

$$n_{i,i} = \frac{\sum_{k=1}^{N_{i,i}} w_{i,k}}{V_i} \quad (5.20)$$

Avec:

$n_{e,i}$: La densité d'électrons dans la cellule i [m^{-3}]

$n_{i,i}$: La densité d'ions dans la cellule i [m^{-3}]

$N_{e,i}$: Le nombre de macro-particule représentant les électrons dans la cellule i [\emptyset]

$N_{i,i}$: Le nombre de macro-particules représentant les ions dans la cellule i [\emptyset]

$w_{e,k}$: Le poids statistique relatif à la macro-particule k représentant un électron [m^{-3}]

$w_{i,k}$: Le poids statistique relatif à la macro-particule k représentant un ion [m^{-3}]

V_i : Le volume de la cellule i [m^3]

Comme le poids statistique est constant et unique pour toutes les macro-particules (w), ces expressions peuvent être simplifiées à:

$$n_{e,i} = N_{e,i} \cdot w \quad (5.21)$$

$$n_{i,i} = N_{i,i} \cdot w \quad (5.22)$$

Une fois les densités d'ions et d'électrons calculées, il reste à calculer le potentiel électrique et le champ électrique sur le système modélisé.

5.3.4. Calcul des températures d'ions et d'électrons dans chaque cellule

Les températures électroniques et ioniques dans chaque cellules sont calculées d'après la définition statistique de la température, soit:

$$T = \frac{m}{2e} (\langle v^2 \rangle_N - \langle v \rangle_N^2) \quad (5.23)$$

$$\langle v \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i \quad (5.24)$$

$$\langle v^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2 \quad (5.25)$$

Avec:

T : La température de la population de particules considérée [eV]

m : La masse des particules de la population considérée [kg]

e : La charge élémentaire ($e = 1.6 \times 10^{-19}$ C)

i : L'indice de la macro-particule considérée [\emptyset]

N : Le nombre total de macro-particules considérées [\emptyset]

Une température peut être définie selon x , y , z en remplaçant v par v_x , v_y ou v_z .

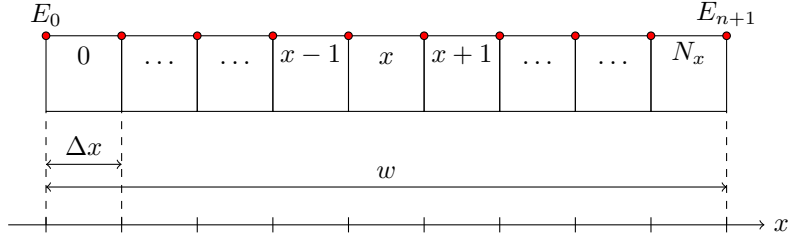


FIGURE 5.7. – Représentation de la grille de calcul

5.3.5. Résolution du potentiel et du champ électrique: module de Poisson

Dans un modèle PIC, les potentiels électriques sont calculés au centre de chaque cellule par résolution de l'équation de Poisson et le champ électrique est calculé sur les noeuds des cellules (cf. Figure 5.7, p. 135).

Résolveur de l'équation de Poisson Le résolveur de l'équation de Poisson devra permettre, à partir des densités de particules calculées dans chaque cellule, de déterminer le potentiel et le champ électrique interne dans chaque cellule. A partir du calcul des densités dans chaque cellule, le résolveur devra résoudre une forme approchée de l'équation de Poisson, soit:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (5.26)$$

De manière numérique, on peut approximer la dérivée seconde par:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \simeq \frac{\varphi(i+1) + \varphi(i-1) - 2\varphi(i)}{\Delta x^2} \quad (5.27)$$

On a donc :

$$\frac{\varphi(i+1) + \varphi(i-1) - 2\varphi(i)}{\Delta x^2} \simeq -\frac{\rho(i)}{\varepsilon_0} \quad (5.28)$$

Essayons maintenant d'avoir une représentation matricielle de ce problème, on a:

$$\frac{1}{\Delta x} \begin{bmatrix} -1 & 1 & & & & \\ 1 & -2 & 1 & & & \\ & & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & & 1 & -2 & 1 \\ & & & & 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varphi(1) \\ \vdots \\ \varphi(N_x) \end{bmatrix} = \frac{1}{\varepsilon_0} \begin{bmatrix} \rho(1) \\ \vdots \\ \rho(N_x) \end{bmatrix}$$

$$\Rightarrow A \cdot \Phi = P$$

Le calcul de $\varphi(x)$ se résume donc à l'inversion de la matrice A , avec:

$$A = \begin{bmatrix} -\frac{\varepsilon_0}{\Delta x} & \frac{\varepsilon_0}{\Delta x} & & & & \\ \frac{\varepsilon_0}{\Delta x} & -\frac{2\varepsilon_0}{\Delta x} & \frac{\varepsilon_0}{\Delta x} & & & \\ & & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & & \frac{\varepsilon_0}{\Delta x} & -\frac{2\varepsilon_0}{\Delta x} & \frac{\varepsilon_0}{\Delta x} \\ & & & & \frac{\varepsilon_0}{\Delta x} & -\frac{\varepsilon_0}{\Delta x} \end{bmatrix}$$

Et l'on a finalement:

$$\Phi = A^{-1} \cdot P \quad (5.29)$$

La résolution de ce problème est réalisée numériquement par l'algorithme de Thomas [19]. Par définition du potentiel électrique, le champ électrique peut alors être calculé dans le système selon:

$$\vec{E} = \vec{E}_y - \vec{\nabla}\varphi \quad (5.30)$$

Avec:

\vec{E} : Le champ électrique total [V/m]

\vec{E}_y : Le champ électrique axial imposé [V/m]

φ : Le potentiel électrique dans le système [V]

Conditions limites sur le potentiel électrique Dans le cas de notre simulation, on considérera que les deux parois du propulseur sont à la masse, soit:

$$\varphi_0 = \varphi_{N_x} = 0 \text{ V} \quad (5.31)$$

Cette condition limite sur le potentiel électrique a l'avantage d'être simple. Elle reste cependant discutable étant donné le caractère diélectrique des parois du propulseur. Une prise en compte plus physique du caractère diélectrique des parois fait ainsi partie des perspectives d'amélioration du modèle PIC.

5.3.6. Gestion algorithmique de l'émission électronique dans le modèle PIC

Quelque soit le modèle d'émission électronique choisi, ce dernier exprimera l'émission électronique sous la forme de rendement (δ, η_e, η_i) , soit des valeurs analytiques continues. Ces données ne peuvent être directement implémentées dans le modèle PIC qui ne peut traiter que des quantités discrètes d'électrons représentés par des macro-particules. Un algorithme de tirage de ces macro-particules a donc été créé pour traiter l'émission électronique de manière probabiliste (cf. figure 5.8, p.137). Il permet de tirer un nombre de macro-particules statistiquement représentatif des rendements δ, η_e, η_i . Cette représentativité statistique a été contrôlée par comparaison des rendements en émission effectivement appliqués au système aux rendements théoriques calculés en amont de cet algorithme. Il peut ainsi être observé, sur la figure 5.9, p.137, qu'il existe un bon accord entre les valeurs de rendements en émission théoriques calculés et les valeurs de rendement en émission obtenues par l'algorithme.

5.4. Caractéristiques des modèles PIC

Plusieurs modélisations PIC ont été développés au cours de cette thèse dont les spécificités sont décrites dans cette section.

5.4.1. Modèle PIC 1D de plasma $\vec{E} \times \vec{B}$

Un premier modèle PIC a été développé pour représenter le comportement radial d'un plasma de HT en présence d'émission électronique. Ce dernier, purement 1D, présente plusieurs avantages en terme de simplicité et de stabilité de simulation. Il a été employé pour vérifier la validité d'une modélisation PIC de plasma de propulseur avec émission électronique aux parois.

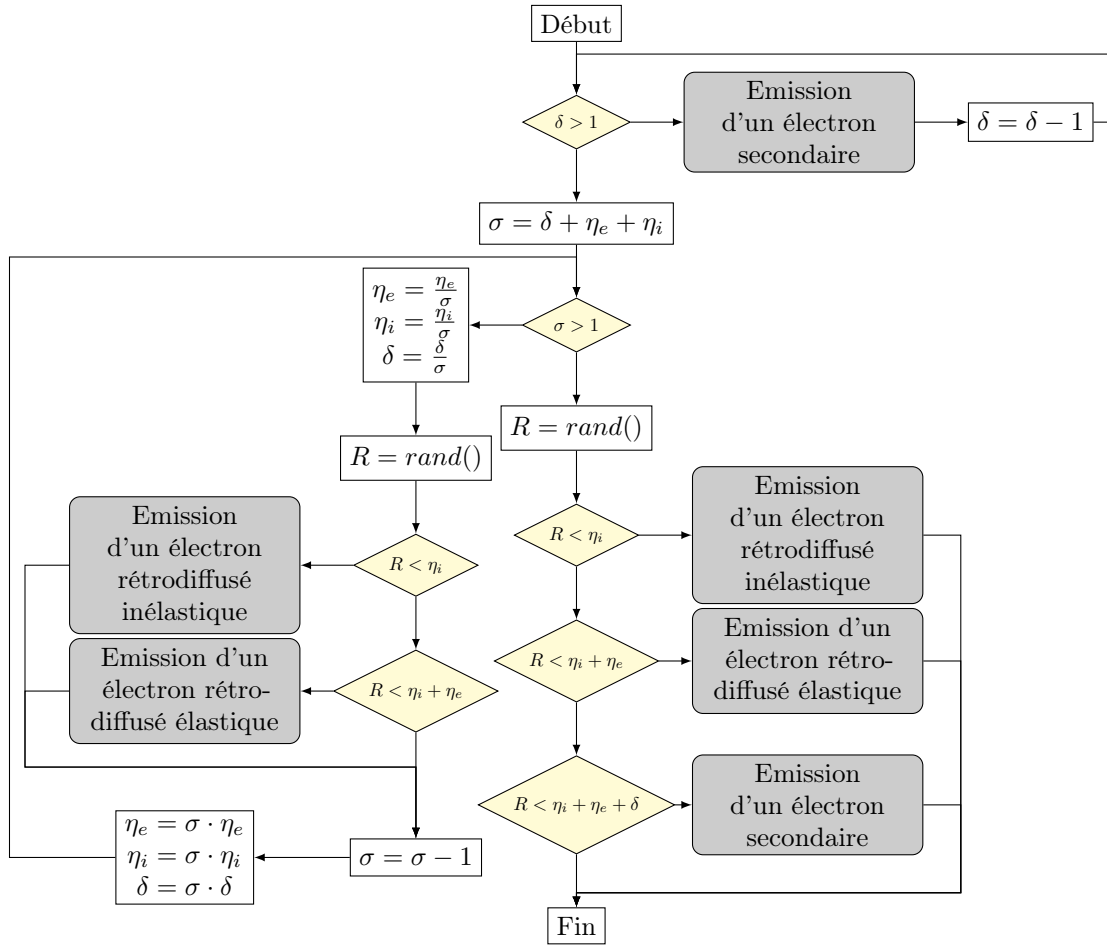


FIGURE 5.8. – Algorithme de tirage aléatoire des électrons émis.

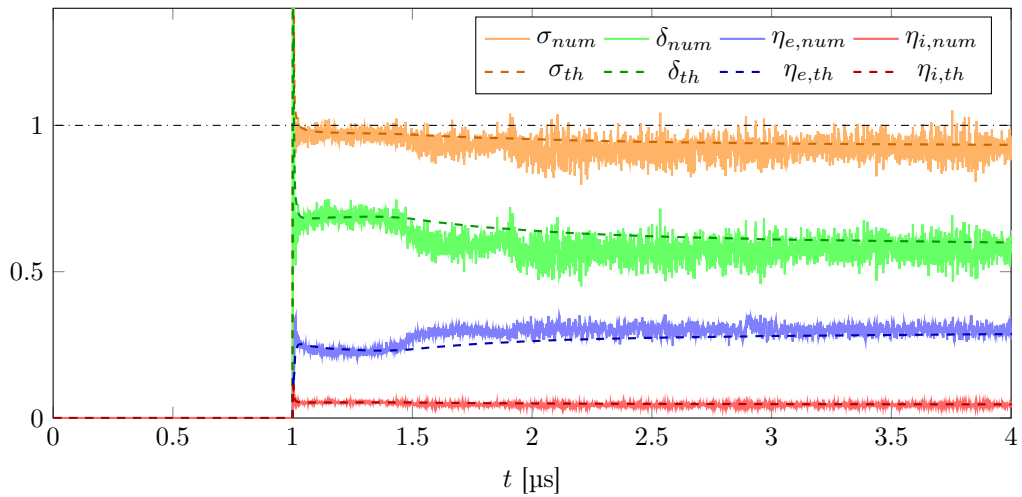


FIGURE 5.9. – Émission électronique effective au cours du temps.

Gestion de l'ionisation

Dans ce modèle, l'ionisation est décrite de manière simplifiée. Les neutres ne sont pas simulés, ni le phénomène d'ionisation en tant que tel. Une paire électron/ion est simplement réinjectée à chaque fois qu'un ion est perdu à la paroi. De cette façon, la quantité d'ions dans le système est à chaque instant maintenue égale à la quantité initiale ce qui a l'avantage de stabiliser la simulation. Par ailleurs, le terme d'ionisation électron/ion est réinjecté dans le système proportionnellement au profil radial de densité électronique ($n_e(x, t)$).

Limites du code PIC 1D

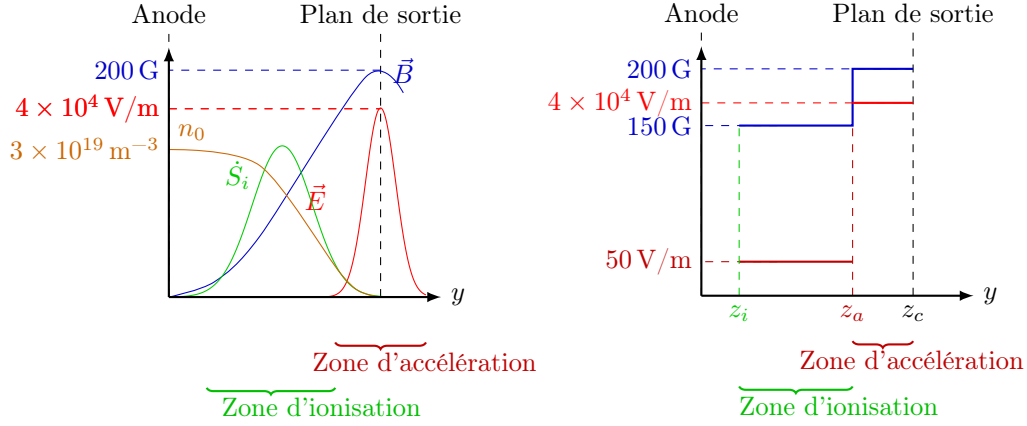
Le modèle PIC-1D présente différents avantages. D'une part c'est un modèle simple et très stable et il permet d'avoir une première idée de l'influence des parois en général et de l'émission électronique en particulier sur les fonctions de distribution des ions et des électrons. En revanche, comme ce modèle ne simule pas physiquement le phénomène d'ionisation (une paire électron-ion est réinjectée dans le plasma à chaque fois qu'un ion est perdu à la paroi, cf. 5.4.1, p.138), il n'est pas possible de connaître complètement l'influence de l'émission électronique et des parois sur l'ionisation. Par ailleurs, la direction axiale (y) n'étant pas considérée, le modèle 1D ne permet pas d'étudier le transport des ions et des électrons dans la direction axiale du propulseur. Or le transport des électrons dans le canal du propulseur et sa variation avec les matériaux de parois est un problème fondamental de la physique des propulseurs à courant de Hall qui ne peut être traité sans considérer, même de manière simple, la direction axiale du propulseur.

5.4.2. Distinction entre zone d'ionisation et zone d'accélération

Les mesures expérimentales et les modèles de plasma de propulseur présentent une forte variation axiale des caractéristiques du plasma. Afin de représenter ces variations, trois zones peuvent être définies le long de l'axe du propulseur: la zone anodique au fond du canal, suivie de la zone d'ionisation et enfin de la zone d'accélération près de la sortie du canal. Ces trois zones sont caractérisées par des propriétés physiques différentes. La zone anodique se caractérise par un champ électrique et un champ magnétique presque nuls et par une densité de neutres (n_a) proche ou égale à la densité injectée ($n_{a,0}$). La densité de plasma y est très faible. En aval de la zone anodique se situe la zone d'ionisation où les neutres sont ionisés en quasi-totalité: entre 95 % et 99 % des neutres y sont ionisés. L'énergie nécessaire à l'ionisation est apportée principalement par les électrons provenant de la zone d'accélération et, dans une moindre mesure par le champ électrique présent dans cette zone. Cependant, ce dernier est trop faible pour expliquer à lui tout seul l'ionisation de 95 % à 99 % des neutres. Enfin, proche de la sortie du canal se situe la zone d'accélération caractérisée par un champ électrique et magnétique intense et par une quantité négligeable de neutres. C'est essentiellement dans cette zone que les ions sont accélérés pour atteindre leur vitesse d'éjection. A l'inverse, les électrons issus de la cathode et s'engouffrant dans le canal gagne de l'énergie en remontant le potentiel électrique. Les électrons sortant de la zone d'accélération et entrant dans la zone d'ionisation ont ainsi acquis une vitesse suffisante pour permettre l'ionisation des neutres.

Afin de simuler le fonctionnement global du propulseur, la zone d'accélération et la zone d'ionisation sont modélisées séparément. Cependant, afin de simplifier le problème, plusieurs hypothèses ont été faites. Tout d'abord les champs électrique et magnétique ont été considérés constants sur les deux zones modélisées (cf. Figure 5.10, p.139). Par ailleurs, il est considéré que l'ionisation ne se produit que dans la zone d'ionisation et que le transport anormal des électrons n'est significatif que dans la zone d'accélération. En effet, dans la zone d'ionisation, en raison du champ magnétique plus faible et de l'importante densité de neutres les électrons peuvent être transportés au travers du champ magnétique par collision avec les neutres.

Ces modélisations ainsi que leur résultats sont présentés dans la suite de ce chapitre.



(a) Profils des différents paramètres définissant les zones du plasma de propulseur (b) Profil simplifié des différentes zones du plasma

FIGURE 5.10. – Profils des paramètres plasma le long du canal du propulseur et distinction des zones du canal

5.4.3. Modélisation de la zone d'accélération

Dans la zone d'accélération, l'ionisation est déjà intégralement réalisée. Les ions et les électrons ne font que transiter ou interagir avec les parois (cf. Figure 5.11a, p.140). Les conditions limites du système sont donc déterminées par les flux et fonctions de distribution en énergie des électrons et ions entrant dans le système, soit: le flux d'électrons entrant au plan cathodique (en z_c , noté $\Gamma_{e,c}$) et le flux d'ions entrant au démarrage de la zone d'accélération (en z_a , noté $\Gamma_{i,a}$). Tous les autres flux et fonctions de distributions doivent être déterminés par la simulation car ils peuvent dépendre de l'émission électronique. Dans un premier temps les amplitudes et fonctions de distributions de $\Gamma_{e,c}$ et $\Gamma_{i,a}$ vont être déterminées en se fondant sur plusieurs hypothèses. Puis dans un second temps, le traitement des conditions limites du système sera présenté. Ces dernières seront ensuite exprimées sous forme d'évènements afin de pouvoir les traiter par le modèle PIC.

Flux d'ions au plan anodique

Les ions issus du plan anodique proviennent tous de la zone d'ionisation. En supposant que l'ionisation est un processus fortement collisionnel (i.e. thermalisant), on peut approximer la fonction de distribution des ions à l'anode comme étant une demi-maxwellienne décalée [86] par le potentiel plasma de la zone d'ionisation.

$$f_{i,a}(T_{i,a}) = \left(\frac{m_i}{2\pi T_{i,a}} \right)^{3/2} v_y \exp \left(-\frac{m_i}{2eT_{i,a}} (v_x^2 + (v_y - v_{d,a})^2 + v_z^2) \right) \quad (5.32)$$

Par ailleurs il est possible d'exprimer le flux d'ions au plan anodique en connaissant le taux d'ionisation du propulseur (τ_i), la densité initiale de xénon ($n_{a,0}$):

$$\Gamma_{i,a} = n_{a,0} \cdot \tau_i \quad (5.33)$$

Flux d'électrons au plan cathodique

De même, il est nécessaire de déterminer les caractéristiques du flux d'électrons au plan cathodique. Cela nous est donné par l'utilisation de trois hypothèses: la nullité du champ

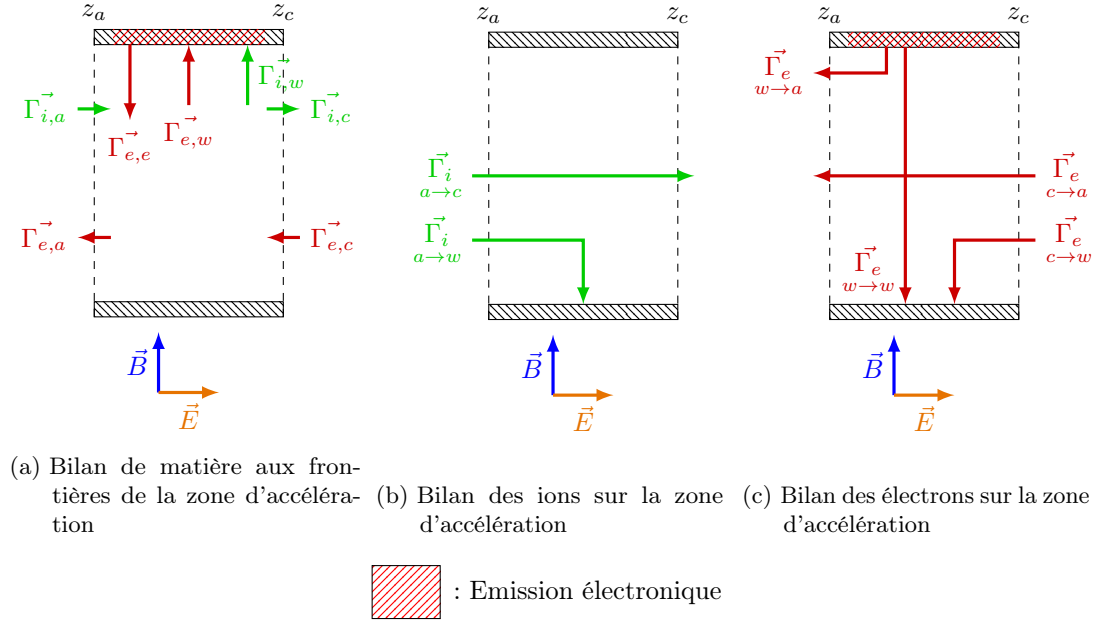


FIGURE 5.11. – Bilans de matière sur la zone d'accélération

électrique en sortie de canal, l'équation de conservation de charge axiale, la thermalisation des électrons par la cathode.

L'équation axiale de continuité de charges nous donne:

$$\Gamma_{e,c} = \Gamma_{i,a} + \Gamma_{e,a} - \Gamma_{i_a} \quad (5.34)$$

On suppose que les électrons sont émis par la cathode externe avec une température $T_{e,c}$ donnée ils sont ensuite accélérés vers le canal par le champ électrique initial obtenant ainsi une vitesse de dérive $v_{d,c}$:

$$f_{e,c}(T_{e,c}) = \left(\frac{m_e}{2\pi T_{e,c}} \right)^{3/2} v_y \exp \left(-\frac{m_e}{2eT_{e,c}} (v_x^2 + (v_y - v_{d,c})^2 + v_z^2) \right) \quad (5.35)$$

La vitesse de dérive des électrons au plan cathodique s'adapte pour permettre la neutralité du champ électrique en sortie de canal, soit:

$$n_{e,c} = n_{i,c} \Rightarrow \frac{\Gamma_{e,c}}{\langle v_{e,c} \rangle} = \frac{\Gamma_{i,c}}{\langle v_{i,c} \rangle} \Rightarrow \langle v_{e,c} \rangle = \sqrt{\frac{8\pi e T_{e,c}}{m_e}} + v_{d,c}$$

Traitement des conditions limites du système par évènements

Jusqu'à présent, les bilans d'espèces aux bornes du système ont été considérés de manière continue. Cependant, par son caractère discret, la simulation PIC ne peut pas traiter directement ce type de relations et chaque particule atteignant une limite du système ou générant un phénomène physique tel que l'ionisation ou l'émission électronique doit être décrite de manière discrète. On parle, dans ce cas, de description par évènement.

Par ailleurs, plusieurs instabilités et dérives numériques peuvent apparaître si la modélisation par évènement n'est pas bien conditionné. En particulier, la description par évènement doit éviter de générer des potentiels électriques numériques (i.e. de l'énergie), lié à la suppression ou au déplacement d'une charge sur la grille sans compensation de cette dernière.

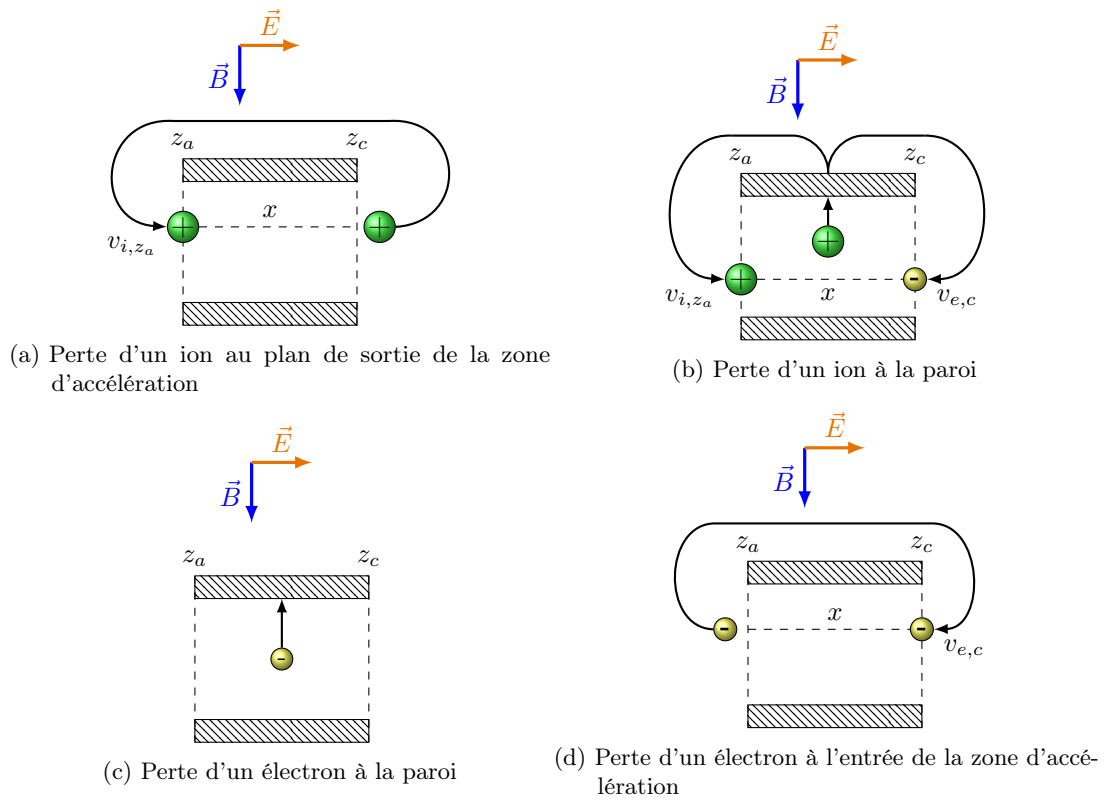


FIGURE 5.12. – Traitement par évènement des conditions au limites de la zone d'accélération

Perte d'un ion au plan cathodique Lorsqu'un ion est perdu à la sortie du canal (plan cathodique), ce dernier est réinjecté au plan d'entrée de la zone d'accélération. Cependant ce dernier est réinjecté avec une énergie plus faible tirée sur une distribution Lambertienne accélérée telle que décrite dans l'équation 5.32, p.139. L'ion réinjecté en z_a doit se trouver sur la même abscisse que l'ion perdu au plan de sortie afin de ne pas créer de potentiel numérique (cf. figure 5.12a, 141).

Perte d'un ion à la paroi Lorsqu'un ion est perdu à la paroi, une paire électron-ion est réintroduite aux extrémités du système sur la même abscisse (afin d'éviter la création d'un potentiel numérique) tirée aléatoirement sur la largeur du canal. La vitesse de l'ion est tirée sur la distribution telle que décrite à l'équation 5.32, p.139.

On peut voir que le traitement événementiel de la perte des ions dans le système permet de respecter l'équation de conservation du courant axial (cf. équation 5.34, p.140).

Perte d'un électron à la paroi Lorsqu'un électron est perdu à la paroi (cf. Figure 5.18c, p.149), ce dernier génère de l'émission électronique. Cette émission électronique est traitée de manière probabiliste par l'algorithme décrit sur la figure 5.8, p.137.

Perte d'un électron à l'anode Lorsqu'un électron est perdu à l'anode ce dernier est réinjecté à la cathode avec une énergie calculée selon la distribution des électrons 5.35, p.140 (cf. Figure 5.18f, p.149).

Détermination de la longueur de la zone d'accélération

Il est important de pouvoir définir les dimensions de notre système. Une des valeurs nécessaires est la longueur axiale y_{long} de la zone d'accélération, car elle va déterminer la vitesse des ions émis par le propulseur, leur distribution en vitesse ainsi que les pertes en énergie aux parois. Des mesures en caisson ont montré que les ions sont éjectés par le propulseur à une vitesse moyenne $\langle v_{i,c} \rangle$ de $= 17 \text{ km/s}$ et avec une faible dispersion en vitesse. Cette faible dispersion en vitesse montre que les ions ont été accélérés de manière très uniforme. Ceci montre que la zone d'ionisation et la zone d'accélération ne se chevauchent que de manière négligeable. Par ailleurs, en considérant que les ions issus de la zone d'ionisation arrivent avec une vitesse très faible (une énergie cinétique de quelques eV au maximum), on peut calculer la valeur du potentiel accélérateur selon:

$$e\Delta V_a = \frac{1}{2}m_i\langle v_{i,c} \rangle^2 \Rightarrow \Delta V_a = \frac{m_i\langle v_{i,c} \rangle^2}{2e} \quad (5.36)$$

Le potentiel accélérateur ainsi calculé vaut: $\Delta V_a = 197 \text{ V}$. Ceci montre donc que les deux tiers du potentiel de décharge ($U_D = 300 \text{ V}$) sert donc à l'accélération des ions. En faisant l'hypothèse d'un champ électrique axial constant, on peut donc en déduire que :

$$\Delta V_a = y_{long} \cdot E_{max} \quad (5.37)$$

En prenant $E_{max} = 4 \times 10^4 \text{ V/m}$, on obtient une longueur de zone d'accélération de 4.925 mm ce qui est en accord avec les estimations faites dans les simulations et au travers des résultats expérimentaux.

Validité du modèle

Il n'est pas possible, dans l'absolu, de valider un modèle puisque ce dernier est créé pour combler une lacune dans la compréhension du phénomène physique modélisé. Cependant, il est possible de donner plusieurs critères de validité fondés, d'une part, sur la compréhension actuelle de la physique du système modélisé, d'autre part, sur l'observation expérimentale. Ces

critères permettent de vérifier que le modèle n'est en contradiction, ni avec la logique, ni avec l'observation expérimentale. Les critères présentés ici sont: l'égalité entre courant cathodique et courant anodique, la conservation du flux de neutres et le bilan de puissance aux limites du système.

Égalité entre courant cathodique et courant anodique L'intégralité du courant émis par la cathode externe provient des électrons captés à l'anode. Le courant anodique permet ainsi de neutraliser le courant d'ions émis en sortie de canal (Γ_{i,z_c}) et d'assurer l'alimentation de la zone d'accélération en électrons par la cathode. Un test de validation de notre modèle consiste donc à vérifier que le courant d'électrons à l'anode est bien égal à la somme du courant d'ions en sortie de canal et d'électrons entrant dans le canal:

$$\Gamma_{e,a} = \Gamma_{e,z_c} + \Gamma_{i,z_c} \quad (5.38)$$

Conservation du flux de xénon et du taux d'ionisation Un flux d'atome de xénon constant est émis par les injecteurs à l'anode. Comme ce flux est constant, il est nécessaire de vérifier, que la somme du flux d'ions Xe^+ et du flux de neutres Xe est égal au flux de carburant injecté, soit:

$$\Gamma_{a,0} = \Gamma_a + \Gamma_i \quad (5.39)$$

Par, les mesures expérimentales montrent qu'entre 95 % et 99 % du Xénon est ionisé dans le propulseur. Il faut donc s'assurer que:

$$\Gamma_{i,z_a} = 95 \% - 99 \% \cdot \Gamma_{a,0} \quad (5.40)$$

5.4.4. Modélisation de la zone d'ionisation

La zone d'ionisation est caractérisée par un champ électrique faible (quelques centaines de V/m), un champ magnétique plus faible que dans la zone d'accélération mais toujours conséquent (de l'ordre de 150 G). Dans cette zone, la densité de neutres devient importante et participe de manière non-négligeable au transport axial des électrons. Il est par définition essentiel de modéliser le phénomène d'ionisation de manière précise et physique dans cette zone.

Limites du modèle pour la zone d'ionisation

De même que pour la zone d'accélération, le modèle PIC-1D est limité dans sa capacité à modéliser les variations axiales du plasma. Un des problèmes principaux est de modéliser le transport axial des électrons et des ions. En effet, les ions progressent dans la zone d'ionisation sous l'effet de deux contributions: le champ électrique géométrique résiduel et la chute de potentiel liée à l'expansion du plasma généré par ionisation des neutres. Comme le champ électrique résiduel est faible dans cette zone (quelques V/m), la chute de potentiel aux extrémités de la zone d'ionisation est la cause principale du transport des électrons vers la zone d'accélération. Or pour modéliser la chute axiale de potentiel, il faudrait résoudre axialement l'équation de Poisson (ce qui impliquerait un modèle PIC-2D). De même, le modèle PIC-1D n'est pas capable de rendre compte du transport axial des électrons dans la zone d'ionisation. D'une part, comme pour les ions, il n'est pas possible de modéliser la chute axiale du potentiel. D'autre part, le modèle ne permet pas de modéliser la turbulence plasma liée à l'instabilité de dérive électron-cyclotron.

En revanche, bien qu'il soit impossible de modéliser physiquement le transport axial des ions et des électrons dans la zone d'ionisation, le modèle permet d'évaluer la contribution de l'émission électronique à ce transport axial.

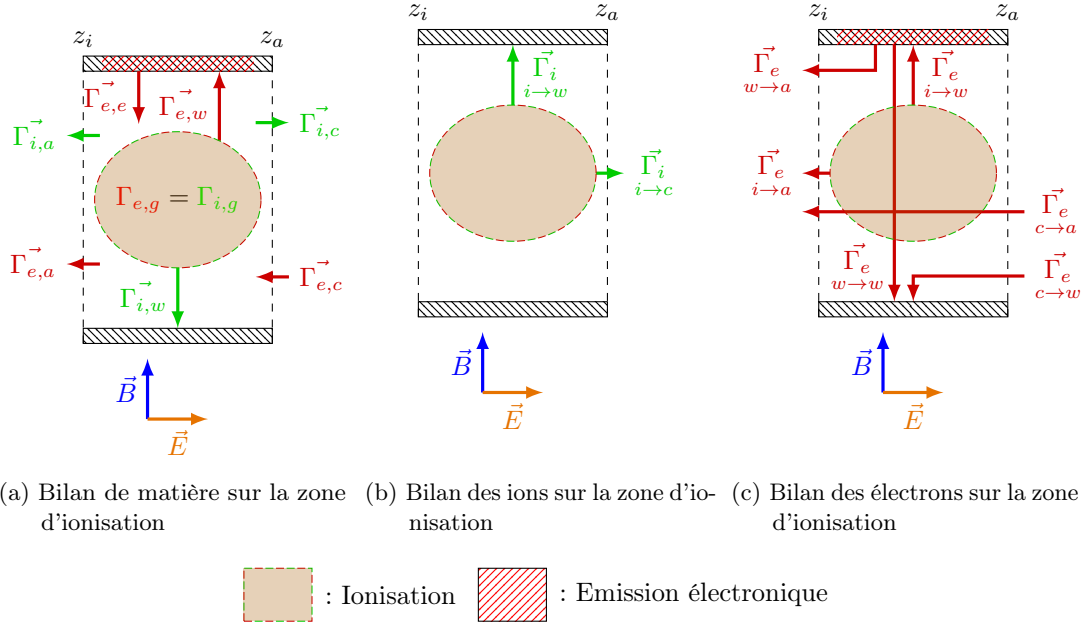


FIGURE 5.13. – Bilans sur le plasma dans la zone d'ionisation

Équilibrage des courants

Les bilans de courants d'ions et d'électrons dans ce système peuvent s'écrire selon cinq équations: l'équation de continuité des ions, l'équation de continuité des électrons, l'équation de continuité du courant axial, l'équation d'électro-neutralité des courants à la paroi et l'égalité entre la génération d'ions et d'électrons.

Bilan d'ions Dans la zone d'ionisation, les ions sont apportés dans le système par ionisation et sont perdus soit à la paroi, soit à l'entrée de la zone d'accélération (cf. Figure 5.13b, p.144) :

$$\Gamma_{i,g} = \Gamma_{i,w} + \Gamma_{i,z_a} \quad (5.41)$$

Comme un champ électrique faible est imposé dans la zone d'ionisation et que les ions sont générés avec une énergie cinétique quasi-nulle, il est considéré qu'aucun ion ne peut être perdu vers la zone anodique.

Bilan d'électrons Les électrons apparaissent dans la zone d'ionisation proviennent soit de la zone d'accélération (Γ_{e,z_a}), soit de l'ionisation ($\Gamma_{e,g}$), soit de l'émission électronique aux parois du propulseur ($\Gamma_{e,w}\sigma$). Les électrons disparaissent de la zone d'ionisation soit perdus à l'anode ($\Gamma_{e,a}$), soit perdus à la paroi ($\Gamma_{e,w}$). Le bilan d'électrons dans la zone d'ionisation peut donc s'exprimer selon:

$$\Gamma_{e,z_a} + \Gamma_{e,g} = \Gamma_{e,a} + \Gamma_{e,w}(1 - \sigma) \quad (5.42)$$

Electro-neutralité du courant axial En régime permanent, le courant axial de charges doit être nul pour respecter l'électro-neutralité du système, soit:

$$\Gamma_{e,a} = \Gamma_{i,z_a} + \Gamma_{e,z_a} \quad (5.43)$$

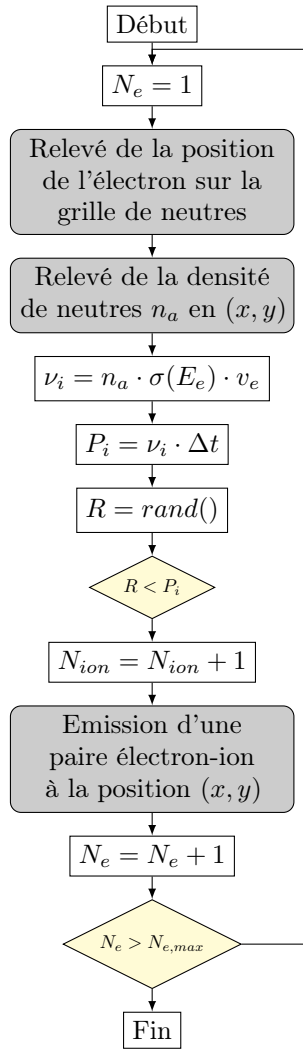


FIGURE 5.14. – Algorithme d’ionisation des neutres.

Electro-neutralité du courant à la paroi En régime permanent, le bilan de charges aux parois du propulseur doit être nul, soit:

$$\Gamma_{i,g} = \Gamma_{i,w} + \Gamma_{i,z_a} \quad (5.44)$$

Génération par ionisation Lors de l'ionisation, une paire électron-ion est créée:

$$\Gamma_{e,g} = \Gamma_{i,g} \quad (5.45)$$

Les variables Γ_{i,z_a} , $\Gamma_{e,a}$, $\Gamma_{i,w}$ et $\Gamma_{e,w}$ sont calculées par le système. Il nous reste donc à fixer $\Gamma_{e,g}$, $\Gamma_{i,g}$ et Γ_{e,z_a} . $\Gamma_{g,i} = \Gamma_{g,e}$ est déduit de l'équation 5.44:

$$\Gamma_{i,g} = \Gamma_{e,g} = \Gamma_{i,w} + \Gamma_{i,z_a} \quad (5.46)$$

Γ_{e,z_a} est déduit à partir de l'équation 5.43:

$$\Gamma_{e,z_a} = \Gamma_{e,a} - \Gamma_{i,z_a} \quad (5.47)$$

Modélisation de l'ionisation

L'ionisation est modélisée par une fréquence d'ionisation calculée selon:

$$\nu_{\text{ion}}(n_a, v_e) = n_a \cdot \sigma_{\text{ion}}(E_e) \cdot v_e \quad (5.48)$$

A chaque pas de temps Δt et pour chaque électron présent dans le système, on peut calculer sa probabilité d'ionisation selon:

$$P_{\text{ion}}(n_a, v_e) = \nu_{\text{ion}}(n_a, v_e) \Delta t \quad (5.49)$$

Un nombre aléatoire est alors tiré pour évalué si un atome neutre est ionisé ou non. L'ensemble du processus d'ionisation est résumé par l'organigramme sur la figure 5.14.

Gestion de la densité de neutres dans la zone d'ionisation

La densité de neutres dans le système varie en fonction du flux de neutres émis par l'anode et de l'ionisation. Dans le cas d'une simulation 1D, il est nécessaire de considérer une densité moyenne n_a homogène sur l'ensemble du système. Nous faisons l'hypothèse que notre système tend vers un état stationnaire. Par conséquent, n_a peut être considérée comme réaliste si le nombre d'évènements d'ionisation généré s'équilibre avec les pertes d'ions et d'électrons aux limites du système. Dans le cas de notre simulation, cela revient à obtenir une liste d'évènements d'ionisation de taille constante et proche de 0.

Pour cela, la densité de neutres dans le système est corrigée selon:

$$n_a(t + \Delta t) = n_a(t) \exp \left(-m \cdot \frac{\langle \Delta N_{\text{ion}} \rangle_N}{\Delta N_{\text{ion,seuil}}} \right) \quad (5.50)$$

Cette correction dynamique permet d'obtenir une densité de neutres, une quantité d'évènements d'ionisation et de macro-particules dans le système qui se stabilisent en quelques dixièmes de microsecondes (cf. Figure 5.15, p.147).

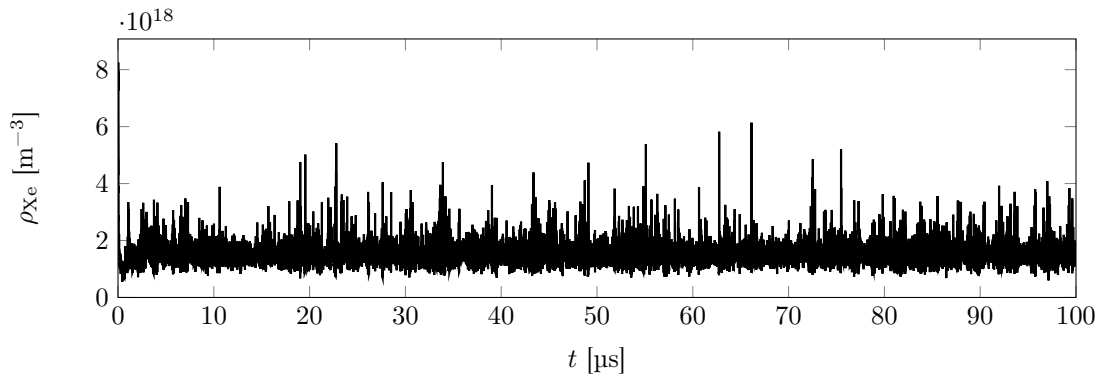


FIGURE 5.15. – Densité de xénon dans le système au cours de la simulation

Équilibrage des macro-particules entre les processeurs

Dans le cas d'une simulation de plasma de propulseur purement 1D et avec conservation nette du nombre d'ions (cf. 5.4.1, p.136), le nombre de macro-particules gérées par chaque processeur reste parfaitement fixe. Cependant, dans la modélisation 1.5D de la zone d'ionisation, le nombre d'ions et d'électrons gérés par un processeur peut ne pas rester fixe étant donné que leur génération par ionisation est un processus aléatoire et que la perte des électrons et des ions aux limites du système n'est pas contrôlable. Qui plus est, un déséquilibre entre le nombre de macro-particules géré par chaque processeur ne peut qu'aller en s'aggravant. En effet, comme la génération de macro-particules sur un processeur est proportionnelle au nombre d'électrons sur ce processeur (cf. 5.17, p.148), si un processeur gère moins d'électrons qu'un autre, il générera mécaniquement moins de paires électron-ion par ionisation et ne pourra donc pas rattraper son retard sur l'autre processeur.

Afin de compenser cela, les populations de macro-particules présentes dans le système et dans les listes d'ionisation sont redistribuées entre les différents processeurs lorsque la différence de population entre deux processeurs dépasse 0.1 % du nombre total de macro-particules simulées.

Traitement des conditions limites par événements

Le traitement événementiel des conditions limites est plus complexe pour la zone d'ionisation que pour la zone d'accélération car l'équilibrage des courants n'est pas synchrone. Afin d'éviter la génération de potentiels numérique il est nécessaire de considérer l'injection des ions et des électrons aux limites du système en fonction des pertes de ces mêmes espèces aux limites du système.

Ionisation d'un neutre L'ionisation d'un neutre est décrite en deux étapes. Les événements d'ionisation sont créés à chaque pas de temps et sont stockés dans les listes d'ions et d'électrons ionisés (cf. Figure 5.18e, p.149). Ces derniers sont ensuite réinjecter lorsqu'un ion est perdu à l'entrée de la zone d'accélération ou à la paroi (cf. Figure 5.18b, p.149). On s'assure ainsi que l'équation 5.44 est bien respectée ce qui permet de modéliser le plasma en gardant un nombre de macro-particules constant pour les ions.

Perte d'un ion à l'entrée de la zone d'accélération Lorsqu'un ion sort de la zone d'ionisation et entre dans la zone d'accélération, une paire électron-ion est retirée des listes d'événements d'ionisation et est injectée dans le système. Par ailleurs, ce dernier modifie également le nombre d'électrons à réinjecter en z_a . Par conséquent, il enlève un élément de la liste d'électrons à injecter en z_a (cf. Figure 5.18a, p.149).

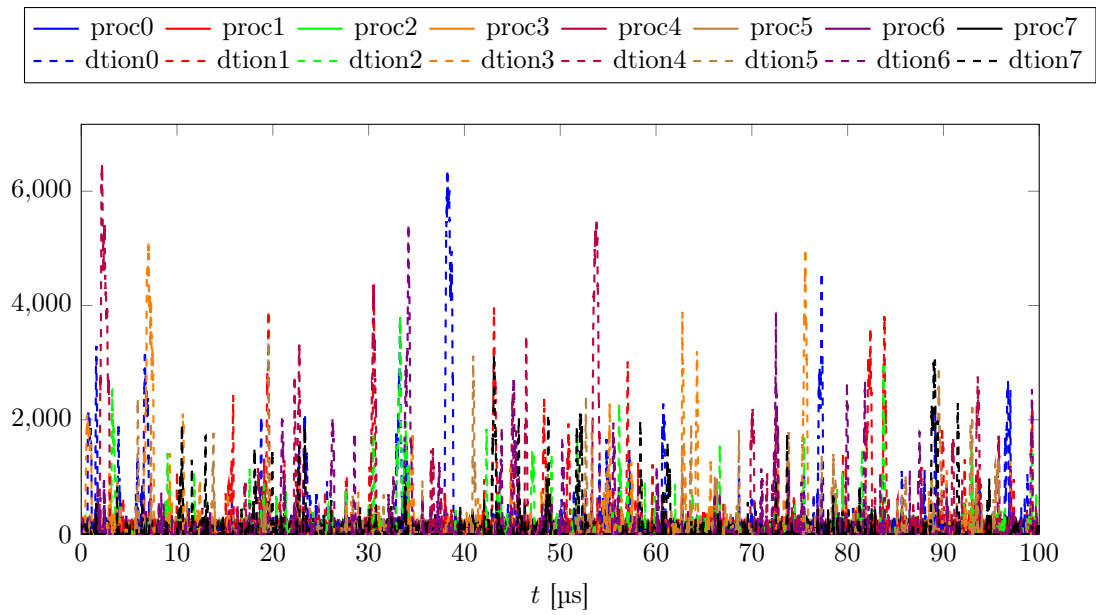


FIGURE 5.16. – Évolution des listes d'ionisation par processeur au cours du temps (noeud 0)

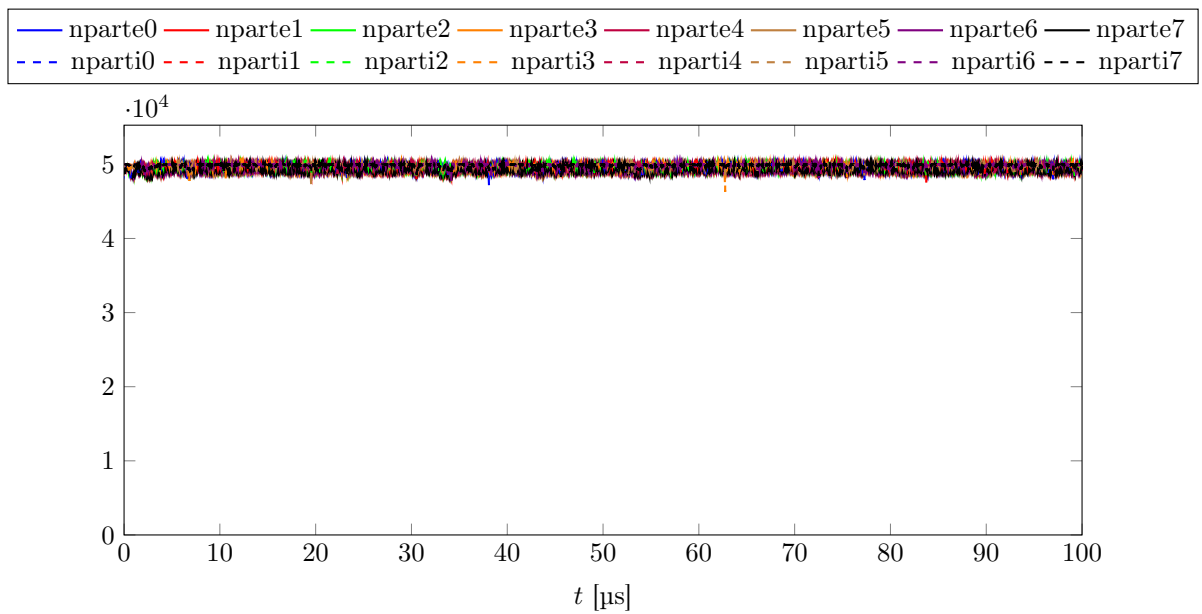


FIGURE 5.17. – Évolution des listes d'ions et d'électrons par processeur au cours du temps (noeud 0)

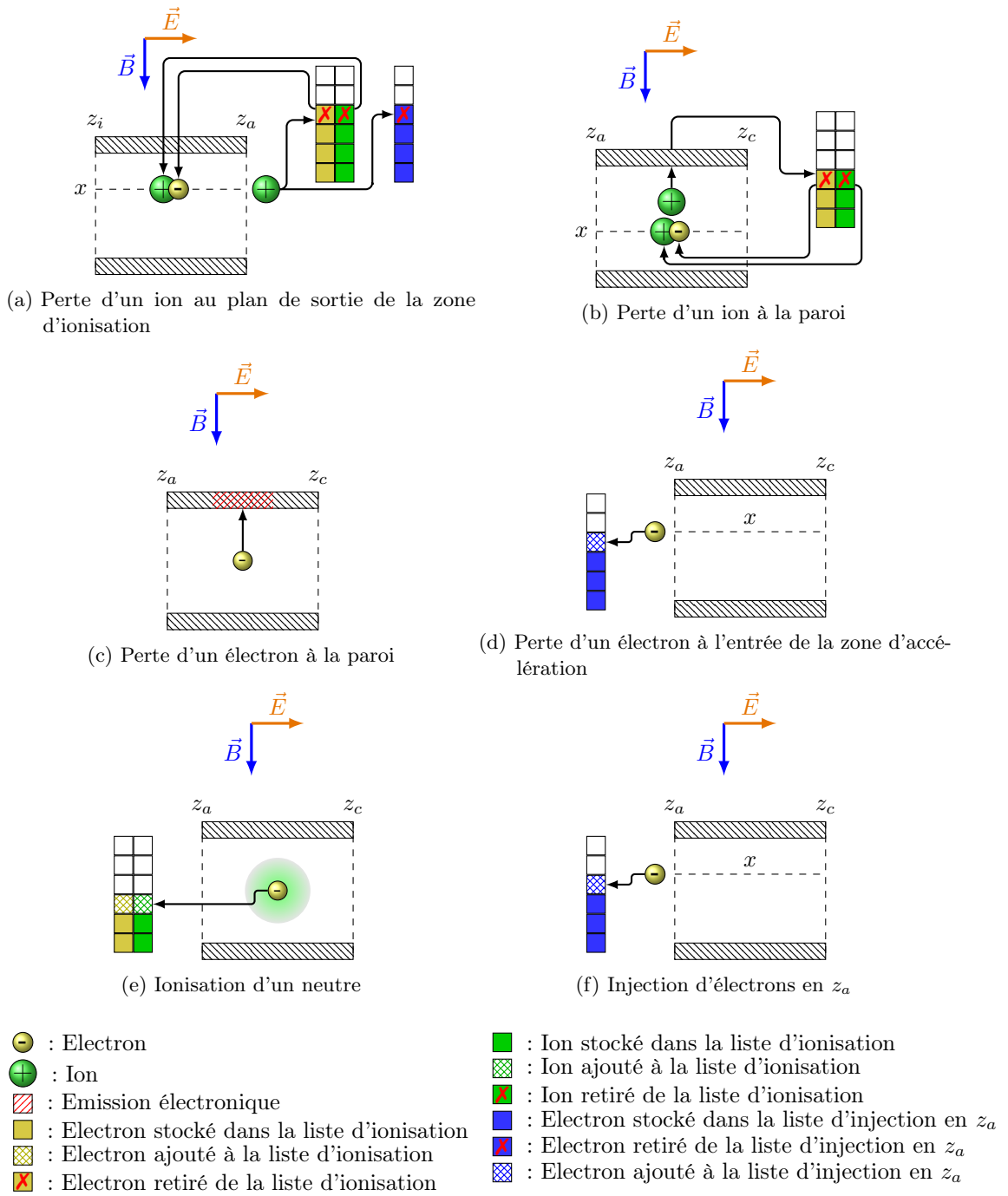


FIGURE 5.18. – Traitement par évènement des conditions au limites de la zone d'accélération

TABLE 5.1. – Paramètres de la simulation plasma sans émission électronique

Paramètre	Valeur
E_y	10 000 V/m
B_x	0.03 T
N_x	2000
T_e	2 eV
T_i	0.1 eV
n_0	$1.3 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
Zone d'ionisation	de 2.5 mm à 17.5 mm

Perte d'un ion à la paroi De même, lorsqu'un ion est perdu à la paroi une paire électron-ion est émise depuis les listes d'évènements d'ionisation (cf. figure 5.18b, 149).

Perte d'un électron à la paroi Lorsqu'un électron est perdu à la paroi, ce dernier déclenche la sous-routine d'émission électronique permettant d'évaluer quels électrons doivent être injectés dans le plasma par émission électronique, avec quelle énergie et dans quelle direction.

5.5. Résultats des différentes simulations et analyses

Dans cette section, les résultats du modèle PIC 1D, sans et avec émission électronique, et du modèle 1.5D de la zone d'ionisation sont présentés et analysés. Pour des raisons de temps, la simulation de la zone d'accélération n'a pas été réalisée. Il serait intéressant de réaliser ce travail à la suite de cette thèse.

5.5.1. Résultats du modèle PIC 1D de plasma $\vec{E} \times \vec{B}$

Résultats sans émission électronique

Cette simulation sert de point de référence et différentes grandeurs plasma caractéristiques peuvent y être retrouvées qui nous rendent confiants sur sa validité. Afin d'effectuer un étalonnage des différentes mesures, nous avons utilisé les mêmes paramètres de simulation que D.Sydorenko [12] et V.Croes [87] pour ces simulations avec et sans émission électronique. Les paramètres utilisés lors de cette simulation sans émission électronique aux parois sont résumés dans le tableau 5.1, p.150.

La figure 5.20, p.152, présente le potentiel électrique radial dans le plasma de propulseur après 20 μs de simulation dans une simulation sans émission électronique. On peut voir que ce dernier est particulièrement lissé bien qu'il soit présenté sans lissage. On peut donc dire que le plasma est particulièrement stable dans cette configuration. On peut par ailleurs repérer trois zones différentes dans ce plasma. Au centre se trouve la zone d'ionisation où le plasma est généré (entre 2.5 mm et 17.5 mm). De manière symétrique, sur 1.5 mm de part et d'autre de cette zone centrale se trouve la pré-gaine caractérisée par une diminution régulière du potentiel plasma. Enfin, entre la paroi et la pré-gaine, se trouve la gaine d'une largeur de 1.5 mm caractérisée par une diminution brutale du potentiel plasma. La figure 5.19, p.151, représente les densités d'ions et d'électrons après 20 μs de simulation sans émission électronique. On peut distinguer les zones caractéristiques d'un plasma : la zone d'ionisation, la pré-gaine et la gaine. Les figures 5.22, p.153 et 5.23, p.153 représentent respectivement les énergies et températures électroniques totales et selon les directions x , y et z pour une simulation PIC 1D sans émission électronique aux parois. Il peut être noté que la température et l'énergie des électrons selon x sont plus faibles que selon y et z . Cela est dû au transfert d'une partie de leur énergie cinétique aux ions au travers du champ électrique radial. En effet, la pression

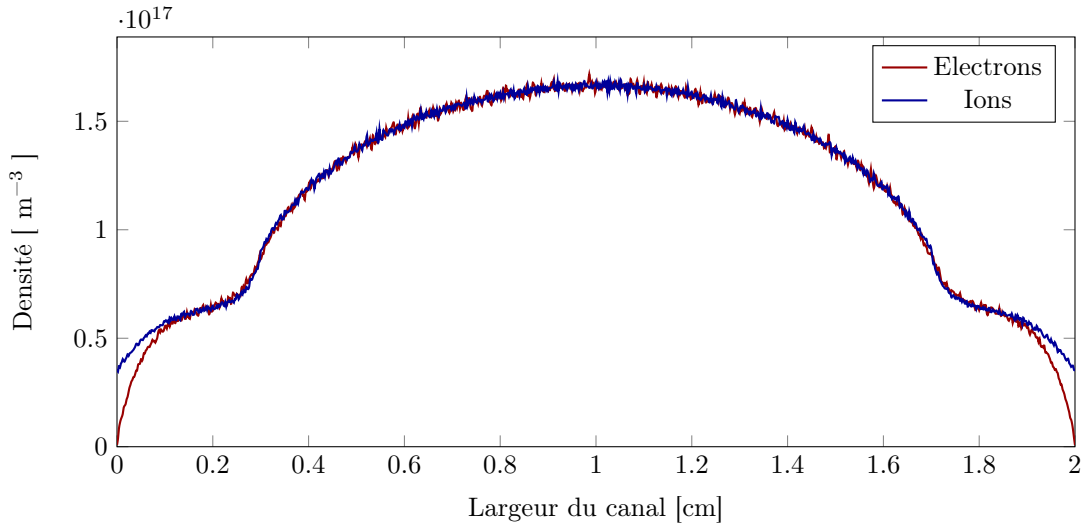


FIGURE 5.19. – Densités d’ions et d’électrons dans le canal à $t_f = 20 \mu\text{s}$.

électronique permet d’accélérer les ions vers les parois du propulseur. Cette énergie cinétique gagnée par les ions est ainsi perdue par les électrons. D’autre part, on pourra remarquer que, mis à part à proximité des parois, les énergies et températures électroniques sont presque constantes sur toute la largeur du canal.

Résultats avec émission électronique

Dans cette partie, nous allons étudier différents modèles d’émission électronique afin de montrer les apports du nouveau modèle (physique) rapport aux modèles précédents essentiellement fondés sur un recollement aux données expérimentales à l’aide de différents paramètres empiriques. Nous allons prendre comme référence le modèle utilisé par Sydorenko lors de sa thèse et de ses articles [12] ainsi que par Croes [87] à l’Ecole Polytechnique. Les cas choisis par ces derniers sont théoriques. Le code PIC utilisé ici sera appliqué à des données issues de retours d’expériences. Il sera donc possible de comparer les résultats de la modélisation à des données réelles. Par conséquent, il sera possible de contrôler le réalisme de notre modèle à l’échelle d’un propulseur.

Les paramètres retenus pour cette simulation plasma sont ceux définis dans le tableau 5.2, p.154.

La figure 5.24, p.155 montre les densités d’ions et d’électrons dans le canal après 20 μs de simulation. On peut remarquer sur cette figure que l’électro-neutralité du plasma est respectée à l’exception des gaines. Par ailleurs, on voit clairement se détacher la zone d’ionisation au centre du plasma ainsi que les pré-gaines à 1 mm de part et d’autre du plasma.

La figure 5.27, p.156, montre l’énergie moyenne totale, radiale, axiale et azimutale des électrons dans le canal après 50 μs de simulation. On peut remarquer ici que l’énergie azimutale est logiquement la plus forte car elle bénéficie de la contribution du champ électrique axial. L’énergie axiale est la seconde plus élevée bénéficie de l’énergie cinétique de dérive dans la direction $\vec{E} \times \vec{B}$ car elle bénéficie de la contribution du champ électrique axial. Elle est en revanche limitée par le confinement magnétique. Enfin l’énergie cinétique radiale est la plus faible car elle est perpendiculaire au champ électrique et parallèle au champ magnétique. Les électrons ne gagnent et ne perdent de l’énergie qu’en raison de la différence de potentiel entre la paroi et le potentiel plasma.

La Figure 5.26, p.156, donne les températures électroniques totale (T), radiale (T_x), axiale

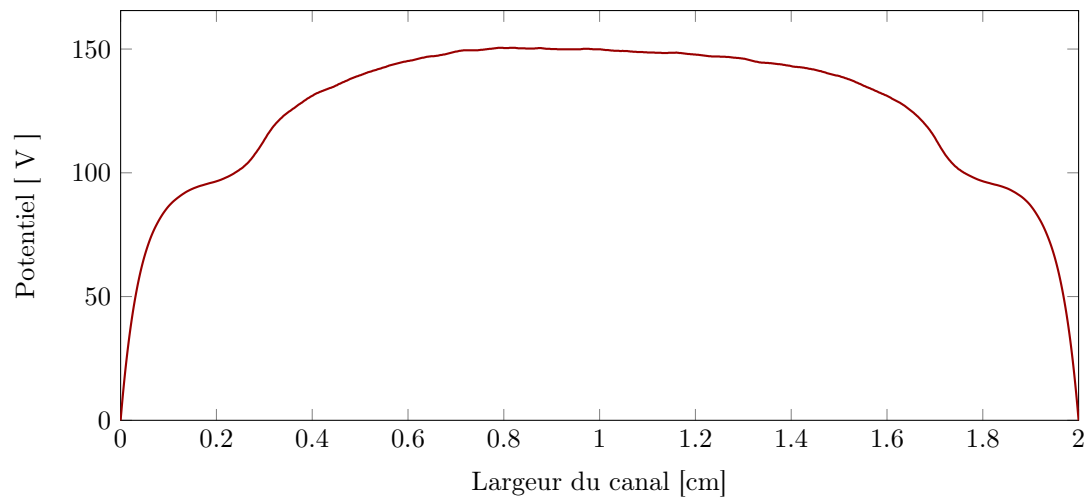


FIGURE 5.20. – Potentiel électrique dans le canal à en fin de simulation ($t_f = 20 \mu\text{s}$).

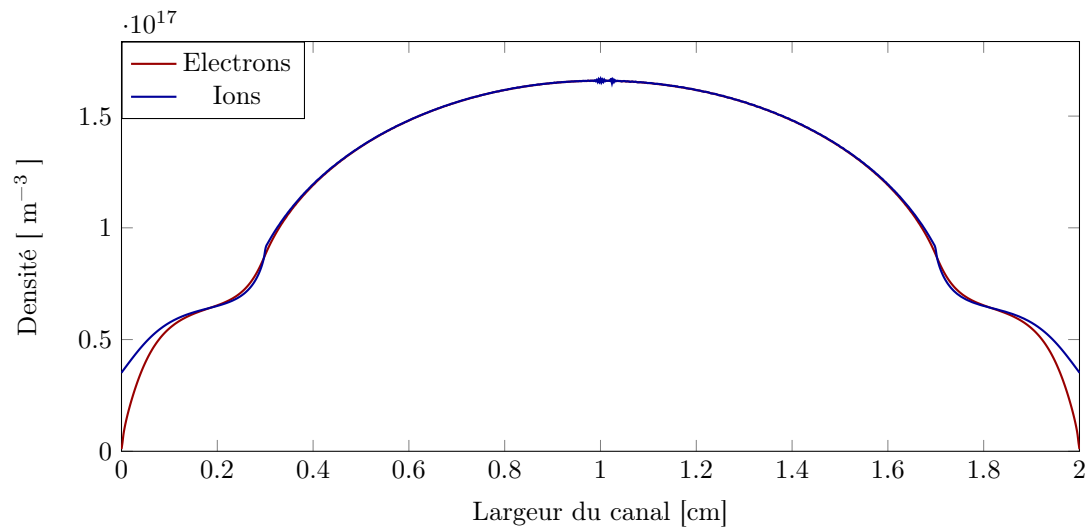


FIGURE 5.21. – Densités ionique et électroniques moyennées sur $0.1 \mu\text{s}$ dans le canal

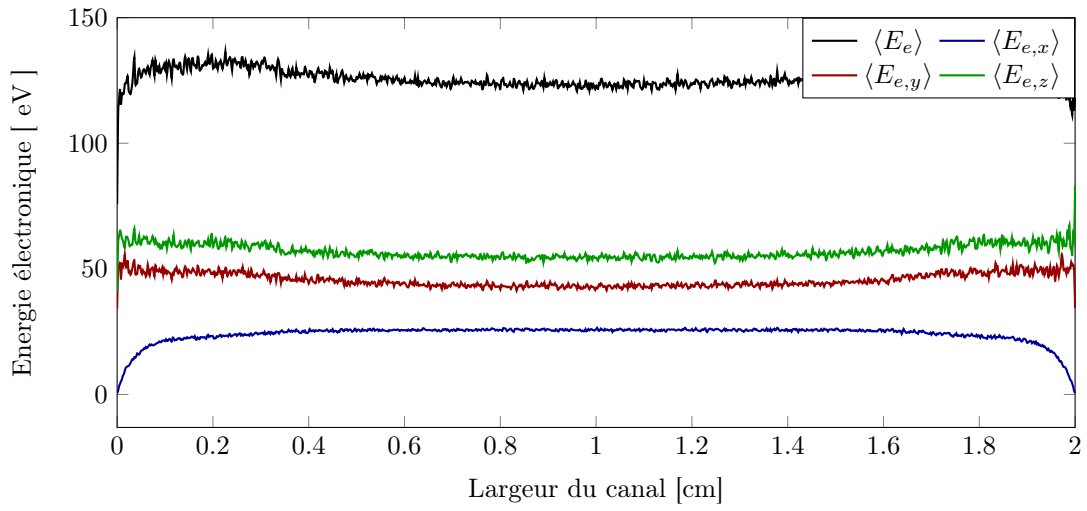


FIGURE 5.22. – Energie électronique moyenne totale, radiale, axiale et azimuthale

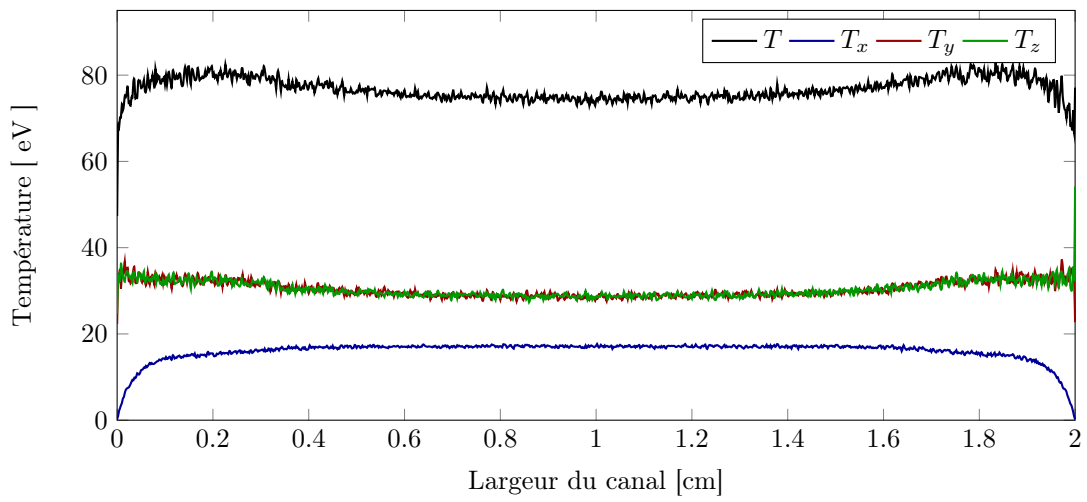


FIGURE 5.23. – Température électronique totale, radiale, axiale et azimuthale (plasma sans émission électronique)

TABLE 5.2. – Paramètres de la simulation plasma avec émission électronique

Paramètre	Valeur
E_y	10 000 V/m
B_x	0.03 T
N_x	2000
T_0	2 eV
n_0	$1.3 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
Modèle d'émission électronique	Modèle modifié de Sydorenko (cf.2.2.4, p.62)
δ_{max}	3
r_e	0.03
$E_{e,max}$	50
$\eta_{e,max}$	0.3
r_i	0.07

TABLE 5.3. – Paramètres de la simulation PIC 1D avec émission électronique, aux parois avec saturation de la gaine.

Paramètres	Valeurs
E_y	10 000 V/m
B_x	0.03 T
N_x	2000
T_0	2 eV
n_0	$1.3 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
Modèle d'émission électronique	Modèle modifié de Sydorenko (cf.2.2.4, p.62)
δ_{max}	3
r_e	0.03
$E_{e,max}$	10
$\eta_{e,max}$	0.55
r_i	0.07

(T_y) et azimutale (T_z) après 50 μs de simulation. On peut observer sur cette figure que les températures radiale et azimutale sont égales. Ceci montre un comportement isotrope du plasma dans le plan (O, \vec{x}, \vec{z}). En revanche, la température du plasma est beaucoup plus basse dans la direction radiale car les électrons de haute énergie sont perdus aux parois.

Résultats avec émission électronique : cas de l'inversion de la gaine

Dans le cas où l'émission électronique aux parois est suffisamment élevée (cf. Tableau 5.3, p.154 pour les paramètres de cette simulation), il est possible d'observer une inversion de la gaine plasma. Dans ce cas, la densité d'électrons proche de la paroi dépasse la densité d'ions (cf. Figure 5.28, p.157) ce qui provoque une augmentation du potentiel électrique proche de la paroi (cf. Figure 5.29, p.157), et donc une inversion du potentiel électrique dans cette zone. Ce phénomène a déjà été observé dans les modélisations PIC 1D de Sydorenko [12].

Résultats avec émission électronique: modèle de Barral pour différentes énergies E^*

Le modèle d'émission électronique de Barral a l'avantage d'être simple et ainsi de permettre de voir une influence claire des paramètres de ce modèle sur le comportement global du plasma de propulseur.

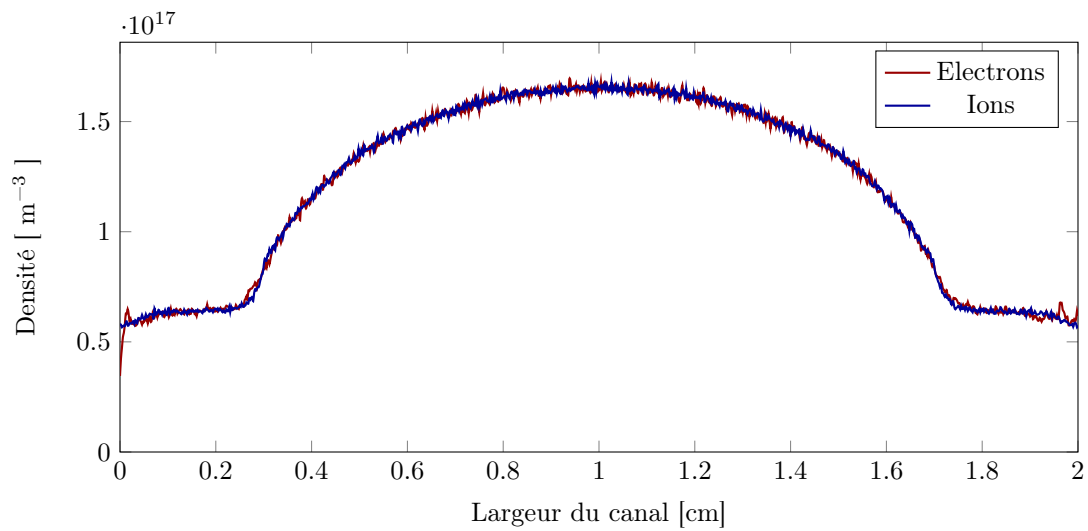


FIGURE 5.24. – Densités d’ions et d’électrons dans le canal en fin de simulation ($t_f = 20 \mu\text{s}$) pour une simulation PIC 1D avec émission électronique aux parois (modèle de Sydorenko).

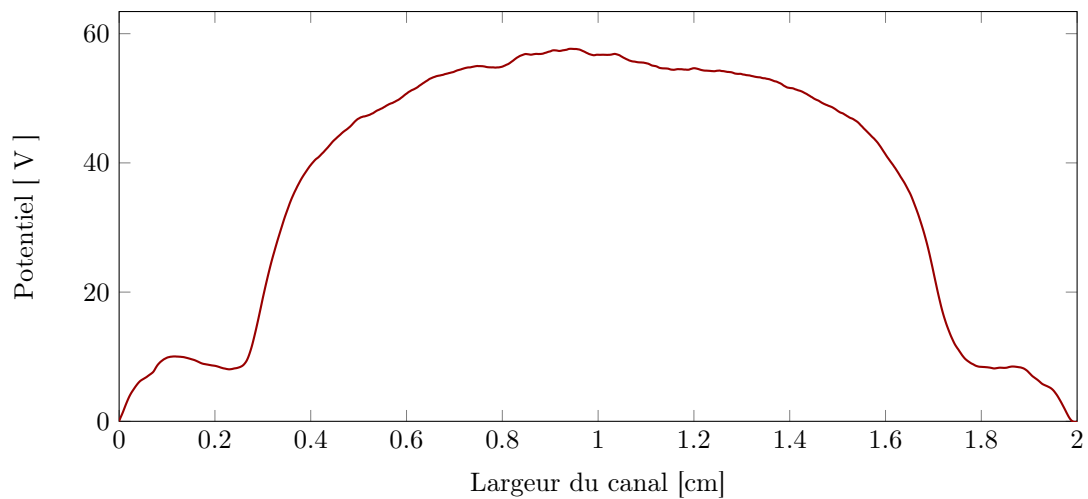


FIGURE 5.25. – Potentiel électrique dans le canal à $t_f = 20 \mu\text{s}$ pour une simulation PIC 1D avec émission électronique aux parois (modèle de Sydorenko).

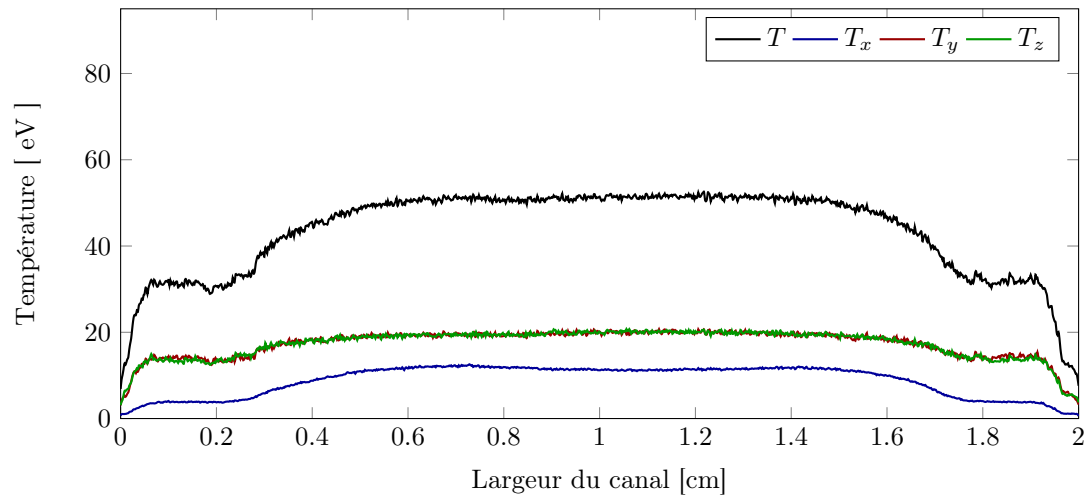


FIGURE 5.26. – Température électronique totale, radiale, axiale et azimuthale (plasma avec émission électronique d’après le modèle de Sydorenko).

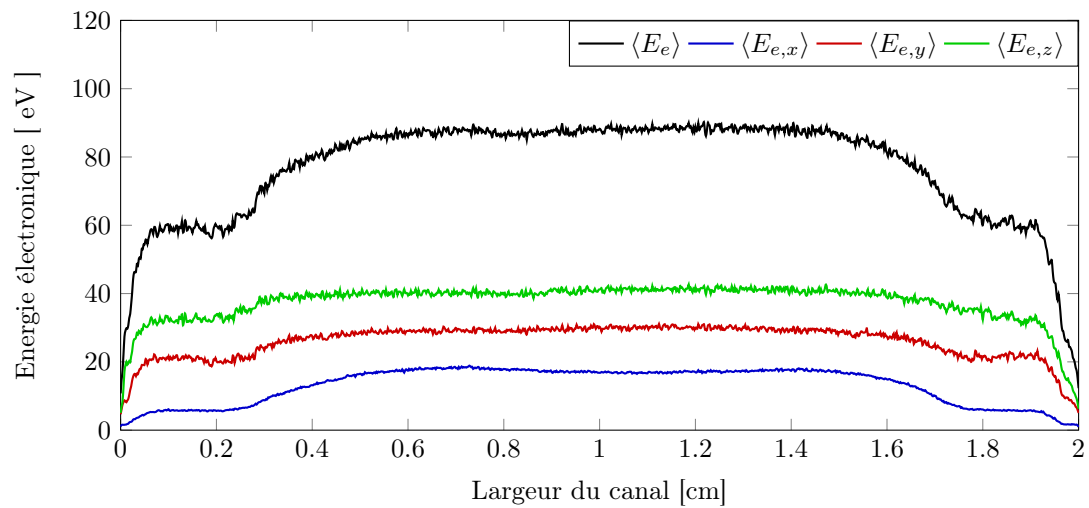


FIGURE 5.27. – Energie électronique moyenne totale, radiale, axiale et azimuthale (plasma avec émission électronique d’après le modèle de Sydorenko).

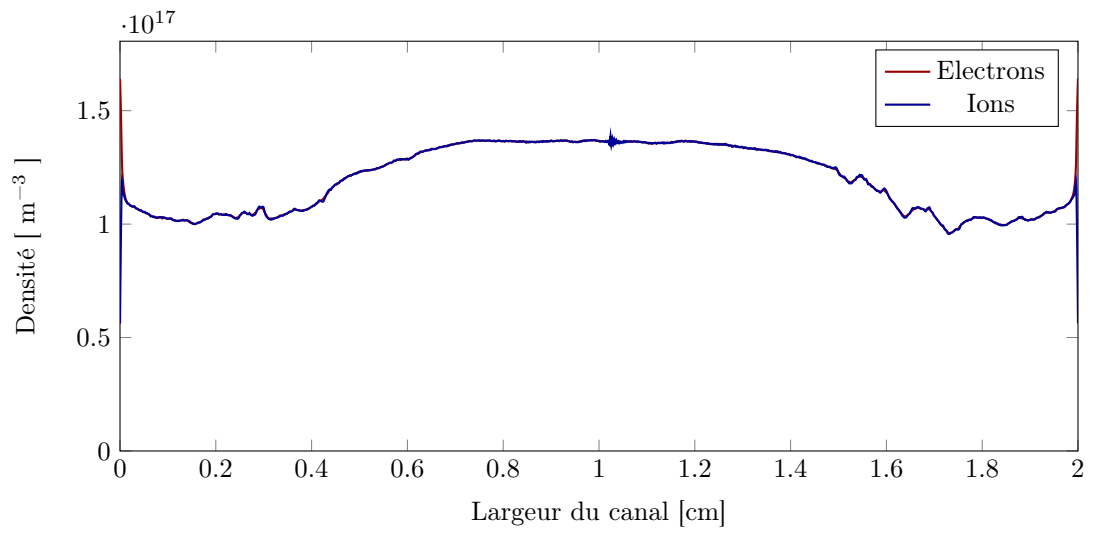


FIGURE 5.28. – Densités d’ions et d’électrons dans le canal en fin de simulation ($t_f = 20 \mu\text{s}$) dans le cas d’une saturation de la gaine plasma.

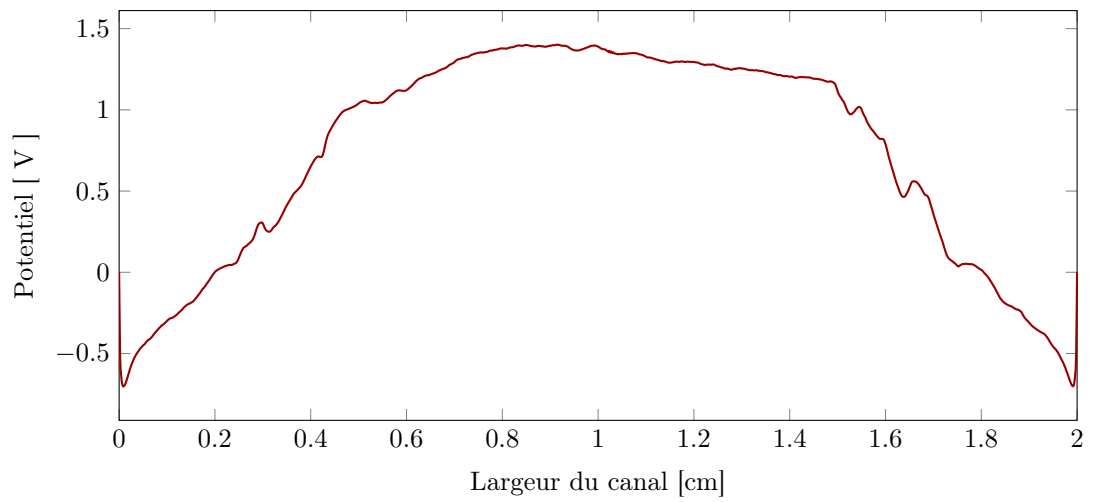


FIGURE 5.29. – Potentiel électrique dans le canal à $t_f = 20 \mu\text{s}$ dans le cas d’une saturation de la gaine plasma.

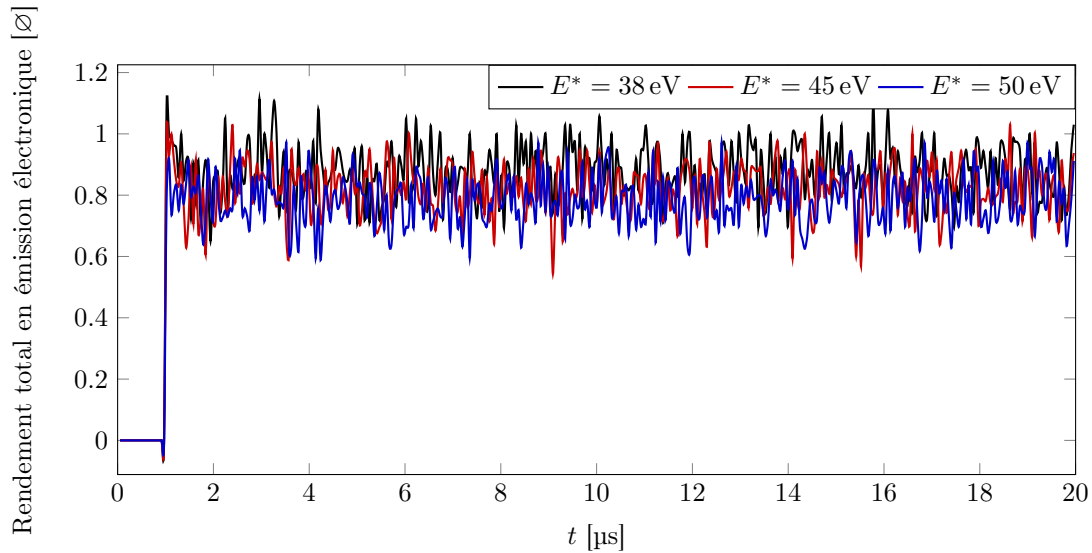


FIGURE 5.30. – Comparaison des rendements en émission électronique totale en fonction de E^* .

Il peut être observé sur la figure 5.30, p.158, que, quelque soit la valeur seuil E^* choisie, le plasma s'adapte pour garder toujours la même valeur de rendement électronique total, soit:

$$\sigma(E^* = 38 \text{ eV}) = \sigma(E^* = 45 \text{ eV}) = \sigma(E^* = 50 \text{ eV}) = 0.88$$

Par conséquent, il peut être noté que l'énergie moyenne des électrons incidents à la paroi augmente en passant de 28.4 eV à 29.4 eV de manière à maintenir $\sigma = 0.88$.

Synthèse sur les modélisations PIC 1D

Un grand nombre de simulations ont été réalisées avec le modèle PIC 1D. Les grandeurs moyennes des caractéristiques du plasma obtenues au cours de ces simulations sont résumées dans le tableau 5.4, p.159. Il peut être noté que la présence ou non de l'émission électronique aux parois du propulseur a un effet majeur sur les grandeurs moyennes du plasma de propulseur. Ainsi l'énergie électronique moyennée sur l'ensemble du système et sur 0.1 µs est diminuée de 30 % (simulation 2) à 70 % (simulation 6). De même, la température électronique moyenne diminue de 80 % entre la simulation 1 et la simulation 6. Un autre effet majeur de l'émission électronique est le très fort abaissement du potentiel électrique moyen qui passe ainsi de 70 V dans le cas sans émission électronique à quelques volts dans les cas avec émission électronique. Cependant, il peut être remarqué que le choix du modèle de rendement en émission électronique semble avoir une influence mineure sur les caractéristiques du plasma de propulseur.

5.5.2. Résultats du code PIC 1.5D de la zone d'ionisation

Dans cette section, les résultats du modèle PIC 1.5D de la zone d'ionisation sont présentés. Les paramètres de modélisation de cette simulation sont présentés dans le tableau 5.7, p.167.

La figure 5.31, p.159 montre les densités d'ions et d'électrons dans le canal en fin de simulation (à $t = t_f = 20 \mu\text{s}$). Par comparaison avec les résultats du modèle PIC 1D, on peut voir que les densités d'ions et d'électrons sont plus bruitées dans cette simulation. La forme globale du plasma est cependant similaire à celle du modèle PIC-1D. La figure 5.32, p.160 montre les densités d'ions et d'électrons moyennés sur 0.1 µs à la fin de la simulation. Cette figure montre

TABLE 5.4. – Synthèses des valeurs moyennes caractéristiques des simulations PIC 1D.

Simulation	Modèle d'émission électronique	$\langle E_e \rangle$	$\langle T_e \rangle$	$\langle V \rangle$	$\langle n_e \rangle$	$\langle n_i \rangle$
1	\emptyset	92.6 eV	54.1 eV	72.8 V	$1.19 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
2	Modèle de Sydorenko (SiO ₂)	67.9 eV	37.6 eV	34.5 V	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
3	Modèle de Barral ($E^* = 38 \text{ eV}$)	32.9 eV	14.3 eV	3.6 V	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
4	Modèle de Barral ($E^* = 45 \text{ eV}$)	36.7 eV	12.9 eV	1.1 V	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
5	Modèle de Barral ($E^* = 50 \text{ eV}$)	33.3 eV	14.6 eV	3.6 V	$1.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$1.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
6	Modèle de Barral ($E^* = 18 \text{ eV}$, $\sigma_{\min} = 0.57$, $\sigma_{\max} = 2.9$, Barral Al ₂ O ₃)	27.4 eV	10.6 eV	0.9 V	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
7	Modèle de Barral ($E^* = 305 \text{ eV}$, $\sigma_{\min} = 0.4$, $\sigma_{\max} = 2.9$, Barral graphite)	33.6 eV	14.8 eV	3.6 V	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$1.20 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
8	Modèle détaillé d'émission électronique (SiO ₂)	28.1 eV	11.1 eV	0.7 V	$1.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$1.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
9	Modèle détaillé d'émission électronique (graphite)	33.6 eV	14.8 eV	3.7 V	$1.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$1.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$

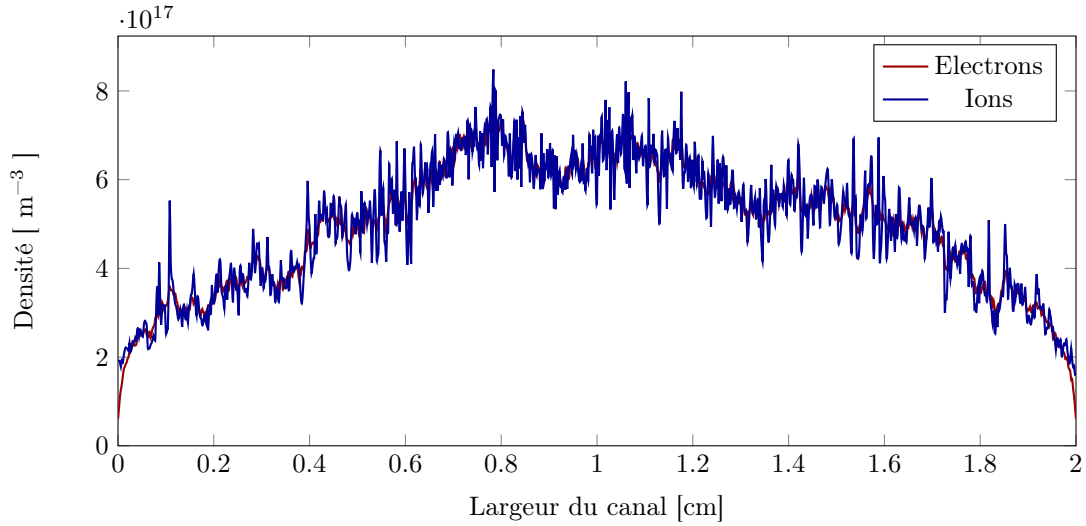


FIGURE 5.31. – Densités d'ions et d'électrons dans le canal en fin de simulation ($t_f = 20 \mu\text{s}$).

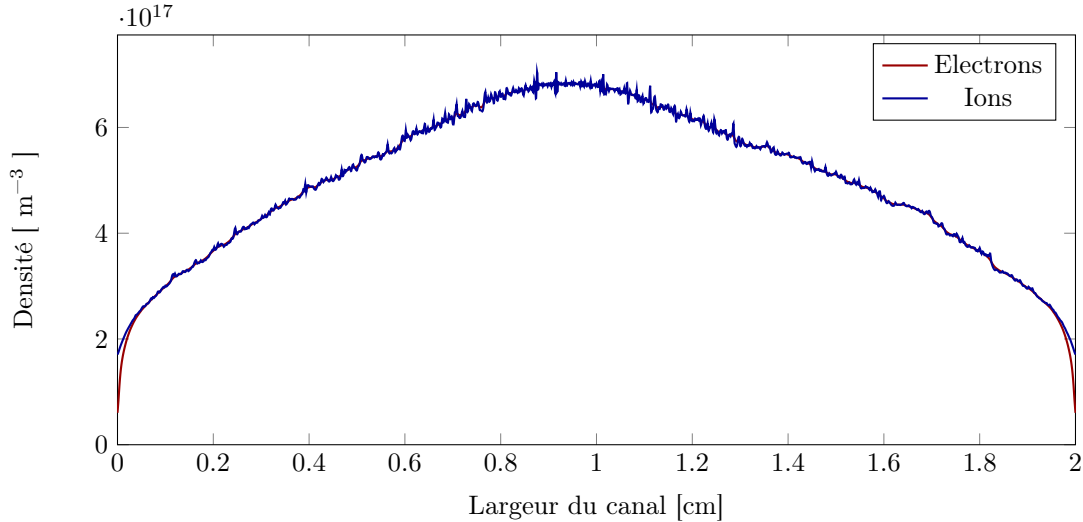


FIGURE 5.32. – Densités d’ions et d’électrons dans le canal à $t_f = 20 \mu\text{s}$, moyennées sur $0.1 \mu\text{s}$.

que la pré-gaine s’étend presque jusqu’au centre du plasma et que la gaine n’apparaît que sur les derniers dixièmes de millimètres près des parois.

La figure 5.33, p. 161 montre le potentiel électrique radial dans le canal à $t_f = 20 \mu\text{s}$. Il peut être noté que la même forme générale que dans le modèle PIC-1D est respectée: un plateau au centre et une chute de potentiel aux parois.

La figure 5.34, p.161 montre les températures électroniques totale (T), radiale (T_x), axiale (T_y), et azimutale (T_z) à $t_f = 20 \mu\text{s}$. Il peut être noté sur cette figure que les températures sont constantes spatialement. Les températures ne décroissent qu’à 0.5 mm de la paroi où elles deviennent quasi-nulles. Par ailleurs, il peut être observé que la température électronique radiale ($T_x \simeq 9 \text{ eV}$) est plus faible que les températures axiale et azimutale ($T_y = T_z = 16 \text{ eV}$).

Les figures 5.36 à 5.38, p.162 à 163 montrent les fonctions de distribution en énergie des électrons présents dans le système, selon x , y et z , à $t_f = 20 \mu\text{s}$. Ces fonctions de distribution peuvent être comparées à celles du modèle PIC-1D. Plusieurs différences peuvent être notées. Tout d’abord, comme dans le modèle PIC-1D, aucune de ces fonctions de distribution n’est une Maxwellienne, ni une Maxwellienne tronquée. Il n’est donc pas réaliste de considérer que les électrons sont thermalisés dans la zone d’ionisation bien que les collisions entre les électrons et les neutres soient non-négligeables ici. Par ailleurs, par comparaison aux fonctions de distribution du modèle PIC-1D, il peut être observé que ces fonctions de distributions sont tronquées à plus basse énergie ($v_{x,\text{max}} = 17 \text{ eV}$ et $v_{y,\text{max}} = v_{z,\text{max}} = 48 \text{ eV}$). Enfin dans le modèle PIC-1.5D, les distributions en vitesse des électrons selon y et z sont similaires. Cela peut s’expliquer en partie par l’effet thermalisant des collisions entre les électrons et les neutres et par le faible impact du champ électrique et magnétique externes qui sont beaucoup plus faibles dans la zone d’ionisation que dans la zone d’accélération.

5.5.3. Influence du modèle de distribution en énergie et de distribution angulaire des électrons émis

Au cours de cette thèse, deux constats ont été fait sur les caractéristiques de l’émission électronique. D’une part, la distribution en énergie des électrons secondaires ne devrait pas être considérée comme thermalisée (i.e. avec une distribution Lambertienne) mais se rapproche plus du modèle de Chung et Everheart (cf. 2.2.4, p.67) [58]. Considérer que la distribution des électrons secondaires est Lambertienne plutôt que suivant la loi de Chung et Everheart

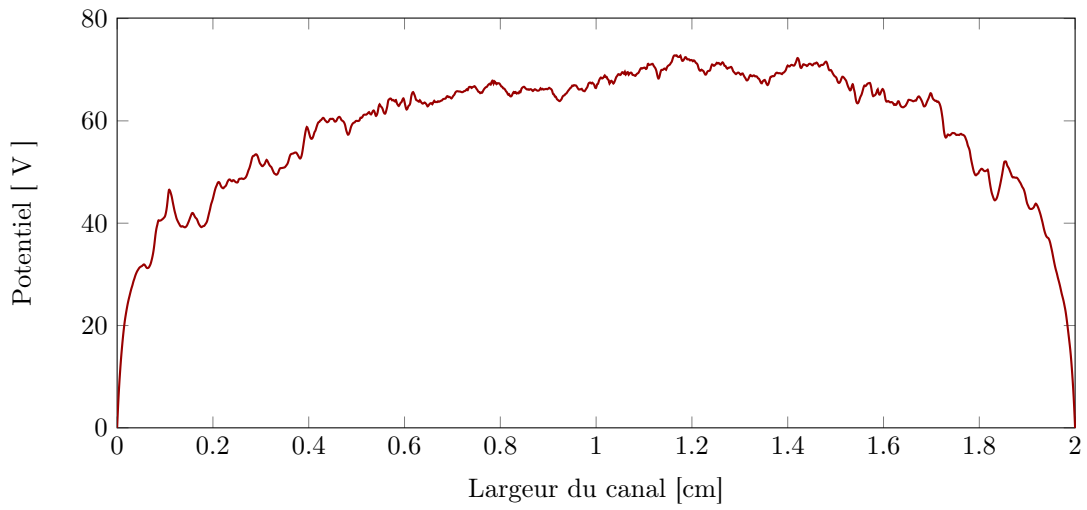


FIGURE 5.33. – Potentiel électrique dans le canal à t_f

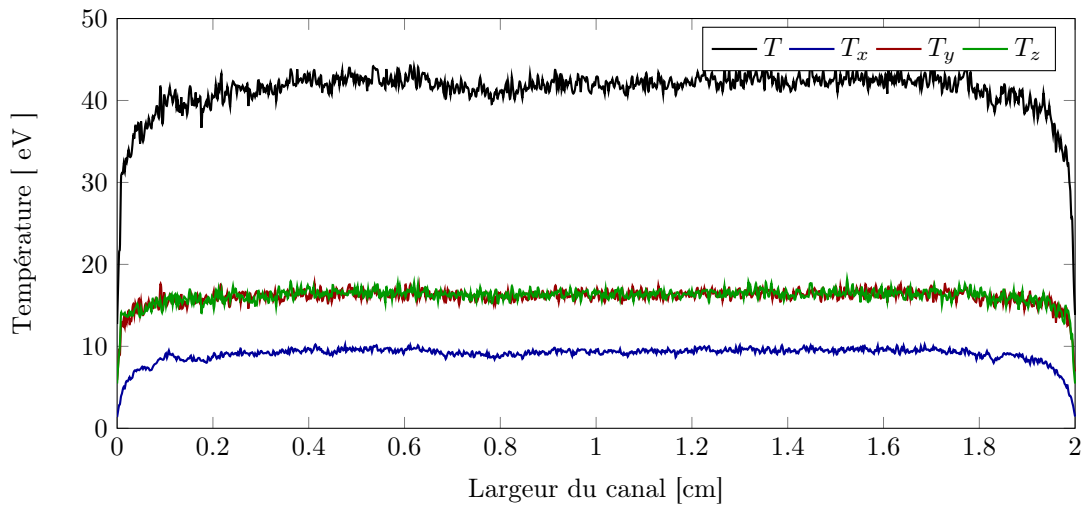


FIGURE 5.34. – Température électronique totale, radiale, axiale et azimuthale pour le modèle 1.5D avec émission électronique aux parois (modèle de Sydorenko).

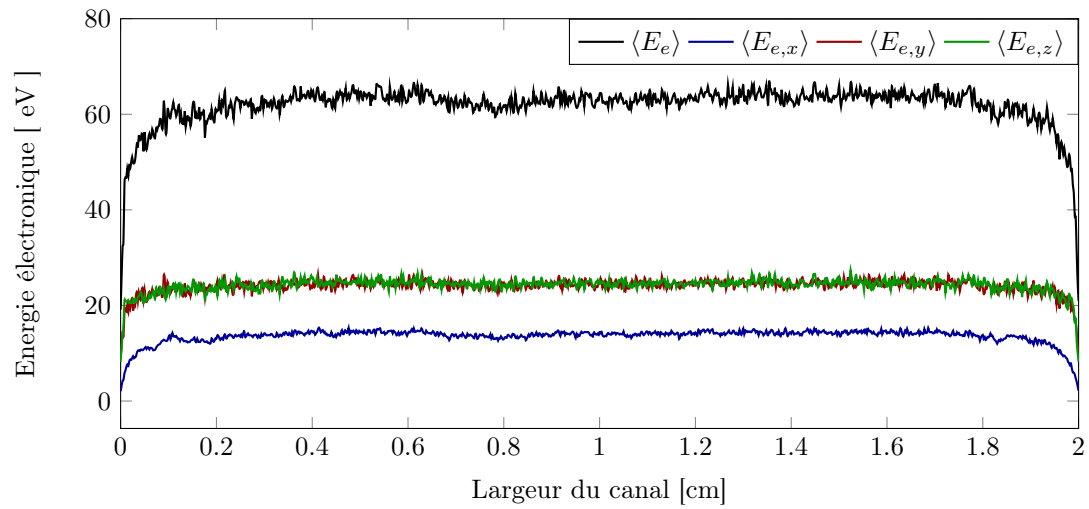


FIGURE 5.35. – Energie électronique moyenne totale, radiale, axiale et azimuthale dans le cas de la simulation PIC 1.5D avec émission électronique aux parois (modèle de Sydorenko).

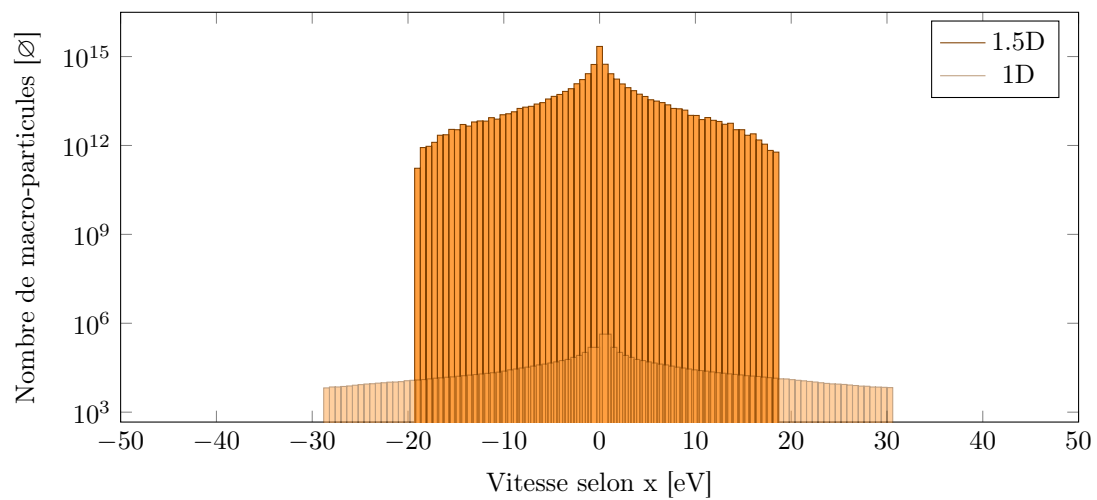


FIGURE 5.36. – Distribution en vitesse selon v_x des électrons dans le système à $t_f = 20 \mu s$

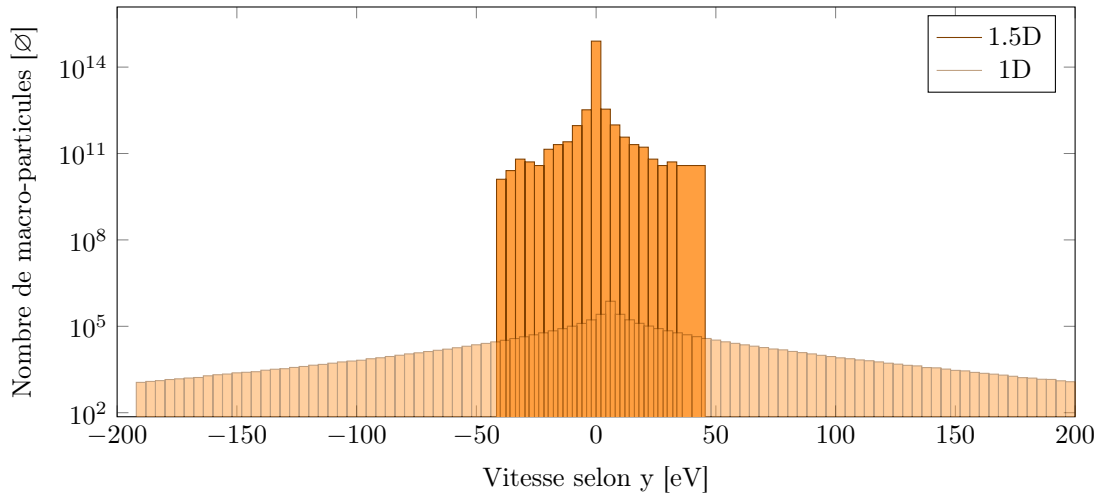


FIGURE 5.37. – Distribution en vitesse selon v_y des électrons dans le système à $t_f = 20 \mu\text{s}$ dans le canal

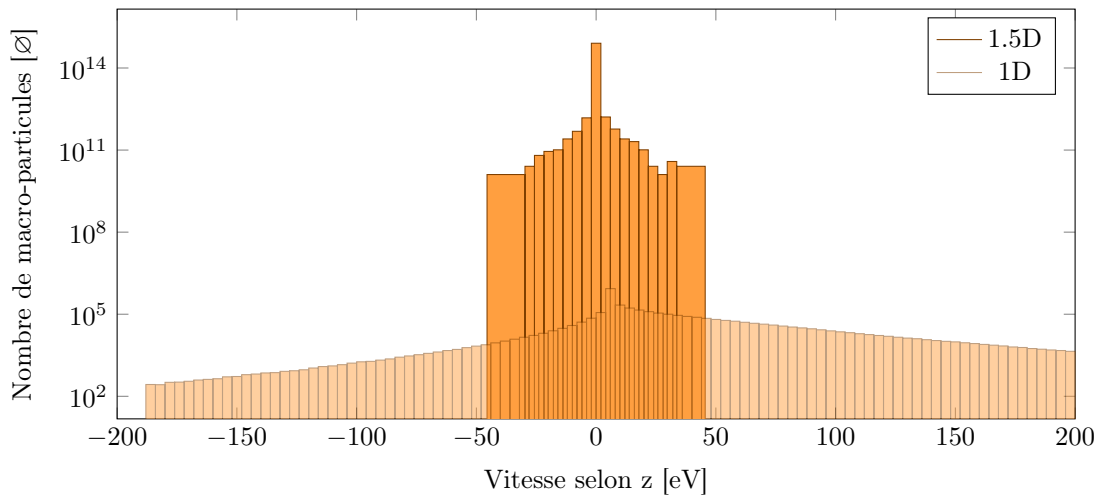


FIGURE 5.38. – Distribution en vitesse selon v_z des électrons dans le système à $t_f = 20 \mu\text{s}$

TABLE 5.5. – Cas de simulation avec rétrodiffusion élastique nette et modèle de Chung et Everheart

Cas	Distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques	Distribution en énergie des électrons secondaires
1	Spéculaire	Lambertienne
2	Spéculaire	Chung et Everheart
3	Nette	Lambertienne
4	Nette	Chung et Everheart

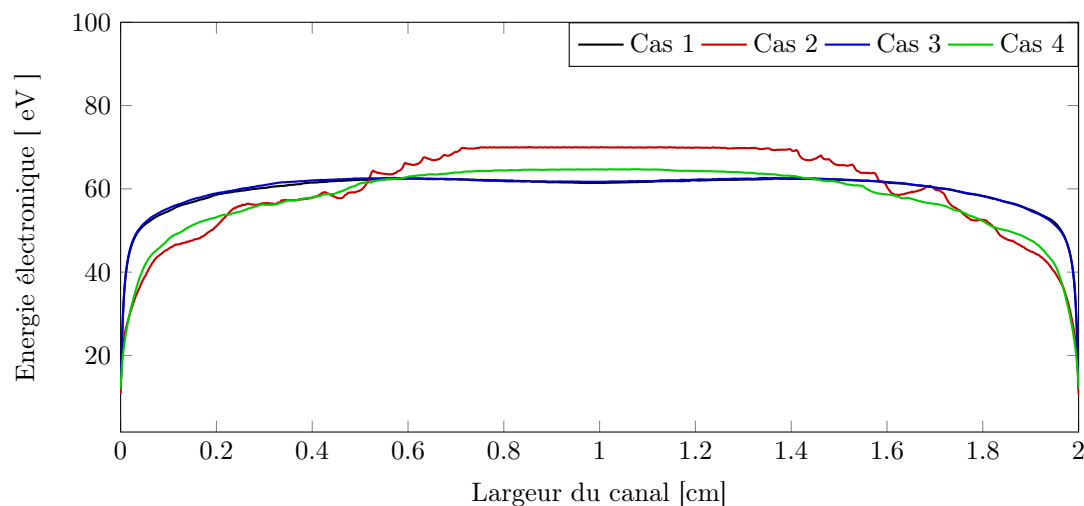


FIGURE 5.39. – Energie électronique moyenne totale pour les quatre cas de modélisations.

revient à sous-estimer la proportion d'électrons secondaires de haute énergie et à surestimer la population d'électrons secondaires de basse énergie.

D'autre part, comme cela a été montré dans la partie 2.2.4, p.72, la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques ne peut pas être considérée comme isotrope ou spéculaire car une majorité des électrons rétrodiffusés élastiques sont réémis dans la direction incidente. Comme la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques est complexe, il a été choisi, pour des raisons de contraintes de temps, de considérer que tous les électrons rétrodiffusés élastiques le sont dans la direction incidente. Ce mode de rétrodiffusion est appelé ici rétrodiffusion élastique nette.

Afin de connaître l'influence de la distribution angulaire et de la distribution en énergie des électrons secondaires émis sur les caractéristiques du plasma, quatre simulations ont été effectuées avec du SiO_2 comme matériau de paroi (cf. tableau 5.5, p.164): une simulation avec rétrodiffusion élastique spéculaire et avec une distribution en énergie des électrons secondaires Lambertienne, une avec rétrodiffusion élastique spéculaire et avec une distribution en énergie des électrons secondaires suivant le modèle de Chung et Everheart, une avec rétrodiffusion élastique nette et avec une distribution en énergie des électrons secondaires Lambertienne, et enfin, une simulation avec à la fois rétrodiffusion élastique nette et avec une distribution en énergie des électrons secondaires suivant le modèle de Chung et Everheart.

Les figures 5.39, p.164 et 5.40, p.165 montrent l'influence de la distribution de Chung et Everheart et de la rétrodiffusion élastique nette respectivement sur l'énergie et la température électroniques totales (E_e et T_e). Ces deux figures montrent une influence majeure de la

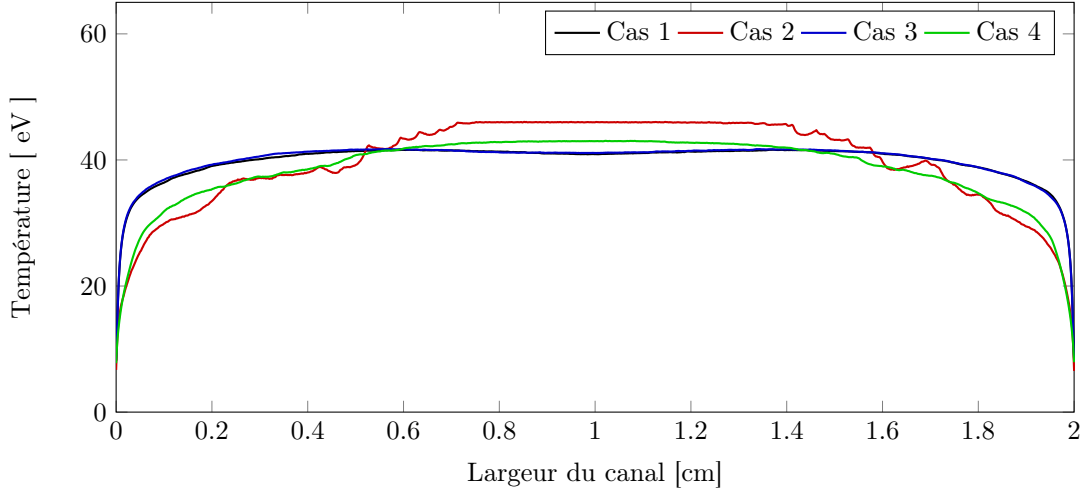


FIGURE 5.40. – Température électronique totale pour les quatre cas de modélisation.

TABLE 5.6. – Moyennes temporelles des courant d'électrons aux limites du système pour les quatre cas.

Cas	$\langle I_{e,1} \rangle [\text{A/m}^2]$ Paroi 1	$\langle I_{e,2} \rangle [\text{A/m}^2]$ Paroi 2	$\langle I_{e,3} \rangle [\text{A/m}^2]$ Cathode	$\langle I_{e,4} \rangle [\text{A/m}^2]$ Anode
1	257.83	259.65	0.14	0.02
2	114.76	574.89	0.01	1.42
3	248.88	268.50	0.14	0.02
4	322.44	301.80	0.03	0.34

distribution de Chung et Everheart sur T_e et E_e (comparaison des cas 1 et 2) et une influence négligeable de la rétrodiffusion élastique nette sur T_e et E_e (comparaison des cas 1 et 3). Au contraire, il semble que l'ajout de la rétrodiffusion élastique nette tend à réduire l'impact de la distribution de Chung et Everheart sur T_e et E_e .

Par ailleurs, le tableau 5.6, p.165 montre les flux d'électrons aux limites du système selon le cas de modélisation. Ce tableau, montre très clairement que le modèle de Chung et Everheart a une influence majeur dans la direction axiale du propulseur qui tend à être réduit par la prise en compte de la rétrodiffusion élastique nette. En effet, le courant d'électrons au plan anodique est multiplié par un facteur 70 lorsque le modèle de Chung et Everheart est pris en compte.

Ces différents cas nous montre que la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques et la distribution en énergie des électrons secondaires jouent un rôle non négligeable dans le comportement global du plasma de propulseur. En particulier, on peut voir une influence non négligeable de la distribution en énergie de Chung et Everheart sur la mobilité axiale des électrons qui est l'un des principaux verrous à une modélisation physique et quantitative des plasmas de HT. Néanmoins, il est nécessaire de garder un regard critique sur ces résultats car les limitations actuelles du code PIC 1.5D ne permettent pas de tirer des conclusions quantitatives sur l'influence de l'émission électronique. Ces propriétés de l'émission électronique ont cependant été négligées jusqu'à présent et leur prise en compte pourrait améliorer la compréhension du comportement du plasma dans les HT.

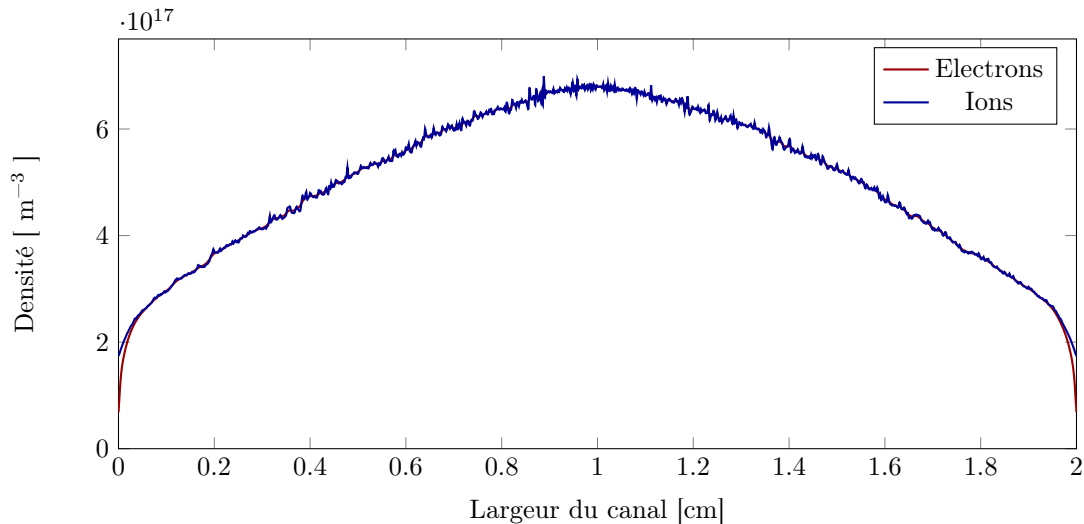


FIGURE 5.41. – Densités d’ions et d’électrons dans le canal en fin de simulation ($t_f = 20 \mu\text{s}$) dans le cas d’une saturation de la gaine plasma.

5.5.4. Saturation de charge d’espace: passage du modèle 1D au modèle 1.5D

Il est intéressant de voir que le modèle 1.5D semble moins sensible aux phénomènes de saturation de charge d’espace. En effet les paramètres employés dans la simulation 5.5.1, p.154 ont été réutilisés ici dans une simulation 1.5D. Dans cette nouvelle simulation, il peut être observé qu’il n’y a pas de phénomène de saturation de la gaine (cf. Figures 5.41 et 5.42, p.166). Cela peut s’expliquer par le fait que les électrons produits peuvent diffuser axialement ce qui empêche la saturation de la gaine.

Synthèse sur les modélisations PIC 1.5D

Les modélisations réalisées avec le modèle PIC 1D et présentées en 5.5.1, p.158, ont également été réalisées avec le modèle PIC 1.5D de la zone d’ionisation. Plusieurs différences notables peuvent être observées entre les résultats du code PIC 1D et du code PIC 1.5D. Tout d’abord, il peut être observé que les densités électronique et ionique sont multipliées par 4 entre le modèle 1D et le modèle 1.5D. Par ailleurs, il peut être observé que les énergies électroniques moyennes sont fortement diminuées lorsque l’on passe d’une modélisation 1D à une modélisation 1.5D. En revanche, dans le cas 1.5D les températures électroniques restent élevées avec ou sans émission électronique (bien que cette dernière ait tendance à diminuer $\langle T \rangle$). Par ailleurs, le potentiel électrique ne s’écroule pas autant en 1.5D qu’en 1D. D’autre part, en 1.5D, il semble que le modèle d’émission électronique n’a qu’une influence limitée sur les densités d’ions et d’électrons dans le système. De manière générale, il semble qu’en 1.5D, l’impact du modèle de rendement en émission électronique sur les caractéristiques globales du plasma de propulseur soient moins marqué qu’en 1D (contrairement à la distribution en énergie des électrons secondaire et la distribution des électrons rétrodiffusés élastiques comme cela a été montré en 5.5.3, p.160).

5.6. Conclusions et perspectives sur les modèles PIC

Ce travail de modélisation des plasmas de propulseurs à courant de Hall sur des codes PIC a permis de tirer plusieurs conclusions sur l’influence des parois et de l’émission électronique

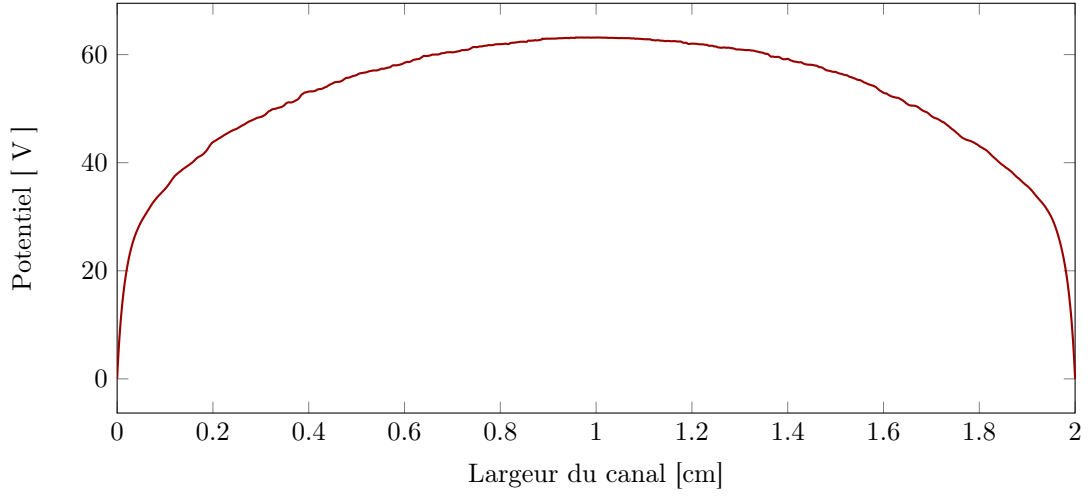


FIGURE 5.42. – Potentiel électrique dans le canal à $t_f = 20 \mu\text{s}$.

TABLE 5.7. – Synthèses des valeurs moyennes caractéristiques des simulations PIC 1.5D.

Simulation	Modèle d'émission électronique	$\langle E_e \rangle$	$\langle T_e \rangle$	$\langle V \rangle$	$\langle n_e \rangle$	$\langle n_i \rangle$
10	\emptyset	67.9 eV	45.2 eV	72.3 V	$4.9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$4.9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
11	Modèle de Sydorenko (SiO_2)	66.3 eV	44.2 eV	69.1 V	$4.9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$4.9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
12	Modèle de Barral ($E^* = 38 \text{ eV}$)	65.4 eV	43.5 eV	67.8 V	$4.9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
13	Modèle de Barral ($E^* = 45 \text{ eV}$)	65.5 eV	43.7 eV	68.0 V	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
14	Modèle de Barral ($E^* = 50 \text{ eV}$)	65.8 eV	43.9 eV	68.6 V	$4.9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
15	Modèle de Barral ($E^* = 18 \text{ eV}$, $\sigma_{\min} = 0.57$, $\sigma_{\max} = 2.9$, Barral Al_2O_3)	58.2 eV	38.8 eV	49.3 V	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
16	Modèle de Barral ($E^* = 305 \text{ eV}$, $\sigma_{\min} = 0.4$, $\sigma_{\max} = 2.9$, Barral graphite)	67.1 eV	44.7 eV	70.9 V	$4.9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
17	Modèle détaillé d'émission électronique (SiO_2)	59.7 eV	39.8 eV	52.2 V	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
18	Modèle détaillé d'émission électronique (graphite)	67.0 eV	44.7 eV	70.8 V	$4.9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$

sur les propulseurs à courant de Hall. Tout d'abord, on peut remarquer que, avec ou sans émission électronique, et que le code soit 1D ou 1.5D, les fonctions de distribution en énergie des électrons sont tronquées dans la direction x pour les hautes énergies cinétiques. En effet, on a $E_{x,\max} = 30 \text{ eV}$ pour la simulation 1D et $E_{x,\max} = 20 \text{ eV}$ pour le modèle PIC 1.5D de la zone d'ionisation. Par ailleurs, on peut voir que, quelque soit la simulation et, quelque soit la direction, les fonctions de distribution en énergie des électrons ne sont pas non plus des Maxwelliennes tronquées. Il est donc clair, dans cette situation, que les électrons d'un plasma de propulseur à courant de Hall ne peuvent pas être considérés comme thermalisés.

Par ailleurs, il peut être observé un effet stabilisateur de l'émission électronique sur les plasmas de propulseur à courant de Hall. En effet, l'émission électronique a tendance à atténuer voir supprimer la gaine plasma aux parois du propulseur. Ceci a pour conséquence de diminuer la différence de potentiel électrique entre les parois et le cœur du plasma, ce qui diminue significativement le courant d'ions aux parois du propulseur. D'autre part, il a été montré dans la partie 5.5.3, p.160 que la distribution en énergie des électrons secondaires et la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques pouvait avoir une influence non-négligeable sur le comportement global du plasma de propulseur et en particulier sur les courants d'électrons aux limites du système. Il est important de noter que la distribution en énergie des électrons secondaires et la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés élastiques semblent avoir plus d'influence sur le comportement global du plasma de propulseur que les rendements en émission électronique secondaire, en rétrodiffusions élastique et inélastique. Ces caractéristiques de l'émission électronique, qui ont jusqu'alors été décrites de manière simpliste, ne peuvent pas être négligées si l'on souhaite modéliser le comportement des plasmas de propulseurs de manière réaliste. A travers ces différents exemples, il apparaît que l'émission électronique est un phénomène physique important pour garantir la représentativité des plasmas de propulseur.

Conclusions et Perspectives

Cette thèse a permis d'améliorer la compréhension des phénomènes régissant le fonctionnement des plasmas de propulseurs à courant de Hall. En particulier, elle a mené à une meilleure compréhension de l'influence de l'interaction entre le plasma et les parois du propulseur sur les performances globales des propulseurs à courant de Hall. Parmi les phénomènes qui semblent jouer un rôle dans l'interaction plasma/paroi, le phénomène d'émission électronique a un rôle prépondérant. L'objectif de cette thèse est ainsi de simuler et de quantifier l'impact de l'émission électronique sur le comportement global du plasma de propulseur à courant de Hall.

Au cours de cette thèse, une étude bibliographique autour des modèles de gaines existants et du phénomène d'émission électronique a été réalisée. Cette étude bibliographique a montré, d'une part, qu'il était important de tenir compte de l'interaction entre le plasma et les parois du propulseur pour représenter précisément le comportement de ce plasma. D'autre part, cette étude a montré qu'il n'était pas possible, dans l'état actuel des connaissances sur le fonctionnement des propulseurs plasmas, de décrire de manière analytique ou de manière numérique simple, le comportement du plasma des propulseurs à courant de Hall en général et de la gaine plasma en particulier. Cette étude bibliographique a également montré que les modèles d'émission électronique actuellement utilisés sont trop simplifiés pour représenter avec précision l'influence de l'émission électronique sur les plasmas de propulseurs à courant de Hall. De plus elle a montré qu'une quantité insuffisante de mesures étaient disponibles sur l'émission électronique et en particulier sur les matériaux caractéristiques des parois de propulseurs à courant de Hall (BN et SiO₂). Elle a enfin permis d'établir une démarche en trois étapes pour déterminer l'influence de l'émission électronique sur les plasmas de propulseurs à courant de Hall.

Cette thèse a été réalisée en trois étapes de travail successives. Tout d'abord, une étude était consacrée à la mesure de l'émission électronique, en particulier sur les matériaux caractéristiques des propulseurs à courant de Hall. Une seconde partie s'est concentrée sur la modélisation de l'émission électronique. Enfin, une dernière partie s'est intéressée à la modélisation globale des plasmas de propulseurs. Les résultats des différentes parties de cette thèse permettent d'établir des perspectives de travail dans ces trois domaines.

Les mesures complémentaires sur l'émission électronique des matériaux caractéristiques des parois des propulseurs à courant de Hall présentées dans le chapitre 3 ont montré les difficultés de calibrations et de corrections qu'impliquent les mesures d'émission électronique sur diélectrique. Les mesures réalisées ont permis de définir le rendement en énergie de l'interaction électron-paroi. Cette grandeur est intéressante pour la caractérisation du bilan d'énergie à la surface d'un matériau en présence d'émission électronique. Par ailleurs, le rendement en énergie de l'interaction électron/paroi intervient dans le bilan d'énergie présenté dans le chapitre 5 et a également une influence sur l'énergie moyenne des électrons dans le canal du propulseur. C'est donc une grandeur importante pour la modélisation des plasmas de HT. Des mesures complémentaires seront cependant nécessaires à l'avenir. Néanmoins, il est possible d'extrapoler une très grande variété de données sur l'émission électronique à partir des données expérimentales du chapitre 3 comme cela est montré dans le chapitre 4. En effet, le chapitre 4 présente un modèle d'émission électronique qui permet de simuler le rendement en émission, la distribution angulaire et la distribution en énergie des électrons secondaires et des électrons rétrodiffusés élastiques en partant d'un nombre réduit de valeurs expérimentales ou issues du modèle Monte-Carlo OSMOSEE. Ce modèle d'émission électronique permet alors de représenter précisément l'influence de l'émission électronique sur le plasma de HT comme cela est présenté au chapitre 5. En effet, le modèle PIC de plasma de propulseur à courant

de Hall présenté dans le chapitre 5 a permis de dresser les premières bases de l'influence de l'émission électronique sur les performances des HT.

Néanmoins, de nombreuses perspectives d'améliorations existent dans les trois domaines développés au cours de cette thèse (mesures expérimentales d'émission électronique, modélisation de l'émission électronique et modélisation des plasmas de HT). Tout d'abord, la mesure de R_E présentée au chapitre 3 est longue et complexe car elle implique la mesure d'un grand nombre de spectres en énergie. Par conséquent R_E n'a été mesuré qu'à incidence normale et uniquement en fonction de l'énergie incidente E_0 . Il serait intéressant de connaître les variations de R_E en fonction de différents paramètres physiques tels que l'angle d'incidence (θ_0), la température de paroi (T_w) et l'état de surface du matériau. Cependant, il serait très long d'obtenir les mesures de R_E en fonction de tous ces paramètres. Il serait donc intéressant d'automatiser les mesures de spectres en énergie en fonction de différents paramètres tels que E_0 et T_w par exemple.

Il existe par ailleurs plusieurs axes d'amélioration du modèle d'émission électronique présenté au chapitre 4. L'une des principales lacunes de ce modèle est le fait de négliger la population d'électrons rétrodiffusés inélastiques bien que les mesures expérimentales et les modèles Monte-Carlo (tels que OSMOSEE) montrent que cette population représente jusqu'à 30% de la population totale d'électrons émis dans les gammes d'énergie incidente considérées (E_0 entre 0 eV et 200 eV). Or, il n'existe pas actuellement de modèle analytique ou numérique simple qui permette de représenter le rendement en émission, la distribution en énergie et la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés inélastiques. L'ONERA développe actuellement un modèle analytique d'émission électronique dérivé du modèle Monte-Carlo OSMOSEE [88, 89] qui pourrait permettre, à terme, de modéliser la rétrodiffusion inélastique.

A la suite de cette thèse, il reste également plusieurs étapes de travail à mener sur le code PIC développé au chapitre 5 et sur la modélisation des plasma de HT en général pour quantifier l'influence des matériaux de paroi sur les performances des propulseurs à courant de Hall. Deux axes de développements peuvent être distingués pour le code PIC: un axe de développement scientifique et un axe de développement industriel. D'un point de vue purement scientifique, il est important d'apporter des précisions à la suite de cette thèse sur le couplage entre l'instabilité de dérive électron-cyclotron et l'émission électronique aux parois du propulseur. Par ailleurs, il est important de pouvoir comprendre comment les comportements du plasma dans les différentes directions du propulseur (radiale, axiale et azimutale) sont couplées entre elles. Dans un premier temps, le modèle 1.5D présenté dans cette thèse peut être amélioré. Tout d'abord, il est important de réaliser des simulations de la zone d'accélération des HT, dont un modèle a été présenté mais n'a pas été testé dans cette thèse, et dans laquelle l'interaction plasma-paroi pourrait avoir une grande influence sur le transport anormal des électrons. Dans un second temps, il sera important de regarder le couplage entre la zone d'accélération et la zone d'ionisation et de vérifier la compatibilité de ces deux modélisations. Cependant, il est possible qu'une description 1.5D des plasmas de propulseurs ne soit pas suffisante pour rendre compte de toute la complexité de l'interaction entre le plasma et les parois du propulseur. En particulier, un modèle PIC 2D ou un code PIC 3D avec des conditions limites simplifiées pourrait permettre de mieux décrire le lien entre instabilité de dérive électron-cyclotron et l'émission électronique.

D'un point de vue industriel et du développement de la technologie des propulseurs à courant de Hall, l'objectif est de permettre une meilleure prédiction des performances des propulseurs à courant de Hall. Dans ce cadre, l'utilité d'un code PIC 3D peut être relativisée. Dans un premier temps, il serait intéressant de voir si un code PIC 1.5D ne permettrait pas de faire des progrès significatifs sur la prédiction des performances des HT. En effet, un code PIC 3D présente un grand nombre d'obstacles qu'il faut d'abord surmonter avant de lui trouver une application industrielle. Tout d'abord, dans l'état actuel du développement des codes PIC, il n'est pas envisageable de réaliser une simulation PIC 3D à l'échelle d'un propulseur complet car la puissance et le temps de calcul nécessaires sont trop importants pour les supercalculateurs actuels. D'autre part, un code PIC 3D exige de faire plusieurs hypothèses sur les conditions limites du système (potentiel électrique, champ électrique, fonctions de

distribution des ions et des électrons aux limites du système). Or, dans un cas physique et représentatif du fonctionnement des HT, ces conditions limites ne sont pas triviales. D'autre part, un système aussi complexe, avec autant de couplages entre les trois dimensions de l'espace et faisant apparaître autant de modes turbulents différents sera difficile à analyser. En particulier, il sera compliqué d'évaluer l'impact des différents paramètres physiques sur le comportement global du plasma et de déterminer l'ensemble des couplages entre les différents modes turbulents du propulseur. Il est donc difficile de dire dans les conditions actuelles si une simulation PIC 3D permettrait rapidement de mieux modéliser les plasmas de propulseur à courant de Hall ou si un important travail théorique et de modélisation serait nécessaire auparavant. A plus long terme il faudra une modélisation globale et 3D des plasmas de HT afin d'évaluer et d'optimiser les performances de ces derniers. Cependant une modélisation PIC 3D n'est pas envisageable en terme de temps et de puissance de calcul nécessaires. Il sera alors obligatoire de passer à une modélisation fluide des plasmas de propulseurs. Dans ce contexte, l'utilisation de R_E pourrait être importante pour définir correctement les énergies moyennes et températures des électrons. Il sera alors nécessaire de passer des résultats du code PIC à une description fluide du plasma de propulseur et de l'impact de l'émission électronique sur ce dernier.

Cette thèse a donc permis d'améliorer la compréhension de la physique des plasmas de propulseurs à courant de Hall tout en trouvant d'autres applications et débouchées scientifiques et industrielles dans le domaine du spatial. Les mesures expérimentales d'émission électronique sur BN peuvent intéresser d'autres applications puisque ce matériau est, par exemple utilisé comme revêtement des guides d'ondes de satellites. Par ailleurs, le modèle d'émission électronique développé au chapitre 4 peut trouver des applications en dehors du cadre de la propulsion plasma (e.g. pour la modélisation du phénomène multipactor dans les guides d'ondes de satellite ou pour la modélisation des phénomènes de flash-over et de hopping à la surface des satellites).

Ainsi, de nombreux développements restent possibles dans les trois domaines présentés au cours de cette thèse et pour lesquels certaines suggestions ont été présentées ici.

Bibliographie

- [1] Marc VILLEMANT, P. SARRAILH, Mohamed BELHAJ, Laurent GARRIGUES et Claude BONIFACE : Experimental investigation about Energy balance of electron emission from materials under electron impacts at low energy: application to silver, graphite and SiO₂. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017.
- [2] Jean-Marcel RAX : *Physique des plasmas*. Science Sup. Dunod, Paris, 2005.
- [3] Caleb HENRY, Space News | JUNE 19 et 2017 11:55am ET : French Startup Raises \$1.9 Million for Smallsat Electric Propulsion.
- [4] Andy PASZTOR : Orbital ATK and Intelsat Set to Sign Satellite Servicing Pact. *Wall Street Journal*, mars 2016.
- [5] Andrew V. ILIN, Leonard D. CASSIDY, Tim W. GLOVER et F. R. CHANG DÍAZ : VASIMR human mission to Mars. In *Space, Propulsion & Energy Sciences International Forum, College Park*, 2011.
- [6] Tommaso ANDREUSSI, Luca PIERI, Ricardo ALBERTONI, Mariano ANDRENUCCI et Olivier DUCHEMIN : Telemicroscopy Erosion Measurements of a 5 kW-Class Hall Thruster Channel Walls. In *International Electric Propulsion Conference 2015*, Kobe, Japan, juillet 2015.
- [7] P. COCHE et L. GARRIGUES : A two-dimensional (azimuthal-axial) particle-in-cell model of a Hall thruster. *Physics of Plasmas*, 21(2):023503, février 2014.
- [8] A. HÉRON et J. C. ADAM : Anomalous conductivity in Hall thrusters: Effects of the non-linear coupling of the electron-cyclotron drift instability with secondary electron emission of the walls. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 20(8):082313, août 2013.
- [9] N. GASCON, M. DUDECK et S. BARRAL : Wall material effects in stationary plasma thrusters. I. Parametric studies of an SPT-100. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 10(10):4123–4136, octobre 2003.
- [10] L. A. SCHWAGER et C. K. BIRDSALL : Collector and source sheaths of a finite ion temperature plasma. *Physics of Fluids B: Plasma Physics (1989-1993)*, 2(5):1057–1068, mai 1990.
- [11] Julien ROUPIE : *Contribution à l'étude de l'émission électronique sous impact d'électrons de basse énergie ($\leq 1\text{keV}$): application à l'aluminium*. Thèse de doctorat, Toulouse, ISAE, 2013.
- [12] Dmytro SYDORENKO : *Particle-in-cell simulations of electron dynamics in low pressure discharges with magnetic fields*. Thèse de doctorat, University of Saskatchewan Saskatoon, 2006.
- [13] A. JABLONSKI : Angular distribution of elastic electron backscattering from surfaces: determination of the electron inelastic mean free path. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47(5):055301, 2014.
- [14] Mohamed BELHAJ, T. TONDU, V. INGUIMBERT, Pierre BARROY, François SILVA et Alix GICQUEL : The effects of incident electron current density and temperature on the total electron emission yield of polycrystalline CVD diamond. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(13):135303, 2010.
- [15] M. BELHAJ, J. ROUPIE, O. JBARA, J. PUECH, N. BALCON et D. PAYAN : Electron emission at very low electron impact energy: experimental and Monte-Carlo results. *arXiv preprint arXiv:1308.1301*, 2013.

- [16] B GRUZZA, C ROBERT, B PEUCHOT et L BIDEUX : Electrons elastically backscattered from Al, Ag and Au samples. *Vacuum*, 50(12):237–242, mai 1998.
- [17] IM BRONHSTEIN, VP PRONIN et VM STOZHAROV : Elastic reflection of electrons from Au. *Sov. Phys.Solid State*, 17(2502):1374, 1975.
- [18] T GINESTE : Personnel communication, 2016.
- [19] C. K. BIRDSALL et A. B. LANGDON : *Plasma Physics via Computer Simulation*. CRC Press, octobre 2004. Google-Books-ID: S2lqgDTm6a4C.
- [20] David DEFELICE : Ion Propulsion, août 2015.
- [21] Accord Airbus/Snecma sur le plasmique - Air&Cosmos.
- [22] Remnants of GOCE satellite may hit Earth this weekend, novembre 2013.
- [23] L’Usine NOUVELLE : Thales et Airbus fourniront un système de télécommunications militaires par satellite à la DGA - L’Usine Aéro. *usinenouvelle.com/*, décembre 2015.
- [24] FUTURA : Record de vitesse pour Eutelsat 172b, le satellite à propulsion électrique.
- [25] Eutelsat 172b quitte Toulouse - Air&Cosmos.
- [26] With Ariane 5 launch of ViaSat-2 and Eutelsat-172b, Arianespace all caught up on protest-delayed missions, juin 2017.
- [27] SMART-1.JPG (Image JPEG, 720 x 540 pixels).
- [28] Dawn Mission | Ion Propulsion.
- [29] OneWeb.
- [30] ICEYE LTD : Global Monitoring - Every Square Meter, Every Hour.
- [31] Space.
- [32] Thrustme | Lets the small satellite space revolution begin.
- [33] Exotrail | Small satellite propulsion for an agile space.
- [34] Martin J. L. TURNER : *Rocket and Spacecraft Propulsion: Principles, Practice and New Developments*. Astronautical Engineering. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 3 édition, 2009.
- [35] Airbus to challenge SSL, Orbital ATK with new space tug business - SpaceNews.com.
- [36] Jean-Pierre BOEUF : Tutorial: Physics and modeling of Hall thrusters. *Journal of Applied Physics*, 121(1):011101, janvier 2017.
- [37] Stéphane MAZOUFFRE : Electric propulsion for satellites and spacecraft: established technologies and novel approaches. *Plasma Sources Science and Technology*, 25(3):033002, 2016.
- [38] Dan M. GOEBEL et Ira KATZ : *Fundamentals of Electric Propulsion*. John Wiley&Sons, INC., Hoboken, New Jersey, 2008.
- [39] S. MAZOUFFRE et A. LEJEUNE : High power electric propulsion for robotic exploration of our solar system. *ResearchGate*.
- [40] L. GARRIGUES, C. BONIFACE, G. J. M. HAGELAAR et J. P. BOEUF : Modeling of an advanced concept of a double stage Hall effect thruster. *Physics of Plasmas*, 15(11):113502, novembre 2008.
- [41] S. E. CUSSON, M. P. GEORGIN, H. C. DRAGNEA, E. T. DALE, V. DHALIWAL, I. D. BOYD et A. D. GALLIMORE : On channel interactions in nested Hall thrusters. *Journal of Applied Physics*, 123(13):133303, avril 2018.
- [42] S. Peter GARY et J. J. SANDERSON : Longitudinal waves in a perpendicular collisionless plasma shock: I. Cold ions. *Journal of Plasma Physics*, 4(4):739–751, décembre 1970.
- [43] S. Peter GARY : Longitudinal waves in a perpendicular collisionless plasma shock: II. Vlasov ions. *Journal of Plasma Physics*, 4(4):753–760, décembre 1970.

- [44] S. TSIKATA, N. LEMOINE, V. PISAREV et D. M. GRÉSILLON : Dispersion relations of electron density fluctuations in a Hall thruster plasma, observed by collective light scattering. *Physics of Plasmas*, 16(3):033506, mars 2009.
- [45] Michael A. LIEBERMAN et Allan J. LICHTENBERG : *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. Wiley-Interscience, 2 édition, 2005.
- [46] M. FURMAN et M. PIVI : Probabilistic model for the simulation of secondary electron emission. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 5(12), décembre 2002.
- [47] J. ROUPIE, O. JBARA, T. TONDU, M. BELHAJ et J. PUECH : The study of electron emission from aluminum in the very low primary energy range using Monte Carlo simulations. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46(12):125306, 2013.
- [48] J. PIERRON, C. INGUIMBERT, M. BELHAJ, T. GINESTE, J PUECH et M. RAINE : Electron emission yield for low energy electrons: Monte Carlo simulation and experimental comparison for Al, Ag, and Si. *Journal of Applied Physics*, 121(21):215107, juin 2017.
- [49] Herbert FRÖHLICH : Theorie der Sekundärelektronenemission aus Metallen. *Annalen der Physik*, 405(2):229–248, janvier 1932.
- [50] D. E. WOOLDRIDGE : Theory of Secondary Emission. *Physical Review*, 56(6):562–578, septembre 1939.
- [51] Gerald F. DIONNE : Effects of secondary electron scattering on secondary emission yield curves. *Journal of Applied Physics*, 44(12):5361–5364, décembre 1973.
- [52] Gerald F. DIONNE : Origin of secondary-electron-emission yield-curve parameters. *Journal of Applied Physics*, 46(8):3347, 1975.
- [53] S. BARRAL, K. MAKOWSKI, Z. PERADZYSKI, N. GASCON et M. DUDECK : Wall material effects in stationary plasma thrusters. II. Near-wall and in-wall conductivity. *Physics of Plasmas*, 10(10):4137–4152, septembre 2003.
- [54] J.R.M. VAUGHAN : A new formula for secondary emission yield. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 36(9):1963–1967, septembre 1989.
- [55] Michelle K. SCHARFE, Nicolas GASCON, Mark A. CAPPELLI et Eduardo FERNANDEZ : Comparison of hybrid Hall thruster model to experimental measurements. *Physics of Plasmas*, 13(8):083505, août 2006.
- [56] V. P. GOPINATH, J. P. VERBONCOEUR et C. K. BIRDSALL : Multipactor electron discharge physics using an improved secondary emission model. *Physics of Plasmas*, 5(5):1535–1540, avril 1998.
- [57] Dmytro SYDORENKO, Andrei SMOLYAKOV, Igor KAGANOVICH et Y RAITSES : Modification of electron velocity distribution in bounded plasmas by secondary electron emission. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 34:815–824, juillet 2006.
- [58] M. S. CHUNG et T. E. EVERHART : Simple calculation of energy distribution of lowenergy secondary electrons emitted from metals under electron bombardment. *Journal of Applied Physics*, 45(2):707–709, février 1974.
- [59] William H. PRESS, éditeur. *FORTRAN numerical recipes*. Cambridge University Press, Cambridge [England] ; New York, 2nd ed édition, 1996.
- [60] M. SALEHI et E. A. FLINN : Dependence of secondaryelectron emission from amorphous materials on primary angle of incidence. *Journal of Applied Physics*, 52(2):994–996, février 1981.
- [61] A. J. DEKKER : Energy and temperature dependence of the secondary emission of MgO. *Physical Review*, 94(5):1179, 1954.
- [62] Mohamed BELHAJ, Kremena MAKASHEVA, D. TEYSSEDREAND et Denis PAYAN : Effect of charging on the secondary electron emission. Banff, Alberta, Canada, juin 2016.

- [63] Jacques CAZAUX : Some considerations on the secondary electron emission, δ , from e-irradiated insulators. *Journal of Applied Physics*, 85(2):1137–1147, janvier 1999.
- [64] D. R. GROSSO, P. BARONE, A. BONANNO, M. CAMARCA, A. OLIVA, F. XU, Lab IIS et Dep PHYS : *scrubbing Process of Cu Surfaces Induced by Electron Bombardment*.
- [65] P. RICCARDI, M. PISARRA, A. CUPOLILLO, M. COMMISSO, A. SINDONA, R. A. BARAGIOLA et C. A. DUKES : Secondary electron emission spectra from clean and cesiated Al surfaces: the role of plasmon decay and data analysis for applications. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 22(30):305004, 2010.
- [66] Y RAITSES, I D KAGANOVICH, A KHRABROV, D SYDORENKO, N J FISCH et A SMOLYAKOV : Effect of Secondary Electron Emission on Electron Cross-Field Current in exb Discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 39(4):995–1006, avril 2011.
- [67] Laurent JOLIVET et Jean-François ROUSSEL : Numerical modeling of plasma sheath phenomena in the presence of secondary electron emission. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 30(1):318–326, 2002.
- [68] M. D. CAMPANELL, H. WANG, I. D. KAGANOVICH et A. V. KHRABROV : Self-amplification of electrons emitted from surfaces in plasmas with $E \times B$ fields. *Plasma Sources Science and Technology*, 24(3):034010, 2015.
- [69] N. HILLERET, C. SCHEUERLEIN et M. TABORELLI : The secondary-electron yield of air-exposed metal surfaces. *Applied Physics A*, 76(7):1085–1091, mai 2003.
- [70] D. Payan N. BALCON : Secondary Electron Emission on Space Materials: Evaluation of the Total Secondary Electron Yield From Surface Potential Measurements. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 40(2):282 – 290, 2012.
- [71] Thomas GINESTE : *Emission électronique sous impact d'électrons : applications spatiales*. Thèse de doctorat, 2015.
- [72] M. BELHAJ, O. JBARA, S. ODOF, K. MSELLAK, E. I. RAU et M. V. ANDRIANOV : An anomalous contrast in scanning electron microscopy of insulators: The pseudo-mirror effect. *Scanning*, 22(6):352–356, novembre 2000.
- [73] A. JABLONSKI et P. JIRICEK : Elastic Electron Backscattering from Surfaces at Low Energies. *Surface and Interface Analysis*, 24(11):781–785, octobre 1996.
- [74] R. A. KISHEK, Y. Y. LAU, L. K. ANG, A. VALFELLS et R. M. GILGENBACH : Multipactor discharge on metals and dielectrics: Historical review and recent theories. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 5(5):2120–2126, mai 1998.
- [75] M. COMMISSO, P. BARONE, A. BONANNO, R. CIMINO, D. GROSSO, M. MINNITI, A. OLIVA, P. RICCARDI et F. XU : Angular dependence of secondary electron emission from Cu surfaces induced by electron bombardment. *Journal of Physics: Conference Series*, 100(9):092013, 2008.
- [76] A. STACEY, S. PRAWER, S. RUBANOV, R. AHKVLEDIANI, Sh. MICHAELSON et A. HOFFMAN : The effect of temperature on the secondary electron emission yield from single crystal and polycrystalline diamond surfaces. *Applied Physics Letters*, 95(26):262109, 2009.
- [77] C. INGUIMBERT, J. PIERRON, M. BELHAJ et J. PUECH : Extrapolated Range Expression for Electrons Down to 10 eV. PORTLAND, United States, juillet 2016.
- [78] O. KURNIAWAN et V. K. S. ONG : Investigation of Range-energy Relationships for Low-energy Electron Beams in Silicon and Gallium Nitride. *Scanning*, 29(6):280–286, novembre 2007.
- [79] N. FIL, M. BELHAJ, J. HILLAIRET et J. PUECH : Multipactor threshold sensitivity to Total Electron Emission Yield in parallel-plate waveguide and TEEY models accuracy. In *2016 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*, pages 1–4, mai 2016.

- [80] R. OSWALD, E. KASPER et K. H. GAUKLER : A multiple scattering theory of elastic electron backscattering from amorphous surfaces. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 61(34):251–274, février 1993.
- [81] Francesc SALVAT, Aleksander JABLONSKI et Cedric J. POWELL : elsepaDirac partial-wave calculation of elastic scattering of electrons and positrons by atoms, positive ions and molecules. *Computer Physics Communications*, 165(2):157–190, janvier 2005.
- [82] J.J. SCHOLTZ, D. DIJKAMP et R.W.A SCHMITZ : Secondary Electron Emission Properties. *Philips Journal of Research*, 50(3/4):375–389, 1996.
- [83] N. FIL, M. BELHAJ, J. HILLAIRET et J. PUECH : Multipactor threshold sensitivity to total electron emission yield in small gap waveguide structure and TEEY models accuracy. *Physics of Plasmas*, 23(12):123118, décembre 2016.
- [84] P. SARRAILH, V. INGUIMBERT, J. M. SIGUIER, J. C. MATÉO-VÉLEZ, C. BAUR, D. PAYAN, B. BOULANGER, A. GERHARD et P. PELISSOU : Plasma Bubble Expansion Model of the Flash-Over Current Collection on a Solar Array-Comparison to EMAGS3 Results. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 41(12):3429–3437, décembre 2013.
- [85] V. INGUIMBERT, D. SARRAIL, J. C. MATEO-VELEZ, R. REULET, L. LEVY, F. BOULAY et D. PAYAN : Electrostatic Discharge and Secondary Arcing on Solar Array #x2014;Flashover Effect on Arc Occurrence. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 36(5):2404–2412, octobre 2008.
- [86] L. GARRIGUES, G. FUBIANI et J. P. BOEUF : Appropriate use of the particle-in-cell method in low temperature plasmas: Application to the simulation of negative ion extraction. *Journal of Applied Physics*, 120(21):213303, décembre 2016.
- [87] Vivien CROES : *Modélisation bidimensionnelle de la décharge plasma dans un propulseur de Hall*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, octobre 2017.
- [88] C. INGUIMBERT, J. PIERRON, M. BELHAJ et J. PUECH : An analytical model for secondary electron emission. *In ResearchGate*.
- [89] C. INGUIMBERT, J. PIERRON, M. BELHAJ et J. PUECH : A secondary electron emission empirical model. *In ResearchGate*, Pula, Sardinia.

A. Rappels et notions fondamentales

A.1. Conversions en électron-volt

Pour des raisons pratiques, nous ferons en général la conversion des grandeurs énergétiques (énergie cinétique, température, etc.) en électron-volt. On fera toutefois attention au fait que l'électron-volt peut avoir différentes dimensions en fonction de son cadre d'utilisation. Pour se faire, nous utiliserons la règle de conversion suivante:

$$k_B \cdot T[\text{K}] = e \cdot T[\text{eV}]$$

Par conséquent:

$$T[\text{eV}] = 1 \text{ eV} \Leftrightarrow T[\text{K}] = 11\,585 \text{ K}$$

Et de même pour la conversion des énergies:

$$E[\text{eV}] = \frac{E[\text{J}]}{e[\text{C}]}$$

Ces unités ont l'avantage de donner des valeurs proches de 1 lorsque l'on manipule des plasmas.

A.2. Notions mathématiques

A.2.1. Notions de statistique

Fonction erreur

La fonction erreur est fortement utilisée dans le cadre de la physique des plasmas car elle est la solution des équations de diffusion pour des conditions limites de type Dirichlet (conditions limites constantes).

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\zeta^2} \cdot d\zeta \quad (\text{A.1})$$

Fonction Gamma

La fonction Gamma est un prolongement de la fonction factorielle à l'ensemble des complexes \mathbb{C} . Nous nous limiterons dans notre étude à l'ensemble des réels \mathbb{R} . La fonction Gamma est définie comme:

$$z \in \mathbb{C}, \Gamma : z \rightarrow \int_0^{+\infty} t^{z-1} e^{-t} dt \quad (\text{A.2})$$

Cette fonction a la particularité de respecter la propriété fondamentale de la factorielle. En effet, on a: $(n+1)! = (n+1)n!$, et l'on a, de la même manière:

$$\Gamma(z+1) = z \cdot \Gamma(z) \quad (\text{A.3})$$

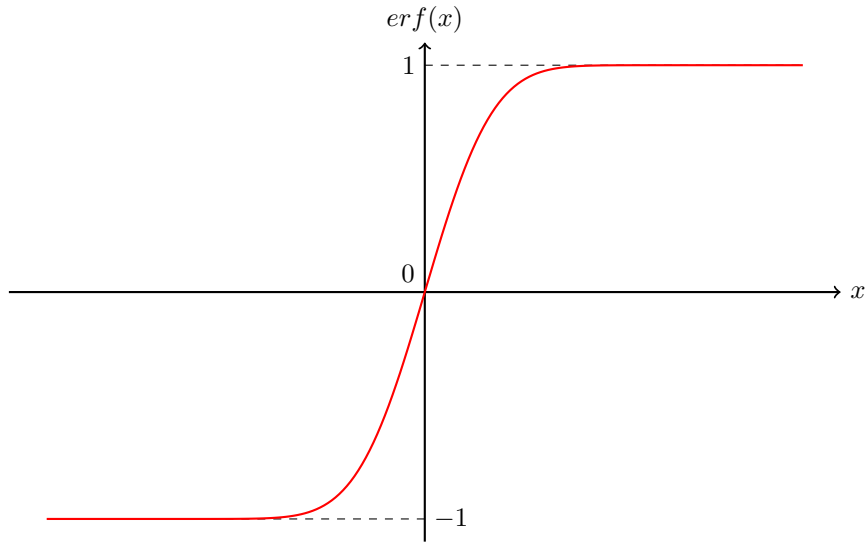


FIGURE A.1. – Tracé de la fonction erreur

Fonction Gamma incomplète

La fonction Gamma incomplète est une restriction de la fonction Gamma à une borne supérieure, soit:

$$\gamma(a, z) = \int_0^a t^{z-1} e^{-t} dt \quad (\text{A.4})$$

Ces deux fonctions sont fortement utilisées car elles permettent décrire simplement la fonction de distribution lambertienne selon:

$$f_{\mathcal{L}}(E_0, T_0) = \sqrt{\frac{E_0}{T_0}} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{E_0}{T_0}\right)}{\Gamma(3/2)} \quad (\text{A.5})$$

La fonction Gamma incomplète a été utilisée pour interpoler les mesures de rendement énergétique de l'interaction plasma/paroi sur une distribution maxwellienne d'électrons incidents.

Distribution Gaussienne

La distribution gaussienne est une distribution statistique fondamentale en physique des plasma car c'est la distribution obtenue sur une population subissant un événement aléatoire sans mémoire. Elle est caractérisée par une moyenne μ et un écart-type σ .

Sa densité de probabilité est donnée par:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (\text{A.6})$$

La densité de probabilité de la loi normale réduite est représentée sur la figure [A.2](#).

On peut montrer par le calcul que l'on obtient une densité de probabilité intégrée égale à:

$$F(x) = 1 + \text{erf}(x) \quad (\text{A.7})$$

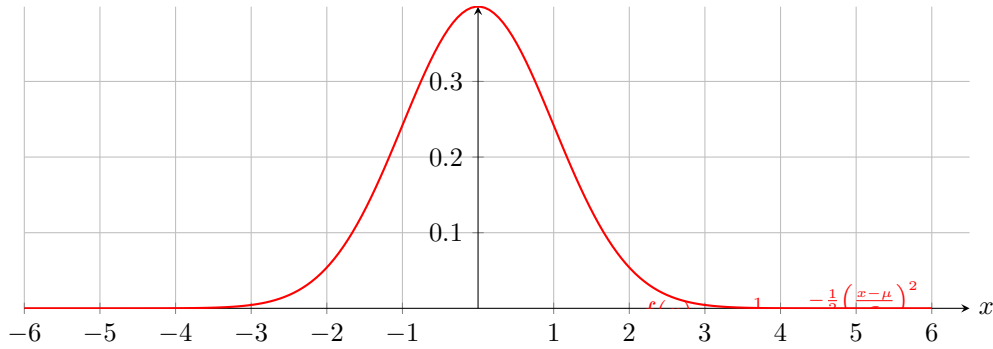


FIGURE A.2. – Densité de probabilité de la loi normale réduite

Tirage aléatoire sur une loi normale Numerical Recipes donne une méthode pour générer un échantillon de nombre aléatoire représentatifs de la loi normale centrée réduite, selon:

$$x = \sqrt{-2\ln(R_1)} \cdot \cos(2\pi R_2) \quad (\text{A.8})$$

Avec R_1 et R_2 deux nombres aléatoires entre 0 et 1. Et l'on sait que, par linéarité de la loi normale, nous pouvons étendre cette formule à toute loi normale. Soit $x(\mu, \sigma)$ un nombre aléatoire tiré sur une loi normale de moyenne μ et d'écart-type σ , on aura donc:

$$x(\mu, \sigma) = \mu + x(0, 1) \cdot \sigma = \mu + \sqrt{-2\ln(R_1)} \cdot \cos(2\pi R_2) \cdot \sigma \quad (\text{A.9})$$

Distribution Maxwellienne

La distribution Maxwellienne est une distribution en vitesse qui caractérise les populations de particules en équilibre thermique. On dit que les particules qui suivent la distribution de Maxwell sont thermalisés.

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi eT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2eT}\right) \quad (\text{A.10})$$

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m}{2\pi eT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m}{2eT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)\right) \quad (\text{A.11})$$

On peut voir que la fonction de distribution 1D de Maxwell est une distribution gaussienne où l'on a:

La moyenne $\mu = 0$

L'écart-type $\sigma = \sqrt{\frac{eT}{m}}$

Ces deux formules sont normalisées (i.e. leurs intégrales de 0 à $+\infty$ sont égales à 1). Leurs fonctions de distribution intégrées peuvent alors s'écrire:

La fonction de distribution Maxwellienne peut également s'écrire en fonction de l'énergie des électrons. On a alors:

$$f(E) = 2\pi \cdot \left(\frac{E}{T}\right)^{3/2} \frac{\exp\left(-\frac{E}{T}\right)}{T} \quad (\text{A.12})$$

Enfin, il peut être intéressant - en particulier pour des simulations de types Monte-Carlo -

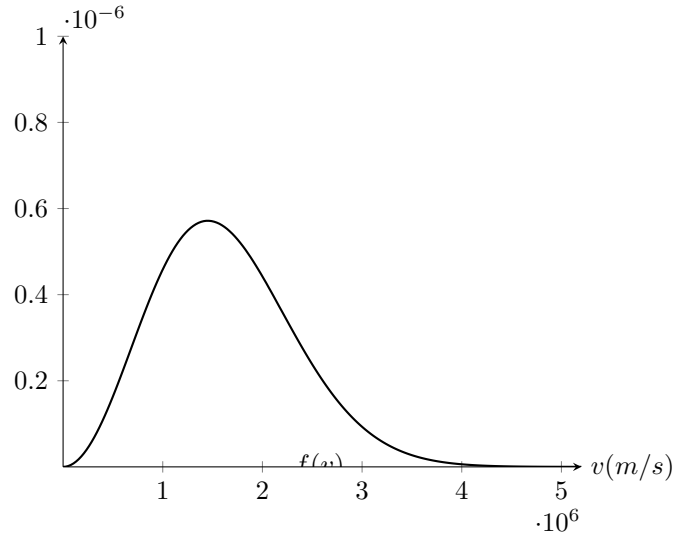


FIGURE A.3. – Distribution Maxwellienne en vitesse absolue

de définir la fonction intégrée de distribution en vitesse et en énergie des électrons. On a alors:

$$F(v_x) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{m}{2eT}} v_x \right) \right) \quad (\text{A.13})$$

$$F(v) = \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{mv^2}{2eT}} \right) - \sqrt{\frac{4}{\pi}} \sqrt{\frac{mv^2}{2eT}} \exp \left(-\frac{mv^2}{2eT} \right) \quad (\text{A.14})$$

Et, en énergie:

$$F(E) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{E}{T}} \right) \right] \quad (\text{A.15})$$

Distribution Lambertienne

La distribution Lambertienne est la distribution d'un ensemble de particules thermalisées traversant une surface. Elle peut s'écrire en fonction de l'énergie des électrons selon:

$$f(E) = \sqrt{E} \exp \left(-\frac{E}{T} \right) \quad (\text{A.16})$$

A.3. Electrocinétique particulière

A.3.1. Force de Lorentz

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{A.17})$$

A.3.2. Fréquence cyclotron et rayon de Larmor

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (\text{A.18})$$

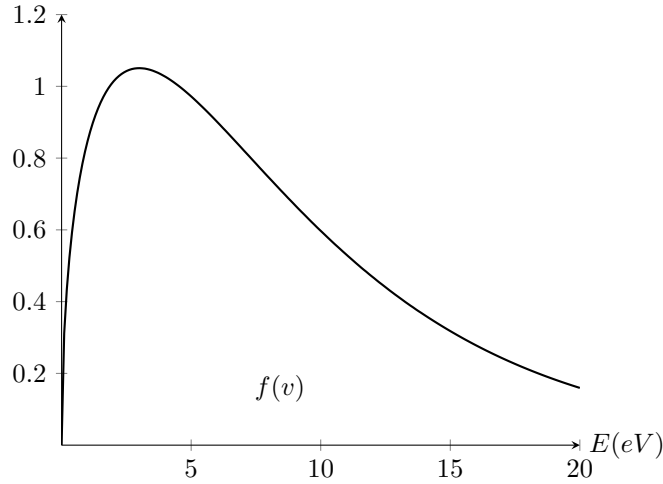


FIGURE A.4. – Distribution Lambertienne en énergie

$$r_L = \frac{v_{\perp} \cdot m}{B \cdot q} \quad (\text{A.19})$$

A.3.3. Dynamique d'une particule dans un champ électromagnétique constant

Nous allons décrire analytiquement le mouvement d'une particule chargée dans un champ électromagnétique $\vec{E} \times \vec{B}$ constant. Prenons le PFD auquel on applique la force de Laurentz, on a :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (\text{A.20})$$

Pour simplifier prenons: $\vec{E} = (E, 0, 0)$ et $\vec{B} = (0, B, 0)$ (cf. Figure A.5, p. 184), on peut écrire:

$$\begin{cases} m \frac{dv_x}{dt} = q(E - v_z \cdot B) \\ m \frac{dv_y}{dt} = 0 \\ m \frac{dv_z}{dt} = q \cdot v_x \cdot B \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{dv_x}{dt} = \frac{qE}{m} - v_z \frac{qB}{m} \\ v_y = v_{y0} \\ \frac{dv_z}{dt} = v_x \frac{qB}{m} \end{cases}$$

On reconnait ici la fréquence cyclotron de la particule $\omega_c = \frac{eB}{m}$. On définit également la vitesse de dérive:

$$V_d = \frac{qE}{m\omega_c} = \frac{E}{B} \quad (\text{A.21})$$

On peut donc réécrire notre système de deux équations irrésolu sous la forme:

$$\begin{cases} \frac{dv_x}{dt} = \omega_c (V_d - v_z) \\ \frac{dv_z}{dt} = \omega_c v_x \end{cases}$$

En dérivant une seconde fois ce système on arrive à:

$$\begin{cases} \frac{d^2 v_x}{dt^2} = -\omega_c \frac{dv_z}{dt} \\ \frac{d^2 v_z}{dt^2} = \omega_c \frac{dv_x}{dt} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{d^2 v_x}{dt^2} + \omega_c^2 v_x = 0 \\ \frac{d^2 v_z}{dt^2} - \omega_c^2 (V_d - v_z) = 0 \end{cases}$$

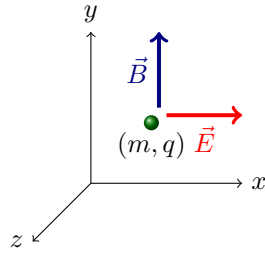


FIGURE A.5. – Particule chargée dans un champ $\vec{E} \times \vec{B}$ constant

On a donc ici la résolution de deux systèmes harmonique, ce qui nous donne:

$$\begin{cases} v_x(t) = A_1 \cos(\omega_c t) + B_1 \sin(\omega_c t) \\ v_z(t) = V_d + A_2 \cos(\omega_c t) + B_2 \sin(\omega_c t) \end{cases}$$

Les conditions initiales nous donnent:

$$\begin{cases} v_x(0) = v_{x0} = A_1 \\ v_z(0) = v_{z0} = V_d + A_2 \end{cases}$$

Et si l'on prend la dérivée première en $t = 0$, on a:

$$\begin{cases} \left. \frac{dv_x}{dt} \right|_{t=0} = B_1 \omega_c = \omega_c (V_d - v_{z0}) \\ \left. \frac{dv_z}{dt} \right|_{t=0} = B_2 \omega_c = \omega_c v_{x0} \end{cases}$$

On a donc finalement:

$$\begin{cases} v_x(t) = v_{x0} \cos(\omega_c t) + (V_d - v_{z0}) \sin(\omega_c t) \\ v_y(t) = v_{y0} \\ v_z(t) = V_d + (v_{z0} - V_d) \cos(\omega_c t) + v_{x0} \sin(\omega_c t) \end{cases}$$

On peut donc en déduire, par intégration la position des particules:

B. Démonstrations

B.1. Gaine de Tonk-Langmuir

L'équation du potentiel de gaine et des densités d'ions et d'électrons dans la gaine de Tonk-Langmuir s'appuie sur trois hypothèses:

- Les ions et les électrons sont non-colisionnels
- Les électrons ont une distribution qui suit la loi de Boltzmann
- Les ions ont une température initialement nulle

Comme les électrons suivent la loi de Boltzmann, on aura:

$$n_e(\varphi) = n_e(\varphi_0) \cdot e^{\frac{\varphi - \varphi_0}{T_e}} \quad (\text{B.1})$$

Par ailleurs, d'après le théorème de l'énergie cinétique, nous avons, pour les ions:

$$\frac{1}{2} M u^2(x) = \frac{1}{2} M u_s^2(x) - e\varphi(x) \Rightarrow u(x) = \sqrt{u_s^2 - \frac{2e\varphi(x)}{M}} \quad (\text{B.2})$$

Par continuité du flux d'ions en régime permanent, on a: $n_i(x)u(x) = n_{is}u_s$
On a donc:

$$n_i(x) = \frac{n_{is}}{\sqrt{1 - \frac{2e\varphi}{Mu_s^2}}} \quad (\text{B.3})$$

Enfin, par définition de l'équation de Poisson, on obtient: $\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{e}{\varepsilon_0}(n_e - n_i)$
On obtient donc l'équation:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = \frac{en_s}{\varepsilon_0} \left[e^{\varphi/T_e} - \left(1 - \frac{\varphi}{E_s}\right)^{-1/2} \right] \quad (\text{B.4})$$

Afin d'être résolue, cette équation nécessite un certain nombre de conditions limites.

B.2. Critère de Bohm

En multipliant l'équation B.1 par $\frac{d\varphi}{dx}$ et en l'intégrant sur x , on trouve:

$$\int_0^x \frac{d^2\varphi}{dx^2} \cdot \frac{d\varphi}{dx} \cdot dx = \int_0^x \frac{d\varphi}{dx} \frac{en_s}{\varepsilon_0} \left[e^{\varphi/T_e} - \left(1 - \frac{\varphi}{E_s}\right)^{-1/2} \right] \cdot dx$$

Avec: \mathcal{E}_s , l'énergie cinétique des ions au passage pré-gaine/gaine:

$$\mathcal{E}_s = \frac{1}{2} M u_s^2$$

En supprimant les dx et en intégrant selon φ , on a:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = \frac{en_s}{\varepsilon_0} \left[T_e \cdot \exp\left(\frac{\varphi}{T_e}\right) - T_e + \frac{2\mathcal{E}_s}{\sqrt{1 - \frac{\varphi}{\mathcal{E}_s}}} - 2\mathcal{E}_s \right]$$

On voit bien ,d'après cette expression que l'on doit avoir le membre de droite de cette équation qui doit être positif pour que cette équation ait des solutions, soit:

$$T_e \cdot \exp\left(\frac{\varphi}{T_e}\right) - T_e + \frac{2\mathcal{E}_s}{\sqrt{1-\frac{\varphi}{\mathcal{E}_s}}} - 2\mathcal{E}_s \geq 0$$

Prenons les développements limités au second ordre de $\exp\left(\frac{\varphi}{T_e}\right)$ et $\sqrt{1-\frac{\varphi}{\mathcal{E}_s}}$, on a:

$$\begin{aligned} \rightarrow \exp\left(\frac{\varphi}{T_e}\right) &\simeq 1 + \frac{\varphi}{T_e} + \frac{(\varphi/T_e)^2}{2} \\ \rightarrow \sqrt{1-\frac{\varphi}{\mathcal{E}_s}} &\simeq 1 - \frac{1}{2}\frac{\varphi}{\mathcal{E}_s} + \frac{1}{8}\frac{\varphi}{\mathcal{E}_s} \end{aligned}$$

On trouve donc avec cela:

$$\begin{aligned} T_e \left(1 + \frac{\varphi}{T_e} + \frac{(\varphi/T_e)^2}{2}\right) - T_e + 2\mathcal{E}_s \left(1 - \frac{1}{2}\frac{\varphi}{\mathcal{E}_s} + \frac{1}{8}\frac{\varphi}{\mathcal{E}_s}\right) - 2\mathcal{E}_s &\geq 0 \\ \Rightarrow T_e \left(1 + \frac{\varphi}{T_e} + \frac{(\varphi/T_e)^2}{2}\right) - T_e + 2\mathcal{E}_s \left(1 - \frac{1}{2}\frac{\varphi}{\mathcal{E}_s} + \frac{1}{8}\left(\frac{\varphi}{\mathcal{E}_s}\right)^2\right) - 2\mathcal{E}_s &\geq 0 \\ \Rightarrow \varphi + \frac{\varphi^2}{2T_e} - \varphi + \frac{1}{4}\frac{\varphi^2}{\mathcal{E}_s} &\geq 0 \\ \Rightarrow \mathcal{E}_s &\geq \frac{T_e}{2} \end{aligned}$$

On voit donc que pour que le plasma se forme il faut que : $\mathcal{E}_s \geq \frac{T_e}{2} \Rightarrow \frac{1}{2}Mu_s^2 \geq \frac{T_e}{2}$
Il faut donc que:

$$u_s \geq \sqrt{\frac{eT_e}{M}} \quad (\text{B.5})$$

Cette condition est appelée condition de Bohm et $u_B = \sqrt{\frac{eT_e}{M}}$ est appelée vitesse de Bohm. Elle correspond à la vitesse du son des ions dans le plasma.

B.3. Relation de Child-Law

La relation de Child-Law repose sur la conservation de la quantité d'ions dans le cas où la vitesse des ions est négligeable au centre du plasma. On a donc deux relations:

$$\frac{1}{2}Mu^2(x) = -e\varphi(x) \quad (\text{B.6})$$

$$e.n(x).u(x) = J_0 \quad (\text{B.7})$$

En réinjectant B.6 dans B.7, on obtient: $n(x) = \frac{J_0}{e} \left(-\frac{2e\varphi}{M}\right)^{-\frac{1}{2}}$

En injectant cette expression de $n(x)$ dans l'équation de Poisson, on obtient: $\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{J_0}{\varepsilon_0} \left(-\frac{2e\varphi}{M}\right)^{-\frac{1}{2}}$

En multipliant par $\frac{d\varphi}{dx}$ et en intégrant entre 0 et x , on obtient:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = 2\frac{J_0}{\varepsilon_0} \left(\frac{2e}{M}\right)^{-1/2} (-\varphi)^{1/2}$$

On a considéré ici que le courant électrique était nul au centre du plasma ($-E = \frac{d\varphi}{dx} = 0$). En intégrant à nouveau selon x , on obtient:

$$-\varphi^{3/4} = \frac{3}{2} \left(\frac{J_0}{\varepsilon_0}\right)^{1/2} \left(\frac{2e}{M}\right)^{-1/4} x$$

En prenant le potentiel de surface égal φ_w (en valeur absolue: $\varphi_w > 0$, on obtient la relation de Child-Law:

$$J_0 = \frac{4}{9}\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{\varphi_w^{3/2}}{s^2} \quad (\text{B.8})$$

Avec s l'épaisseur de la gaine. Cette relation montre clairement que le courant qui peut circuler dans la gaine est une fonction de la différence de potentielle entre le cur du plasma et la paroi, et de l'épaisseur de la gaine.

B.4. Expression analytique de la trajectoire d'électrons subissant des rétrodiffusions élastiques nettes aux parois d'un canal plongé dans un champ $\vec{E} \times \vec{B}$

Relations de récurrences sur les vitesses:

$$\begin{cases} v_{x,0}^{k+1} = - [\cos(\varphi_i)v_{x,0}^k - \sin(\varphi_i)(v_{z,0}^k - v_d)] \\ v_{y,0}^{k+1} = -v_{y,0}^k \\ v_{z,0}^{k+1} = - [v_d + \cos(\varphi_i)(v_{z,0}^k - v_d) + \sin(\varphi_i)v_{x,0}^k] \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

Relation de récurrences sur la position:

$$\begin{cases} x_0^{k+1} = x_0^k + \frac{v_{x,0}^k}{\omega_{ce}} \sin(\varphi_i) + \frac{v_{z,0}^k - v_d}{\omega_{ce}} \cos(\varphi_i) \\ y_0^{k+1} = y_{long} - y_0^k \\ z_0^{k+1} = z_0^k + v_d \cdot t_i + \frac{v_{z,0}^k - v_d}{\omega_{ce}} \sin(\varphi_i) - \frac{v_{x,0}^k}{\omega_{ce}} \cos(\varphi_i) \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

B.5. Interpolation du rendement en énergie sur une distribution Lambertienne

Par définition la valeur du rendement en énergie R_E intégrée sur une distribution normalisée en énergie $f(E)$ sera:

$$\langle R_E \rangle_f = \int_0^{+\infty} R_E(E) \cdot f(E) \cdot dE \quad (\text{B.11})$$

Dans le cadre de cette thèse, il est utile d'obtenir des valeurs d'émission électronique représentatives de l'interaction entre un plasma et une paroi. Un plasma thermalisé correspondant à une distribution Maxwellienne d'électrons (soit, à la paroi, une distribution Lambertienne), il est utile d'intégrer les valeurs de R_E sur une distribution Lambertienne.

Toutefois, pour réaliser une telle intégration, il faut pouvoir définir R_E de manière continue sur l'ensemble d'énergie considéré. Dans notre cas nous allons interpoler les valeurs de R_E de manière linéaire entre chaque point mesuré, soit:

$$R_E(E \in [E_i, E_{i+1}]) = R_E(E_i) + \frac{R_E(E_{i+1}) - R_E(E_i)}{E_{i+1} - E_i} (E - E_i) \quad (\text{B.12})$$

Par conséquent, la valeur intégrée de R_E sur une Lambertienne de température T (notée $R_T(T)$) s'écrit:

$$R_T(T) = \int_0^{+\infty} R_E(E) \cdot f_{\mathcal{L}}(E, T) \cdot dE \quad (\text{B.13})$$

On sait que la fonction de distribution Lambertienne normalisée peut s'écrire:

$$f_{\mathcal{L}}(E, T) = \sqrt{\frac{\pi E}{4T^3}} e^{-\frac{E}{T}} \quad (\text{B.14})$$

En utilisant la valeur interpolée de R_E , $R_T(T)$ peut s'exprimer selon:

$$R_T(T) \simeq \sum_{i=1}^N \int_{E_{i-1}}^{E_i} R_E(E) \cdot f_{\mathcal{L}}(E, T) \cdot dE$$

$$\Rightarrow R_T(T) \simeq \sum_{i=1}^N \int_{E_{i-1}}^{E_i} \left[R_E(E_i) + \frac{R_E(E_{i+1}) - R_E(E_i)}{E_{i+1} - E_i} (E - E_i) \right] \cdot f_{\mathcal{L}}(E, T) \cdot dE$$

$$\int_{E_{i-1}}^{E_i} f_{\mathcal{L}}(E, T) \cdot dE = \int_{E_{i-1}}^{E_i} \sqrt{\frac{\pi E}{4T^3}} e^{-\frac{E}{T}} \cdot dE = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \int_{E_{i-1}}^{E_i} \sqrt{\frac{E}{T^3}} e^{-\frac{E}{T}} \cdot dE$$

En effectuant le changement de variable $t = E/T$ (soit $dt = dE/T$), on peut réécrire l'expression précédente sous la forme:

$$\int_{E_{i-1}}^{E_i} f_{\mathcal{L}}(E, T) \cdot dE = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \int_{E_{i-1}/T}^{E_i/T} \sqrt{t} e^{-t} \cdot dt = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \int_{E_{i-1}/T}^{E_i/T} t^{1/2} e^{-t} \cdot dt$$

On peut donc voir que:

$$\int_{E_{i-1}}^{E_i} f_{\mathcal{L}}(E, T) \cdot dE = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \gamma \left(\frac{3}{2}, \frac{E_{i-1}}{T}, \frac{E_i}{T} \right) \quad (\text{B.15})$$

Ainsi, on a donc:

$$R_T(T) \simeq \sum_{i=1}^N \left[R_E(E_i) \gamma \left(\frac{3}{2}, \frac{E_{i-1}}{T}, \frac{E_i}{T} \right) + \frac{R_E(E_{i+1}) - R_E(E_i)}{E_{i+1} - E_i} \left(\gamma \left(\frac{5}{2}, \frac{E_{i-1}}{T}, \frac{E_i}{T} \right) - E_i \gamma \left(\frac{3}{2}, \frac{E_{i-1}}{T}, \frac{E_i}{T} \right) \right) \right] \quad (\text{B.16})$$

B.6. Inversion de la fonction intégrée de Chung et Everheart

Il est important de pouvoir inverser la fonction de distribution de Chung et Everheart pour générer de manière aléatoire les électrons émis par les parois du propulseur. Soit la fonction intégrée de Chung et Everhart:

$$\Delta_E \Gamma_{se}(E_{se}, w_f) = \frac{E_{se}^2 (E_{se} + 3w_f)}{(E_{se} + w_f)^3} \quad (\text{B.17})$$

L'inversion de la fonction intégrée de Chung et Everheart revient à résoudre en y l'équation:

$$y = \frac{x^2(x + 3a)}{(x + a)^3} \quad (\text{B.18})$$

Avec:

$$\begin{cases} a > 0 \\ y \in]0, 1[\end{cases}$$

Ce qui équivaut à résoudre:

$$x^3 + 3ax^2 - 3a^2 \frac{y}{1-y} x - a^3 \frac{y}{1-y} = 0$$

En effectuant le changement de variable $X = x + a$ on obtient l'équation équivalente:

$$(X - a)^3 + 3a(X - a)^2 - 3a^2 \frac{y}{1-y}(X - a) - a^3 \frac{y}{1-y} = 0$$

Ce qui donne après simplification:

$$X^3 - \frac{3a^2}{1-y}X + \frac{2a^3}{1-y} \quad (\text{B.19})$$

Cette équation peut alors être résolue par la méthode de Cardan. Posont tout d'abord:

$$\begin{cases} p = -\frac{3a^2}{1-y} \\ q = \frac{2a^3}{1-y} \end{cases}$$

On a donc:

$$X^3 + pX + q = 0 \quad (\text{B.20})$$

On pose alors $X = u + v$, on a ainsi:

$$(u + v)^3 + p(u + v) + q = 0 \Leftrightarrow u^3 + v^3 + (3uv + p)(u + v) + q = 0$$

On peut toujours trouver u et v vérifiant $3uv + p = 0$, on a donc, dans ce cas:

$$\begin{cases} u^3 + v^3 = -q \\ uv = -\frac{p}{3} \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} u^3 + v^3 = -q \\ u^3 v^3 = -\frac{p^3}{27} \end{cases}$$

Or, par définition, u^3 et v^3 sont solutions de l'équation:

$$t^2 + qt - \frac{p^3}{27} = 0$$

Le discriminant de cette équation s'écrit alors:

$$a\delta = q^2 + \frac{4p^3}{27} = \left(\frac{2a^3}{1-y}\right)^2 - \frac{4}{27} \left(\frac{3a^2}{1-y}\right)^3$$

Ce qui, après simplification donne:

$$\delta = -4a^6 \frac{y}{(1-y)^3} < 0 \quad (\text{B.21})$$

Comme δ est négatif, les solutions de cette équation sont les complexes conjugués:

$$\begin{cases} t_1 = -\frac{a^3}{1-y} \left(1 - i\sqrt{\frac{y}{1-y}}\right) \\ t_2 = -\frac{a^3}{1-y} \left(1 + i\sqrt{\frac{y}{1-y}}\right) \end{cases}$$

Qui peuvent également s'écrire:

$$\begin{cases} t_1 = -\frac{a^3}{(1-y)^{3/2}} (\sqrt{1-y} - i\sqrt{y}) \\ t_2 = -\frac{a^3}{(1-y)^{3/2}} (\sqrt{1-y} + i\sqrt{y}) \end{cases}$$

Or, on sait que:

$$\begin{aligned} \sin(\arcsin(\sqrt{y})) &= \sqrt{y} \\ \cos(\arcsin(\sqrt{y})) &= \sqrt{1-y} \end{aligned}$$

t_2 peut ainsi s'écrire sous la forme:

$$t_2 = -\frac{a^3}{(1-y)^{3/2}} e^{i \arcsin(\sqrt{y})}$$

Et l'on voit également que t_1 est le conjugué de t_2 . On peut alors écrire que:

$$\begin{cases} u^3 = t_2 \\ v^3 = t_1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} u = -\frac{a}{\sqrt{1-y}} e^{i \frac{\arcsin(\sqrt{y})}{3}} \\ v = -\frac{a}{\sqrt{1-y}} e^{-i \frac{\arcsin(\sqrt{y})}{3}} \end{cases}$$

Les trois solutions de l'équation B.19 sont donc:

$$\begin{cases} X_1 = u + \bar{u} \\ X_2 = ju + j\bar{u} \\ X_3 = j^2u + j^2\bar{u} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} X_1 = -\frac{2a}{\sqrt{1-y}} \left(\cos \left(\frac{\arcsin(\sqrt{y})}{3} \right) \right) \\ X_2 = -\frac{2a}{\sqrt{1-y}} \left(\cos \left(\frac{\arcsin(\sqrt{y})}{3} + \frac{2\pi}{3} \right) \right) \\ X_3 = -\frac{2a}{\sqrt{1-y}} \left(\cos \left(\frac{\arcsin(\sqrt{y})}{3} - \frac{2\pi}{3} \right) \right) \end{cases}$$

Or parmi ces trois solutions, seule la deuxième est physique car elle donne des valeurs positive comprise entre 0 et 1. La valeur de x qui nous intéresse s'écrit donc, en effectuant le changement de variable $x = X - a$:

$$x = -\frac{2a}{\sqrt{1-y}} \left(\cos \left(\frac{\arcsin(\sqrt{y})}{3} + \frac{2\pi}{3} \right) \right) - a \quad (\text{B.22})$$

Ce qui donnent, en remplaçant a par w_f , x par E_e et y par R un nombre aléatoire tiré entre 0 et 1:

$$E_e = -\frac{2w_f}{\sqrt{1-R}} \left(\cos \left(\frac{\arcsin(\sqrt{R})}{3} + \frac{2\pi}{3} \right) \right) - w_f \quad (\text{B.23})$$

B.7. Calcul de la fonction de transport des électrons entre l'échantillon et l'analyseur

Il est possible de trouver une expression analytique simple de la fonction de transfert entre l'échantillon et l'analyseur. Pour cela, nous allons supposer que l'émission électronique est isotrope. Cette hypothèse est abusive car il est connu que la rétrodiffusion élastique est fortement anisotrope. Cependant, comme nous allons le voir par la suite, la fonction de transfert du transport entre l'échantillon et l'analyseur a une influence négligeable pour les électrons de haute énergie (les électrons rétrodiffusés élastiques en particulier).

Prenons le schéma suivant résumant le transport des électrons entre l'échantillon et la surface.

Les variables de ce problème sont:

E_e : L'énergie d'émission des électrons [eV].

E_a : L'énergie des électrons après application du potentiel de surface [eV].

θ_e : Angle d'émission des électrons [rad].

θ_a : Angle d'émission des électrons après application du potentiel de surface [rad].

θ_l : Angle d'acceptance de l'analyseur relativement à l'émission des électrons [rad].

$\theta_{e,max}$: Angle maximum d'émission des électrons [rad].

$\theta_{a,max}$: Angle maximum d'émission des électrons après application du potentiel de surface [rad].



(a) Vitesse d'émission des électrons (b) Vitesse après application du potentiel de surface

FIGURE B.1. – Composantes vectorielles des vitesses des électrons émis

\vec{v}_e : Vecteur vitesse d'émission des électrons [m/s].

\vec{v}_a : Vecteur vitesse d'émission des électrons après application du potentiel de surface [m/s].

I_e : Intensité d'électrons émis par le matériau [A].

I_a : Intensité d'électrons captés par l'analyseur [A].

Les vitesses d'émission avant et après imposition du potentiel de surface peuvent s'écrire en fonction de leur composante normale et tangentielle à la surface selon (cf.Fig.B.1, p. 191):

$$\vec{v}_e = v_{e,n} \vec{n} + v_{e,t} \vec{t}$$

$$\vec{v}_a = v_{a,n} \vec{n} + v_{a,t} \vec{t}$$

Ces vitesses peuvent être exprimées en fonction de l'angle d'émission selon (cf.Fig.B.1, p. 191):

$$\begin{aligned} v_{e,n} &= v_e \cos(\theta_e) & v_{e,t} &= v_e \sin(\theta_e) \\ v_{a,n} &= v_a \cos(\theta_a) & v_{a,t} &= v_a \sin(\theta_a) \end{aligned}$$

Relations entre énergies et vitesses On a:

$$v_e = \sqrt{\frac{2E_e}{m_e}} \quad v_a = \sqrt{\frac{2E_a}{m_e}}$$

On a donc:

$$\begin{cases} v_{e,n} = v_e \cos(\theta_e) = \sqrt{\frac{2E_e}{m_e}} \cos(\theta_e) \\ v_{e,t} = v_e \sin(\theta_e) = \sqrt{\frac{2E_e}{m_e}} \sin(\theta_e) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_{e,n} = E_e \cos^2(\theta_e) \\ E_{e,t} = E_e \sin^2(\theta_e) \end{cases}$$

Accélération des électrons par le potentiel de surface Le potentiel de surface va accroître l'énergie des électrons émis selon:

$$E_a = E_e + e\varphi$$

Comme l'intégralité de l'énergie est injectée selon \vec{n} , on a:

$$\begin{cases} E_{a,n} = E_{e,n} + e\varphi = E_e \cos^2(\theta_e) + e\varphi \\ E_{a,t} = E_{e,t} = E_e \sin^2(\theta_e) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} v_{a,n} = \sqrt{v_e^2 \cos^2(\theta_e) + \frac{2e\varphi}{m_e}} \\ v_{e,t} = v_e \sin(\theta_e) \end{cases}$$

Angle d'émission après application du potentiel de surface Le potentiel de surface va augmenter la vitesse normale des électrons tout en conservant leur vitesse tangentielle, l'angle d'émission va donc être changé selon:

$$\theta_a(E_e, \varphi) = \arctan\left(\frac{v_{a,t}}{v_{a,n}}\right) = \arctan\left(\frac{\sqrt{E_e} \sin(\theta_e)}{\sqrt{E_e \cos^2(\theta_e) + e\varphi}}\right)$$

Angle maximum d'émission après accélération par le potentiel de surface φ En supposant que les électrons sont initialement émis de manière isotrope, l'angle d'émission maximum avant application du potentiel de surface sera: $\theta_{e,max} = \frac{\pi}{2}$. Et dans ce cas:

$$\vec{v}_e(\theta_{e,max}) = v_e \vec{t} = \sqrt{\frac{2E_e}{m_e}} \vec{t}$$

Après application du potentiel de surface, cet électron aura l'angle d'incidence maximum d'émission $\theta_{a,max} = \theta_a(E_e, \varphi, \theta_e)$, soit:

$$\theta_{a,max} = \arctan\left(\sqrt{\frac{E_e}{e\varphi}}\right) \quad (\text{B.24})$$

Intensité d'électrons émis captés par l'analyseur Soit I_e l'intensité d'électrons émis par la surface. Sans potentiel de surface et en supposant une émission électronique isotrope, l'intensité I_a captée par l'analyseur est égale à la proportion de l'angle d'acceptance (θ_a) de l'analyseur sur l'angle d'émission total (ici: $\frac{\pi}{2}$, cf. Fig.B.2, p.193):

$$I_a = I_e \frac{2\theta_l}{\pi}$$

Après application du potentiel de surface, on a:

$$I_a(E_e, \varphi) = I_e \frac{\theta_l}{\theta_{a,max}(E_e, \varphi)}$$

Cependant, étant donné qu'il n'est pas possible de capter plus que l'intensité totale émise, pour $\theta_{a,max} < \theta_l$, $I_a = I_e$.

Il est donc important d'expliciter la relation entre $\theta_{a,max}$, θ_l , E_e et φ .

Détermination de la relation $\theta_{a,max} > \theta_l$ Cette relation donne:

$$\begin{aligned} \theta_{a,max} > \theta_l \\ \Rightarrow \arctan\left(\sqrt{\frac{E_e}{e\varphi}}\right) > \arctan\left(\frac{d}{2h}\right) \\ \Rightarrow E_e > \frac{d^2}{4h^2} e\varphi \end{aligned}$$

Fonction de transfert du transport entre l'échantillon et l'analyseur La fonction de transfert du transport entre l'échantillon et l'analyseur est le rapport entre l'intensité arrivant à l'analyseur et l'intensité émise par l'échantillon par conséquent:

$$H_T(E_e, \varphi) = \frac{I_a(E_e, \varphi)}{I_e} \begin{cases} \frac{\arctan(\frac{d}{2h})}{\arctan(\sqrt{\frac{E_e}{e\varphi}})} & \text{pour } E_e > \frac{d^2}{4h^2} e\varphi \\ 1 & \text{pour } E_e < \frac{d^2}{4h^2} e\varphi \end{cases} \quad (\text{B.25})$$

Il est donc possible de tracer ces fonctions pour différentes valeurs de φ et E_e (cf. Fig. ??, p.193).

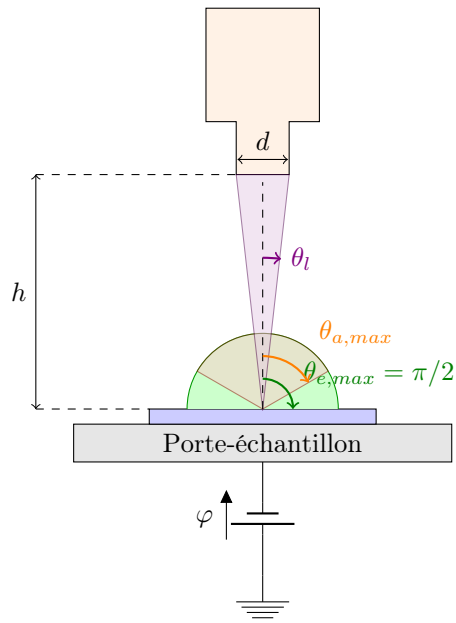


FIGURE B.2. – Géométrie de la mesure des électrons émis par l'analyseur hémisphérique.

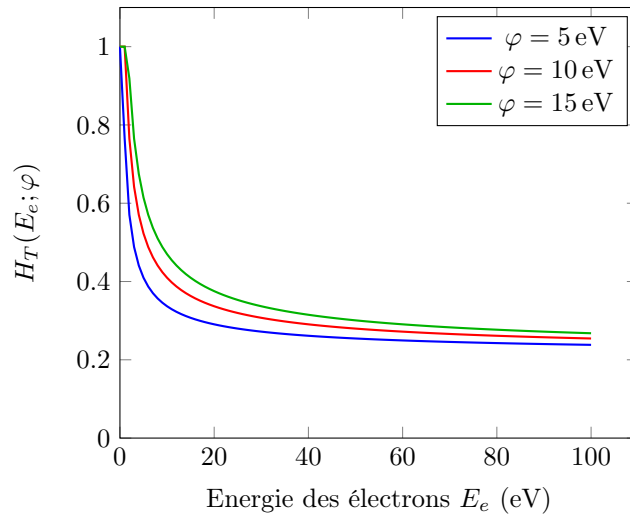


FIGURE B.3. – Fonction de transfert du transport entre l'échantillon et l'analyseur en fonction de l'énergie d'émission E_e et du potentiel de surface φ