



HAL
open science

Étude des structures de courant et de potentiel autour d'une antenne radio-fréquence dans un plasma magnétisé

J. Ledig

► **To cite this version:**

J. Ledig. Étude des structures de courant et de potentiel autour d'une antenne radio-fréquence dans un plasma magnétisé. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université de Lorraine, 2020. Français. NNT : 2020LORR0082 . tel-02962916

HAL Id: tel-02962916

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-02962916>

Submitted on 9 Oct 2020

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



Université de Lorraine, Collegium Sciences et Technologies
École Doctorale C2MP « Chimie - Mécanique - Matériaux- Physique »

THÈSE

Pour l'obtention du titre de :

Docteur en Physique des Plasmas de l'Université de Lorraine

Présentée par :

LEDIG Jordan

Étude des structures de courant et de potentiel autour d'une antenne radio-fréquence dans un plasma magnétisé

Thèse soutenue publiquement le 4 Septembre 2020 à Nancy, devant le jury composé de :

Jamie GUNN	HDR Ingénieur Physicien CEA	Rapporteur
Pascal CHABERT	Professeur - CNRS LPP Polytechnique	Rapporteur
Gerard HENRION	Professeur - CNRS - IJL	Examinateur
Kristel CROMBE	Chercheuse ERM Brussel & Univ. de Gand	Examinatrice
Stéphane BÉCHU	DR - CNRS Grenoble	Examinateur
Étienne GRAVIER	Professeur, Université de Lorraine - IJL	Président du Jury
Nicolas LEMOINE	MCF, Université de Lorraine - IJL	Directeur de thèse
Eric FAUDOT	MCF, Université de Lorraine - IJL	Co-directeur de thèse

*Institut Jean Lamour - UMR 7198 - Département P2M - Équipe Plasmas Chauds, 107
Université de Lorraine - Pôle M4 : matière, matériaux, métallurgie, mécanique*

Résumé

LA FUSION THERMONUCLÉAIRE CONTRÔLÉE est une solution envisageable pour la production d'une énergie propre quasi inépuisable pour les générations à venir. Cependant, les températures requises pour procéder à la fusion des noyaux sont de l'ordre de la centaine de millions de degrés. À ces températures la matière se trouve dans l'état de plasma, un gaz ionisé, ce qui nous permet de le confiner dans des champs magnétiques puissants. Parmi les moyens de chauffage utilisés pour porter le plasma aux températures requises dans les réacteurs à fusion magnétique (les Tokamaks et les Stellarator), nous nous intéresserons au chauffage par résonance cyclotron ionique via des antennes émettant un champ électromagnétique dans la gamme des radio-fréquences. La compréhension du comportement du plasma autour de ces antennes ICRH ou plus généralement en présence d'ondes RF et d'un champ magnétique est un enjeu majeur pour minimiser les flux de particules accélérées dans les gaines RF au contact d'une antenne ou d'une électrode.

Le réacteur expérimental ALINE (a linear experiment) a été conçu justement dans le but d'étudier les gaines RF et les structures de potentiels et de densité dans un plasma magnétisé dont la température, la densité et le champ magnétique sont cependant plus proches d'un plasma de décharge. Ces conditions permettent d'approcher, en laboratoire, le comportement d'un plasma de bord d'un tokamak au voisinage des antennes sans détruire la sonde de Langmuir qui sert de diagnostic. Le plasma d'ALINE est donc généré par une électrode RF, et un champ magnétique maintenu par un jeu de six bobines coaxiales entourant une chambre cylindrique, permet de confiner le plasma le long de l'axe du réacteur. La sonde de Langmuir utilisée, compensée RF, est montée sur un bras manipulateur automatisé permettant de déplacer la sonde et de réaliser des mesures tri-dimensionnelles au sein du réacteur proche de l'électrode RF. De plus, un dispositif dédié permet d'incliner l'électrode RF par rapport aux lignes de champ magnétique.

Une partie conséquente du travail de thèse consiste à étudier la faisabilité et la pertinence des mesures de sonde de Langmuir dans un plasma RF magnétisé en élaborant d'abord un algorithme exploitant la partie exponentielle et électronique de la caractéristique de sonde. Mais nous avons montré que la surface effective de collection des électrons par une sonde de Langmuir cylindrique alignée avec les lignes de champ magnétique dépend fortement de l'amplitude du champ magnétique. Dans certaines conditions la caractéristique $I(V)$ de la sonde présente une bosse entre la partie exponentielle et la saturation électronique. Une étude approfondie de la caractéristique au voisinage de cette bosse a permis de déterminer

son origine : une déplétion de la densité du plasma contenu dans le tube de flux connecté à la sonde. Nous avons également constaté la difficulté de mesurer dans ces conditions la densité électronique à partir du courant électronique, de par l'impossibilité d'estimer précisément la surface de collection des électrons.

Nous avons en conséquence, pour la mesure de la densité, restreint l'exploitation des caractéristiques courant-tension d'une sonde de Langmuir en plasma magnétisé à la partie ionique, dont la théorie classique des sondes rend compte correctement puisque les ions sont faiblement magnétisés dans nos expériences sur le réacteur ALINE. L'étude principale sur les structures de potentiel, température et densité du plasma a été réalisée en procédant à une cartographie bi-dimensionnelle des paramètres du plasma en face de l'électrode RF inclinée par rapport aux lignes de champ magnétique. Les mesures ont mis en évidence la présence d'un tube de flux connecté à l'électrode dont la densité interne est plus faible que celui du plasma extérieur, et dont le potentiel est plus élevé que celui de l'extérieur. Le vidage du tube de flux, fonctionnant sur le même principe que celui de la sonde (dans le cas de caractéristiques bosselées), est dû aux courants électroniques pompés par l'électrode RF et aux courants ioniques transverses au champ magnétique. L'amplitude du potentiel plasma DC s'explique quant à elle par le phénomène de redressement des gaines RF couplé aux courants ionique transverses. D'autre part la mesure des cartes de température a mis en évidence la présence de cônes de résonance, augmentant localement la densité et la température du plasma en face de l'électrode RF. L'existence d'un tel phénomène a été vérifiée grâce à des simulations réalisées sur COMSOL. Un modèle fluide a permis de retrouver les profils de densité mesurés en face de l'antenne, validant l'importance de la dynamique ionique par le biais des courants transverses dans l'établissement des structures en face de l'électrode RF.

Au final, cette étude a montré la faisabilité d'établir une carte de potentiel, densité et température au voisinage d'une électrode RF et la capacité d'exploiter ces structures de densité et de potentiel, qui ont été comparées avec un relatif succès aux modèles double sonde avec courant transverses tenant compte des gaines RF.

Mots clefs : antenne RF, plasma magnétisé, plasma RF, tube de flux, mesures de sonde de Langmuir, structure de potentiel, structure de densité, structure de température, modélisation.

Abstract

CONTROLLED THERMONUCLEAR FUSION is a possible solution for the production of almost inexhaustible clean energy for future generations. However, the temperatures required to carry out the fusion of the nuclei are of the order of one hundred million degrees. At these temperatures the fuel turns in the state of plasma, an ionized gas, which allows us to confine it in strong magnetic fields. Among the heating means used in magnetic fusion reactors (Tokamaks and Stellarators), we will have a special look at the ion cyclotron resonance heating via antennas emitting an electromagnetic field in the radio frequency range. Understanding the behavior of the plasma around these ICRH antennas or more generally in the presence of RF waves coupled with a magnetic field is a major issue to minimize the flow of accelerated particles in the RF sheaths in contact with an antenna or an electrode.

The ALINE (a linear experiment) experimental reactor was precisely designed for the purpose of studying RF sheaths and of potential and density structures in a magnetized plasma whose temperature, density and magnetic field are, however, closer to a discharge plasma than a fusion one. These conditions make it possible to approach, in the laboratory, the behavior of a plasma in the vicinity of ICRH antennas, without destroying the Langmuir probe which is used for diagnosis. The ALINE plasma is therefore generated by an RF electrode, and a magnetic field maintained by a set of six coaxial coils surrounding a cylindrical chamber, making it possible to confine the plasma along the axis of the reactor. The Langmuir probe used is RF compensated and is mounted on an automated manipulator allowing the probe to be moved and to perform three-dimensional measurements close to the RF electrode. In addition, a dedicated device allows the RF electrode to be tilted relative to the magnetic field lines.

A substantial part of the thesis work consists in studying the feasibility and the relevance of Langmuir probe measurements in a magnetized RF plasma by first developing an algorithm exploiting the exponential and electronic part of the probe characteristic. However, an in-depth study of the effective collection surface of electrons by a cylindrical Langmuir probe aligned with the magnetic field lines has shown a clear dependence of the collection surface on the amplitude of the magnetic field. Under certain conditions the characteristic $I(V)$ of the probe presents a bump between the exponential part and the electronic saturation. An in-depth study around this bump made it possible to determine its origin : density depletion of the tube connected to the probe. Taking these observations into account, this study made it possible to determine the position of the plasma potential on such bumped characteristics,

but failed to deduce the electronic density due to its collection surface dependency that is too imprecise to determine.

The diagnosis was then calibrated in the ionic part of the characteristic since the ions are weakly magnetized and fit well to a classic probe theory. The study of the potential, temperature and density structures of the plasma was done by carrying out a two-dimensional mapping of the plasma parameters in front of the RF electrode inclined with respect to the magnetic field lines. The measurements highlighted the presence of a flux tube connected to the electrode for which internal density is lower than the density of the exterior plasma, and whose potential is higher than the one of the exterior. The emptying of the flux tube, operating on the same principle as that of the probe (in the case of bumped characteristics), is due to the electronic currents pumped by the RF electrode and to the ion currents transverse to the magnetic field. The amplitude of the DC plasma potential is explained by the phenomenon of rectification of the RF sheaths coupled to the transverse ion currents. On the other hand, the measurement of the temperature maps highlighted the presence of resonance cones in front of the RF electrode, which was also verified thanks to simulations carried out on COMSOL. These cones are locally increasing the density and the temperature of the plasma. A fluid model made it possible to find the density profiles measured in front of the antenna, validating the importance of the ion dynamics through transverse currents in the establishment of the structures in front of the RF electrode.

In the end, this study showed the feasibility of establishing a potential, density and temperature map in the vicinity of an RF electrode and the ability to exploit these density and potential structures, which have been compared with relative success to double probe models with transverse current taking RF sheaths into account.

Key words : RF antenna, magnetized plasma, RF plasma, flux tube, Langmuir probe measurements, potential structures, density structures, temperature structures, modelization.

Résumé vulgarisé

LA production d'énergie non carbonée et quasi inépuisable est un enjeu humain et environnemental majeur dans notre société actuelle. La fusion thermonucléaire contrôlée apparaît comme étant la source d'énergie remplissant ces critères. Actuellement, le nucléaire que nous exploitons à l'échelle industrielle est la *fission nucléaire* : on casse un atome très massif (de l'uranium 235), ce qui libère une importante quantité d'énergie, mais aussi des déchets radioactifs à grande durée de vie. La fusion quant à elle *fusionne* deux noyaux légers d'hydrogène (plus précisément du deutérium et du tritium) pour former un noyau d'hélium. La réaction produit elle aussi une importante quantité d'énergie, mais sans générer d'éléments radioactifs. Les combustibles sont présents en grande quantité sur Terre, ce qui assure la pérennité du procédé.

Cependant, pour que la réaction ait bien lieu, il faut que les noyaux (qui sont deux charges positives) soient très rapides afin de vaincre la force électrostatique qui les repousse. Pour cela, le gaz de deutérium et de tritium est chauffé à plus de 100 millions de degrés (où le centre du Soleil n'est qu'à 15 millions de degrés). À ces températures, le gaz entre dans un nouvel état : *l'état plasma*. Dans ce quatrième état de la matière les électrons se détachent du noyau formant un gaz de particules chargées (ions et électrons).

Pour atteindre de telles températures plusieurs systèmes sont utilisés. Dans le cadre de nos travaux, nous allons nous intéresser plus particulièrement au chauffage par ondes électromagnétiques (comme un four à micro-ondes). Une antenne émettant des ondes dans la gamme des radio-fréquences (RF) permet de chauffer le plasma. Néanmoins, le comportement du plasma *autour de ces antennes* est toujours une question ouverte pour la communauté-fusion. Des courants peuvent se développer aux abords de l'antenne et l'endommager, tout en générant des instabilités au sein du plasma. De plus, à ces températures, le gaz doit être contenu à l'aide d'un champ magnétique afin de ne pas toucher les parois du réacteur, mêlant ainsi *champ RF* et *champ magnétique*.

Dans le cadre de cette thèse, nous allons étudier le plasma autour d'une électrode RF plongée dans un plasma d'hélium magnétisé, dans un réacteur de taille modeste comparé aux réacteurs dédiés à la fusion (i.e. les Tokamaks). Afin de caractériser le plasma (déterminer sa température, son potentiel électrostatique, et sa densité) nous utilisons une sonde dite *de Langmuir*. Une partie importante de la thèse nous a permis d'étalonner ce diagnostic afin de fournir des mesures fiables dans un plasma RF et magnétisé. Ensuite, grâce à une électrode inclinée et un bras manipulateur permettant de bouger la sonde dans toute l'enceinte, il nous a été possible de réaliser une cartographie des différents paramètres du plasma en face d'une électrode RF plongée dans un plasma magnétisé. Plusieurs modèles et théories sont comparés à l'expérience afin de fournir une explication aux structures observées qui se forment en face de l'antenne, dans le but de comprendre un peu mieux le plasma dans ce type d'environnement qui est si particulier.

Vulgarized abstract

THE production of non-carbon and almost inexhaustible energy is a major human and environmental goal in our current society. Controlled thermonuclear fusion appears to be the energy source that fills these criteria. Currently, the nuclear that we operate on an industrial scale is *nuclear fission* : we break a very massive atom (uranium 235), which releases a significant amount of energy, but also radioactive waste with a long lifespan. On the other side, fusion *merges* two light nuclei of hydrogen (more precisely deuterium and tritium) to form a helium nucleus. The reaction also produces a significant amount of energy, but without generating radioactive elements. Fuels are present in large quantities on Earth, which ensures the sustainability of the process.

However, for the reaction to take place, the nuclei (which are two positive charges) must be very fast in order to overcome the electrostatic force which repels them. For this, the deuterium and tritium gas is heated to more than 100 million degrees (the center of the Sun is only 15 million degrees hot). At these temperatures, the gas enters a new state : *the plasma state*. In this fourth state of matter the electrons detach from the nucleus, forming a gas of charged particles (ions and electrons).

To reach such temperature, several systems are used. In the frame of our work, we will focus more specifically on heating by electromagnetic waves (like a domestic microwave oven). An antenna emitting waves in the radio frequency (RF) range can heat the plasma. However, *the behavior of the plasma around these antennas* is still an open question for the fusion community. Currents can develop around the antenna and damage it, while generating instabilities within the plasma. In addition, at these temperatures, the gas must be contained using a magnetic field in order to avoid the hot plasma to touch the walls of the reactor, mixing the *RF* and the *magnetic environments*.

Within the framework of this thesis, we will study the plasma around an RF electrode immersed in a magnetized helium plasma, in a modest-sized reactor compared to reactors dedicated to fusion (i.e. Tokamaks). In order to characterize the plasma (determine its temperature, its electrostatic potential, and its density) we use a so-called *Langmuir probe*. An important part of the thesis allowed us to calibrate this diagnosis in order to provide reliable measurements in an RF and magnetized plasma. Then, thanks to an inclined electrode and a manipulator allowing to move the probe throughout the reactor, we were able to carry out a mapping of all plasma parameters in front of an RF electrode immersed in a magnetized plasma. Several models and theories are compared with the experiment in order to provide an explanation to the structures observed, and which are formed in front of the antenna, aiming to understand a little better the plasma in this so particular type of environment.

Remerciements

Une thèse ne s'écrit jamais seul. La réalisation de ce travail de longue haleine n'a été rendue possible uniquement grâce à la participation des nombreuses personnes que j'ai croisées avant et pendant cette expérience. Avant de nous plonger dans le fabuleux monde de la physique des plasmas magnétisés en décharge RF, laissez-moi les remercier.

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury (rapporteurs, examinateurs et président de jury) qui ont accepté d'évaluer et de reconnaître mon travail ainsi que de lire ce mémoire.

Je remercie chaleureusement mes directeurs de thèse, Éric et Nicolas, pour m'avoir accepté comme leur thésard. Que ce soit pour les démarches administratives, la rédaction du mémoire, ou des discussions (à propos de physique ou non) je pouvais compter sur eux et sur leurs précieux conseils. Merci plus spécialement à Éric pour m'avoir épaulé tout au long de cette aventure, que ce soit pour les enseignements, pour la soumission d'articles ou pour mes travaux de manière générale. Mais aussi, merci de m'avoir formé à utiliser ALINE (et oui, parfois j'ai crié, crié-é « ALINE » pour qu'elle fonctionne, mais maintenant je sais allumer un plasma magnétisé en décharge RF. C'est classe.), de m'avoir appris toutes ces choses sur la physique des plasmas, et de m'avoir aiguillé tout au long de mon doctorat...

Merci également aux membres de l'équipe 107, avec qui j'ai pu discuter et échanger autour d'une tasse de café, ou à d'autres moments festifs d'équipe... Surtout un grand merci à Stéphane et Jérôme pour ces longues et nombreuses discussions, et votre aide dans mes travaux de recherche et pour les procédures administratives ('puis aussi pour l'café).

Que serait la thèse sans collègues thésards? Merci à Arthur, Kathleen, Lili, Julien, Sébastien et Abderzak. Même si nous n'avons pas forcément échangé sur le fait qu'un tube de flux magnétique connecté à une électrode RF subit une déplétion de densité, avoir pu discuter avec vous permettait de couper, prendre du recul, déconnecter,...

La vie d'un thésard ne s'arrête pas aux portes du laboratoire, fort heureusement. Que ce soit autour d'un verre, d'une LAN, à une soirée, à un concert (même si le COVID-19 les repousse), je voulais remercier mes amis pour avoir été là, prendre de mes nouvelles, me changer les idées, s'intéresser à mes travaux, etc. Merci à vous Lucas, Alex, Mel, Lucie...! Vous n'allez sans doute pas comprendre beaucoup dans ce qui va suivre (j'ai pris 3 ans pour comprendre tout ça, donc bon) mais votre participation dans les coulisses était tout aussi importante lors de ce marathon doctoral!

La thèse c'est aussi des hauts, des bas, des échecs, des petites victoires, des moments de doutes,... Que ce soit lors des temps morts, ou des réussites, j'ai pu les partager avec toi, Solène. Merci d'avoir été là au quotidien, de m'avoir remonté le moral quand il le fallait, d'avoir partagé ma joie lorsque quelque chose fonctionnait dans mes recherches, de m'avoir aidé à prendre du recul sur mes travaux, et de m'avoir encouragé, tout simplement.

Last but not least, merci à ma famille d'avoir pris de mes nouvelles, de s'être intéressée à mes travaux et de m'avoir encouragé dans cette aventure. Mais surtout, un grand merci à mes parents! En effet, la thèse n'est que la partie émergée de l'iceberg. Quand en 2012, après le BAC, je change complètement de voie, et que je refuse de suivre le seul et unique choix que j'ai fait sur APB, c'est à dire la PACES (parce que je voulais être médecin depuis mes 8 ans), pour finalement m'orienter vers la faculté des sciences et faire une licence de physique-chimie parce que « j'aimais ça », vous m'avez suivi. Vous m'avez soutenu, moralement et financièrement, dans cette aventure qui aura duré huit ans. Merci de m'avoir aidé, merci d'avoir crû en moi pendant toutes ces années papa et maman. *Vielmàls mearsi f'r alles, ohne eich, ohne eij'ri Hilf jeder Dah, wehr dess alles net méglich gewenn. Ihr sìn enfach d'beschd'r Eldere!*

Notations

Liste des symboles, notations et acronymes adoptés dans ce mémoire.

Symbole	Signification	Détails
T_e	Température électronique	en K ou en eV
n	Densité	
m	Masse de l'électron	9.1×10^{-31} kg
M	Masse de l'ion d'hélium 4	6.68×10^{-27} kg
e	Charge élémentaire	1.602×10^{-19} C
k_B	Constante de Boltzmann	1.38×10^{-23} J/K
v	Vitesse d'une particule	
u	Vitesse fluide d'une espèce	
c_s	Vitesse de Bohm	$\sqrt{k_B T_e / M}$
\mathcal{M}	Nombre de Mach	u / c_s
\bar{u}_e	Vitesse moyenne thermique des électrons	$\sqrt{8k_B T_e / \pi m}$
$\bar{u}_{e\perp}$	Vitesse moyenne perp. des électrons	$\sqrt{\pi k_B T_e / 2m}$
ω_p	Pulsation plasma	$\sqrt{ne^2 / m \epsilon_0}$
ω_c	Pulsation cyclotron	$\omega_c = eB / m$
λ_{De}	Longueur de Debye	$\sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / ne^2}$
ρ_c	Rayon de Larmor	u_{\perp} / ω_c
ω	Pulsation RF	
ν_N	Fréquence de collision avec les neutres	
e^x	Fonction exponentielle	
i	Unité imaginaire	$i^2 = -1$
ϕ	Potentiels relatifs au plasma (ϕ_p et ϕ_{fl})	
φ	Potentiel normalisé à T_e	$e\phi / k_B T_e$
V	Potentiel appliqué (sonde ou cathode)	
A_{RF}	Amplitude du potentiel RF	
a_{RF}	Amplitude du potentiel RF normalisé à T_e	$eA_{RF} / k_B T_e$
I	Courant électrique	
J	Densité de courant	$J = enu$
Γ	Flux de particules par unité de surface	$\Gamma = nu$
Φ	Flux de particules intégré sur une surface	$\Phi \propto \Gamma \times S$
M.A.I.	Méthode par Ajustements Itératifs	
r_p	Rayon de la sonde de Langmuir	$75 \mu\text{m}$
L_p	Longueur de la sonde de Langmuir	1 cm
β	Degré de magnétisation	r_p / ρ_c
\parallel	Parallèle au champ magnétique	
\perp	Perpendiculaire au champ magnétique	

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Résumé vulgarisé	v
Vulgarized abstract	vii
Remerciements	ix
Notations	xi
1 Introduction	1
1.1 Introduction générale	1
1.1.1 Un enjeu environnemental	1
1.1.2 La fusion nucléaire contrôlée	3
1.1.3 Le chauffage du plasma pour la fusion	4
1.1.4 Application industrielle des plasmas	7
1.1.5 Problématique du sujet de thèse	8
1.2 Les bases de la physique des plasmas	10
1.2.1 Équations du mouvement (modèle fluide)	10
1.2.2 Le transport de particules	12
1.2.3 La distribution de Boltzmann	14
1.2.4 Le mouvement cyclotron	14
1.3 La théorie des gaines	17
1.3.1 Gaine non collisionnelle et loi de Child–Langmuir	17
1.3.2 Modèle de la pré-gaine magnétique	21
1.4 Les décharges radio-fréquences	26
1.4.1 La dynamique ionique	27
1.4.2 La dynamique des gaines RF	28
1.4.3 Chauffage stochastique des électrons	34
1.4.4 Modèle double sonde ou modèle de tube de flux	37
1.4.5 Conservation du courant en présence d’un courant transverse	39
1.5 Le réacteur expérimental ALINE	44

1.5.1	Les caractéristiques techniques d'ALINE	44
1.5.2	Les caractéristiques physiques d'ALINE	47
2	Mesures de sonde de Langmuir dans une décharge radio-fréquence magnétisée	49
2.1	Introduction aux mesures de sonde de Langmuir	49
2.1.1	Caractéristique de sonde idéale	49
2.1.2	Modèle O.M.L.	51
2.1.3	Méthode de Druyvesteyn	54
2.1.4	Méthode par ajustements itératifs (M.A.I.)	56
2.1.5	Autres théories	57
2.1.6	Le problème des mesures de sonde dans un plasma RF	59
2.2	Étude préliminaire : mesures sous champ magnétique	61
2.2.1	Vers une caractéristique double sonde	61
2.2.2	Puissance effectivement couplée au plasma	64
2.2.3	Évolution de la densité et de la température	66
2.3	Surface effective de collection	69
2.3.1	Modèle « binaire »	70
2.3.2	Modèle de surface équivalente	73
2.3.3	Modèle de surface effective amélioré	76
2.3.4	Discussions	78
2.4	L'angle entre la sonde et le champ magnétique	78
2.4.1	Effets sur les caractéristiques brutes	79
2.4.2	Les effets sur la densité et la température	81
2.4.3	Le cas des électrons	81
2.5	Caractéristiques de sonde bossues	86
2.5.1	L'influence des paramètres de décharge	87
2.5.2	Caractéristiques des bosses	90
2.5.3	La théorie des caractéristiques de sonde bossues	92
2.6	Conclusions	101
3	Étude du plasma autour d'une électrode RF	105
3.1	Étude préliminaire : gaine RF sans champ magnétique	105
3.1.1	Évolution des potentiels plasma et flottant dans la gaine	106
3.1.2	Évolution de la densité dans la gaine	110
3.2	Protocole expérimental	113
3.2.1	Le réacteur et le maillage	113
3.2.2	Conditions expérimentales	114
3.3	Évolution expérimentale des paramètres du plasma	117
3.3.1	Le potentiel plasma	117
3.3.2	La densité	122
3.3.3	La température électronique	123

3.3.4	Mise en évidence de cônes de résonance grâce à COMSOL	126
3.3.5	Le potentiel flottant	132
3.3.6	Discussions	136
3.4	La physique des tubes de flux (modèle fluide)	137
3.4.1	Hypothèses du modèle et idées sous-jacentes	138
3.4.2	Résolution du profil de potentiel	139
3.4.3	Résolution du profil de densité	142
3.4.4	Résultats du code et discussions	142
3.4.5	Simulations PIC	145
3.5	Conclusions	147
4	Conclusions générales et perspectives	149
	Bibliographie	166
	Table de figures et des tableaux	172
A	Courant collecté par une sonde dans la région de transition	175
B	Algorithmes d'exploitation des caractéristiques de sonde de Langmuir	177
B.1	Méthode O.M.L.	177
B.2	Méthode par ajustement théorique	178
B.3	Méthode de Druyvesteyn	180
C	Modèle global de Lieberman appliqué à ALINE	181
C.1	Les équations du modèle	182
C.2	Équilibre de la décharge	183
C.3	Résolution du système	184
C.4	Quelques solutions du problème	185
D	Méthode par intersection et exploitation des bosses	187
E	Introduction aux simulations PIC	195
E.1	Introduction	195
E.2	Structure du code PIC	195
E.2.1	Les paramètres importants	196
E.2.2	Initialisation	196
E.2.3	Calcul de la densité de charges	197
E.2.4	Résolution de l'équation de Poisson	197
E.2.5	Calcul des champs et des trajectoires	198
F	Fichier source d'une simulation PIC pour une sonde de Langmuir	199
G	Fichier source d'une simulation PIC pour une électrode RF	213

Chapitre 1

Introduction

DANS ce chapitre, nous allons tout d'abord fixer le cadre de travail, et amener le sujet de la thèse. Cette partie permettra ainsi de positionner la problématique, mais également de donner les bases de la physique des plasmas et des décharges radio fréquences (RF) dans un plasma magnétisé.

1.1 Introduction générale

1.1.1 Un enjeu environnemental

C'est au début du XIX^{ème} siècle que la population mondiale dépasse le milliard d'individus. Au tournant des années 1840, la révolution industrielle se met en place en Angleterre, et permet une industrialisation de plusieurs branches de l'économie, dont l'agriculture et le transport. Ceci s'accompagne *in fine* de l'amélioration du niveau de vie, et d'une croissance « *exponentielle* » de la population globale qui, en 200 ans, sera multipliée par 7. L'industrie dans son ensemble a un coût, et il est environnemental : un rejet important de gaz à effet de serre (GES) dans l'atmosphère. À titre indicatif, le rejet de CO₂ dans l'atmosphère a augmenté de 64 % entre 1990 et 2017! Ces GES entraînent une hausse des températures (+1°C en moyenne en 2018 par rapport à 1900), une hausse du niveau des mers (+8 cm en 2018 par rapport à 1993), et une fonte accélérée des glaces (e.g. 4 000 Gt fondue au Groenland entre 2000 et 2018)¹.

Le principal GES, hormis vapeur d'eau, est le dioxyde de carbone (CO₂) avec 406 ppm en 2017 dans l'atmosphère. Au niveau mondial, la production d'électricité représente 40% des rejets de CO₂. Au niveau national en revanche, la part du CO₂ due à la production d'électricité est de 11% seulement. La France a en effet une des électricités les moins carbonées d'Europe (environ 69 g de CO₂/kWh en 2016², contre 480 g de CO₂/kWh pour Allemagne). Cette « faible » empreinte carbone s'explique par le fait que la France ait opté pour une

1. Toutes ces données – et bien plus – sont disponibles sur le site du ministère de la transition écologique et solidaire, www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr

2. La Suède partage ce faible cout en carbone, mais avec une part de l'énergie hydraulique de 39% et nucléaire de 41%, à ceci s'ajoute une taxe carbone la plus élevée du monde, 124 \$/t CO₂.

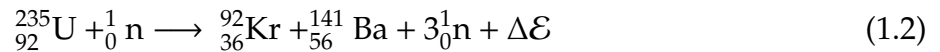
production d'électricité majoritairement nucléaire (72% en 2016), alors que les énergies renouvelables et fossiles ont une part moins importante (hydraulique 12%, fossile 10%, éolien 4% et photovoltaïque 1.5%).

L'énergie nucléaire a de nombreux avantages, comme la fiabilité puisqu'elle est indépendante du Soleil, du vent, ou des pluies. Elle est également une source d'énergie très « dense » : une faible quantité de matière renferme énormément d'énergie nucléaire. En effet, l'énergie est liée à la masse, comme nous pouvons le voir grâce à l'équation mondialement connue d'Albert Einstein,

$$\mathcal{E} = mc^2 \quad (1.1)$$

avec m la masse, et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Actuellement, nous utilisons la fission nucléaire dans nos centrales. Le principe de fonctionnement est très simple : on envoie un neutron sur un noyau lourd (par exemple de l'uranium 235), ce dernier devient instable et se casse en deux noyaux « fils » en libérant de nouveaux neutrons et de l'énergie. Ces neutrons à leur tour vont fissionner de nouveaux noyaux d'uranium et libérer d'autres neutrons, etc. C'est ce qu'on appelle la réaction en chaîne. Un exemple³ d'équation bilan de réaction est :



L'énergie gagnée, $\Delta\mathcal{E}$, vient du défaut de masse entre les produits et les réactifs, i.e. de la masse s'est transformée en énergie lors de la réaction nucléaire. En effet,

$$\begin{aligned} \Delta m &= m({}_{36}^{92}\text{Kr}) + m({}_{56}^{141}\text{Ba}) + 2m_n - m({}_{92}^{235}\text{U}) \\ &= -0.186199 \text{ u.m.a.} \\ \Delta\mathcal{E} &= |\Delta m|c^2 \simeq 173 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Finalement, les neutrons (qui possèdent la quasi totalité de l'énergie) sont ralentis dans l'eau du bassin dans lequel se trouvent les crayons d'uranium. Cette eau se met alors à chauffer, ce qui permet de vaporiser l'eau d'un second circuit. La vapeur ainsi générée se détend dans une turbine, permettant *in fine* la conversion de l'énergie nucléaire en énergie électrique. Ce qui est à la fois un avantage et un inconvénient dans cette réaction, c'est la libération de 3 neutrons qui, d'une part permet l'auto-entretien de la réaction, mais qui d'autre part peut engendrer un emballement de la réaction (une réaction en génère *a priori* trois autres) comme cela fût le cas à Tchernobyl en 1986, ou plus largement dans les bombes atomiques.

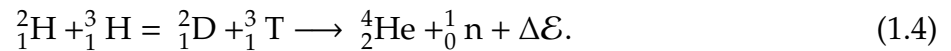
Par ailleurs, les atomes fils et l'uranium en lui-même sont des éléments radioactifs, qui produisent tous types de rayonnements (α , β^\pm et γ). Les atomes fils résultant de la réaction constituent des déchets radioactifs à longue durée de vie, restant radioactifs plusieurs milliers

3. Toute une zoologie de réactions est possible, avec chacune une certaine probabilité d'occurrence. Nous n'allons pas rentrer dans le détail de ce phénomène dans le cadre de cette thèse, et nous nous limitons à cet exemple.

voire plusieurs millions d'années. Ceux-ci nécessitent donc un stockage et une surveillance sur le très long terme. C'est pourquoi nous devons nous tourner progressivement vers une alternative à la fission nucléaire contrôlée.

1.1.2 La fusion nucléaire contrôlée

Plutôt que de fissionner un noyau lourd, comme nous l'avons vu plus haut, il est possible de fusionner des noyaux légers : c'est la fusion nucléaire [Benuzzi-Mounaix, 2008]. Cette réaction a lieu dans les étoiles, comme le Soleil, où chaque seconde 4 millions de tonnes de matière sont transformées en énergie par fusion de noyaux d'hydrogène. Cette technique d'exploitation de l'énergie nucléaire n'est, à ce jour, pas encore mise au point à l'échelle industrielle, mais sera d'ici 2025 expérimenté à grande échelle dans le réacteur ITER. La réaction envisagée pour réaliser la fusion nécessite un noyau de deutérium et un noyau de tritium, deux isotopes de l'hydrogène :

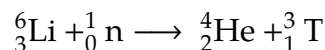


Le gain en énergie dû au défaut de masse est de $\Delta\mathcal{E} \simeq 17.6$ MeV (14.1 MeV pour le neutron, et 3.5 MeV pour la particule α ⁴). Il est intéressant cependant de comparer cette énergie aux masses effectives des réactifs, en effet pour produire 1 000 MW d'énergie pendant un an, il faut 100 kg de mélange D-T, 25 t d'uranium⁵, ou 1.8 Mt de pétrole!

Il existe cependant d'autres réactions possibles comme hydrogène/hydrogène, deutérium/deutérium ou encore deutérium/hélium 3. Mais le couple deutérium/tritium offre la section efficace (i.e. la probabilité de réaction) la plus grande pour une moindre énergie injectée.

Il existe de nombreux avantages à la fusion nucléaire contrôlée, en effet :

- Le deutérium est abondant sur Terre, et se trouve dans l'eau de mer (environ 32 g/m³).
- Le tritium, bien que radioactif, a une demie vie d'environ 13 ans seulement et peut être produit par nucléosynthèse dans les centrales nucléaires actuelles, ou *in situ*, en exposant du lithium 6 à un flux neutronique,



- La réaction de fusion ne peut pas s'emballer puisqu'aucune réaction en chaîne n'est possible, ce qui limite les risques de catastrophes nucléaires.
- La production d'énergie est non carbonée.
- La fusion offre le meilleur rapport énergie obtenue/quantité de réactifs.

Afin de réaliser la fusion de deux noyaux, il est nécessaire de vaincre la répulsion coulombienne qui existe entre les deux protons. C'est pourquoi il est indispensable de chauffer

4. C'est le noyau d'hélium 4.

5. On parle ici du MOX : le combustible utilisé dans les centrales nucléaires, enrichi en uranium 235 à 4%.

le gaz DT à plus de 150 millions de degrés⁶. À ces températures, la matière se trouve sous forme de plasma : l'énergie est telle que le gaz s'ionise totalement formant un gaz d'ions et d'électrons. Ces particules étant chargées, il est possible de les confiner à l'aide d'un champ magnétique, comme nous l'expliquerons plus tard. Le confinement est en effet requis, puisqu'aucun matériau ne peut tenir de telles températures extrêmes. Il existe d'autres types de confinements comme le *confinement inertiel* dont l'application est principalement militaire, le *confinement gravitationnel* qui a lieu dans les étoiles, le *Z-pinch* qui n'est pas utilisable à des fins de production d'énergie, etc.

Sans entrer dans les détails ici, nous savons qu'une particule chargée en mouvement se mettra à tourner autour des lignes de champ magnétique pour former une trajectoire hélicoïdale qu'on appelle « mouvement cyclotron ». Une installation permettant de créer un champ magnétique uni-axial autour duquel les particules chargées resteront confinées est le solénoïde (un cylindre autour duquel on place des bobines). Pour éliminer les pertes aux deux extrémités, il faut refermer le solénoïde sur lui-même, de telle manière à créer un tore. Une telle construction existe, et a été mise au point dans les années 1950 en Russie et porte le nom de Tokamak [Wesson, 2004] (voir figure 1.1). Le confinement des particules permet d'avoir un plasma de cœur à plusieurs millions de degrés, et un plasma à la paroi, appelé SOL (pour *scrape off layer*) de quelques milliers de degrés, évitant ainsi de sévères dommages matériels au réacteur. À titre indicatif, ITER est un Tokamak ayant un grand et petit rayon de respectivement 6.2 m et 2 m, avec une amplitude de champ magnétique de 5.3 Teslas.

1.1.3 Le chauffage du plasma pour la fusion

Afin de chauffer le plasma à la température de fusion, il existe plusieurs méthodes [Kikuchi *et al.*, 2012]. Dans un premier temps, lors de l'allumage du plasma, on induit une immense boucle de courant générant une immense boucle de courant d'environ 15 MA. Par effet Joule, le plasma va gagner en température, mais jusqu'à *seulement* 50 MK. En effet à mesure que l'on augmente la température, le plasma devient de plus en plus conducteur et sa résistivité diminue, diminuant ainsi la puissance du chauffage par effet Joule ($\propto \rho I_p^2$). Or, la température atteinte par ce moyen ne permet pas d'engendrer un nombre significatif de réactions de fusion : nous avons donc recours à d'autres techniques de chauffage (voir figure 1.2).

Un second canal de chauffage est l'injection de particules électriquement neutres et très énergétiques (pour l'exemple du deutérium, l'injection se fait à 1 MeV soit 9 800 km/s), appelée *Neutral Beam Injection*, ou NBI. Ce mode de chauffage consiste à transmettre de la quantité de mouvement au plasma. Seuls des atomes neutres très énergétiques peuvent atteindre le cœur du plasma sans être déviés par le champ magnétique et avant d'être ionisés et permet également l'alimentation du plasma de cœur en combustible.

Le dernier moyen de chauffage est le chauffage par onde [Stix, 1992] en excitant certaines fréquences caractéristiques du plasma (comme un four à micro-ondes domestique avec l'eau).

6. Pour rappel, le centre du Soleil est de « seulement » 15 MK.

Il existe trois régimes fréquentiels distincts en fonction de la zone ou de l'espèce à chauffer.

D'une part, le chauffage à la fréquence hybride basse permet un chauffage par effet Landau : on envoie une onde dont la vitesse de phase est proche de celles des particules, et comme un surfeur sur une vague, les particules se laissent porter et gagnent en énergie. L'onde est générée par des antennes type klystron, à 2.5-8 GHz. Par conséquent, le chauffage est efficace principalement pour les électrons dont la vitesse parallèle aux lignes de champ magnétique est proche de la vitesse de phase de l'onde hybride basse.

D'autre part nous avons le chauffage à la fréquence cyclotron. En effet, comme nous l'avons déjà évoqué plus haut, une particule chargée s'enroule autour des lignes de champ en formant une hélice, dont la période est liée à la pulsation cyclotron,

$$\omega_{c\alpha} = \frac{q_{\alpha}B}{m_{\alpha}} \quad \text{où } \alpha = \{\text{ion, électron}\} \quad (1.5)$$

avec B le champ magnétique, q la charge, et m la masse. L'onde, polarisée circulairement et de pulsation $\omega \approx \omega_{c\alpha}$ entre en résonance avec les particules de type α à condition que le champ électrique de l'onde tourne dans le même sens que ces particules. Cette dernière est alors accélérée de façon continue, favorisant le transfert d'énergie de l'onde vers la particule. Pour les électrons, l'onde est générée par des gyrotrons, et la fréquence est de l'ordre de plusieurs dizaines de GHz, de ce fait la longueur d'onde de ce rayonnement est millimétrique. Par conséquent, le dépôt de l'énergie est très localisé, ce qui ne permet pas un chauffage global

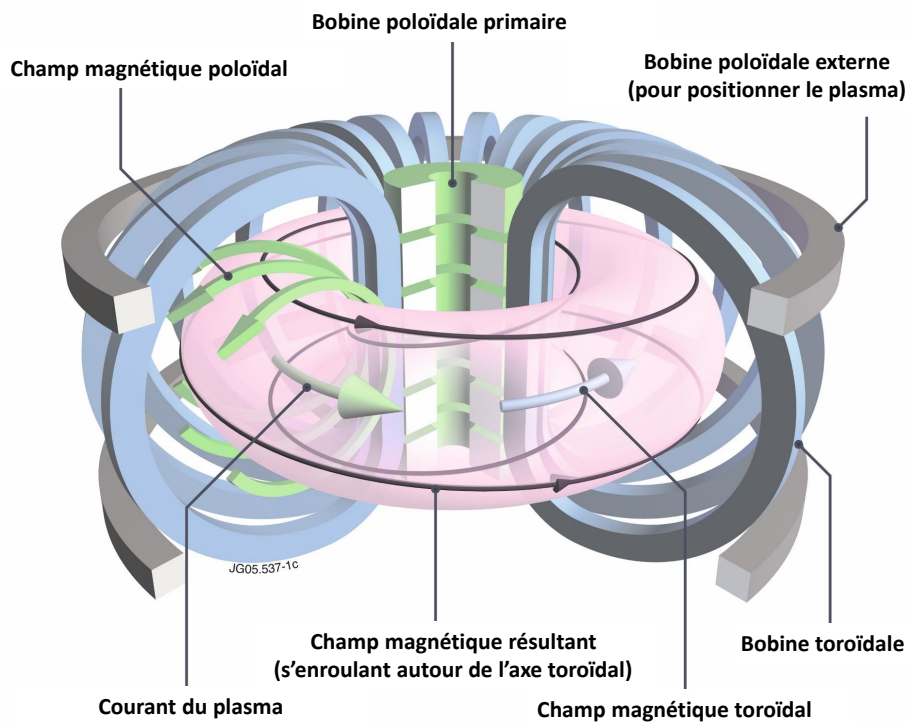


Figure 1.1 – Schéma d'un Tokamak représentant les deux jeux de bobines (toroïdales et poloïdales) ainsi que les lignes de champs. D'après le site www.fsn-fusphy.enea.it.

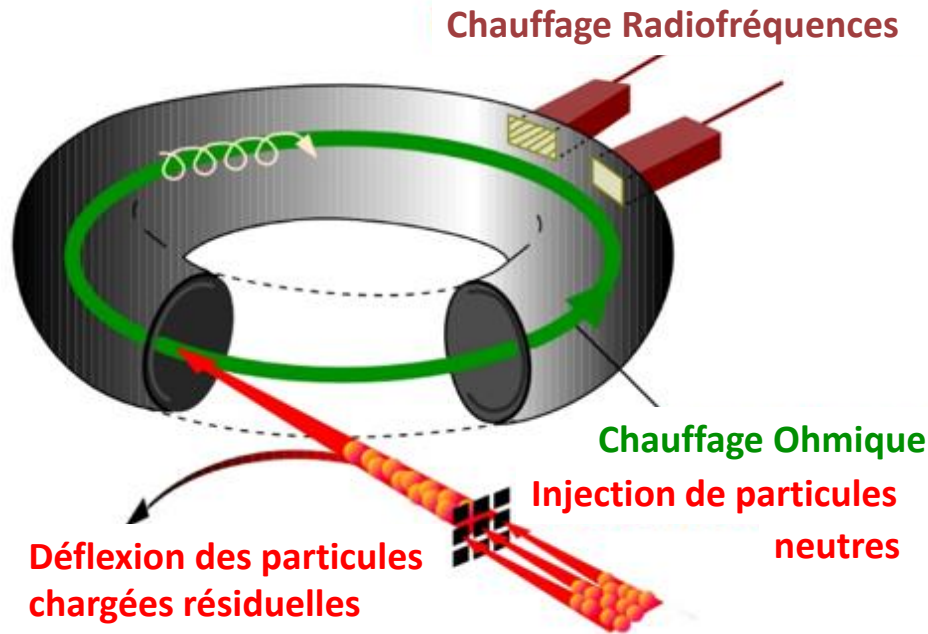


Figure 1.2 – Schéma représentant les 3 principaux modes de chauffage d'un plasma de Tokamak pour la fusion, le NBI (neutral beam injection ou injection de neutres), le chauffage ohmique et le chauffage par ondes. D'après le site www.euro-fusion.org.

du plasma. Il est plus efficace de chauffer les ions avec des antennes ICRF (*Ion Cyclotron Range of Frequency*, voir figure 1.3) qui envoient une onde dans le domaine des radio-fréquences entre 30 et 80 MHz. Afin de maximiser le transfert de l'énergie de l'onde vers les ions, il est préférable de générer une onde dont le champ électrique possède une composante purement poloïdale (i.e. $\vec{E} \perp \vec{B}$).

Cependant, une telle onde ne peut se propager dans un plasma dont la densité est inférieure à une certaine densité critique, ce qui est le cas au bord du plasma. C'est pourquoi l'antenne est avancée au plus près du gaz ionisé (sans pour autant l'exposer directement aux flux de ce dernier), dans la zone où l'onde est évanescence, de façon à bien envoyer l'onde au centre du plasma afin de le chauffer.

Dans le but de minimiser l'érosion des antennes et autres diagnostics présents dans la chambre, des boucliers thermiques (appelés *bumpers*) sont placés sur les côtés des installations afin de fournir une première barrière aux flux énergétiques du plasma. Ces boucliers peuvent bloquer un flux d'environ 10 MW/m^2 . Cependant, si une surface non protégée est en contact avec le plasma, cela peut produire des points chauds et mener à une pulvérisation de la surface en question, ce qui risque, par la même occasion, d'empoisonner le plasma avec des éléments lourds (comme du carbone ou du tungstène par exemple). Ces impuretés sont à éviter car leur présence diminue grandement le rendement de la réaction de fusion en convertissant l'énergie du plasma de cœur en rayonnement.

Le comportement du plasma en face des antennes RF, et plus généralement d'une source RF, a été le sujet de nombreuses études : Colas *et al.* [2005, 2006, 2017]; Faudot *et al.* [2005, 2006]; Nieuwenhove et Oost [1992]; Becoulet *et al.* [2002]; Chabert et Braithwaite [2011];

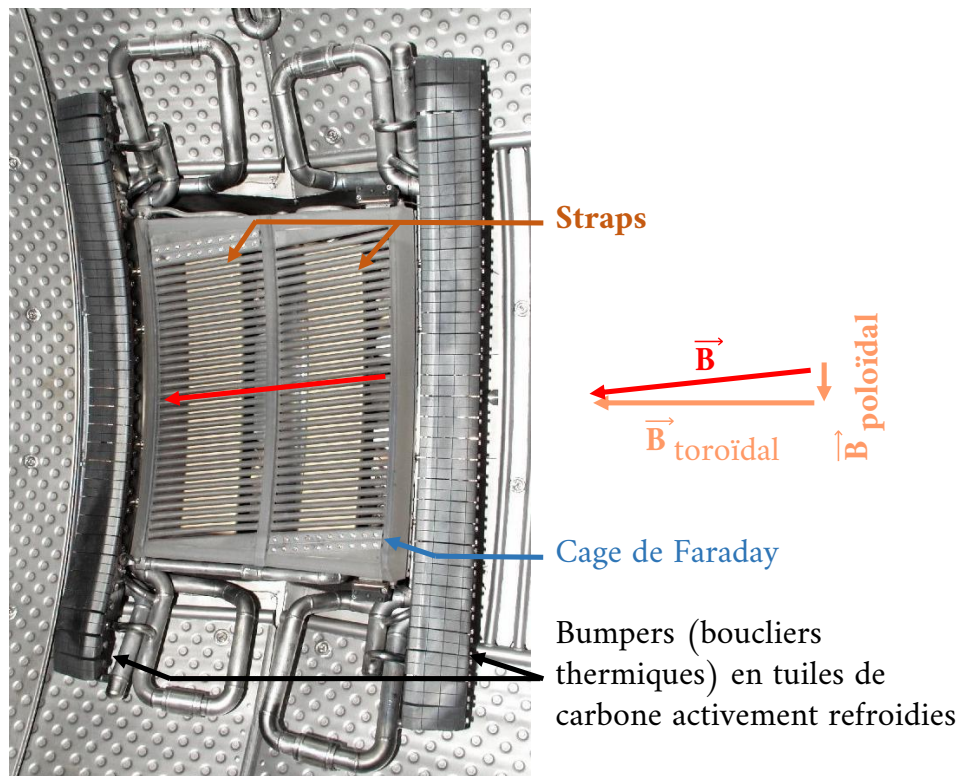


Figure 1.3 – Photo d’une antenne ICRF de Tore Supra (depuis rebaptisé WEST). On y voit les straps, dans lesquels circulent un courant RF qui génère l’onde. Les courants sont déphasés de π , car il a été démontré que c’est la meilleure configuration pour éviter la formation de points chauds. La cage de Faraday, alignée avec le champ magnétique, permet de filtrer la composante $\vec{E}_{\parallel B}$. D’après [Colas *et al.*, 2006].

Raizer *et al.* [1995]. En effet, le plasma en face d’une surface polarisée se polarise en retour. Le comportement non linéaire des électrons au sein du plasma rend la relation entre le potentiel plasma (dépendant du temps) et le potentiel RF de l’antenne très complexe. Afin de mieux comprendre les mécanismes qui se mettent en place autour d’une antenne, et d’éviter toute instabilité [D’Ippolito *et al.*, 1993], voire la pulvérisation de l’électrode, *il est important de comprendre comment se forment les structures de courant et de potentiel dans un plasma magnétisé, en face d’une électrode RF.*

1.1.4 Application industrielle des plasmas

L’étude des plasmas RF ne se limite pas seulement à leur utilisation dans les Tokamaks. On peut avantageusement utiliser les plasmas dans le domaine de la physique des matériaux, par exemple avec le procédé PVD (dépôt physique par phase vapeur) et plus précisément, la pulvérisation cathodique : un procédé qui consiste à polariser une surface, appelée cathode, en face d’un plasma afin de littéralement la « pulvériser » grâce aux ions du plasma (cela est justement le processus que l’on cherche à éviter dans les Tokamaks). Les atomes ainsi arrachés se transportent de façon balistique jusqu’à un substrat, où il vont se déposer. Cette technique est utilisée pour produire des films minces, ou toutes sortes de dépôts. Le plasma utilisé peut être inerte (hélium, argon, xénon), ou réactif afin de réaliser des dépôts composés

(ex. : une cible en titane pulvérisée avec un plasma d'azote forme un dépôt doré de nitrure de titane TiN). Il existe par ailleurs plusieurs variantes à cette technique de dépôt comme par exemple :

- le procédé DC où la cible (la cathode) est polarisée à un potentiel négatif de façon continue de manière à attirer et accélérer les ions.
- le procédé magnétron où la cible est placée au dessus d'un aimant permanent. La présence de cet aimant permet de confiner les électrons en face de la cathode en augmentant leur libre parcours moyen, pour ainsi travailler à relativement basse pression tout en gardant une puissance de décharge relativement faible. Ce procédé peut se décliner en deux régimes de pulvérisation : le régime DC et le régime HiPIMS (*High Power Impulse Magnetron Sputtering*) [El-Farsy *et al.*, 2019]. Ce second régime permet de générer des atomes bien plus énergétiques qu'en régime DC, sans pour autant augmenter la puissance moyenne de décharge par rapport au régime continu. Pour une puissance DC moyenne de 20 W, une décharge pulsée HiPIMS polarise la cible environ 10 μ s par période de 1 ms à une puissance de 2 kW.
- le procédé RF où, comme son nom l'indique, la cible est polarisée avec une tension sinusoïdale à fréquence RF.

C'est ce dernier procédé qui nous intéresse ici. Dans la pratique, il permet de créer des plasmas de haute densité à faible pression. Il est notamment utilisé lors de l'élaboration de matériaux semi-conducteurs. L'avantage des décharges RF, c'est de pouvoir appliquer une haute-tension sur l'électrode tout en minimisant la taille de sa gaine [Kawamura *et al.*, 1999]. Cela diminue les collisions et par conséquent les pertes d'atomes pulvérisés (sans rentrer dans les détails ici, la gaine est la région entre un plasma quasi-neutre et un conducteur ; son rôle est d'isoler le plasma du conducteur).

Une bonne maîtrise du taux de pulvérisation suppose une bonne compréhension de la décharge radio-fréquence. Le comportement du plasma en face d'une électrode RF (hors application directe à la fusion) a également été très largement documenté dans la littérature par Godyak et Sternberg [1990]; Godyak [1986]; Köhler *et al.* [1985a,b]; Bruce [1981]; Aanesland *et al.* [2005]; Faudot *et al.* [2013]; Faudot [2015]; Butler et Kino [1963]; Lieberman [1988]; Metze *et al.* [1986]; Nedospasov et Uzdensky [1994]; Verplancke *et al.* [1996], etc. Mais tout ces articles révèlent que la physique sous-jacente des décharges RF est complexe à cause de la non linéarité des équations régissant le comportement des particules au sein du plasma.

1.1.5 Problématique du sujet de thèse

Nous voyons donc que l'utilisation d'une source radio-fréquence dans un plasma est tout à fait commune. Dans les réacteurs de fusion, elle permet de chauffer le plasma afin d'atteindre le point d'ignition (le point où la réaction de fusion s'auto-entretient). Dans les réacteurs plus petits, utilisés à des fins de PVD, la source RF permet de générer un plasma où ions et électrons ne réagissent pas de la même manière, dans le but d'améliorer le procédé de pulvérisation.

Cependant, que ce soit au sein d'un Tokamak, ou au sein d'un réacteur expérimental/industriel, le comportement du plasma autour des antennes RF est une question ouverte malgré la littérature importante sur le sujet. Les champs RF génèrent des structures de courant et de potentiel autour de la source. Ces courants de particules peuvent être importants et peuvent générer, à leur tour, l'apparition de points chauds sur l'antenne d'un Tokamak, libérant ainsi une grande quantité d'impuretés dans le plasma, diminuant de ce fait la température du milieu réactif, tout en dégradant l'antenne et le réacteur. Dans un plasma industriel ou de PVD ces structures peuvent altérer l'efficacité du procédé de pulvérisation.

Ces phénomènes complexes, dont la maîtrise facilite la mise en place des procédés cités plus haut, sont encore mal compris, malgré les nombreux travaux déjà réalisés par le passé. C'est pourquoi, nous nous sommes proposé *d'étudier les structures de courant et de potentiel autour d'une antenne RF dans un plasma magnétisé*. Le sujet de cette thèse est donc de mettre en évidence et de décrire quantitativement ces structures dans l'optique de proposer une explication quant à leur formation. Afin de répondre à cette problématique, nous avons à notre disposition un réacteur expérimental, ALINE, une enceinte cylindrique longue de 1 m, 30 cm de diamètre avec en son centre une électrode RF également cylindrique (diamètre de 8 cm et épaisseur de 1 cm). Un jeu de 6 bobines permet l'établissement d'un champ magnétique quasi-homogène allant de 0 à 100 mT suivant l'axe du réacteur. Le plasma d'hélium généré par cette électrode à 25 MHz a une densité de l'ordre de $n \approx 10^{16} \text{ m}^{-3}$ et une température électronique de $T_e \approx 5 \text{ eV}$, se rapprochant donc plutôt de la problématique des décharges PVD que de la fusion. Quoiqu'il en soit, notre étude réalisée sur ce petit réacteur pourra tout de même servir de base pour une étude plus spécifique d'un plasma de Tokamak.

On trouvera au chapitre 3 les mesures de potentiel, de température et de densité, permettant de décrire les structures se formant en face de l'électrode RF dans un plasma magnétisé. Afin de comprendre l'origine de ces structures, les mesures expérimentales sont confrontées à différents modèles fluides et comparés à quelques simulations (PIC et COMSOL). Les paramètres locaux du plasma sont obtenus à l'aide d'une sonde de Langmuir. Cependant, l'exploitation même d'une caractéristique de sonde dans un plasma magnétisé est compliquée à mettre en œuvre et à comprendre, c'est pourquoi le chapitre 2 s'efforcera de justifier l'emploi d'une sonde de Langmuir dans le cadre de notre étude ainsi que de présenter l'allure typique des caractéristiques acquises dans un tel environnement et de les expliquer.

Tout ce travail permettant d'expliquer le comportement d'un plasma magnétisé en face d'une électrode RF nécessite cependant une base théorique. C'est pourquoi nous allons commencer ce mémoire par la base de la physique des plasmas, section 1.2, où les outils nous permettant de développer les différents modèles explicatifs sont présentés (équations de base sec.1.2.1, notion de transport des particules sec.1.2.2). La théorie des sondes, et l'algorithme utilisé pour exploiter les caractéristiques sont introduits au début du chapitre 2, section 2.1. Or la théorie des sondes sous champ magnétique nécessite également l'initiation au concept de mouvement cyclotron, présenté en section 1.2.4, ainsi qu'à la théorie des gaines (sec.1.3, mettant également en avant la première forme de structure se formant en face d'une

électrode/cathode). Enfin, la théorie des décharges et gaines RF ainsi que la notion de tube de flux (base de tous les modèles élaborés dans cette thèse) seront détaillés en section 1.4. Pour finir, le réacteur ALINE est présenté dans son intégralité (sonde, générateur, bobines, compensation, etc.) en section 1.5.

1.2 Les bases de la physique des plasmas

C'est au début du XX^{ème} siècle que les plasmas ont été découverts et étudiés pour la première fois par le physicien américain Irving Langmuir. Le plasma est considéré comme étant le quatrième état de la matière, juste après – en terme d'énergie – l'état gazeux : en augmentant l'énergie d'un gaz (en ajoutant un champ électrique par exemple), il peut y avoir ionisation partielle ou totale du gaz. Ce gaz ionisé est ce qu'on appelle un plasma, constitué de particules neutres, d'ions et d'électrons. À l'échelle cosmique, 99% de la matière visible se trouve sous forme de plasma (les étoiles, les nébuleuses en sont des exemples), et sur Terre le feu, les éclairs, ainsi que les ampoules « néons » sont constitués de plasma. Cependant, tout ces plasmas ont des domaines de densité et de température qui leur sont propres, comme nous pouvons le voir sur la figure 1.5. Dans le cadre des travaux qui vont être présentés ici, nous nous limiterons à une gamme de densité allant de 10^{15} à 10^{16} particules par mètre-cube, et une température électronique aux alentours de 5 eV (environ 60 000 K). Les ions sont quant à eux plus froids, aux alentours de 300 K.

Dans cette partie nous allons aborder les bases de la physique des plasmas en présentant ses grandeurs caractéristiques, ensuite nous parlerons des plasmas magnétisés pour finir avec les décharges RF. Nous nous concentrerons sur les aspects nécessaires à la compréhension de la thèse, mais une plus large vision de la physique des plasmas peut être trouvée dans la littérature : Rax [2005]; Chen [1984]; Stangeby [2000]; Lieberman et Lichtenberg [2005]; Raizer *et al.* [1995]; Chabert et Braithwaite [2011].

1.2.1 Équations du mouvement (modèle fluide)

Parmi l'ensemble des modèles permettant de décrire la dynamique d'un plasma, l'approche fluide est la plus adéquat dans le cadre de notre étude puisqu'elle est la base des processus de transport qui ont lieu dans un plasma. Elle est d'ailleurs largement utilisée dans la littérature comme point de départ pour de nombreux modèles [Rozhansky *et al.*, 1999b; Gunther et Carlson, 1994; Faudot *et al.*, 2013] permettant d'expliquer des résultats expérimentaux ou de simulations. Le plasma est donc modélisé comme le mélange d'un fluide ionique et d'un fluide électronique obéissant tous deux aux équations dites *fluides* :

$$Mn_i \left(\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + (\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_i \right) = -\vec{\nabla} p_i + en_i (\vec{E} + \vec{u}_i \wedge \vec{B}) - Mnv\vec{u}_i \quad (1.6)$$

$$mn_e \left(\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} + (\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_e \right) = -\vec{\nabla} p_e - en_e (\vec{E} + \vec{u}_e \wedge \vec{B}) - mnv\vec{u}_e \quad (1.7)$$

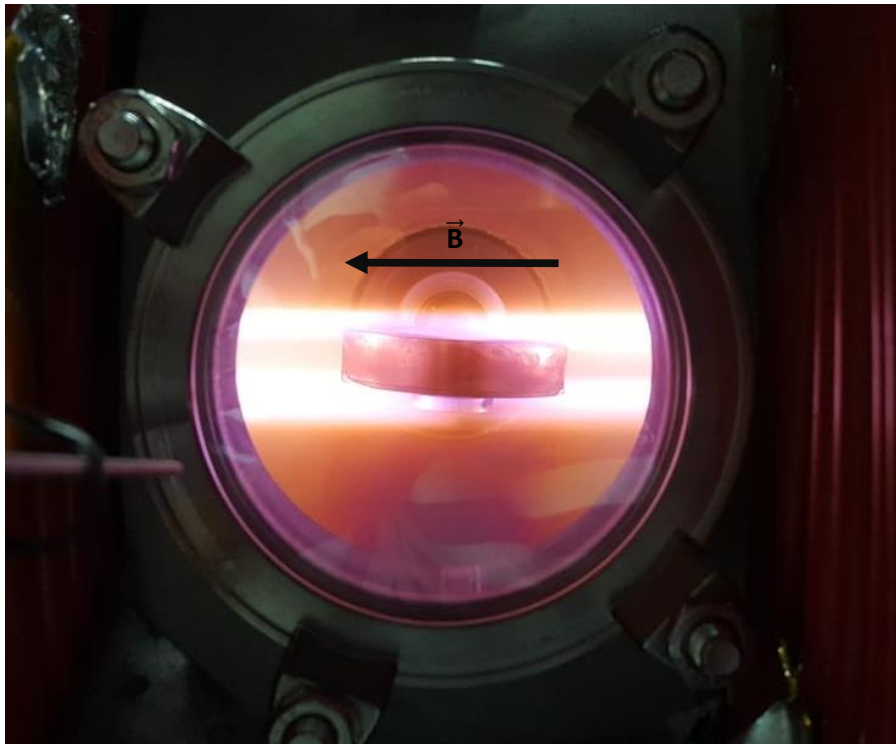


Figure 1.4 – Photo d’une décharge RF en procédé de pulvérisation d’une cible en silice sur un porte échantillon en cuivre dans un plasma d’argon à 2 Pa, magnétisé à 100 mT. Dans cette expérience, le porte substrat n’est pas à la masse mais est polarisé comme l’échantillon : par conséquent la pulvérisation se fait également sur le cuivre (d’où la couleur rouge vive du plasma).

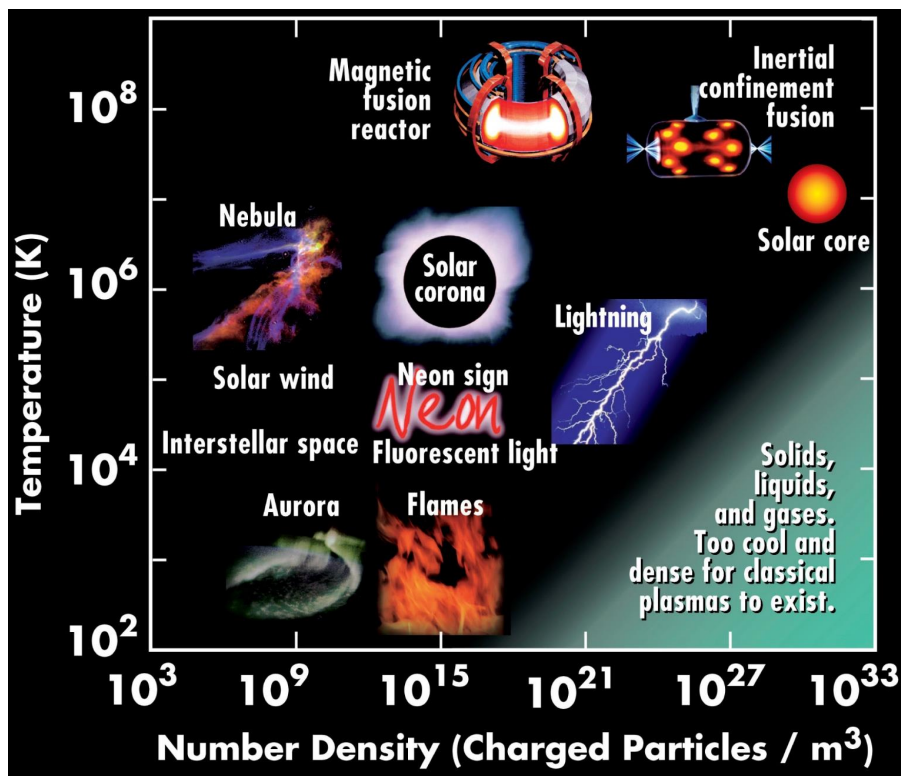


Figure 1.5 – Classement des différents plasma naturels et artificiels selon leur niveau d’énergie et leur densité.. D’après [Contemporary Physics Education Project](#) (copyright 2010).

avec M , m les masses ioniques et électroniques respectivement, \vec{u} la vitesse fluide (ou vitesse moyenne), $p = nk_B T$ la pression dans l'approximation du gaz parfait, n la densité de particules et ν la fréquence de collisions. Il existe bien-entendu d'autres formalismes comme l'équation de Vlasov, la MHD (magnétohydrodynamique, qui couple les deux équations fluides et les équations de Maxwell), etc. que nous ne développerons pas ici puisque l'approche fluide est plus adaptée à notre problématique.

Afin de fermer le système d'équations, il faut ajouter une relation qui lie densité et vitesse fluide. Cela est fourni par une loi de conservation classique,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\vec{u}) = S - P \quad (1.8)$$

où S est le terme source (comme l'ionisation, l'injection de particules,...) et P le terme de pertes (comme la recombinaison, la collection sur la paroi,...).

A minima, les électrons sont 1840 fois plus légers que les ions. Ainsi en comparant les deux équations fluides, nous pouvons négliger le terme d'inertie pour les électrons quand on étudie des phénomènes se produisant sur des échelles de temps bien plus grande que le temps de réponse des électrons. Continuons les simplifications en considérant un état stationnaire du plasma et sans collisions, de telle manière à ce que $\partial_t \vec{u}_e \sim \vec{0}$ et $\nu = 0$. L'équation d'Euler pour les électrons se limite alors au terme de pression et à la force électromagnétique,

$$\vec{\nabla} p_e + e n_e (\vec{E} + \vec{u}_e \wedge \vec{B}) = \vec{0}. \quad (1.9)$$

En l'absence de champ magnétique, et en projetant l'équation sur l'axe des x , nous trouvons une équation différentielle d'ordre 1 que nous pouvons résoudre en utilisant l'approximation des gaz parfaits $p_e = n_e k_B T_e$ (on suppose un plasma isotherme, $T_e = \text{Cte}$) :

$$k_B T_e \frac{dn_e}{dx} = e n_e \frac{d\phi}{dx} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{e}{k_B T_e} \int_0^x d\phi = \int_0^x \frac{dn_e}{n_e}. \quad (1.10)$$

En posant $n_e(0) = n_{e0}$ et $\phi(0) = \phi_0$ comme condition initiale, nous trouvons la loi de distribution, dite de Boltzmann :

$$n_e(x) = n_{e0} \exp \left[\frac{e(\phi(x) - \phi_0)}{k_B T_e} \right] \quad (1.11)$$

Cette équation permet de lier le potentiel spatial du plasma $\phi(x)$ à la densité locale $n_e(x)$, et nous sera très utile dans la suite du mémoire.

1.2.2 Le transport de particules

Dans certains cas, il est possible de simplifier les équations du mouvement moyennant quelques hypothèses [Chen, 1984]. Considérons un plasma stationnaire et isotherme soumis à un champ électrique et à des collisions, dans lequel nous négligeons l'inertie. L'équation

fluide se limite donc à

$$\vec{0} = -\vec{\nabla}p + qn\vec{E} - mn\nu\vec{u}, \quad (1.12)$$

ν étant la fréquence de collisions avec les neutres. En prenant $p = nk_B T$, nous pouvons exprimer le flux de conduction, $\vec{\Gamma} = n\vec{u}$, en fonction du gradient de densité et du champ électrique :

$$\vec{\Gamma} = -\frac{k_B T}{m\nu}\vec{\nabla}n + n\frac{q}{m\nu}\vec{E} \equiv -D\vec{\nabla}n + n\mu\vec{E} \quad (1.13)$$

où D et μ sont respectivement les coefficients de diffusion et de mobilité de l'espèce considérée. En l'absence de champ électrique, le flux se limite à $\vec{\Gamma} = -D\vec{\nabla}n$, ce qu'on appelle communément la loi de Fick.

Si nous ajoutons maintenant un champ magnétique uni-axial au problème, par exemple suivant z , cela va modifier les coefficients de diffusion et de mobilité. Repartons de l'équation du moment,

$$\vec{0} = -k_B T\vec{\nabla}n + qn\vec{E} + qn\vec{u} \wedge \vec{B} - mn\nu\vec{u}. \quad (1.14)$$

Afin de ré-exprimer le flux il faut projeter cette équation sur les trois axes de notre repère (le calcul ne sera pas détaillé ici, voir p.150 de Chen [1984]), et on se rend compte que la composante du flux suivant l'axe du champ magnétique est identique au cas sans champ, $\Gamma_{\parallel} = \Gamma_z = D\partial_z n + n\mu E_z$. Perpendiculairement au champ magnétique en revanche, l'expression est un peu plus complexe,

$$\vec{\Gamma}_{\perp} = n \underbrace{\frac{\mu}{1 + \left(\frac{\omega_c}{\nu}\right)^2}}_{\equiv \mu_{\perp}} \vec{E} - \underbrace{\frac{D}{1 + \left(\frac{\omega_c}{\nu}\right)^2}}_{\equiv D_{\perp}} \vec{\nabla}n + \frac{n \left(\vec{E} - \frac{k_B T}{e} \frac{\vec{\nabla}n}{n} \right) \wedge \vec{B}}{B^2 \left(1 + \left(\frac{\nu}{\omega_c} \right)^2 \right)}. \quad (1.15)$$

où $\omega_c = qB/m$ est la pulsation cyclotron.

Les deux premiers termes sont identiques au cas sans champ magnétique, moyennant une réduction des coefficients d'un facteur $1 + (\omega_c/\nu)^2$. Cette baisse est tout simplement due au mouvement cyclotron que suivent les particules chargées en présence d'un champ magnétique, ce qui les confine au voisinage des lignes de champ et qui diminue donc le transport perpendiculairement à celles-ci. Nous pouvons également ajouter que les collisions peuvent détruire le confinement, en effet si $\nu \gg \omega_c$ (i.e. la particule subit une collision avant de terminer une giration cyclotron) les coefficients de diffusion et de mobilité perpendiculaire tendent vers leur *valeurs parallèles*. Les deux derniers termes sont les « flux de dérive » électrique et de gradient de densité. Nous reviendrons à cette notion de vitesse de dérive dans la section 1.2.4, mais en quelques mots, si une particule chargée se meut dans un champ magnétique accompagné d'un champ de force \vec{F} , elle subit une dérive dans la direction $\vec{F} \times \vec{B}$.

1.2.3 La distribution de Boltzmann

Notons que, puisque les électrons sont thermalisés à T_e et qu'ils obéissent à la loi des gaz parfaits (avec un hamiltonien purement cinétique), le fluide électronique possède une distribution en vitesse Maxwellienne, issue de la théorie cinétique des gaz :

$$f_e(\vec{v}_e) = n_{e0} \left(\frac{m}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m\vec{v}_e^2}{2k_B T_e} \right] \quad (1.16)$$

en cartésien, et

$$f_e(v, \theta) = 2\pi n_{e0} \left(\frac{m}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} v_e^2 \sin \theta \exp \left[-\frac{mv_e^2}{2k_B T_e} \right] \quad (1.17)$$

en géométrie sphérique.

Ces expressions nous serviront plus loin lorsque nous aborderons les sondes de Langmuir. Elles permettent en effet de partir d'un calcul réalisé sur un électron à la vitesse \vec{v}_e , puis d'en déduire le comportement du flux électronique, en moyennant un calcul intégral. Nous pouvons par exemple déterminer la vitesse moyenne des électrons $\bar{u}_e = \langle v_e \rangle$ avec le calcul suivant,

$$\bar{u}_e = 2\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \int_0^\pi \sin \theta \, d\theta \int_0^{+\infty} v_e \times v_e^2 \exp \left[-\frac{mv_e^2}{2k_B T_e} \right] dv_e = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m}} \quad (1.18)$$

Par un calcul similaire, il est possible de déterminer le flux moyen sur une surface. Supposons une surface dans le plan $z = 0$: les électrons traversent cette surface à la vitesse $v_z = v_e \cos \theta$ (en géométrie sphérique), ainsi le flux moyen (ou flux de saturation) $\Gamma_{\text{esat}} = \langle v_e \cos \theta \rangle$ s'écrit :

$$\Gamma_e = 2n_0\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta \, d\theta \int_0^{+\infty} v_e^3 e^{-\alpha v_e^2} dv_e = \frac{1}{4} n_0 \bar{u}_e. \quad (1.19)$$

1.2.4 Le mouvement cyclotron

Un plasma, selon les besoins, peut être soumis à un champ magnétique dans le but de le confiner. Dans cette partie, nous allons résoudre les équations du mouvement d'une particule chargée, dans plusieurs configurations différentes. Cela nous permettra de mieux comprendre et d'expliquer les mesures de sondes sous champ magnétique.

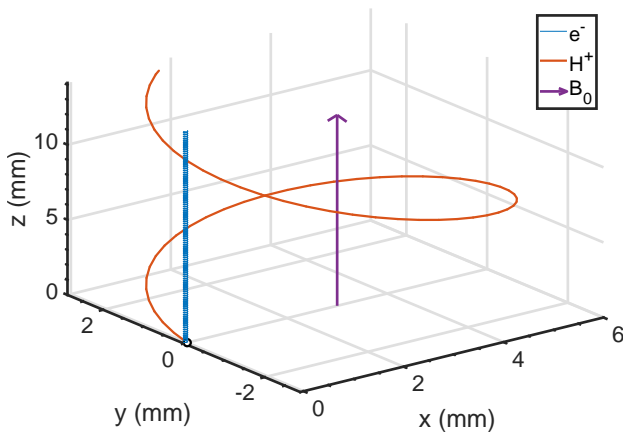
Une particule dans un champ magnétique. Soit une particule de masse m et de charge q placée au centre de notre repère cartésien, avec pour vitesse initiale $\vec{v}_0 = v_\perp \vec{e}_y + v_{0z} \vec{e}_z$. On applique un champ magnétique uniforme et constant $\vec{B} = B_0 \vec{e}_z$ à notre système. La seconde loi de Newton,

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{qB_0}{m} \vec{v} \wedge \vec{e}_z, \quad (1.20)$$

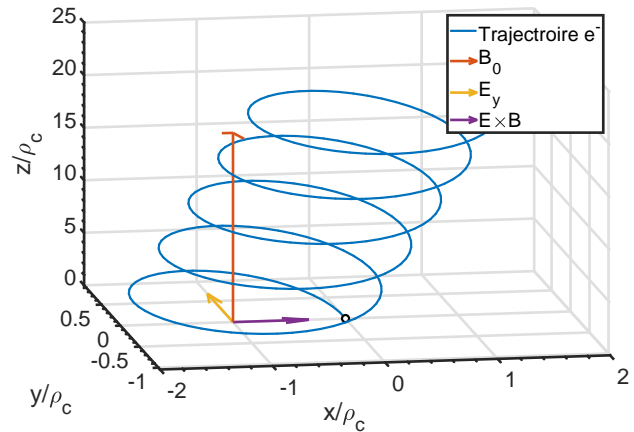
fait apparaître la pulsation cyclotron, $\omega_c = |q|B_0/m$, qui est la pulsation caractéristique du mouvement. La résolution de cette équation se fait simplement en dérivant la deuxième loi de Newton, puis en découplant les équations. Ainsi,

$$\begin{cases} x(t) = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \text{sign}(q) (1 - \cos \omega_c t), \\ y(t) = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \sin \omega_c t, \\ z(t) = v_{0z} t. \end{cases} \quad (1.21)$$

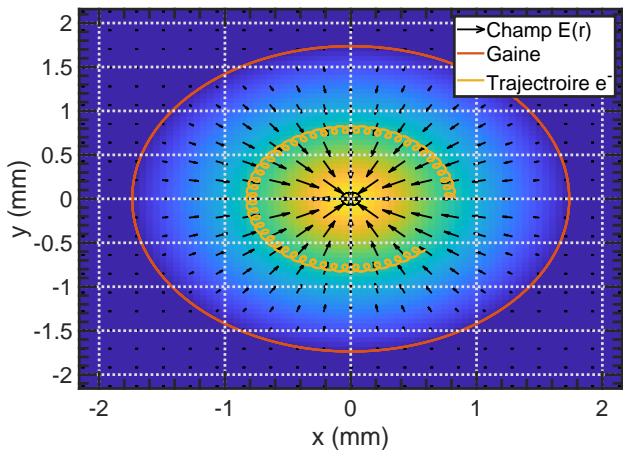
Ces équations décrivent un mouvement hélicoïdal de la particule autour des lignes de champ magnétique (voir figure 1.6(a)), dont le centre de la rotation est appelé le « centre-guide ». Ces trajectoires horaires nous permettent de tirer un certain nombre de conclusions (notez que la fonction $\text{sign}(q)$ retourne ± 1 en fonction du signe de la charge). Tout d’abord, nous voyons que le mouvement cyclotron se limite à la direction perpendiculaire aux lignes de champ, et que le mouvement parallèle est celui d’une particule libre. Ensuite, nous voyons



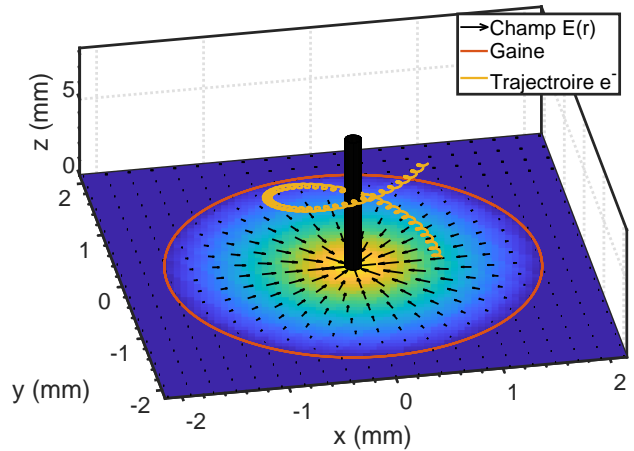
(a) Trajectoires d’un ion d’hydrogène et d’un électron.



(b) Mouvement d’un électron lors d’une dérive $\vec{E} \times \vec{B}$.



(c) Mouvement d’un électron dans un champ magnétique axial, et un champ électrique radial inhomogène (vue du dessus).



(d) Mouvement d’un électron dans un champ magnétique axial, et un champ électrique radial inhomogène (vue de côté).

Figure 1.6 – Représentation d’un mouvement cyclotron dans différents types d’environnements.

que le mouvement des électrons se fait dans le sens horaire, alors que celui des ions se fait dans le sens trigonométrique le long de \vec{B} . Pour finir, le rayon du mouvement cyclotron, aussi appelé « rayon de Larmor », $\rho_c = v_\perp / \omega_c$, est une constante du mouvement, fixée par l'énergie initiale du système : c'est ce qui fait que les particules restent confinées autour des lignes de champ.

A titre indicatif, dans les plasmas étudiés dans le cadre de cette thèse, et pour un champ magnétique fixé à 100 mT avec $T_e = 5$ eV, nous avons une fréquence cyclotron électronique de $\nu_{ce} = 2.8$ GHz (soit $\omega_{ce} = 17.6$ Grad/s) et un rayon de Larmor de $67 \mu\text{m}$. Pour les ions d'hélium la fréquence cyclotron est de 380 kHz (soit 2.4 Mrad/s) pour un rayon de Larmor de 4.5 mm.

Le mouvement cyclotron sous présence d'une force extérieure stationnaire. Nous conservons le même système physique que précédemment, mais on ajoute maintenant une force extérieure homogène et stationnaire \vec{F} . La seconde loi de Newton dans le plan perpendiculaire s'écrit alors :

$$m \frac{d\vec{v}_\perp}{dt} = q\vec{v}_\perp \wedge \vec{B} + \vec{F}_\perp. \quad (1.22)$$

Par ailleurs, avec un peu d'analyse vectorielle nous trouvons que $\vec{B} \wedge (\vec{F} \wedge \vec{B}) = B_0^2 \vec{F}_\perp$, ce qui nous permet de réécrire le PFD dans la direction perpendiculaire comme,

$$m \frac{d\vec{v}_\perp}{dt} = q\vec{v}_\perp \wedge \vec{B} - \frac{(\vec{F} \wedge \vec{B}) \wedge \vec{B}}{B_0^2} = q \left(\vec{v}_\perp - \frac{\vec{F} \wedge \vec{B}}{qB_0^2} \right) \wedge \vec{B}. \quad (1.23)$$

Si nous posons \vec{v}_c comme étant la vitesse entre parenthèse du terme de droite, nous pouvons remettre le PFD sous la même forme que l'équation (1.20) pour la vitesse modifiée \vec{v}_c . Ainsi, la particule fictive de vitesse \vec{v}_c suit un mouvement cyclotron classique comme décrit plus haut. La particule réelle quant à elle aura la vitesse

$$\vec{v}_\perp = \vec{v}_c + \underbrace{\frac{\vec{F} \wedge \vec{B}}{qB_0^2}}_{\text{Cte}}, \quad (1.24)$$

qui est la combinaison linéaire d'un mouvement cyclotron et d'une dérive constante du centre-guide dans la direction $\vec{F} \wedge \vec{B}$. Ce second terme, est appelé « vitesse de dérive » et permet de comprendre facilement le comportement d'une particule chargée en présence d'une force extérieure (comme un champ électrique, une courbure du champ magnétique, un gradient de pression, etc.). Cette construction sera utilisée pour déterminer les différents courants de dérive régnant au sein du plasma.

Exemples pour une vitesse de dérive « $\vec{E} \times \vec{B}$ ». Nous allons ici mettre en application ce que nous avons vu au paragraphe précédent. Reprenons le même système physique, et prenons

$\vec{F} = qE_y \vec{e}_y$: la vitesse de dérive sera donc donnée par la relation,

$$\vec{v}_{DE} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B_0^2} = \frac{E_y}{B_0} \vec{e}_x \quad (1.25)$$

Ce qui veut dire que la particule suit un mouvement cyclotron, et que l'hélicoïde se déplace dans la direction des x , à vitesse constante E_y/B_0 (voir figure 1.6(b)).

Appliquons ce résultat à la dynamique des particules chargées autour d'une sonde de Langmuir cylindrique. A proximité de cette sonde, on constate un champ électrique radial, engendrant une dérive dans la direction orthoradiale (\vec{e}_θ en coordonnées cylindriques) tout en laissant le rayon de Larmor inchangé. Ainsi, le centre guide du mouvement cyclotron s'enroule autour de la sonde, sans jamais la toucher (voir figures 1.6(c) et 1.6(d)). Par conséquent, et dans la limite où nous négligeons les collisions, la collection d'une particule par la sonde n'est plus décrite par un flux aléatoire, mais dépend totalement des conditions initiales (position du centre guide et énergie/vitesse perpendiculaire initiale de la particule) et d'une éventuelle intersection entre la trajectoire et la sonde.

1.3 La théorie des gaines

Dans le domaine des plasmas, la gaine se définit comme étant la région entre un plasma et toute surface dont le potentiel est différent de celui du plasma. Son rôle est d'écranter le potentiel de la surface grâce à sa charge d'espace. En effet, contrairement au plasma de cœur, ou *bulk plasma*, qui est quasi-neutre, la gaine brise cette quasi-neutralité en possédant un défaut d'ions ou d'électrons selon le cas. Dans cette section, nous allons nous pencher sur la physique des gaines, car leur compréhension permet d'avoir un premier aperçu sur les interactions plasma/paroi, sur la physique des sondes de Langmuir, et de donner les bases des gaines RF.

1.3.1 Gaine non collisionnelle et loi de Child–Langmuir

1.3.1.1 Critère de Bohm

Dans ce modèle 1D, nous allons supposer que les ions sont froids ($T_i = 0$) et qu'ils ne subissent aucune collision, du moins dans la gaine [Lieberman et Lichtenberg, 2005]. Considérons le cas de figure présenté en fig.1.7, un plasma infini de densité n_0 , au voisinage d'un mur polarisé en dessous du potentiel plasma, $V_0 < \phi_p$. Par commodité, on considère que l'entrée de la gaine délimitant la région neutre et la région non neutre du plasma se trouve en $x = 0$, et que le mur se trouve en s (s donne donc la taille de la gaine). Posons maintenant $\phi(0) = 0$ et supposons qu'à l'entrée de la gaine le champ électrique est négligeable : $\partial_x \phi(0) \simeq 0$. Puisqu'il n'y a pas de collision et que notre système est stationnaire,

la conservation du flux ionique dans la gaine s'écrit :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla}(n_i \vec{u}_i) = \frac{\partial n_i u_i}{\partial x} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \Gamma_i(x) = n_i(x)u_i(x) = \text{Cte.} \quad (1.26)$$

Cela revient à dire que dans la gaine, le flux ionique Γ_i est conservé. Afin de résoudre l'équation de Poisson sur le champ de potentiel $\phi(x)$ devant la paroi, nous devons d'abord exprimer les densités ioniques et électroniques dans la gaine. Les électrons suivent une distribution de Boltzmann, éq.(1.11), et la densité ionique peut se déduire à l'aide la conservation de l'énergie, que l'on couple avec la conservation du flux (1.26) : $n_i(x)u_i(x) = \text{Cte} = n_i(0)u_i(0) = n_{eg}u_i(0)$, afin de trouver :

$$n_i(x) = n_{eg} \left(1 - \frac{2e\phi(x)}{Mu_i^2(0)} \right)^{-1/2} \quad (1.27)$$

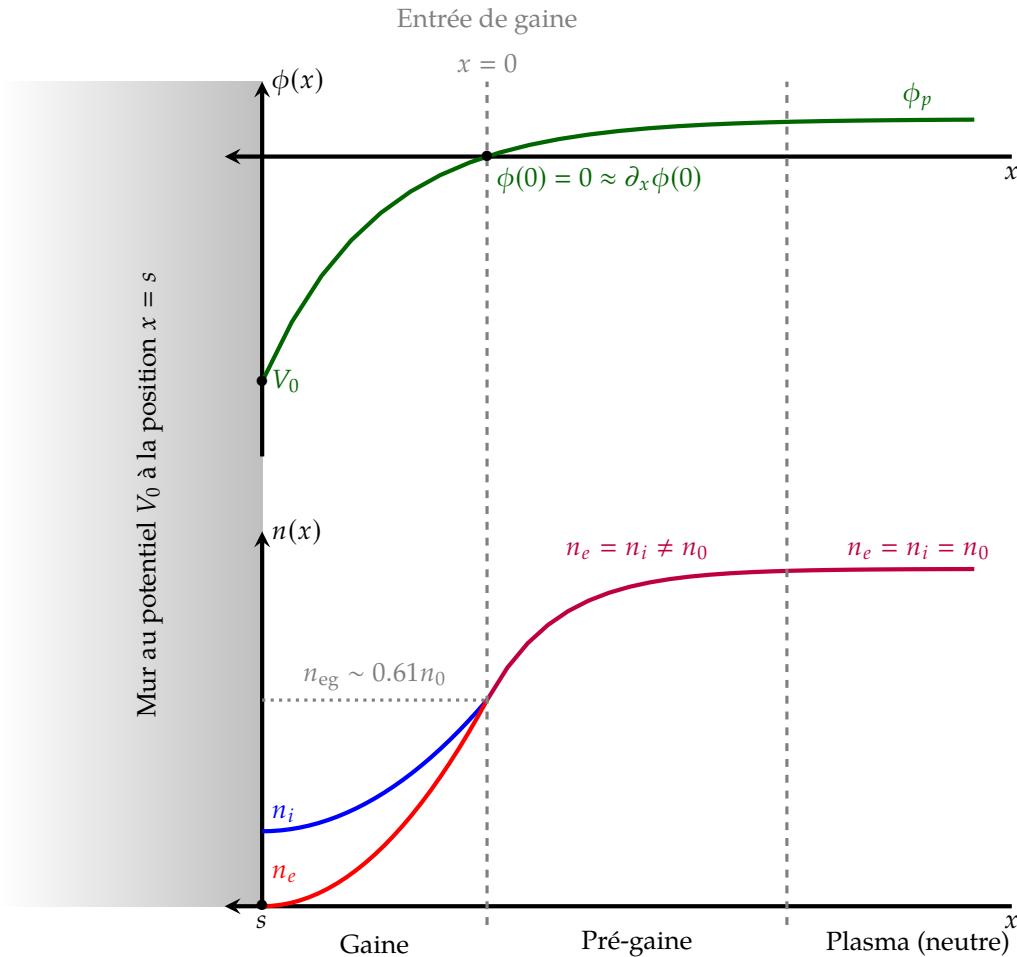


Figure 1.7 – Schéma de la gaine dans le modèle non collisionnel de Child-Langmuir.

Puisque le potentiel appliqué sur le mur est inférieur au potentiel du plasma, les électrons vont être repoussés par le champ électrique, ce qui va créer une charge d'espace positive. Ainsi, juste à l'entrée de la gaine (donc pour des potentiels négatifs mais très faibles), un développement limité de la condition $n_i(x) \geq n_e(x)$ au sein de la gaine conduit au critère

de Bohm : $u_i(0) \geq \sqrt{k_B T_e / M} \equiv c_s$. Cela nous indique qu'à l'entrée dans la gaine, les ions doivent – au moins – avoir la vitesse c_s , qu'on appelle aussi vitesse de Bohm, ou vitesse acoustique ionique. Cette condition permet d'assurer la brisure de la quasi-neutralité. Par ailleurs, puisque les ions sont accélérés vers le mur par le champ électrique de la gaine, la densité ionique doit également diminuer à l'approche de la surface afin de conserver le flux ionique dans la gaine.

1.3.1.2 Chute de potentiel et densité à l'entrée de gaine

Connaissant l'expression de la vitesse de Bohm, il nous est possible de remonter à la densité et à la chute de potentiel à l'entrée dans la gaine. Pour un ion créé au repos au sein du plasma et qui est accéléré jusqu'à $u_i = c_s$ en $x = 0$, nous avons

$$e\phi_p = \frac{1}{2} M c_s^2 \quad \Leftrightarrow \quad \phi_p = \frac{1}{2} \frac{k_B T_e}{e}, \quad (1.28)$$

si nous supposons une pré-gaine également non collisionnelle. Ainsi, la chute de potentiel entre le plasma et l'entrée de la gaine équivaut à la moitié de l'énergie thermique électronique. En vertu de l'équilibre de Boltzmann et de la quasi neutralité qui sont toujours valides à l'entrée de la gaine, nous pouvons écrire :

$$n_{eg} = n_i(0) = n_e(0) = n_0 \exp \left[-\frac{e\phi_p}{k_B T_e} \right] = n_0 e^{-1/2} \simeq 0.61 \times n_0 \quad (1.29)$$

Nous voyons donc qu'avec la chute de potentiel il y a également une chute de densité avant l'entrée dans la gaine. Cette région de transition entre le plasma à proprement parler où $\phi(x) = \phi_p$ et $n_i = n_e = n_0$, et l'entrée de la gaine est appelé la pré-gaine. La modélisation complète de cette région n'étant pas nécessaire à notre travail, nous ne la présenterons pas ici.

Notons cependant que la modélisation de la pré-gaine collisionnelle [Lieberman et Lichtenberg, 2005] conduit à une densité à l'entrée de gaine de l'ordre de $0.5n_0$, au lieu de $0.61n_0$ avec le modèle de Bohm. Ainsi, dans la pratique, le courant ionique à l'entrée de la gaine, ou plus communément appelé *le courant de saturation ionique*, prend la forme $J_{\text{sat}} = \alpha n_0 c_s$ avec $\alpha = 0.61$ ou 0.5 en fonction de la température des ions [Chen *et al.*, 2002] (0.61 pour des ions froids, et 0.5 pour des ions plus chauds). Nous choisirons la première convention dans ce qui va suivre, $\alpha = 0.61$, et une telle incertitude sur le coefficient α est tout à fait acceptable dans le cadre des mesures de sonde de Langmuir.

1.3.1.3 Le potentiel flottant d'une surface

Une gaine ne se forme pas uniquement autour d'une surface initialement polarisée. En effet l'apparition d'une gaine peut être observée à partir du moment où l'on place un objet isolé de la masse dans le plasma. Ce fait vient de la différence de mobilité entre les électrons (très rapides) et les ions (bien plus lents). Au temps $t = 0$ où la surface en question est plongée

dans le plasma, les électrons arrivent en premier sur la surface et la polarisent négativement. Cette polarisation va commencer à repousser les électrons les plus lents du plasma, c'est à dire ceux qui ne parviennent pas franchir la barrière de potentiel qui commence à se former entre le plasma et la surface. En revanche, les ions quant à eux sont accélérés dans la chute de potentiel : on a la formation d'une gaine. La situation s'équilibre quand les courants arrivant à la surface s'annulent, on parle alors de *gaine flottante*, ou que *la surface flotte*. Dans ces conditions, le potentiel à l'équilibre est le potentiel flottant : V_{fl} . Mathématiquement l'égalité des flux sur la surface s'écrit $J_e + J_i = 0 \Leftrightarrow n_e u_e = n_i u_i$.

Comme nous l'avons vu précédemment, le courant ionique à la surface est égal au courant ionique à l'entrée de la gaine, le courant de saturation $J_{isat} = en_{eg}c_s$. Dans le même temps, le courant électronique est égal au courant de saturation électronique $J_{esat} = 0.25en_{eg}\bar{u}_e$, éq.(1.19) pondéré du facteur de Boltzmann. Ainsi, l'égalité de flux conduit à

$$\begin{aligned} \frac{1}{4}en_0 \exp\left[\frac{e(V_{fl} - \phi_p)}{k_B T_e}\right] \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m}} &= 0.61 \times en_0 \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}} \\ \Leftrightarrow \phi_p - V_{fl} &= \frac{k_B T_e}{2e} \left[\ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right) + 1 \right] \simeq 4,03 \frac{k_B T_e}{e} \end{aligned} \quad (1.30)$$

pour un plasma d'hélium. Nous voyons bien que la surface se polarise négativement ($\phi_p > V_{fl}$) dans le but de repousser les électrons afin de les contenir au sein du plasma, et que la différence de potentiel entre plasma et paroi croît avec la température. Cette deuxième observation est intuitive : si la température est plus élevée, les électrons sont plus rapides et il faut donc une plus grande chute de potentiel pour les ralentir.

Nous pouvons également déterminer la chute de potentiel entre le mur et l'entrée de gaine, que l'on définit comme étant le potentiel flottant du plasma. Le calcul est exactement le même, sauf que l'origine pour du flux électronique n'est pas prise dans le plasma, mais à l'entrée de la gaine :

$$en_{eg}c_s = \frac{1}{4}en_{eg}\bar{u}_e e^{e\phi_{fl}/k_B T_e} \quad \Leftrightarrow \quad \phi_{fl} = \frac{k_B T_e}{2e} \ln\left(\frac{2\pi m}{M}\right) \simeq -3.53 \frac{k_B T_e}{e} \quad (1.31)$$

pour un plasma d'hélium. Nous verrons par la suite de quelle manière cette grandeur est modifiée dans le cadre d'une décharge RF.

1.3.1.4 Modèle de Child Langmuir

Maintenant que nous avons déterminé les densités ionique et électronique à l'entrée de la gaine, il nous est possible d'écrire l'équation de Poisson pour en déduire le profil de potentiel :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{en_{eg}}{\epsilon_0} \left[e^{e\phi/k_B T_e} - \left(1 - \frac{2e\phi(x)}{Mc_s^2}\right)^{-1/2} \right] \quad (1.32)$$

Cependant, cette équation n'est pas soluble analytiquement et nécessite donc un traite-

ment numérique [Takamura *et al.*, 2004]. Afin de fournir une solution analytique, nous devons faire quelques approximations : supposons que le potentiel appliqué soit très négatif, de telle manière à ce que tous les électrons soient repoussés par le champ électrique (i.e. $n_e(x) \sim 0$) et que l'énergie cinétique des ions devienne négligeable devant leur énergie électrostatique (i.e. $e\phi \gg Mc_s^2/2$). L'équation de Poisson devient alors :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} \simeq -\frac{en_{eg}}{\varepsilon_0} \left(-\frac{2e\phi(x)}{Mc_s^2}\right)^{-1/2} = -\frac{J_{isat}}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{M}{2e}} (-\phi(x))^{-1/2}. \quad (1.33)$$

où $J_{isat} = en_{eg}c_s = \text{Cte}$. La résolution de cette équation conduit à la relation

$$J_{isat} = \frac{4\varepsilon_0}{9} \frac{|V_0|^{3/2}}{s^2} \sqrt{\frac{2e}{M}} \quad (1.34)$$

que l'on appelle l'équation de Child–Langmuir, qui lie la chute de potentiel au courant ionique entrant dans la gaine [Hershkowitz, 2005]. La taille de la gaine peut donc être calculée :

$$s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{De} \left(2 \frac{e|V_0|}{k_B T_e}\right)^{3/4} \quad \text{avec } \lambda_{De} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_{eg} e^2}}, \quad (1.35)$$

en introduisant la longueur de Debye prise à l'entrée de gaine.

1.3.2 Modèle de la pré-gaine magnétique

Jusqu'ici, nous nous sommes contentés d'étudier les gaines dans des décharges non magnétisées. Lorsqu'on applique un champ magnétique au plasma, le mouvement se décompose en 2 parties, comme nous l'avons vu dans la section 1.2.4 : le mouvement longitudinal le long des lignes de champ, et le mouvement perpendiculaire au champ. Le premier mouvement n'est pas affecté par le champ, puisque la force de Lorentz est toujours orthogonale à ce dernier. Ainsi, si le champ magnétique est orthogonal à la paroi, la théorie des gaines développée jusque là reste valide. Cependant, à partir du moment où la direction du champ magnétique diffère de la normale à la surface, la physique du problème est changée.

Le plasma au voisinage d'un mur va donc se subdiviser en quatre parties distinctes [Chodura, 1982] (voir schéma de la figure 1.8). Loin du mur, l'effet du champ électrique généré par la paroi est nul, et ce grâce à la gaine : les particules suivent alors un mouvement cyclotron le long des lignes de champ. Plus près, dans la pré-gaine, un gradient de pression accélère les électrons le long de \vec{B} . Cette accélération électronique génère un champ électrique qui, en retour, va accélérer les ions (on appelle cela le champ ambipolaire) jusqu'à ce que ces derniers atteignent la vitesse acoustique ionique c_s – toujours le long de \vec{B} . Vient ensuite la pré-gaine magnétique où le champ électrique est assez fort pour dévier les ions de leur mouvement parallèle aux lignes de champ magnétique, vers un mouvement parallèle au champ électrique (perpendiculaire au mur). Enfin, les particules entrent dans la gaine de Debye, où la quasi neutralité est brisée et où la force électrique prend clairement le dessus

sur la force magnétique. Cette subdivision en différentes zones — pré-gaine, pré-gaine magnétique, gaine — est valable tant que les différentes longueurs caractéristiques du plasma vérifient :

$$\lambda_D \ll \rho_{ci} \ll \lambda_i \ll L \quad (1.36)$$

qui sont respectivement, la longueur de Debye (ordre de grandeur de l'épaisseur de la gaine de Debye), le rayon de Larmor ionique (pour la pré-gaine magnétique), le libre parcours moyen ionique (pour la pré-gaine collisionnelle) et la taille L du réacteur.

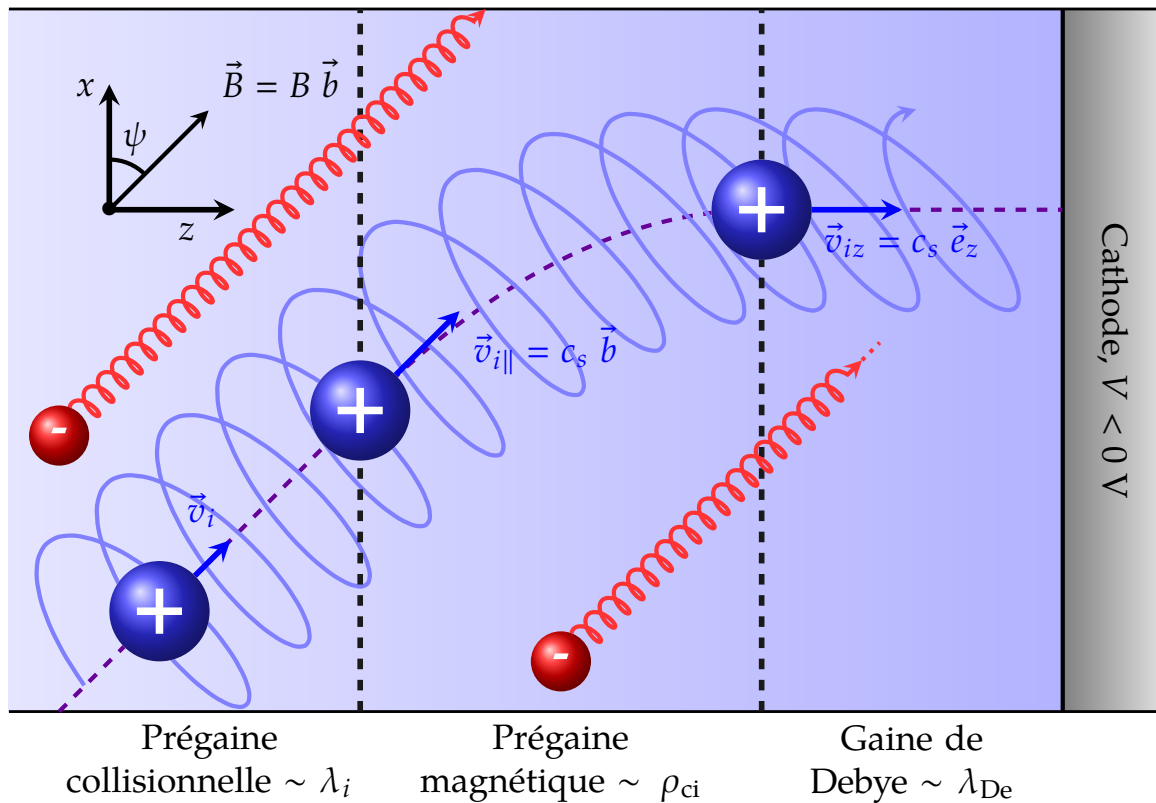


Figure 1.8 – Schéma d'une pré-gaine magnétique. La courbe en pointillés représente une trajectoire typique du centre guide d'un ion accéléré vers le mur. Ici, $\vec{b} = \vec{B}/|\vec{B}|$. Il est à noter que le « disque cyclotron » reste orthogonal au champ magnétique (et non à la trajectoire du centre guide).

1.3.2.1 Champ magnétique incliné et modèle de Riemann

La présence d'un champ magnétique dans un plasma rend les calculs bien plus compliqués à cause de la perte du caractère isotrope du milieu. Nous allons ici nous intéresser au modèle proposé par Riemann [Riemann, 1992, 1994] qui permet de retrouver la distribution de potentiel et de vitesse dans la pré-gaine magnétique. L'article de 1994 est assez compliqué mathématiquement parlant, mais nous allons ici en donner les grandes lignes, ainsi que les hypothèses principales permettant d'établir un critère de Bohm pour les pré-gaines magnétisées quand le champ magnétique fait un angle ψ avec le plan de la paroi : le critère de Bohm-Chodura. Riemann part de l'équation de continuité pour les ions avec un terme source

dû à l'ionisation, et de l'équation d'Euler ionique stationnaire en introduisant un gradient de pression ionique et un terme de friction dû à l'ionisation et autres collisions avec les neutres :

$$\begin{cases} \operatorname{div}(n_i \vec{u}_i) = n_e \nu_i \\ M(\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_i = e \vec{E} + e \vec{u}_i \wedge \vec{B} - \frac{\vec{\nabla} p_i}{n_i} - M(\nu_i + \nu_c) \vec{u}_i \end{cases} \quad (1.37)$$

Posons tout d'abord $\nu_t = \nu_c + \nu_i$, et comme nous ne sommes pas dans la gaine de Debye l'hypothèse de quasi-neutralité est applicable, $n_i \simeq n_e$, où les électrons sont boltzmanniens et vérifient l'équation (1.10). Nous choisissons une fluctuation de pression adiabatique pour les ions, $p_i = \gamma k_B T_i n_e$. Enfin, par symétrie nous pouvons conclure que les gradients ne se font que dans la direction z . Avant de continuer les calculs, il est intéressant d'introduire des paramètres et des variables sans dimension. Prenons par soucis de simplification, la pulsation cyclotron dans la direction parallèle au mur, $\omega_x = e B_x / M$, comme pulsation de référence pour la définition du rayon de Larmor ionique $\rho_{ci} = c_s / \omega_x$. Définissons $\mathcal{M}_k = u_{ik} / c_s$ comme étant le nombre de Mach dans la direction k et $\varphi = -e\phi / k_B T_e$ le potentiel électrique normalisé, puis posons $\zeta = z / \rho_{ci}$, $\delta = \tan \psi$, $\nu = \nu_t / \omega_x$ et enfin $\nu^* = \nu_i / \omega_x$. Ainsi, après quelques manipulations le système devient :

$$\mathcal{M}_z \mathcal{M}'_x = \delta \mathcal{M}_y - \nu \mathcal{M}_x \quad (1.38)$$

$$\mathcal{M}_z \mathcal{M}'_y = \mathcal{M}_z - \delta \mathcal{M}_x - \nu \mathcal{M}_y \quad (1.39)$$

$$\left(\mathcal{M}_z - \frac{1}{\mathcal{M}_z} \right) \mathcal{M}'_z = -\mathcal{M}_y - \nu \mathcal{M}_z - \frac{\nu^*}{\mathcal{M}_z} \quad (1.40)$$

$$\mathcal{M}_z \varphi' = \mathcal{M}'_z - \nu^* \quad (1.41)$$

Nous remarquons tout d'abord que l'équation (1.40) diverge pour $\mathcal{M}_z = 1 \Leftrightarrow u_{iz} = c_s$, et cela est dû à l'hypothèse de quasi-neutralité qui n'est plus valide à l'entrée de la gaine de Debye. Le système peut se résoudre numériquement via Runge & Kutta, cependant, nous pouvons faire une approximation supplémentaire en négligeant le mouvement dans la direction $\vec{E} \times \vec{B}$ (suivant y). Cela revient à négliger le terme inertiel ainsi que le terme de friction de l'équation (1.39). Cela va découpler le mouvement en un mouvement cyclotron le long de z avec une dérive dans la direction y . Moyennant ces hypothèses proposées par Riemann, nous obtenons de (1.39) que

$$\mathcal{M}_z = \delta \mathcal{M}_x. \quad (1.42)$$

Commençons la résolution en trouvant la relation entre \mathcal{M}_z et ζ . Comme le calcul est long et sans intérêt particulier pour le lecteur, nous allons nous affranchir des étapes intermédiaires : il faut tout d'abord sommer (1.38) et (1.40) et manipuler le résultat afin d'obtenir l'expression de $\mathcal{M}'_z(\mathcal{M}_z, \zeta)$ qu'il faut ensuite intégrer entre 0 (l'entrée de gaine) et un point ζ

de la pré-gaine, afin d'obtenir :

$$v\zeta = \frac{v+v^*}{\sqrt{vv^*}} \arctan\left(\frac{\mathcal{M}_z}{\sin\psi} \sqrt{\frac{v}{v^*}}\right) \sin\psi - \mathcal{M}_z. \quad (1.43)$$

Ensuite, partons de (1.41) en y injectant l'expression trouvée précédemment de \mathcal{M}'_z . Puis en utilisant la règle de Leibniz, $\varphi' = \mathcal{M}'_z d\varphi/d\mathcal{M}_z$, il est possible de trouver l'expression du potentiel en fonction de \mathcal{M}_z ,

$$\varphi(\mathcal{M}_z) = \frac{v+v^*}{2v} \ln\left(1 + \frac{v}{v^*} \frac{\mathcal{M}_z^2}{\sin^2\psi}\right) \quad (1.44)$$

Enfin, il est possible d'exprimer \mathcal{M}_y en combinant les différents résultats avec le système d'équations :

$$\mathcal{M}_y = \frac{\varphi'}{1+\delta^2} = \frac{v+v^*}{\delta^2} \frac{\mathcal{M}_z}{1-\mathcal{M}_z^2/\sin^2\psi} \quad (1.45)$$

A partir de cette dernière équation nous obtenons une singularité pour $\mathcal{M}_z = \sin\psi \Leftrightarrow u_{i\parallel B} = c_s \sin\psi$. Cette équation constitue le critère de Bohm-Chodura pour la condition d'entrée dans la pré-gaine magnétique.

Il est intéressant de remarquer que l'on retrouve le même résultat que pour la pré-gaine sans champ magnétique lorsque le champ magnétique est perpendiculaire au mur ($\psi = \pi/2$). En effet, dans ce cas, en supposant en outre que les ions ne subissent pas de collisions avec les neutres (tout en conservant un terme source d'ionisation), les équations (1.44) et (1.45) donnent respectivement,

$$\frac{L_{\text{pgm}}}{\lambda_i} = \frac{\pi}{2} - 1 \quad \text{et} \quad \phi_{\text{eg}} = -\frac{k_B T_e}{e} \ln 2. \quad (1.46)$$

liant taille de la pré-gaine magnétique L_{pgm} au libre parcours moyen ionique, et chute de potentiel entre le plasma et l'entrée de gaine avec la température électronique. Ces résultats sont similaires à la théorie de pré-gaine collisionnelle décrite par Lieberman et Lichtenberg [2005], en l'absence de champ. Ainsi, dans le cas d'un champ magnétique normal à la surface, la pré-gaine magnétique s'identifie à la pré-gaine classique. Ce résultat montre que la théorie « classique » des gaines reste valable lorsque $\vec{B} \parallel \vec{E}$.

A ce stade, il ne nous manque plus que l'extension spatiale de la pré-gaine magnétique. Chodura dans son article de 1982 [Chodura, 1982] calcule cette quantité via un modèle cinétique (que l'on ne détaillera pas ici), et trouve :

$$L_{\text{pgm}} = \sqrt{6} \rho_{ci} \cos\psi \simeq 2.45 \times \rho_{ci} \cos\psi \quad (1.47)$$

Nous pouvons donc dire que la pré-gaine magnétique est du même ordre de grandeur que le rayon de Larmor ionique, si la gaine se développe dans la direction transverse au champ.

1.3.2.2 Champ magnétique rasant et notion de tube de flux

Dans le cas d'un champ magnétique rasant, il existe un angle limite, appelé angle de Chodura, en dessous duquel la gaine de Debye n'existe plus : il n'y a donc pas de séparation de charges [Moritz *et al.*, 2019]. Pour un plasma d'hélium dont les ions sont froids ($T_i/T_e \simeq 0$), l'angle critique est de

$$\psi^* = \arcsin \sqrt{2\pi \frac{m}{M} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right)} \simeq 1.7^\circ. \quad (1.48)$$

Pour $\psi = 0$ en revanche, comme le transport perpendiculairement aux lignes de champ se fait exclusivement par les collisions [Moritz *et al.*, 2018], les ions touchent en premier le mur grâce à leur rayon de Larmor plus grand que celui des électrons [Krasheninnikova *et al.*, 2010]. Les particules chargées suivent donc leur mouvement cyclotron le long de \vec{B} , à moins que leur centre-guide ne change de ligne de champ si la particule est sujette à une collision comme représenté sur la figure 1.9(a). Le libre parcours moyen électronique étant plus grand que celui des ions, le flux perpendiculaire à \vec{B} est essentiellement ionique, ce qui au voisinage d'une surface peut créer une gaine inversée : puisque les ions arrivent en premier sur le mur, cela va créer une charge d'espace négative (i.e. un défaut d'ions) devant celui-ci, à l'opposé de ce que nous avons vu jusque là.

Comme la différence de mobilité transverse entre les ions et les électrons est indépendante de la géométrie du système, nous pouvons extrapoler ces observations en considérant le plasma représenté en figure 1.9(b) : on applique un champ magnétique perpendiculairement à une cathode plus petite que la largeur de l'enceinte. Les électrons contenus dans le plasma en face de la cathode ne communiquent pas, ou très peu, avec le plasma du reste de l'enceinte, alors que les ions peuvent aisément quitter cette région grâce à leur transport perpendiculaire plus important. De ce fait, nous pouvons parler de « tube de flux » centré sur une ligne de champ, dans lequel les électrons conservent leur mouvement parallèle sans quitter le tube, alors que les ions peuvent le quitter par les côtés via les collisions et autres flux transverses [Rozhansky *et al.*, 1999b]. Nous utiliserons cette approximation de tube de flux de façon récurrente tout au long de cette thèse, et ce dans différents modèles, dans le but d'expliquer le plasma étudié.

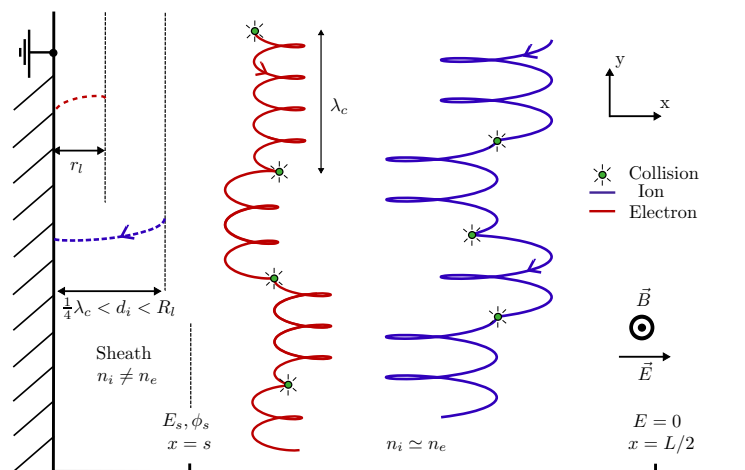
Résumons. L'ensemble des remarques faites dans cette section nous seront utiles dans la suite du mémoire et la notion de tube de flux, présenté en figure 1.9(b) est centrale à tous les modèles élaborés au courant de la thèse. De plus, dans la direction parallèle, i.e. le long du tube, la dynamique des particules est inchangée par rapport à la théorie classique sans champ : à l'entrée des gaines en face du mur et de l'électrode, le courant électronique peut s'écrire comme J_{esat} pondéré du poids de Boltzmann relatif à la chute de potentiel dans la gaine, et le courant ionique reste finalement à J_{isat} quel que soit l'inclinaison du champ magnétique par rapport à la cathode/électrode. Enfin, les électrons restent confinés dans le tube de flux connecté à l'électrode, alors que les ions peuvent s'en échapper par le biais de courants transverses dont la taille des gradients est de l'ordre du rayon de Larmor ionique,

ρ_{ci} , au vu des premières observations faites dans cette section. Il est maintenant temps de nous pencher sur le cas des décharges et des gaines RF, et de déterminer la nature de ces courants transverses ioniques.

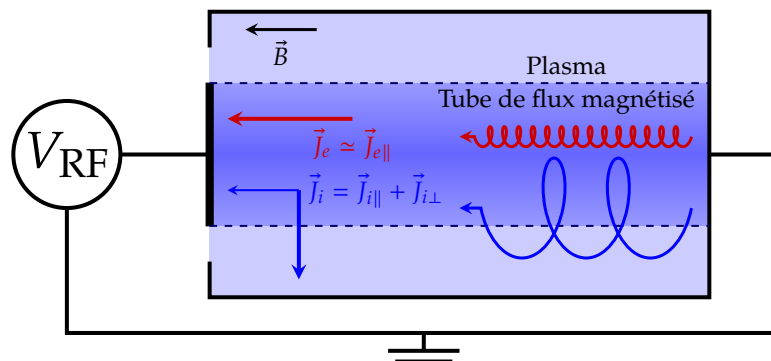
1.4 Les décharges radio-fréquences

Dans cette partie et dans tout ce qui va suivre dans cette thèse, nous considérons implicitement ω comme étant la pulsation RF, ω_{RF} afin d'alléger les notations.

Les plasmas que nous allons étudier dans la suite de ce mémoire seront générés à l'aide d'une électrode radio-fréquences (RF). Cette électrode est soumise à un potentiel oscillant de la forme $V_{RF} = V_{DC} + A_{RF} \sin(\omega t)$, d'amplitude A_{RF} , de pulsation ω , et de valeur moyenne V_{DC} . Les radio-fréquences s'étendent de 1 à 100 MHz, ce qui correspond grossièrement au domaine fréquentiel entre les pulsations plasma ionique et électronique, $\omega_{pi} \ll \omega \ll \omega_{pe}$. Cela implique, que l'excitation RF est trop rapide pour que les ions puissent y répondre



(a) Schéma représentant le transport perpendiculaire aux lignes de champ des particules du plasma dû aux collisions. D'après [Moritz *et al.*, 2018]



(b) Schéma d'un tube de flux relié d'un côté au mur de l'enceinte, et de l'autre à une surface polarisée.

Figure 1.9 – Transport transverse des ions et confinement des électrons dans un plasma magnétisé.

instantanément, de ce fait ces derniers régissent au potentiel moyenné V_{DC} . Les électrons, quant à eux, suivent les oscillations RF.

Les ouvrages de Raizer *et al.* [1995] et de Chabert et Braithwaite [2011] (ainsi que les références qui s'y trouvent) décrivent le comportement complexe du plasma dans de telles conditions. En effet, avoir des ions et des électrons ne répondant pas de la même manière au même potentiel à cause de leur différentes inerties, entraîne des effets comme le redressement du potentiel plasma, ou l'augmentation des courants transverses. Dans cette section, nous allons présenter les bases de la physique des plasmas dans le cadre des décharges radio-fréquences.

1.4.1 La dynamique ionique

Le mouvement des ions dans la gaine est régi par la chute de potentiel entre le plasma et l'électrode. Si cette électrode est soumise à un potentiel V_0 constant dans le temps, la taille de la gaine s reste également constante. Ainsi, un ion qui entre dans la gaine sera accéléré par le champ électrique, $E(x) = V_0(s - x)$, généré par l'électrode, formant une trajectoire hyperbolique (voir figure 1.10(a)).

Si l'électrode est maintenant soumise à un potentiel RF, alors la gaine va commencer à osciller à la pulsation ω à cause des électrons qui suivent les variations temporelles du champ électrique (voir figure 1.10(b)). En fonction de la fréquence de l'onde RF, les ions réagissent différemment face au champ oscillant. Afin d'illustrer ce propos, considérons un plasma d'hélium à $T_e = 5$ eV, le potentiel DC est fixé à -100 V, et le potentiel RF à 50 V. L'énergie totale des ions à l'entrée de la gaine est donc $\mathcal{E}_i = eV_{DC} + eA_{RF} \sin(\omega t)$ (l'énergie cinétique est de l'ordre de 2.4 eV, et est donc négligeable). La fonction de distribution en énergie des ions donne le nombre d'ions ayant une énergie entre \mathcal{E}_i et $\mathcal{E}_i + d\mathcal{E}_i$:

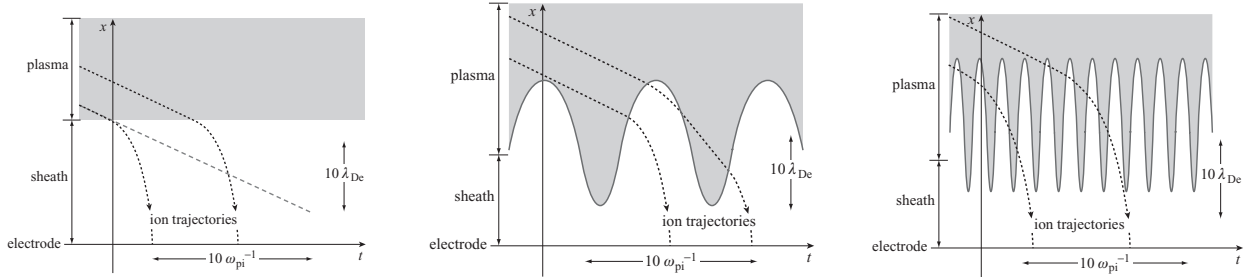
$$\text{FDEI}(\mathcal{E}_i) = \frac{dN}{d\mathcal{E}_i} = \frac{\dot{N}}{\dot{\mathcal{E}}_i} \propto \left| \frac{d\mathcal{E}_i}{dt} \right|^{-1} = \frac{1}{\omega_{RF}} \frac{1}{\sqrt{(eA_{RF})^2 - (\mathcal{E}_i - eV_{DC})^2}}. \quad (1.49)$$

Cette équation est tracée à la figure 1.10(d). Les deux pics correspondent aux *extrema* du potentiel RF (la variation est plus lente dans ces régions), et la distribution est naturellement centrée sur l'énergie potentielle moyenne eV_{DC} . Ce calcul sommaire ne prend pas en compte le redressement du potentiel plasma, ainsi que la fonction de distribution des ions à l'entrée de la gaine. En prenant en compte ces paramètres il s'avère que la distribution n'est pas symétrique [Köhler *et al.*, 1985a], et que l'écartement des deux pics se mesure en terme de $A_{RF}/\omega_{RF}\sqrt{M}$ [Kawamura *et al.*, 1999].

Si la fréquence RF est petite devant la fréquence plasma ionique, $\omega_{RF} \ll \omega_{pi}$ (un ion traverse la gaine en moins d'une période de l'onde RF), alors les ions sont à même de répondre aux oscillations du plasma, ce qui se traduit par une distribution en énergie des ions bimodale au niveau de l'électrode, puisque leur énergie finale dépend de la phase à lequel ils pénètrent la gaine.

De le cas contraire, en augmentant la fréquence RF comme sur la figure 1.10(c), $\omega \gg \omega_{pi}$

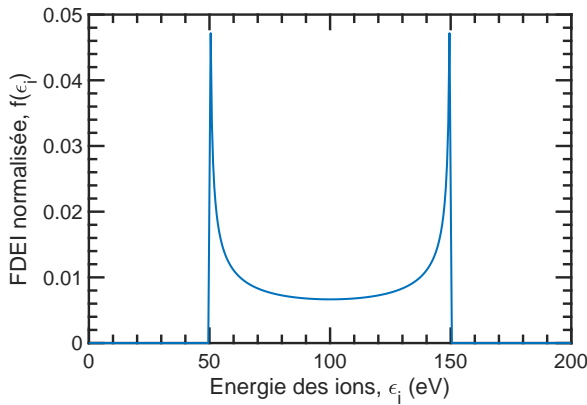
(la traversée de la gaine par un ion prend un temps très supérieur à une période de l'onde RF), les deux pics se rejoignent et la FDEI ne comporte plus qu'un seul pic, comme le montre la figure 1.10(e) (l'écartement entre les deux *extrema* décroît) : les ions répondent uniquement au potentiel DC et retrouvent une trajectoire similaire au cas sans RF.



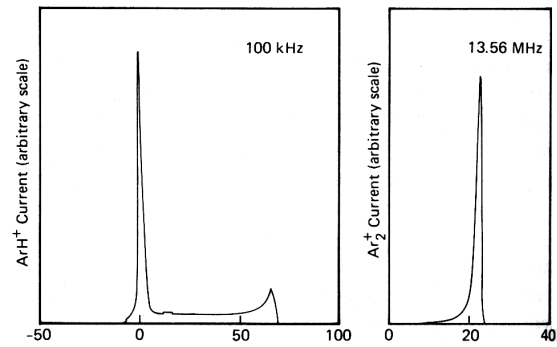
(a) Trajectoire d'un ion dans une gaine DC. D'après [Chabert et Braithwaite, 2011].

(b) Trajectoire d'un ion dans une gaine RF avec $\omega_{RF} \ll \omega_{pi}$. D'après [Chabert et Braithwaite, 2011].

(c) Trajectoire d'un ion dans une gaine RF avec $\omega_{RF} \gg \omega_{pi}$. D'après [Chabert et Braithwaite, 2011].



(d) Tracé de la FDEI normalisée calculée en (1.49).



(e) FDEI sur une électrode dans une décharge d'argon à $\omega_{RF} = 100$ kHz et 13.56 MHz respectivement, avec $\omega_{pi} \approx 5$ MHz. D'après [Köhler *et al.*, 1985a].

Figure 1.10 – Transport des ions à travers une gaine RF dans différents régimes fréquentiels.

L'étude de la FDEI est essentielle pour l'étude des procédés de pulvérisation afin d'avoir la main sur le flux d'ions qui va atteindre la cible (ou l'électrode), et *in fine* de permettre un meilleur dépôt. Cependant, dans le cadre de cette thèse, nous nous placerons à une fréquence RF aux alentours de 25 MHz, ce qui nous permet de supposer que les ions dont la fréquence plasma n'est que de 10 MHz, ne répondent qu'au potentiel DC et qu'ils ne *réagissent* pas aux oscillations radio-fréquences. Notons que les calculs et observations ci-dessus ne prennent pas en compte les collisions, car si $\nu_{col} \gg \nu_{RF}$, alors la distribution bimodale est détruite et se centre sur 0 eV à mesure que ν_{col} augmente (ou e.g. la pression du gaz augmente).

1.4.2 La dynamique des gaines RF

La fréquence RF étant bien en deçà de la fréquence plasma électronique de 5.6 GHz, les électrons suivent les oscillations du potentiel RF. Ce phénomène aura pour effet de faire osciller l'interface plasma/gaine (comme on le voit sur fig.1.10(c)), et le comportement non

linéaire des électrons vis-à-vis du potentiel appliqué va entraîner, comme nous allons le voir, une rectification du potentiel RF de la gaine. Cela est dû au fait que, en plus des courants de conduction, $\vec{J} = qn\vec{u}$, il faut prendre en compte les courants de déplacements dus aux oscillations du champ électrique $\vec{J} = \varepsilon_0\partial_t\vec{E}$, qui augmentent à mesure que l'on augmente la fréquence RF. Ajoutons à cela le fait que les oscillations d'une électrode en face d'un plasma va également faire osciller le potentiel du plasma $\phi_p \rightarrow \phi_p(t) = \bar{\phi}_p + \Delta\phi_p \sin \omega t$. Étudions tous ces effets sur la dynamique des gaines.

1.4.2.1 Gaine RF au potentiel flottant et redressement

Il existe deux types de configurations quand on souhaite réaliser une décharge RF : le plasma peut être directement couplé à la source RF, ou il peut être couplé via une capacité de blocage (voir schéma du montage en figure 1.11). Cette dernière sert à bloquer les courants continus (DC) au niveau de l'électrode. Ainsi, si le plasma a un couplage direct avec l'antenne, c'est le plasma qui va se polariser; en revanche si on adopte un couplage capacitif, c'est l'antenne qui va se polariser. Cette polarisation vient de la rectification du potentiel plasma à cause des oscillations RF.

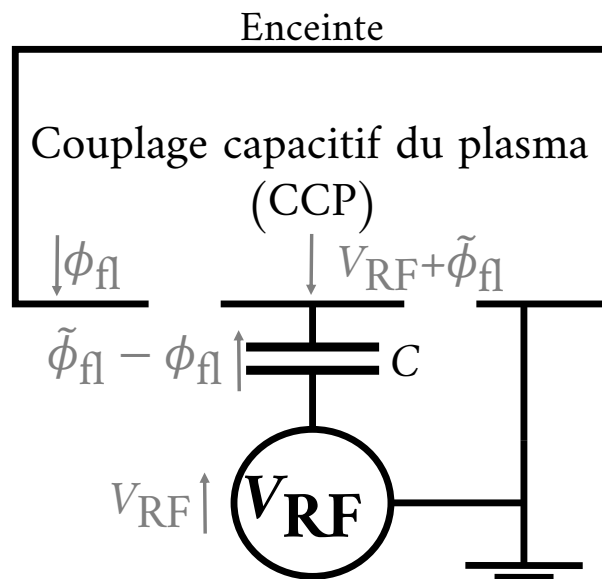


Figure 1.11 – Schéma d'un montage pour une décharge RF en couplage capacitif.

Évaluons cette rectification du potentiel dans le cadre d'une décharge à couplage capacitif : le potentiel à l'électrode est donné par $V_{RF} = A_{RF} \sin \omega t$ et vaut donc 0 en moyenne sur une période RF. Dans le cas d'une gaine flottante en absence de RF, le potentiel flottant qui s'établit aux bornes de la gaine est donné par (1.31), $\phi_{fl} = k_B T_e / 2e \times \ln(2\pi m / M)$. Cependant, pour une décharge radio-fréquence, la chute de potentiel entre l'électrode et le plasma est donnée par la somme du potentiel RF instantané et du *potentiel flottant rectifié* $V_{RF}(t) + \tilde{\phi}_{fl}$. Dans ces conditions, les courants ioniques et électroniques traversants la gaine doivent donc se compenser en moyenne sur une période (voir figure 1.12). D'une part, le courant ionique traversant la gaine correspond au courant de saturation ionique puisque $\omega \gg \omega_{pi}$ dans le

cadre de nos travaux :

$$J_i = J_{isat} = e n_{eg} c_s. \quad (1.50)$$

Le courant électronique est quant à lui modulé par le potentiel instantané qui règne aux bornes de la gaine :

$$J_e(t) = J_{esat} e^{e(V_{RF}(t)+\tilde{\phi}_fl)/k_B T_e} = \frac{1}{4} e n_{eg} \bar{u}_e e^{e(V_{RF}(t)+\tilde{\phi}_fl)/k_B T_e}. \quad (1.51)$$

Ainsi, en se rappelant que $J_{isat}/J_{esat} = \exp(e\phi_{fl}/k_B T_e)$, la moyenne temporelle du courant électronique dans la gaine devant se compenser avec le courant ionique conduit au calcul :

$$\begin{aligned} J_{isat} &= \left\langle J_{esat} e^{e(A_{RF} \sin \omega t + \tilde{\phi}_fl)/k_B T_e} \right\rangle \\ \Rightarrow e^{e\phi_{fl}/k_B T_e} &= e^{e\tilde{\phi}_fl/k_B T_e} \times \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{\frac{eA_{RF}}{k_B T_e} \sin \Omega} d\Omega \\ \Leftrightarrow e^{e\phi_{fl}/k_B T_e} &= e^{e\tilde{\phi}_fl/k_B T_e} \times \mathcal{I}_0 \left(\frac{eA_{RF}}{k_B T_e} \right) \\ \Rightarrow \tilde{\phi}_fl &= \phi_{fl} - \frac{k_B T_e}{e} \ln \left[\mathcal{I}_0 \left(\frac{eA_{RF}}{k_B T_e} \right) \right], \end{aligned} \quad (1.52)$$

avec \mathcal{I}_0 la fonction de Bessel modifiée d'ordre 0 (voir p.374 du Abramowitz et Stegun [1964]) : la chute de potentiel dans la gaine augmente, en valeur absolue, à mesure que l'on augmente l'amplitude du potentiel RF [Godyak et Kuzovnikov, 1975].

Il ne faut pas confondre le potentiel flottant ϕ_{fl} qui est le potentiel s'établissant autour d'une surface non polarisée et plongée dans le plasma, avec le potentiel flottant rectifié $\tilde{\phi}_fl$ dû aux oscillations RF.

Afin de bien comprendre la physique de la décharge, il est utile de se référer au schéma 1.11 et 1.12 : entre le plasma et le mur de l'enceinte à la masse, règne une différence de potentiel classique pour une gaine DC, ϕ_{fl} . Au niveau de l'électrode cependant, la chute de potentiel dans la gaine est redressée : $V_{RF} + \tilde{\phi}_fl$. En contre partie, pour une décharge capacitive la différence de potentiel aux bornes du condensateur est $\tilde{\phi}_fl - \phi_{fl}$, c'est ce qu'on appelle l'auto-polarisation. Pour un couplage direct en revanche (l'électrode est directement reliée à la source RF, sans capacité), c'est le plasma lui même qui se polarise.

L'origine physique de cette polarisation (qu'elle soit du plasma ou de l'électrode) est assez simple. Lorsque le potentiel de l'électrode devient positif (par rapport au potentiel plasma), les électrons vont alors quitter le plasma. Afin d'éviter cette perte d'électrons, le potentiel du plasma oscille également pour suivre les variations du potentiel RF, et une polarisation est appliquée automatiquement (soit au plasma, soit à l'électrode, selon le couplage choisi) dans le but de retenir les électrons dans le plasma via une barrière de potentiel additionnelle.

De plus, ce phénomène d'auto-polarisation (qui peut polariser l'électrode à plusieurs centaines de volts en dessous du potentiel plasma), peut fortement accélérer les ions dans la gaine. Ce qui est très utile pour les procédés de pulvérisation, mais qui en revanche, peut sérieusement endommager les antennes d'un Tokamak.

1.4.2.2 Modèle électronique équivalent et auto-polarisation

Dans cette section, nous allons utiliser un modèle très simplifié de circuit électronique afin de mieux comprendre l'origine physique du redressement du potentiel plasma, et de le calculer qualitativement [Raizer *et al.*, 1995]. La gaine, les courants de saturation ionique et électronique peuvent en effet avoir une analogie avec un circuit électronique : une gaine d'épaisseur s et de section S est ni plus ni moins constituée de deux plaques avec d'un côté la paroi du réacteur (ou l'électrode) et de l'autre, l'interface gaine/plasma, ce qui peut être vu comme un condensateur plan de capacitance $C \approx \epsilon_0 S/s$. Le courant de saturation ionique, constant et indépendant du potentiel régnant dans la gaine, peut être vu comme une source constante de courant. Alors que le courant de saturation électronique peut être vu comme une diode (passante lorsque $V > \phi_p$ et bloquante lorsque $V < \phi_p$).

Pour cette analogie-ci, le « circuit de plasma » est composé de deux capacités C_E et C_M en série, modélisant les deux gaines (voir figure 1.13). L'électrode a une surface S_E et le mur de l'enceinte à la masse a une aire S_M .

Nous allons supposer ici que le potentiel RF a la forme usuelle $V_{RF}(t) = V_{DC} + A_{RF} \sin \omega t$, et que le potentiel plasma suit ces oscillations, $\phi_p(t) = \bar{\phi}_p + \Delta\phi_p \sin \omega t$, puisque $\omega \ll \omega_{pe}$. Nous allons également supposer que les capacitances des différents composants sont linéaires, ainsi $Z_c = -1/iC\omega$ (cette hypothèse néglige la non linéarité de la gaine, mais sans cette approximation des petites oscillations, le calcul est nettement plus compliqué [Faudot, 2015]). En vertu de la loi des mailles, $I = V_{RF}/(Z_{C_E} + Z_{C_M})$, ce qui nous permet grâce à la loi d'Ohm

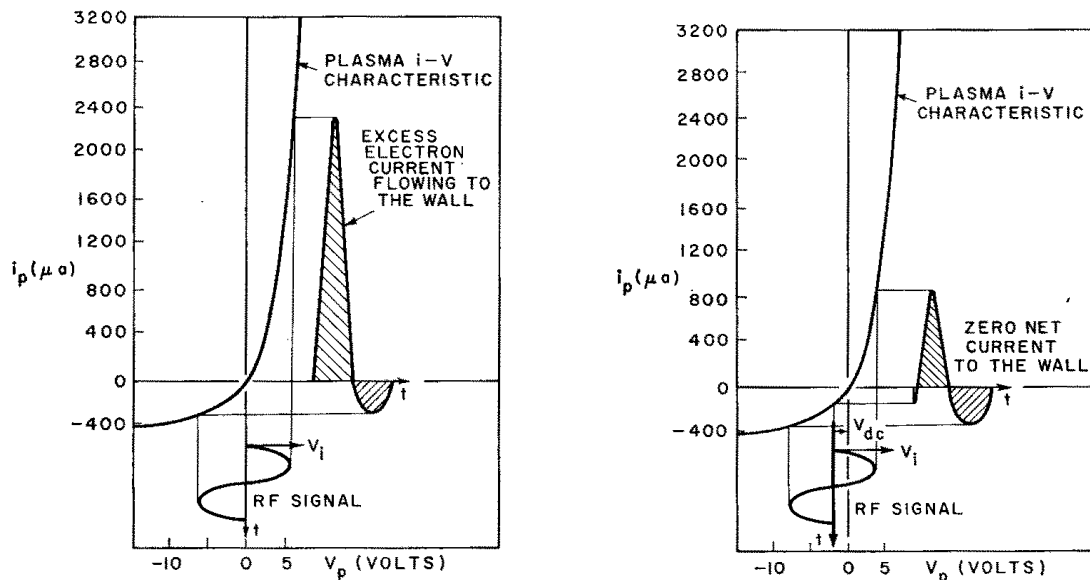


Figure 1.12 – Schéma expliquant l'origine de l'auto-polarisation avec la caractéristique courant-tension du plasma : $J = -J_{isat} + J_{esat} \exp(e\phi/k_B T_e)$. La mobilité des électrons plus grande que celle des ions génère un excédent de courant électronique : l'auto-polarisation permet de retrouver un courant net nul en moyenne sur une oscillation RF. D'après [Butler et Kino, 1963].

appliquée à la gaine plasma/électrode de trouver que

$$\phi_p = \frac{Z_{C_M}}{Z_{C_E} + Z_{C_M}} V_{RF} = \frac{C_E}{C_E + C_M} V_{RF}. \quad (1.53)$$

Couplage Capacitif. Nous considérons ici le cas où la capacité de blocage C est bien présente dans le circuit en fig.1.13. Pour expliquer ce qu'il se passe physiquement, reprenons le modèle de matrice ionique, avec le fond immobile d'ions présents partout entre l'électrode et le mur de l'enceinte, et un front électronique qui oscille devant l'antenne. La capacité de blocage empêche tout courant DC net de quitter le plasma, or comme le front d'ion touche en permanence les parois (mur et enceinte), il est nécessaire au front d'électrons de toucher également la paroi à un moment de son oscillation afin de garantir $J_e + J_i = 0$ sur une période et d'assurer $J_{DC} = 0$. Par conséquent, comme les électrons doivent toucher l'électrode, cette dernière ne peut pas avoir un potentiel dépassant celui du plasma (sinon on viderait le plasma de ses électrons). De la même manière, côté mur, le potentiel du plasma ne peut pas passer en deçà de 0 V. Ces conditions se traduisent mathématiquement par :

$$\begin{cases} \max[V_{RF}(t)] \leq \max[\phi_p(t)] \Leftrightarrow V_{DC} + A_{RF} \leq \bar{\phi}_p + \Delta\phi_p \\ 0 \leq \min[\phi_p(t)] \Leftrightarrow 0 \leq \bar{\phi}_p - \Delta\phi_p \end{cases} \quad (1.54)$$

Dans le cas limite, la seconde inégalité nous donne $\phi_p = \Delta\phi_p$, ce qui nous permet de retrouver [Köhler *et al.*, 1985b] l'amplitude des oscillations du potentiel plasma, via la première équation :

$$\Delta\phi_p = \frac{A_{RF} + V_{DC}}{2}. \quad (1.55)$$

Finalement, en utilisant la loi d'Ohm, (1.53), nous trouvons que le potentiel d'auto-polarisation de l'électrode est :

$$V_{DC} = \frac{C_E - C_M}{C_E + C_M} A_{RF}. \quad (1.56)$$

Nous remarquons que pour une décharge symétrique ($S_E = S_M \Leftrightarrow C_E = C_M$), l'auto-polarisation est nulle. En revanche pour une surface d'électrode plus petite que l'enceinte, l'auto-polarisation est négative. Le tracé des différents potentiels calculés ici se trouvent en figure 1.14(a).

Couplage direct. Nous considérons maintenant le schéma en fig.1.13 sans la capacité de blocage. Cela autorise l'établissement d'un courant DC net au travers du circuit, et la disparition de la composante DC du potentiel RF, $V_{DC} = 0$. Dans ce cas, le front électronique ne touche plus qu'une seule paroi, ce qui ne permet pas de compenser totalement la perte d'ions (d'un point de vue électronique, c'est comme si un des condensateurs ne se déchargeait pas complètement). Cela se traduit par une accumulation de charges sur la capacité la plus grande. De ce fait le plasma est connecté qu'au plus petit des condensateurs.

Si la surface de l'électrode est plus petite que celle de l'enceinte, alors nous vérifions la

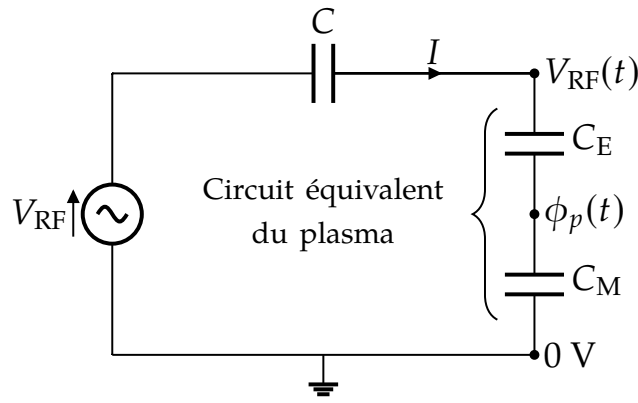
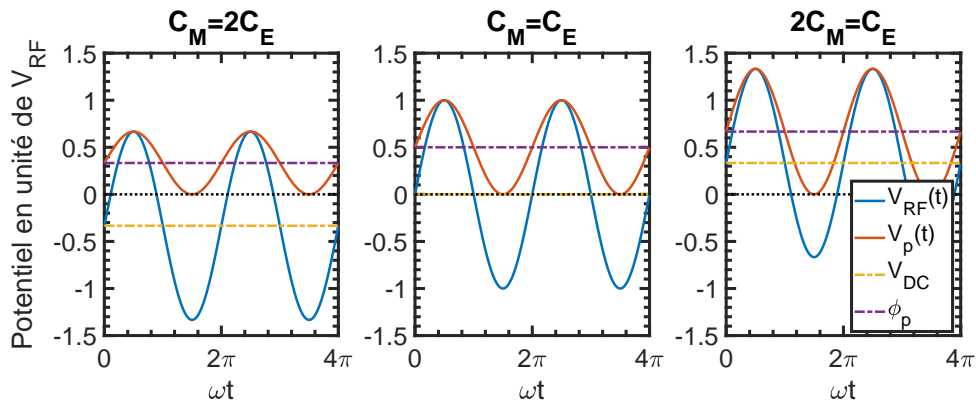
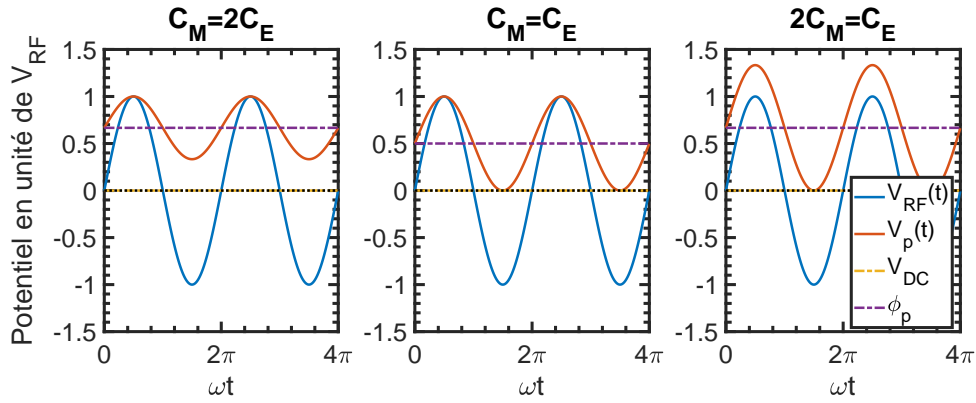


Figure 1.13 – Schéma du montage équivalent d’une décharge RF. Les capacités C_E et C_M représentent les gains côté électrode et côté enceinte, respectivement.



(a) Évolution des potentiels RF et plasma dans le cas d’un couplage capacitif.



(b) Evolution des potentiels RF et plasma dans le cas d’un couplage direct.

Figure 1.14 – Résultat du modèle électronique pour une décharge à couplage capacitif et à couplage direct.

première inégalité de (1.54) : $A_{RF} = \bar{\phi}_p + \Delta\phi_p$, ce qui nous donne d’après la loi d’Ohm (1.53),

$$\bar{\phi}_p = A_{RF} \times \frac{C_M}{C_E + C_M}. \quad (1.57)$$

Si la surface de l’enceinte est plus petite que celle de l’électrode, c’est la seconde inégalité de (1.54) qui est vérifiée et nous trouvons $\bar{\phi}_p = \Delta\phi_p$. Les potentiels correspondants sont tracés en fig.1.14(b).

Discussions. Le plasma suit globalement les oscillations du potentiel RF afin de vérifier $\phi_p(t) \geq V_{\text{RF}}(t) \forall t$. C'est aussi pour cette raison qu'une auto-polarisation de l'électrode (pour le couplage capacitif) ou du plasma (pour le couplage direct) se développe. Ce phénomène d'auto-polarisation ou de redressement est simplement dû à la différence d'inertie entre ions et électrons [Butler et Kino, 1963]. L'asymétrie du système joue également un rôle important sur les effets de la RF sur le plasma : plus l'électrode est petite par rapport à l'enceinte, plus les oscillations du potentiel plasma seront faibles et indépendantes de l'amplitude du potentiel RF. Dans le cas extrême où $S_{\text{M}}/S_{\text{E}} \geq 80$ pour un couplage capacitif, le potentiel plasma est quasiment constant et tend asymptotiquement vers la valeur du potentiel flottant (1.31), $\phi_p(t) \simeq \bar{\phi}_p \rightarrow -\phi_{\text{fl}}$. En dessous de cette limite, les oscillations du plasma augmentent linéairement avec l'amplitude RF, $\Delta\phi_p \propto A_{\text{RF}}$ [Aanesland *et al.*, 2005].

De façon plus générale, potentiels et surfaces suivent une loi des aires $\bar{\phi}_p/(\bar{\phi}_p - V_{\text{DC}}) = (S_{\text{E}}/S_{\text{M}})^\beta$, avec $\beta \in [1, 2.5]$. Cela se retrouve aisément pour $\beta = 2$, en considérant que la vitesse des particules est $u = \sqrt{eV/m} \propto V^{1/2}$, et comme (i) $I \propto uS \propto SV^{1/2}$ et que (ii) le courant total est conservé, on a $I_{\text{E}} = I_{\text{M}} \Leftrightarrow S_{\text{E}}(\bar{\phi}_p - V_{\text{DC}})^{1/2} = S_{\text{M}}\bar{\phi}_p^{1/2}$ [Raizer *et al.*, 1995]. Les autres valeurs de β dépendent du modèle utilisé pour décrire la gaine (ici en l'occurrence c'est un modèle non collisionnel qui est employé).

Notons que le modèle présenté ici ne contient que des condensateurs, avec des capacités linéaires, ce qui implique que la réponse du plasma sera également sinusoïdale. Si une gaine collisionnelle est prise en compte (e.g. ajout d'une résistance au circuit), le potentiel plasma ne suivra que les excursions positives du potentiel RF, $\phi_p(t) = \max[V_{\text{RF}}(t), 0]$ [Bruce, 1981; Köhler *et al.*, 1985b]. Un modèle plus détaillé est donc nécessaire, et sera décrit plus loin.

1.4.3 Chauffage stochastique des électrons

Dans le cadre des décharges radio-fréquences, nous avons vu que la gaine en face de l'électrode oscille à la fréquence de l'excitation RF, ω . Cependant, comme le potentiel au sein d'une gaine repousse les électrons, l'interface gaine/plasma peut être vue comme un mur sur lequel les électrons peuvent rebondir. Ce processus de collision avec la gaine, que l'on appelle « chauffage stochastique » apporte en moyenne de l'énergie aux électrons. Liebermann a développé un modèle simple permettant de calculer la puissance effective de ce type de chauffage. Son modèle de base est identique à celui évoqué précédemment, en utilisant une matrice ionique fixe et un front électronique oscillant, dans le cas d'une décharge RF sans [Lieberman, 1988] et avec [Lieberman *et al.*, 1991] champ magnétique.

1.4.3.1 Chauffage stochastique sans champ magnétique

Ce phénomène est assez simple à comprendre : considérons un électron à la vitesse initiale v_{0e} et se dirigeant vers la gaine de vitesse v_g dont le potentiel est bien plus élevé que la vitesse thermique électronique, $eV \gg k_B T_e$. Dans ces conditions, la gaine est une barrière de potentiel infranchissable et peut être vue comme un mur de masse infinie sur lequel va

ricocher l'électron. Afin d'évaluer la vitesse de rebond, $v_{\text{reb.}}$, de l'électron après le choc avec la gaine, nous appliquons le principe de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique dans le cas d'une collision frontale,

$$v_{\text{reb.}} = \frac{m - M_g}{m + M_g} v_{0e} + \frac{2M_g}{m + M_g} v_g \rightarrow 2v_g - v_{e0} \quad \text{pour } M_g \rightarrow +\infty \quad (1.58)$$

Nous voyons que si la gaine se déplace vers l'électron, celui-ci va gagner de l'énergie cinétique; alors que si la gaine s'éloigne de l'électron, celui-ci va perdre de l'énergie. Ainsi, dans une gaine oscillante, certains électrons vont gagner de l'énergie, d'autres en perdre, mais en moyenne il y a un gain net d'énergie correspondant à la population électronique ayant une vitesse entre 0 et v_g . Pour une collision l'énergie cinétique de l'électron varie de la quantité,

$$\Delta \mathcal{E}_{ce} = \frac{1}{2} m (v_{\text{reb.}}^2 - v_{0e}^2) \quad (1.59)$$

Cependant, si la fonction de distribution des électrons à l'entrée de gaine est $f_e(v_{0e}, t)$, alors le flux d'électrons à même de pouvoir effectuer une collision avec la gaine par unité de temps est $d\Gamma_e = (v_{e0} - v_g) f_e(v_{0e}, t) dt dv_{0e}$. Cela nous permet d'évaluer la puissance moyenne transférée à l'électron, en intégrant le tout sur la fonction de distribution,

$$P_{\text{stoch}} = \frac{1}{2} m \int_{v_g}^{+\infty} (v_{\text{reb.}}^2 - v_{0e}^2) (v_{e0} - v_g) f_e(v_{0e}, t) dv_{0e}. \quad (1.60)$$

Avant d'injecter $v_{\text{reb.}} = 2v_g - v_{e0}$ dans cette équation, nous allons négliger la vitesse d'oscillation de la gaine devant la vitesse des électrons, puisque $\omega \ll \omega_{ce}$ dans la suite de notre travail de thèse (l'intégration commence donc à partir de 0) et nous allons supposer que les électrons sont toujours maxwelliens, $f_e = f_0$:

$$P_{\text{stoch}} = -2m \int_0^{+\infty} v_g (v_{e0} - v_g)^2 f_0(v_{0e}) dv_{0e}. \quad (1.61)$$

En supposant que les oscillations de la gaine sont périodiques, i.e. $v_g = v_{0g} \cos(\omega t)$, et que le courant de conduction ionique est $J_i = env_{0g}$, la moyenne sur une période de la puissance transférée devient,

$$\langle P_{\text{stoch}} \rangle_{B=0} = 2m v_{0g}^2 \int_0^{+\infty} v_{0e} f_e(v_{0e}) dv_{0e} = \frac{1}{2} m v_{0g}^2 n \bar{u}_e = \frac{1}{2} \frac{m \bar{u}_e}{ne^2} J_i^2. \quad (1.62)$$

Nous pouvons voir que la puissance prend la forme d'un chauffage ohmique ($P = RI^2$), à la différence que la résistivité du plasma est $m v_{eN} / ne^2$. Le chauffage stochastique peut donc être vu comme une conséquence des collisions électrons/gaine oscillante. Liebermann va plus loin dans son raisonnement, et développe un modèle auto-consistent permettant de définir une loi d'échelle entre la puissance stochastique et les paramètres de la décharge, et trouve que $\langle P_{\text{stoch}} \rangle \propto \omega^2 T_e^{1/2} A_{\text{RF}}$. Par conséquent le chauffage est plus efficace à hautes fréquences, et à forte amplitude RF.

1.4.3.2 Chauffage stochastique avec champ magnétique

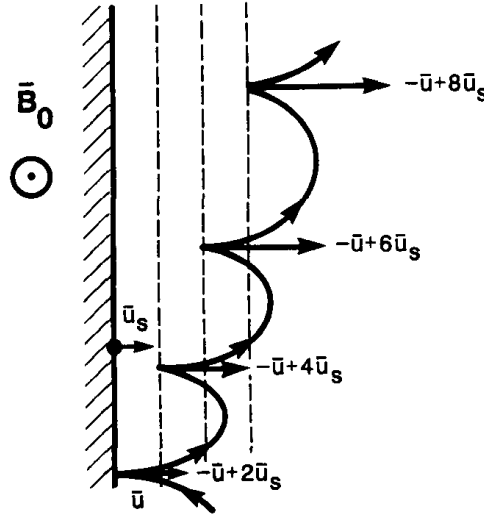


Figure 1.15 – Schéma de collisions successives d'un électron magnétisé sur une gaine oscillante. D'après [Lieberman *et al.*, 1991].

Tout ce qui est exposé au paragraphe précédent est applicable dans le cadre des décharges RF sans champ magnétique, ou le long des lignes de champ. Lorsque le champ magnétique est aligné avec la surface de l'électrode en revanche, il faut prendre en compte le mouvement cyclotron des électrons dans le calcul. En effet, une fois que l'électron a effectué une collision avec la gaine, il va entamer son mouvement cyclotron avant de subir une nouvelle collision à la moitié de sa période cyclotron (voir schéma en fig.1.15). Ce processus permet une série de collisions avec la gaine, et augmente donc considérablement le mode de chauffage.

Nous n'allons pas rentrer dans les détails du calcul de l'article de Lieberman *et al.* [1991], et nous allons simplement exposer les points clefs de son raisonnement. Tout d'abord, il suppose que la vitesse après le choc avec la gaine devient $v_{reb.} = 2\Delta v - v_{0e}$. Où Δv est la vitesse acquise par un électron dans le processus. Or $\Delta v \neq v_g$ car si on prend en compte la possibilité pour un électron de réaliser une multitude de collisions successives, il faut également considérer le fait que ce processus se termine quand l'électron subit une collision avec un atome neutre par exemple. La vitesse de rebond est ainsi pondérée du taux de collision toutes les demi girations $\Delta t = T_{ce}/2 = \pi/\omega_{ce}$ avec,

$$\Delta v = \underbrace{v_g(\omega t)}_{1^{er} \text{ choc}} + \underbrace{\sum_{k=1}^{+\infty} v_g(\omega t + k\omega\Delta t) e^{-k\nu_{col}\Delta t}}_{\text{chocs suivants}} \quad (1.63)$$

En considérant que $\omega_{ce} \gg (\nu_{col}, \omega)$ (i.e. mouvement de gaine lente devant la dynamique électronique), cette somme discrète peut se transformer en intégrale, permettant de calculer

Δv . On injecte ce résultat dans (1.60) et nous trouvons après quelques lignes de calculs que

$$\langle P_{\text{stoch}} \rangle_{B \neq 0} = \frac{1}{2} m v_{0g}^2 n \bar{u}_e \times \frac{\omega_{ce} \left(v_{\text{col}} + \frac{\omega_{ce}}{\pi} \right)}{2\pi (v_{\text{col}}^2 + \omega^2)}. \quad (1.64)$$

Nous retrouvons donc le même résultat que pour le cas sans champ magnétique, (1.62), mais pondéré d'un rapport de fréquences. Nous voyons qu'en augmentant le champ magnétique, les électrons sont chauffés plus efficacement, mais que ce procédé peut être rendu entièrement inefficace si la fréquence RF ou la fréquence de collision dépasse ω_{ce} .

1.4.4 Modèle double sonde ou modèle de tube de flux

Dans cette partie nous établirons les bases du modèle double sonde que nous allons utiliser à plusieurs reprises tout au long de cette thèse. Ce modèle simple, qui a déjà été utilisé par plusieurs personnes dans la littérature [Faudot *et al.*, 2005, 2006; Rozhansky *et al.*, 1999b; Verplancke *et al.*, 1996; Nedospasov et Uzdensky, 1994], permet de rendre compte des effets de la RF sur un tube de flux magnétique. Nous allons nous appuyer sur le schéma suivant, fig.1.16, tout au long de cette section : la décharge est soumise à un champ magnétique uniaxial, créant un tube de flux magnétique entre d'un côté l'électrode RF, et de l'autre le mur à la masse. L'hypothèse de base de ce modèle est qu'aucun gradient n'existe dans la direction parallèle aux lignes de champ. En d'autres termes, le plasma est homogène dans la direction longitudinale.

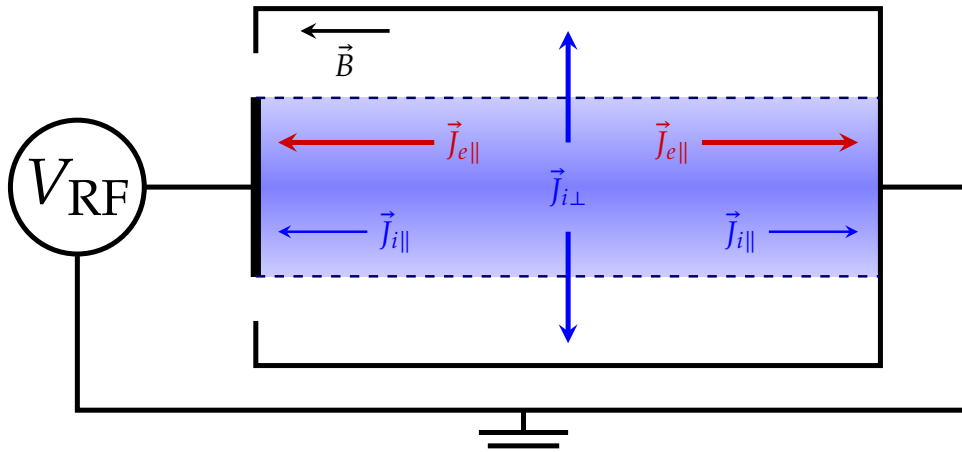


Figure 1.16 – Modèle du tube de flux magnétisé.

Considérons le cas très simplifié d'un plasma parfaitement magnétisé de potentiel ϕ , avec des ions et des électrons confinés dans le tube de flux. Comme le plasma est un circuit fermé, aucun courant net ne peut s'y échapper. En outre, la somme des courants quittant le plasma doit s'annuler. Au niveau de l'électrode le courant est donné par

$$J_{\text{électr.}} = enc_s - \frac{1}{4} en \bar{u}_e e^{e(V_{\text{RF}} - \phi)/k_B T_e} = J_{\text{isat}} - J_{\text{esat}} e^{e(V_{\text{RF}} - \phi)/k_B T_e}, \quad (1.65)$$

et au niveau du mur le courant se limite à

$$J_{\text{mur}} = J_{\text{isat}} - J_{\text{esat}} e^{-e\phi/k_B T_e}. \quad (1.66)$$

Puisque le courant total net doit être nul, en sommant ces deux équations nous trouvons :

$$J_{\text{électr.}} + J_{\text{mur}} = 2J_{\text{isat}} - J_{\text{esat}} \left(1 + e^{eV_{\text{RF}}/k_B T_e}\right) e^{-e\phi/k_B T_e} = 0. \quad (1.67)$$

En résolvant cette équation pour ϕ , le potentiel du plasma dans le tube de flux, nous trouvons

$$\phi(t) = \frac{k_B T_e}{2e} \left[\ln \left(\frac{M}{2\pi m} \right) - \ln 2 + \ln \left(1 + e^{eV_{\text{RF}}(t)/k_B T_e} \right) \right], \quad (1.68)$$

et en injectant ce résultat dans le courant arrivant à l'électrode nous pouvons en déduire la caractéristique courant-tension de cette dernière :

$$J_{\text{électr.}} = -J_{\text{isat}} \tanh \left(\frac{eV_{\text{RF}}}{2k_B T_e} \right). \quad (1.69)$$

C'est cette dernière expression qui donne le nom au « modèle double sonde », car dans la théorie des sondes de Langmuir, la caractéristique courant-tension d'une sonde double a la forme d'une tangente hyperbolique (voir p.195 du [Lieberman et Lichtenberg, 2005]).

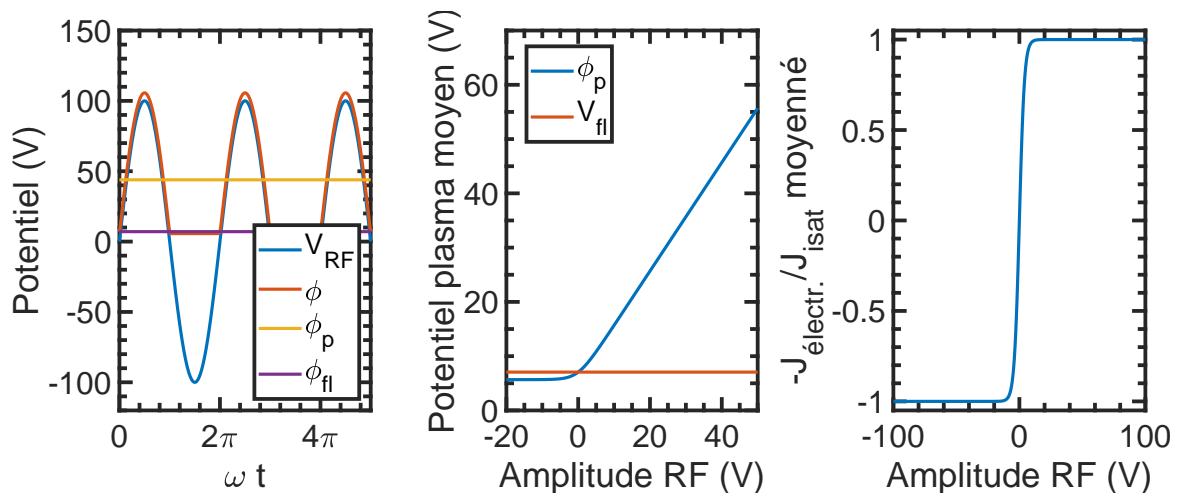


Figure 1.17 – Solution du modèle double sonde en l'absence de courants transverses.

D'après le graphique en figure 1.17, nous voyons que le potentiel du tube est redressé : ce dernier suit les excursions positives du potentiel RF (on parle également de redressement du potentiel RF). D'un point de vue électronique, le tube de flux se comporte comme un pont de diodes ne laissant passer que les potentiels positifs. Par ailleurs, lorsque le potentiel du plasma suit l'augmentation du potentiel RF, le courant électronique sature au courant de saturation ionique $-J_{\text{isat}}$.

1.4.5 Conservation du courant en présence d'un courant transverse

Nous supposons maintenant que les flux transverses sont autorisés (nous verrons plus loin la nature de ces derniers). Dans ces conditions, le courant net quittant le tube de flux doit également être nul, ce qui se traduit localement par $\text{div } \vec{J} = 0$. L'électrode se trouve en $z = 0$ et le mur de l'enceinte en $z = L_{\parallel}$. Le courant peut ainsi se décomposer suivant sa composante parallèle, où

$$J_{\parallel}(z = 0) = - [J_{\text{isat}} - J_{\text{esat}} e^{e(V_{\text{RF}} - \phi)/k_B T_e}] \quad \text{et} \quad J_{\parallel}(z = L_{\parallel}) = J_{\text{isat}} - J_{\text{esat}} e^{-e\phi/k_B T_e}, \quad (1.70)$$

et sa composante perpendiculaire J_{\perp} . Ainsi, en intégrant l'équation de conservation du courant le long du tube de flux d'axe z et de longueur L_{\parallel} nous obtenons :

$$0 = \int_0^{L_{\parallel}} \left(\frac{\partial J_{\parallel}}{\partial z} + \vec{\nabla}_{\perp} \cdot \vec{J}_{\perp} \right) dz = 2J_{\text{isat}} - J_{\text{esat}} \left(1 + e^{eV_{\text{RF}}/k_B T_e} \right) e^{-e\phi/k_B T_e} + L_{\parallel} \vec{\nabla}_{\perp} \cdot \vec{J}_{\perp} \quad (1.71)$$

Afin d'alléger les notations dans tout ce qui suit, nous allons utiliser la lettre φ comme étant un potentiel normalisé à $k_B T_e$: $\varphi = e\phi/k_B T_e$. En divisant l'équation précédente par le courant de saturation ionique, nous trouvons :

$$\begin{aligned} 1 - e^{-\varphi_{\text{fl}} - \varphi} (1 + e^{\varphi_{\text{RF}}}) + j_{\perp} &= 0, \\ \Leftrightarrow \varphi &= -\varphi_{\text{fl}} - \ln 2 + \ln(1 + e^{\varphi_{\text{RF}}}) - \ln(1 + j_{\perp}), \end{aligned} \quad (1.72)$$

où $j_{\perp} = L_{\parallel} \vec{\nabla}_{\perp} \cdot \vec{J}_{\perp} / 2J_{\text{isat}}$ est le terme de courant transverse normalisé. En prenant $|j_{\perp}| = \text{Cte} < 1$, l'évolution temporelle du potentiel rectifié tracé en figure 1.17 est seulement décalée vers les potentiels positifs pour des valeurs négatives de j_{\perp} , et vers le bas pour des valeurs positives. Mais dans la réalité, les courants transverses ne sont pas constants, mais varient au cours du temps. Il est possible d'évaluer le potentiel DC de la rectification, en moyennant (1.72) sur une période RF tout en supposant que $\varphi_{\text{RF}} = a_{\text{RF}} \cos(\omega t) \gg 1$ et que le courant perpendiculaire est un courant de déplacement (périodique et déphasé de $\pi/2$ avec le potentiel), $j_{\perp} = j_0 \sin(\omega t)$ où $|j_0| < 1$ [Faudot, 2006] :

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{DC}} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varphi \, d\omega t \\ &\simeq -\varphi_{\text{fl}} - \ln 2 + \frac{a_{\text{RF}}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \max[\cos(\omega t), 0] \, d\omega t - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \ln(1 + j_0 \sin \omega t) \, d\omega t \\ &= -\varphi_{\text{fl}} - \ln 2 + \underbrace{\frac{a_{\text{RF}}}{\pi} + \pi \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{j_0^{2k}}{2k} \frac{(2n-1)!!}{2n!!}}_{\geq 0} \end{aligned} \quad (1.73)$$

Le terme général de la série entière est positif et plus petit que 1, et donc, la série converge vers une valeur strictement positive. Par conséquent, l'ajout d'un courant transverse périodique augmente globalement l'amplitude du potentiel redressé.

1.4.5.1 Nature des courants transverses

Comme nous l'avons vu précédemment, les courants transverses existant au sein d'un plasma magnétisé sont principalement ioniques, puisque les électrons suivent leur mouvement cyclotron le long du champ. Afin de lister les principaux courants ioniques transverses, nous allons utiliser un modèle développé par Faudot *et al.* [2006], ou plus généralement par Rozhansky *et al.* [1999b], où le courant perpendiculaire ionique est la somme d'un courant de dérive de polarisation, de convection et de friction :

$$\vec{J}_{\perp} = \underbrace{\frac{Mn}{B^2} \vec{B} \wedge \frac{\partial \vec{u}_{i\perp}}{\partial t}}_{\vec{J}_{\perp,\text{pol}}} + \underbrace{\frac{Mn}{B^2} \vec{B} \wedge (\vec{u}_{i\perp} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_{i\perp}}_{\vec{J}_{\perp,\text{conv}}} + \underbrace{\frac{Mn}{B^2} v_{iN} \vec{B} \wedge \vec{u}_{i\perp}}_{\vec{J}_{\perp,\text{fric}}} \quad (1.74)$$

Bien que nous puissions directement injecter cette expression dans l'équation de la conservation du courant total, (1.72), la résolution analytique serait impossible. De plus, la résolution numérique serait compliquée à mettre en œuvre [Faudot *et al.*, 2013], sans pour autant nous expliquer la physique du problème. Il est donc préférable de déterminer le terme prédominant, et de le conserver par la suite. Pour cela, commençons par considérer que la vitesse ionique perpendiculaire se décompose suivant une composante \vec{u}_D dans la direction de Hall (i.e. la direction $\vec{E} \times \vec{B}$) et une correction, $\delta \vec{u} \ll \vec{u}_D$, homogène et constante dans la direction du champ électrique :

$$\vec{u}_{i\perp} = \vec{u}_D + \delta \vec{u}, \quad (1.75)$$

ce qui nous permet de réécrire le courant perpendiculaire en considérant un champ magnétique dans la direction z et un champ électrique dans la direction x , tout en négligeant les termes d'ordre 2 :

$$\vec{J}_{\perp} \sim \frac{Mn}{B^2} \vec{B} \wedge \left[\frac{\partial \vec{u}_D}{\partial t} + \delta \vec{u} \cdot \frac{\partial \vec{u}_D}{\partial x} + v_{iN} \vec{u}_D \right] \quad (1.76)$$

En se plaçant maintenant dans l'espace de Fourier⁷, $\underline{X} = X_0 e^{i\omega t}$, et en considérant une taille de gradient de l'ordre de ρ_{ci} [Rozhansky *et al.*, 1999b], la composante suivant x du courant perpendiculaire devient simplement :

$$J_{-x} \simeq i\omega \frac{Mn}{B} \left[-1 + \frac{\delta u}{\rho_{ci}\omega} - \frac{v_{iN}}{\omega} \right] u_D. \quad (1.77)$$

Dans les plasmas étudiés dans ce qui va suivre (plasma He à 5 eV sous 100 mT), la fréquence de collision de l'ordre de 88 kHz est négligeable devant la pulsation RF de 25 MHz, et le terme convectif peut également être négligé puisque $\delta u \leq c_s \ll \omega \rho_{ci}$. Nous pouvons par conséquent approximer le courant perpendiculaire par le courant de polarisation [Faudot *et al.*, 2005, 2006]. Grâce à la loi d'Ohm généralisée, nous pouvons lier ce courant de polarisation au gradient de potentiel dans le cas d'un champ magnétique constant dans le

7. Bien que l'utilisation de la théorie de Fourier implique que ω soit plus faible que toutes les autres fréquences caractéristiques du système, ici nous l'utilisons afin d'avoir accès aux différents ordres de grandeurs, sans chercher à résoudre d'équation avec cette forme linéarisée du courant transverse.

temps :

$$\vec{0} = \vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B} \Leftrightarrow \vec{B} \wedge \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\frac{\partial \vec{\nabla} \phi}{\partial t} - \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \quad (1.78)$$

Nous pourrions tout à fait résoudre numériquement cette équation. Mais il est plus judicieux, et plus commun [Nedospasov et Uzdensky, 1994; Rozhansky *et al.*, 1999b; Verplancke *et al.*, 1996; Faudot *et al.*, 2006] de comparer les deux termes afin de simplifier le problème en ne gardant que le plus important. Pour ce faire, partons de la jauge de Lorenz dérivée deux fois en temps que l'on projette dans l'espace de Fourier,

$$\text{div} \left(\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^3 \phi}{\partial t^3} \Rightarrow \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \sim i \frac{\omega^3 \rho_{ci}}{c^2} \phi, \quad (1.79)$$

pour enfin obtenir :

$$\vec{B} \wedge \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\frac{\partial \vec{\nabla} \phi}{\partial t} - \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \sim -i \frac{\omega}{\rho_{ci}} \left[1 - \left(\frac{\omega \rho_{ci}}{c} \right)^2 \right] \phi \quad (1.80)$$

Le second terme, relatif au potentiel vecteur est de l'ordre de 10^{-7} . Le courant de polarisation se limite donc au gradient de potentiel électrique, et nous retrouvons :

$$\vec{J}_{\perp} \simeq \vec{J}_{\perp, \text{pol}} = -\frac{Mn}{B^2} \frac{\partial \vec{\nabla} \phi}{\partial t}. \quad (1.81)$$

1.4.5.2 Redressement du potentiel RF en présence de courants de polarisation

Nous allons maintenant partir de l'équation de conservation du courant total en présence de courants transverses, (1.72), et y injecter la nouvelle valeur de j_{\perp} déterminée précédemment en (1.81) :

$$\varphi = -\varphi_{fl} - \ln 2 + \ln(1 + e^{\varphi_{RF}}) - \ln \left(1 - K \frac{\partial \Delta_{\perp} \varphi}{\partial t} \right) \quad (1.82)$$

où $K = L_{\parallel} \rho_{ci} / 2\omega_{ci}$.

Encore une fois, nous nous trouvons face à une équation hautement non linéaire, cependant, elle reste soluble analytiquement si nous découplons l'espace et le temps. Prenons le cas d'un potentiel RF de la forme

$$\varphi_{RF}(r, t) = a_{RF} \cos(\omega t) e^{-r^2/r_0^2}. \quad (1.83)$$

Afin de séparer l'espace et le temps dans l'équation différentielle, nous allons nous placer au sommet de la structure de potentiel, en $r = 0$, et suivre son évolution au cours du temps. Pour cela nous supposons que la partie spatiale du potentiel RF et du potentiel rectifié sont semblables. Ainsi, le courant transverse devient :

$$\frac{L_{\parallel}}{2J_{\text{isat}}} \vec{\nabla}_{\perp} \cdot \vec{J}_{\perp} \equiv j_{\perp} = -K \frac{\partial \Delta_{\perp} \varphi}{\partial t} = +\frac{4K\omega}{r_0^2} \frac{\partial \varphi(0, t)}{\partial \omega t} \equiv \omega \tau_{\perp} \frac{\partial \varphi(0, t)}{\partial \omega t} \quad (1.84)$$

Où τ_{\perp} est un temps caractéristique de relaxation. En effet, l'expression ci-dessus permet de mettre en évidence le caractère capacitif de la gaine RF. Pour s'en convaincre, rappelons nous qu'en électronique $I = C\dot{\phi}$, de ce fait, le facteur devant la dérivée temporelle de φ est proportionnel à la capacité par unité de surface (normalisée) de la gaine RF. Injectons cette expression de j_{\perp} dans l'équation de la conservation du courant, (1.72).

$$\begin{aligned} 0 &= 1 - \alpha e^{-\varphi(0,t)} (1 + e^{\varphi_{\text{RF}}}) + \omega\tau_{\perp} \frac{\partial\varphi(0,t)}{\partial\Omega} \\ &\Leftrightarrow \left(1 + \omega\tau_{\perp} \frac{\partial\varphi}{\partial\Omega}\right) e^{\varphi} = \alpha (1 + e^{\varphi_{\text{RF}}}) \end{aligned} \quad (1.85)$$

où $\Omega = \omega t$ et $\alpha = \exp(-\varphi_{\text{fl}})$. Afin de rendre cette équation intégrable, nous allons d'abord diviser par $\omega\tau_{\perp}$, puis multiplier par $\exp(\Omega/\omega\tau_{\perp})$ afin de faire apparaître une primitive dans le terme de gauche. Les intégrales à calculer sont :

$$\int_0^{\Omega} \frac{\partial}{\partial\Omega} \left(\frac{\Omega}{\omega\tau_{\perp}} + \varphi \right) e^{\varphi + \frac{\Omega}{\omega\tau_{\perp}}} d\Omega = \frac{\alpha}{\omega\tau_{\perp}} \int_0^{\Omega} e^{\frac{\Omega}{\omega\tau_{\perp}}} d\Omega + \frac{\alpha}{\omega\tau_{\perp}} \int_0^{\Omega} e^{\varphi_{\text{RF}} + \frac{\Omega}{\omega\tau_{\perp}}} d\Omega \quad (1.86)$$

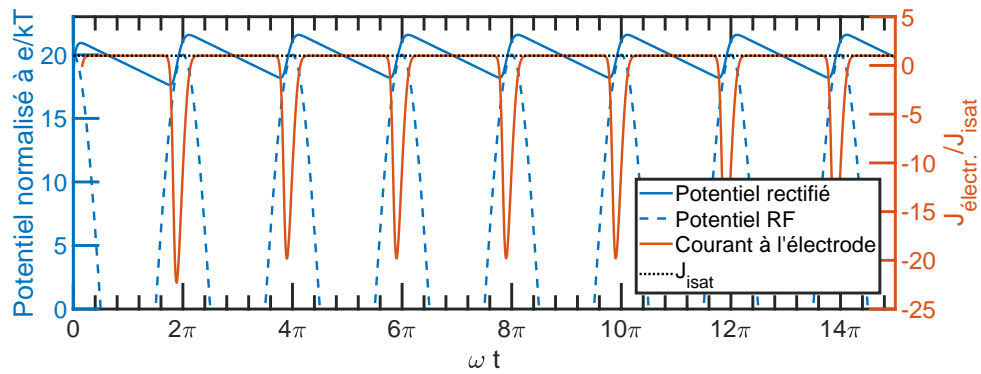
Nous nous donnons comme condition initiale $\varphi(0,0) = 0$, ce qui nous permet d'évaluer aisément les deux premières intégrales. La dernière intégrale en revanche nécessite de projeter la fonction $\exp(a_{\text{RF}} \cos \Omega)$ sur une base des fonctions de Bessel. Par définition [Abramowitz et Stegun, 1964],

$$e^{a_{\text{RF}} \cos \Omega} \equiv \mathcal{I}_0(a_{\text{RF}}) + 2 \sum_{k=1}^{+\infty} \mathcal{I}_k(a_{\text{RF}}) \cos(k\Omega). \quad (1.87)$$

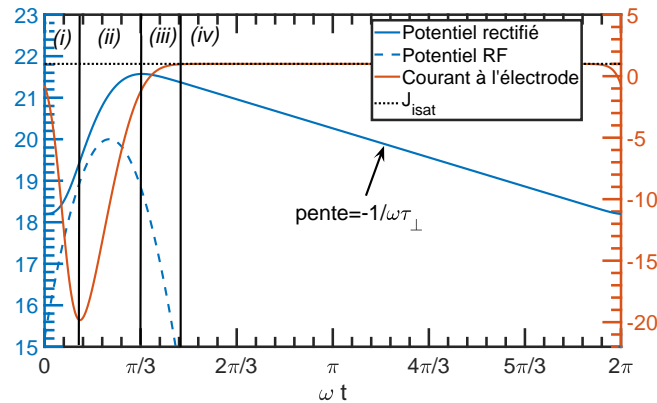
Ainsi, à l'aide d'une intégration par parties il est possible d'évaluer la dernière intégrale et de fournir l'expression de l'évolution temporelle du sommet de la structure de potentiel générée par une excitation RF. Le potentiel redressé d'un tube de flux soumis à un champ radio-fréquence est constitué du logarithme de la somme d'un potentiel constant, d'un potentiel transitoire et d'un potentiel oscillant :

$$\begin{aligned} \varphi(0,t) &= \ln(\varphi_{\text{cst}} + \varphi_{\text{tr}} + \varphi_{\text{osc}}), \quad (1.88) \\ \text{avec : } \left\{ \begin{array}{l} \varphi_{\text{cst}} = \alpha(1 + \mathcal{I}_0(a_{\text{RF}})) \\ \varphi_{\text{tr}} = \left[1 - \alpha(1 + \mathcal{I}_0(a_{\text{RF}})) - 2\alpha \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{\mathcal{I}_k(a_{\text{RF}})}{1 + (k\omega\tau_{\perp})^2} \right] e^{-t/\tau_{\perp}} \\ \varphi_{\text{osc}} = 2\alpha \sum_{k=1}^{+\infty} \mathcal{I}_0(a_{\text{RF}}) \frac{\cos(k\omega t) + k\omega\tau_{\perp} \sin(k\omega t)}{1 + (k\omega\tau_{\perp})^2} \end{array} \right. \end{aligned}$$

Le potentiel redressé est tracé à la figure 1.18(a). Ce formalisme a été vérifié à l'aide d'un code PIC 2D dans la thèse de Faudot [2006] dans le cas d'une décharge symétrique (une antenne à chaque extrémité du tube). Les courbes obtenues permettent de comprendre la



(a) Évolution du potentiel redressé.



(b) Agrandissement d'une période RF.

Figure 1.18 – Solution du modèle double sonde en présence de courants transverses de polarisation.

physique de la gaine RF et du phénomène de redressement du potentiel plasma. Appuyons nous sur sur le graphique en fig.1.18(b) :

- (i) Premièrement, lorsque le potentiel RF augmente, le courant traversant la gaine en direction de l'électrode est principalement un courant électronique, de ce fait le potentiel du plasma suit l'augmentation de l'excitation.
- (ii) A mesure que le potentiel du plasma augmente au delà du potentiel RF, les électrons auront de plus en plus de mal à traverser la barrière de potentiel, ce qui se traduit par une baisse du courant électronique.
- (iii) Lorsque tous les électrons sont repoussés, (i.e. quand $J_{\text{électr.}}$ passe au dessus de 0), le potentiel du plasma est à son maximum et commence à diminuer. Le courant qui traverse la gaine est un courant ionique qui croît à mesure que le potentiel diminue.
- (iv) Du fait de leur faible mobilité, le courant ionique sature à J_{isat} . Dans le même temps, le potentiel entame une décroissance lente et parfaitement linéaire de pente $-1/\omega\tau_{\perp}$, limité par la dynamique ionique.

Pour comprendre d'où vient cette décroissance, il faut se ramener à l'équation de conservation du courant total, (1.72). Dans la phase (iv), le courant électronique est nul, et par conséquent nous devons avoir $j_{\perp} = -1$. En d'autres termes, les courants transverses saturent à $-2J_{\text{isat}}$ lorsque le courant ionique sature à J_{isat} dans les gaines de part et d'autre du tube de

flux (donc $2J_{isat}$ en tout). En injectant ce résultat dans l'équation (1.84), nous trouvons :

$$\left. \frac{\partial \phi(0, t)}{\omega t} \right|_{(iv)} = -\frac{1}{\omega \tau_{\perp}} \quad (1.89)$$

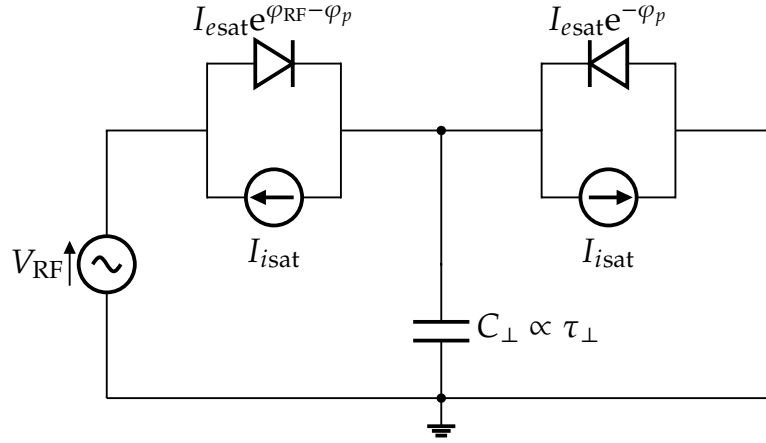


Figure 1.19 – Schéma du montage équivalent du tube de flux magnétique.

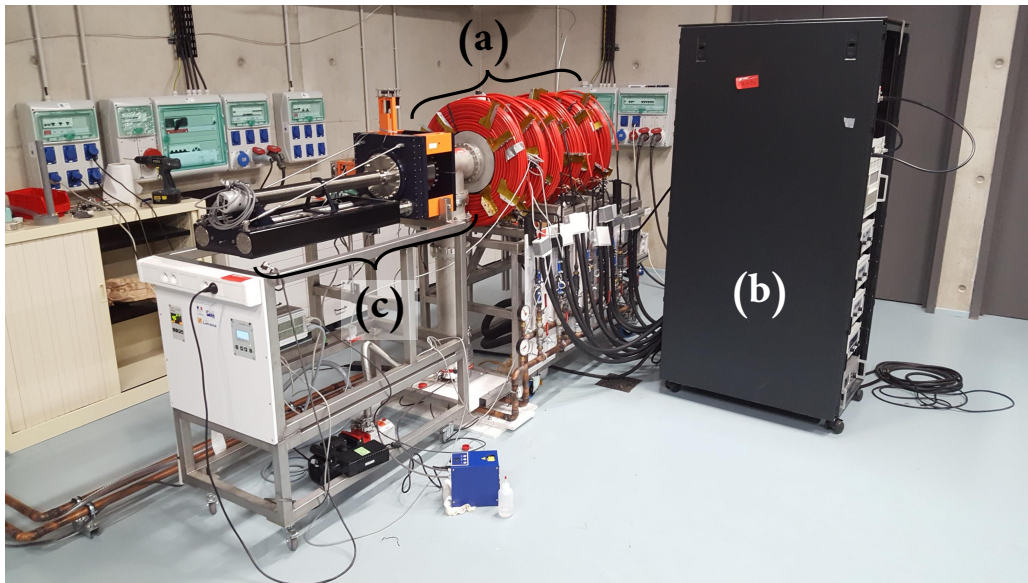
D'un point de vue électronique, le tube de flux se comporte comme un condensateur qui se charge positivement dans les phases (i) à (iii), puis qui se décharge une fois que la diode du circuit équivalent est bloquante (i.e. quand la barrière de potentiel ne permet plus au courant électronique de traverser la gaine). La décharge est lente, puisqu'elle est limitée au courant de saturation ionique J_{isat} au niveau des gaines. Mais dans tous les cas, sur une période RF, la somme de tout les courants sortants du tube de flux vaut 0. Le schéma fig.1.19 donne le montage du circuit équivalent de la décharge. Le tube possède par conséquent une capacité perpendiculaire qui est proportionnelle à la constante de temps τ_{\perp} calculée précédemment.

1.5 Le réacteur expérimental ALINE

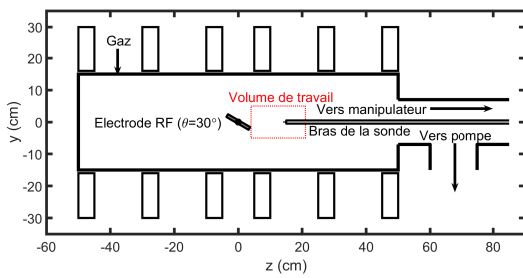
1.5.1 Les caractéristiques techniques d'ALINE

Toutes les mesures présentées dans les chapitres 2 et 3 de cette thèse ont été réalisées dans le réacteur expérimental ALINE (pour *a linear experiment*), voir figure 1.20(a) et 1.20(b). Nous allons présenter ici, en quelques lignes, les caractéristiques de ce réacteur (la géométrie, l'alimentation, le champ magnétique, le diagnostic utilisé, etc.). D'autres détails peuvent être trouvés dans la littérature [Faudot *et al.*, 2015; Devaux *et al.*, 2017; Ledig *et al.*, 2020b].

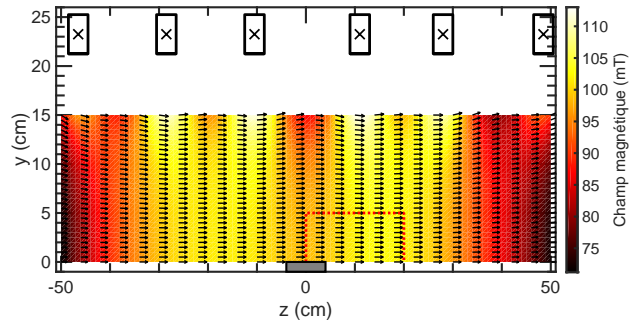
Le corps du réacteur, (a), est une chambre à vide cylindrique de 1 m de long et de 30 cm de diamètre autour de laquelle un jeu de six bobines sont placées afin de générer un champ magnétique constant, homogène dans le « volume de travail », et uniaxial (que l'on définira par l'axe z dans la suite). La carte représentée en fig.1.20(c) montre que $\vec{B} \simeq \vec{C}t\hat{e}$ à 3% près dans le volume qui nous intéresse, en face de l'électrode RF. Au centre de cette enceinte ($x = y = z = 0$) se trouve l'antenne RF, un disque en acier inoxydable de 8 cm de



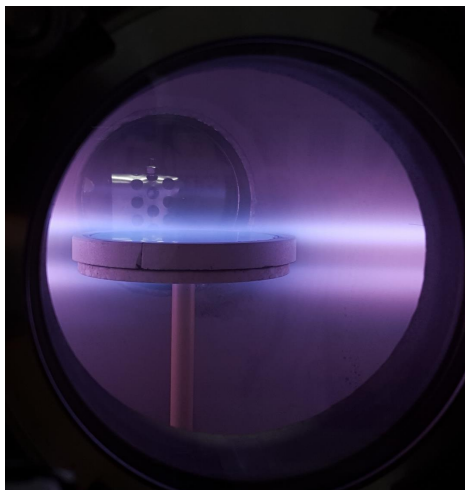
(a) Photo du réacteur au sein de l'Institut Jean Lamour.



(b) Schéma du réacteur.



(c) Champ magnétique calculé (Biot et Savart sur 6 bobines constituées de 75 boucles, traversés chacune d'un courant de 100 A).

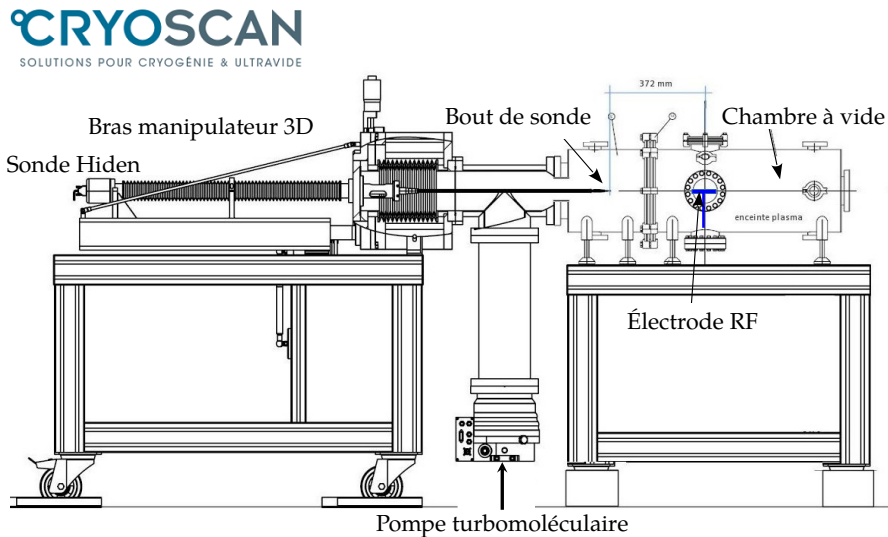


(d) Électrode immobile, alignée avec \vec{B} dans un plasma d'He.

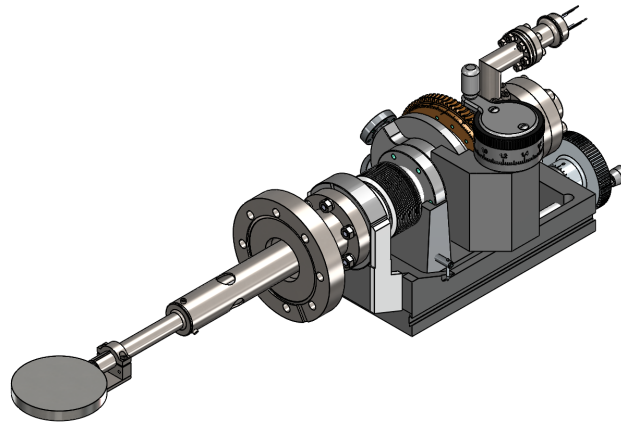


(e) Électrode inclinable dans un plasma d'He.

Figure 1.20 – Photos et schéma du réacteur ALINE.



(a) Plan du réacteur avec manipulateur monté par Cryoscan permettant de faire des mesures de sonde de Langmuir à plusieurs endroits du réacteur, et de manière automatisée.



(b) Plan de la cathode inclinable construite par Cryoscan permettant de faire pivoter l'électrode RF par rapport aux lignes de champ magnétique.

Figure 1.21 – Plan du réacteur ALINE et de la nouvelle cathode inclinable.

diamètre et 1 cm d'épaisseur. Au début de nos travaux, cette antenne était immobile, alignée avec les lignes de champ magnétique, fig.1.20(d) et 1.21(b). Elle a été changée au cours de la thèse pour un modèle permettant de la faire pivoter autour de l'axe des x , fig.1.20(d). Même si l'antenne inclinable a été fabriquée par l'entreprise [Cryoscan](#), son élaboration et son installation faisaient partie du travail de thèse.

Dans l'armoire (b) se trouvent les générateurs de courant pour les bobines pouvant débiter de façon continue un courant allant jusqu'à 220 A, permettant d'atteindre un champ magnétique de 120 mT. On y trouve également le générateur de tension RF, l'amplificateur et le coupleur. Le générateur à fréquence ajustable balaye une gamme de fréquences allant de 10 kHz à 250 MHz, et permet de générer un signal allant d'une puissance de 20 à 600 W lorsqu'il est relié à l'amplificateur. Le coupleur permet de choisir le couplage désiré pour la décharge (capacitif ou direct). D'un point de vue technique, la puissance sur le générateur se

règle en décibel-milliwatts, dBm, dans une gamme entre -16 à -4 dBm, ce qui correspond à une gamme allant de 16 à $400 \mu\text{W}$. Pour rappel,

$$P_{[\text{dBm}]} \equiv 10 \log_{10} \left(\frac{P_{[\text{mW}]}}{1 \text{ mW}} \right) \quad \Leftrightarrow \quad P_{[\text{W}]} = 10^{(P_{[\text{dBm}]} - 30)/10}. \quad (1.90)$$

L'amplificateur quant à lui, amplifie le signal de 57 dBm (équivalant à 500 W). Notez que la conversion n'étant pas linéaire, nous n'ajoutons pas strictement 500 W à la sortie du générateur.

Le diagnostic utilisé pour déterminer les paramètres du plasma est une sonde de Langmuir cylindrique, (c), de $r_p = 75$ microns de rayon et $L_p = 1$ cm de long. Cette sonde est située à l'extrémité d'un bras (fig.1.21(a)), lequel est fixé à un manipulateur permettant de bouger la sonde dans un volume en face de l'électrode tel que $x \in [-40, +40]$ mm, $y \in [-40, +40]$ mm et $z \in [0, 200]$ mm, et ainsi de produire une carte tridimensionnelle des paramètres du plasma. Dans le cadre de la thèse, la sonde a été compensée RF [Sudit et Woods, 1994; Chatterton *et al.*, 1991] afin de permettre les mesures dans une décharge radio-fréquence grâce à une électrode de compensation et d'un circuit bouchon (combinaison d'une inductance de $470 \mu\text{H}$ ayant une capacitance parallèle de 0.1 pF, possédant une impédance de sortie de $100 \text{ k}\Omega$ à $\nu = \nu_{\text{RF}} = 25$ MHz), ce qui a pour effet de bloquer les oscillations à la pulsation ω . Lors d'une mesure de sonde, la fréquence de balayage de la rampe de tension est de 65 kHz, et le processus est répété 20 fois, permettant de fournir une caractéristique plus propre et moyennée. Notons qu'à cette fréquence, la mesure peut être considérée comme étant stationnaire, puisque la fréquence de mesure, ν_{mesure} , est beaucoup plus petite que toutes autres fréquences caractéristiques du plasma. Le choix d'une sonde cylindrique est assez évident puisque même sous champ magnétique, il est préférable d'utiliser la sonde la plus petite possible [Passoth *et al.*, 1997; Kudrna et Passoth, 1997] : une sonde plane étant généralement centimétrique voire au mieux millimétrique, restera toujours plus grande qu'une sonde cylindrique de rayon micrométrique. De plus, une sonde cylindrique permet de réaliser un maillage de mesure plus petit dans la direction transverse au champ : si la sonde fait $75 \mu\text{m}$ de large, on pourra faire une mesure tous les millimètres, ce qui n'est pas le cas avec une sonde plane de rayon 1.5 mm par exemple.

1.5.2 Les caractéristiques physiques d'ALINE

Le réacteur est conçu de telle manière à pouvoir réaliser des décharges d'argon ou d'hélium. La finalité de notre étude est de dresser une cartographie du plasma en face de l'électrode, ce qui peut facilement prendre plusieurs heures d'acquisition et de temps de décharge. Nous avons donc opté pour une décharge d'hélium limitant ainsi les risques d'érosion et d'échauffement de l'électrode lors de très longues décharges. Nous voulons donc éviter ce que nous avons pu voir en figure 1.4, où le plasma d'argon pulvérise l'électrode en cuivre (un dépôt de cuivre était présent sur les parois internes du réacteur après la décharge). Maintenant que nous avons déterminé le gaz utilisé dans la suite de notre étude, nous pouvons

dresser un tableau des grandeurs physiques d'ALINE auquel nous pourrions nous référer tout au long de ce mémoire.

Grandeur	Ions (He^+)	Électrons (e^-)
T (eV)	0.026	$2 \rightarrow 5$
n (m^{-3})		$\simeq 10^{16}$
ϕ_{fl} (V)		$-7 \rightarrow -17$
ρ_c (μm)	4000	$40 \rightarrow 70$
λ_{ipm} (cm)	1.50	$2.0 \rightarrow 5.0$
λ_D (μm)		$100 \rightarrow 160$
ν_c (MHz)	0.38	2 800
ν_p (MHz)	10.5	900
$\nu_{\text{col,N}}$ (kHz)	88	$38\,000 \rightarrow 85\,000$
ν_{RF} (MHz)		25

Tableau 1.1 – Ordre de grandeur des paramètres du plasma d'ALINE pour une pression d'hélium de 1.2 Pa, et un champ magnétique de 100 mT, où $\nu_{\text{col,N}}$ la fréquence de collision espèce chargée/neutre [Viehland *et al.*, 2017; Gerhard, 2009].

Chapitre 2

Mesures de sonde de Langmuir cylindrique dans une décharge radio-fréquence magnétisée

DANS ce chapitre nous allons introduire et présenter les mesures de sonde de Langmuir. Le lecteur peut penser – à juste titre – que ce sujet aurait eu sa place dans le premier chapitre, avec l'état de l'art. Cependant, dès les premières mesures dans un plasma RF magnétisé de ALINE, où les ions sont supposés froids ($T_i \simeq 0$), nous nous sommes rendu compte que la théorie des sondes n'était pas facilement applicable dans nos conditions expérimentales, et qu'il fallait y passer bien plus de temps que nous le pensions afin de comprendre et d'exploiter les caractéristiques.

Nous allons donc commencer ce chapitre par introduire ce diagnostic qui est, en apparence, relativement simple à mettre en œuvre et qui permet d'avoir accès aux paramètres locaux du plasma (température, densité). Notons que d'autres diagnostics, comme l'interférométrie par exemple, ne fournissent que des grandeurs moyennées sur une portion de plasma. Ensuite, nous présenterons quelques travaux réalisés mettant en avant les problèmes rencontrés. Cela nous permettra de comprendre les mesures dans un plasma magnétisé et de mettre au point un algorithme stable, fiable et robuste d'exploitation des caractéristiques de sonde.

2.1 Introduction aux mesures de sonde de Langmuir

2.1.1 Caractéristique de sonde idéale

Dans la pratique, une sonde de Langmuir est un morceau de métal (généralement du tungstène) que l'on plonge dans le plasma. On polarise cette sonde suivant une rampe de potentiel V (entre -100 et $+70$ V dans le cadre de nos mesures) en mesurant le courant collecté I . La courbe $I(V)$ est appelée « caractéristique courant-tension de la sonde », ou simplement *caractéristique*, et donne accès, comme nous allons le voir, aux paramètres du plasma.

Une caractéristique peut se décomposer en trois régions en fonction du potentiel appliqué sur la sonde par rapport au potentiel du plasma. Introduisons théoriquement, dans le cadre d'un modèle 1D de sonde plane, ces différentes régions :

Région 1 : Lorsque le potentiel appliqué est fortement négatif, $V \ll \phi_p$, la sonde repousse tous les électrons et seuls les ions arrivent à sa surface. Le courant collecté est par conséquent purement ionique, et comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le courant arrivant sur la sonde de surface S_p s'écrit

$$I_1(V) = I_i(V) = -0.61 \text{ enc}_s \times S_p. \quad (2.1)$$

Par convention, le courant ionique est défini négativement et le courant électronique positivement pour les caractéristiques de sonde.

Région 3 : Lorsque $V = \phi_p$, le plasma et la sonde sont au même potentiel, et il n'y a donc plus de gaine, comme cela est prévu par la loi de Child, eq.(1.34). Au delà du potentiel plasma, $V > \phi_p$, les ions froids sont tous repoussés et le courant collecté est purement un courant de saturation électronique,

$$I_3(V) \simeq I_e(V) = J_{\text{esat}} \times S_p = \frac{1}{4} en\bar{u}_e S_p. \quad (2.2)$$

Région 2 : Lorsque le potentiel appliqué se rapproche du potentiel plasma, mais reste en deçà de celui-ci, $V \leq \phi_p$, les électrons les plus rapides parviennent à franchir la barrière de potentiel que constitue la gaine et contribuent au courant collecté sur la sonde. Le courant de saturation électronique à l'entrée de la gaine, $J_{\text{esat}} = 0.25 en\bar{u}_e$, est donc pondéré d'un poids de Boltzmann¹. Ce qui donne un courant total collecté de

$$I_2(V) = \left(\frac{1}{4} en\bar{u}_e e^{e(V-\phi_p)/k_B T_e} - 0.61 \text{ enc}_s \right) S_p. \quad (2.3)$$

Sur une caractéristique de sonde, le point qui délimite la fin de la croissance exponentielle et le début du régime de saturation électronique coïncide avec le potentiel plasma. Par conséquent, dans la pratique, il nous est possible de déterminer le potentiel plasma en cherchant le point d'inflexion de la courbe : soit en prenant la dérivée de $I(V)$ et en cherchant son maximum, soit en cherchant le point où la dérivée seconde s'annule et change de signe. Dans la suite nous nous limiterons à la définition :

$$\left. \frac{dI}{dV} \right|_{V=\phi_p} \equiv \max \left(\frac{dI}{dV} \right) \quad (2.4)$$

On s'attend donc à avoir une caractéristique ayant un plateau à $I = I_i$ pour $V \ll \phi_p$ et un autre à $I = I_e$ pour $V \geq \phi_p$, avec une transition exponentielle entre les deux. En figure 2.1 sont tracées la caractéristique de sonde idéale selon le modèle ci-dessus ainsi qu'une caractéristique de sonde réelle (sonde cylindrique). Nous voyons clairement que la théorie

1. Une démonstration plus rigoureuse est proposée en annexe A, page 175.

simple ne permet pas d'expliquer l'expérience : le courant continue d'augmenter (en valeur absolue) lorsque le potentiel augmente (en valeur absolue également).

Cela s'explique simplement par le fait que la surface de collection à prendre en compte dans le calcul n'est pas la surface physique de la sonde, $S_p = 2\pi r_p L_p$, mais la surface de la gaine qui s'est formée autour de la sonde, et qui s'épaissit à mesure que $|V|$ augmente. Nous pourrions nous appuyer sur la théorie de Child pour trouver l'extension de la gaine et ainsi ajuster numériquement la courbe théorique à l'expérience, mais il se trouve que cette méthode est très rarement utilisée dans la littérature.

Chaque méthode d'exploitation de caractéristiques de sonde a ses limitations, son domaine de validité, son degré de complexité, etc. Il y a cependant des approches qui sont plus souvent utilisées que d'autres dans la communauté scientifique. Appuyons nous donc sur la littérature [Chen, 2003] afin de passer en revue les différentes méthodes d'exploitation des caractéristiques de sonde.

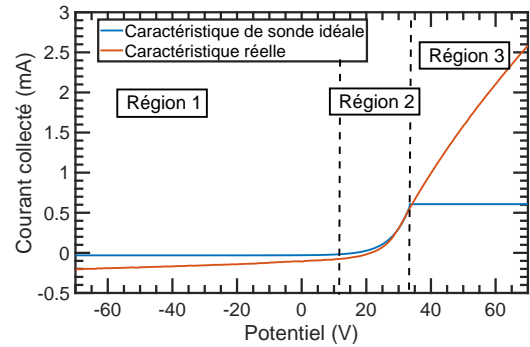


Figure 2.1 – Comparaison entre une caractéristique de sonde idéale et une caractéristique réelle (plasma He, 1.5 Pa, 20 W-RF, $n = 5.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $T = 5.18 \text{ eV}$).

2.1.2 Modèle O.M.L.

Un algorithme de cette méthode est proposé en annexe, section B.1, page 177.

Cette théorie, 2D cette fois-ci, initialement proposée par Mott-Smith et Langmuir [1926], repose sur la conservation de l'énergie et du moment cinétique. En voyant le schéma figure 2.2, on pourrait comparer ce modèle au mouvement orbital d'un astéroïde autour la Terre (ce qui est d'ailleurs son nom, *Orbital Motion Limited*).

Considérons le cas d'une particule chargée de masse m , de charge q , et de vitesse v_0 située à l'infini, où le potentiel est $\phi_p = 0$. À l'origine du repère se trouve la sonde de rayon r_p et de potentiel V , générant un puits de potentiel attractif pour la charge en question. Ce modèle se place donc dans la limite où la taille de la sonde devient négligeable devant la taille de la gaine, $r_p \ll \lambda_D$, i.e. l'entrée de la gaine est envoyée à l'infini [Allen, 1992]. On note le paramètre d'impact h , et la distance minimale d'approche a . La conservation de l'énergie totale et du moment cinétique entre le point de

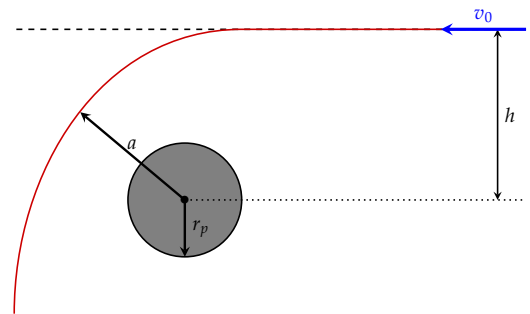


Figure 2.2 – Schéma de la théorie O.M.L.

départ à l'infini et le point d'approche minimale donne :

$$\begin{cases} \frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}mv_a^2 + qV_a, \\ hv_0 = av_a. \end{cases} \Rightarrow h = a \frac{v_a}{v_0} = a \left(1 + \frac{V_a}{V_0}\right)^{1/2} \quad (2.5)$$

Où nous avons effectué le changement de variable $mv_0^2/2 = -qV_0$.

La particule est alors collectée si $a \leq r_p$, ce qui modifie le rayon effectif de la sonde : la collection ne se fait plus sur un rayon r_p , mais sur un rayon $h(a = r_p)$. Le courant collecté sur la sonde devient donc $I = q\Gamma_g \times 2\pi L_p h(a = r_p)$, où Γ_g est le flux à l'entrée de la gaine : $0.61 \times nc_s$ pour les ions et $0.25 \times n\bar{u}_e$ pour les électrons. Cependant, ce résultat ne prend en compte qu'un flux mono-cinétique, et doit donc être intégré sur toute la fonction de distribution à l'entrée de la gaine pour fournir un résultat physique. En supposant une distribution maxwellienne en coordonnées polaires, le courant collecté se réécrit :

$$dI = \underbrace{\frac{qv_0}{\pi} dn}_{\text{flux infinitésimal sur la sonde}} \times \underbrace{2\pi r_p L_p \sqrt{1 + \frac{V}{V_0}}}_{\text{surface effective de collection}} \quad \text{où } dn = 2\pi n_0 v_0 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right) e^{-mv_0^2/2k_B T} dv_0 \quad (2.6)$$

En effectuant le changement de variable $x^2 = mv_0^2/2k_B T$ et en posant $\beta^2 = eV/k_B T$, nous trouvons que

$$I(V) = I_0 \int_0^{+\infty} x \sqrt{x^2 + \beta^2} e^{-x^2} dx \quad \text{où } I_0 = 4qn_0 r_p L_p \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}. \quad (2.7)$$

En effectuant un nouveau changement de variable $u^2 = x^2 + \beta^2$, l'équation précédente devient intégrable, et nous trouvons finalement la formule² :

$$I(V) = \frac{1}{4}qn_0 S_p \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \left[2\sqrt{\frac{\varphi}{\pi}} + e^\varphi \operatorname{erfc} \sqrt{\varphi} \right] \quad \text{où on a toujours } \varphi = \frac{eV}{k_B T}, \quad (2.8)$$

avec S_p la surface physique de la sonde cylindrique. Cette formule est vraie pour les ions [Allen, 1992] et pour les électrons [Laframboise et Parker, 1973] dans la limite où la taille de la sonde est négligeable devant la taille de la gaine qu'elle génère, et si nous nous trouvons dans le régime de saturation (région 1 ou région 3). Bien entendu, cette théorie O.M.L. ne fonctionne que si le plasma est faiblement collisionnel. Une forte collisionnalité peut en effet mener à une sur-estimation de la densité d'un facteur 10 [Lieberman et Lichtenberg, 2005] en employant la théorie O.M.L.

La particularité de cette théorie, est que pour des ions froids ($T_i \rightarrow 0$) le produit

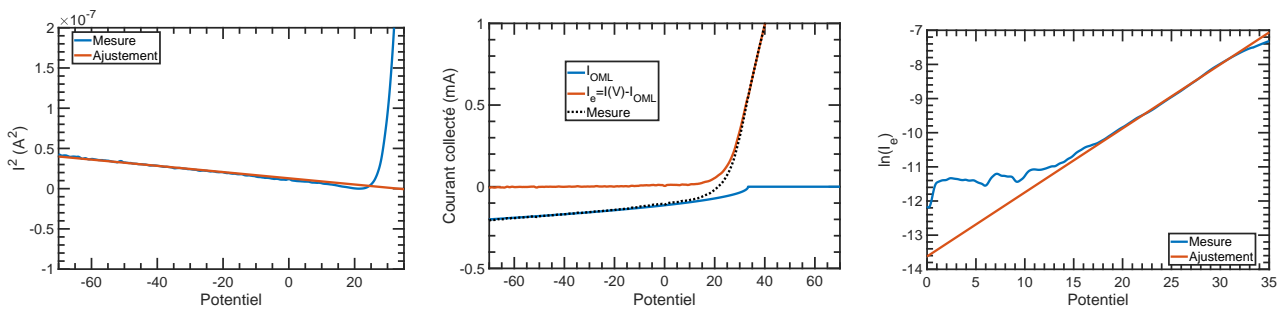
2. La fonction erf est la fonction d'erreur définie comme étant la primitive de la gaussienne, $\int_0^a e^{-x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}(a)$, et erfc est son complémentaire, $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$.

$e^{\phi} \operatorname{erfc} \sqrt{\phi} \rightarrow 0$, par conséquent, le courant devient indépendant de la température ionique :

$$I_i(V) \rightarrow \frac{\sqrt{2}}{\pi} e n_0 S_p \times \sqrt{\frac{eV}{M}} \quad (2.9)$$

Notez qu'ici, V est le potentiel de la sonde par rapport au potentiel du plasma. Dans la pratique, il faudrait remplacer V par $\phi_p - V$.

Il devient donc assez simple de déterminer la densité et la température à partir d'une caractéristique de sonde. Reprenons la même courbe qu'en fig.2.1 : connaissant le potentiel du plasma, il faut tout d'abord tracer la courbe $I^2 = f(V)$ et réaliser une régression linéaire sur la partie ionique, voir fig.2.3(a). La pente de la courbe étant proportionnelle à n^2 , nous trouvons $n = 1.18 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Il nous est donc possible de calculer $I_i(V)$, ce qui nous permet d'évaluer le courant électronique, $I_e(V) = I(V) - I_i$ (voir fig.2.3(b)). Enfin, le courant électronique est tracé sur un graphique semi-logarithmique (fig.2.3(c)), puis une nouvelle régression linéaire est réalisée en dessous du potentiel plasma. Cette fois-ci, la pente de la courbe est directement égale à $e/k_B T_e$, et nous trouvons $T_e = 5.33 \text{ eV}$.



(a) Ajustement théorique de I_i^2 et détermination de la densité. (b) Calcul de $I_e = I(V) - I_i$ grâce à l'ajustement obtenu en (a). (c) Ajustement théorique de $\ln(I_e)$ et détermination de T_e .

Figure 2.3 – Déroulement d'un algorithme O.M.L. dans le but de déterminer la densité et la température d'un plasma.

La théorie O.M.L. est donc simple à mettre en œuvre, ne demande aucun processus itératif, et peut même fonctionner dans des décharges RF [Chen, 2009]. De plus, comme elle s'applique particulièrement bien aux ions, cette méthode est exploitable dans un plasma faiblement magnétisé : dans ce cas les ions sont non magnétisés, dans le sens où $\rho_{ci} \gg r_p$. Notons au passage que cet algorithme surestime généralement la densité d'un facteur 10 [Sudit et Chen, 1994], ce qui reste acceptable au vu de sa simplicité. Cependant, dans certaines conditions, la théorie O.M.L. n'est pas applicable car la pente de $I_i^2(V)$ n'est plus une droite. En effet comme nous l'avons énoncé au début de la section, la théorie n'est valide que si nous sommes dans le régime de saturation ionique et que $r_p \ll \lambda_D$: il suffit alors que la mesure soit effectuée dans une région où le plasma est plus dense pour que la longueur de Debye diminue et que nous quittions le domaine de validité. Cela est notamment le cas lors de mesures dans la zone de forte densité, juste en face de l'électrode (voir les photos 1.20(d) et 1.20(e), où le plasma est bien plus lumineux/dense localement devant l'électrode).

2.1.3 Méthode de Druyvesteyn

Un algorithme de cette méthode est proposé en annexe, section B.3, page 180.

Cette théorie est très différente de la théorie O.M.L., car elle se concentre uniquement sur la région exponentielle de la caractéristique, et plus précisément sur le courant électronique de cette région [Druyvesteyn, 1930]. En effet, nous supposons généralement que les électrons suivent une distribution de Maxwell–Boltzmann, mais cela est discutable dans le cas des plasmas magnétisés et des plasmas RF. Le but de la méthode est donc de partir de la caractéristique et de retrouver la fonction de distribution en énergie des électrons (FDEE), car la région 2 n'est, ni plus ni moins, que l'image de cette distribution.

Afin de vérifier cela, repartons de la définition du courant collecté par une sonde. Soit $f_e(\vec{v})$ la fonction de distribution en vitesse des électrons. Tout électron à l'entrée de la gaine ayant une vitesse en direction de la sonde (disons l'axe z), lui permettant de franchir la barrière de potentiel sera collecté par la sonde. Ainsi, le courant électronique est donc donné par $I_e = eS_p \langle \Gamma_{ez} \rangle$. La vitesse minimale nécessaire pour atteindre la sonde est fixée par la conservation de l'énergie de l'électron,

$$\frac{1}{2} m v_{z,\text{lim}}^2 - e\phi_p = -eV \quad \Leftrightarrow \quad v_{z,\text{lim}} = \sqrt{2e \frac{\phi_p - V}{m}}. \quad (2.10)$$

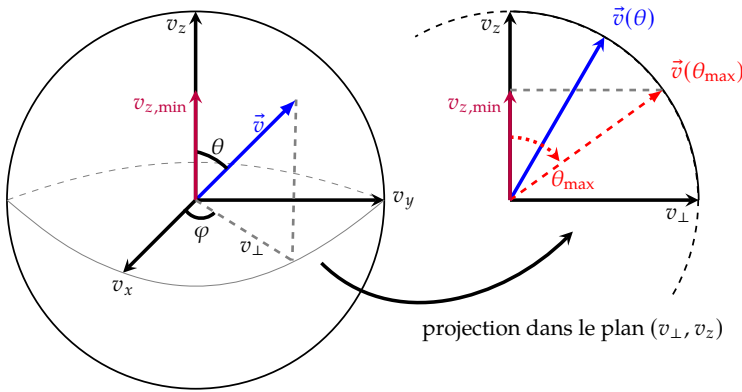


Figure 2.4 – Projection de la sphère de rayon $|\vec{v}|$ dans l'espace cartésien.

En projetant notre système dans la base sphérique, cette vitesse limite fait apparaître un angle maximal θ_{max} (voir fig.2.4) : si θ dépasse cette valeur, la vitesse en direction de la sonde ne sera pas suffisante pour l'atteindre. Avec v_e , le module de la vitesse électronique, nous avons $\theta_{\text{max}} = \arccos(v_{z,\text{lim}}/v_e)$. Le calcul intégral se ramène donc à

l'équation (2.11). En remplaçant $f_e(v_e)$ par une distribution en vitesse de Maxwell–Boltzmann, le résultat du calcul conduit tout naturellement au courant électronique défini plus haut, (2.3) (sans la partie ionique, le calcul complet est proposé en annexe A, page 175).

$$I_e = 2\pi e S_p \int_0^{\theta_{\text{max}}} \cos \theta \sin \theta \, d\theta \int_{v_{z,\text{lim}}}^{+\infty} v_e^3 f_e(v_e) \, dv_e = \pi e S_p \int_{v_{z,\text{lim}}}^{+\infty} v_e^3 \left(1 - \frac{v_{z,\text{lim}}^2}{v_e^2}\right) f_e(v_e) \, dv_e \quad (2.11)$$

Avant de poursuivre les calculs, procédons au changement de variable $U = mv_e^2/2e$ (cette

quantité est un potentiel électrique), et $V' = \phi_p - V$. L'équation (2.11) se réécrit alors,

$$I_e = \frac{2\pi e^3}{m^2} S_p \int_{V'}^{+\infty} U \left(1 - \frac{V'}{U}\right) f_e[v_e(U)] dU \quad (2.12)$$

Calculons maintenant la dérivée seconde de cette équation en sachant que,

$$\frac{\partial}{\partial a} \int_a^b f(x, a) dx \equiv \int_a^b \frac{\partial f}{\partial a} dx - f(x, a) \quad \Rightarrow \quad \frac{d^2 I_e}{dV'^2} = \frac{2\pi e^3}{m^2} S_p f_e[v_e(U)]. \quad (2.13)$$

Il est cependant plus commun d'exprimer le résultat en terme de fonction de distribution en énergie des électrons, $g_e(U)$, tel que $g_e(U)dU = 4\pi v_e^2 f_e(v_e)dv_e$. En ré-exprimant $4\pi v_e^2 dv_e/dU$ en terme de U , nous trouvons enfin :

$$g_e(U = V') = \frac{2m}{S_p e^2} \left(\frac{2eV'}{m}\right)^{1/2} \frac{d^2 I_e}{dV'^2}$$

et donc $n_e \equiv \int_0^\infty g_e(V') dV'$, et $T_e \equiv \frac{3}{2n_e} \int_0^\infty V' g_e(V') dV'$. (2.14)

En appliquant ce calcul à la caractéristique tracée plus haut, en figure 2.1, nous trouvons la fonction de distribution en énergie des électrons présentée ci-contre, fig.2.5. De là, nous tirons une densité de $n_e = 1.67 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ et une température $T_e = 6.8 \text{ eV}$. La densité peut paraître faible, mais nous parlons ici de densité *électronique*, alors que les valeurs données plus haut sont les densités *ioniques* (généralement $n_i > n_e$ lors des mesures). Il est à noter que pour effectuer le calcul, il a fallu utiliser le courant électronique, I_e , déterminé à partir de la théorie O.M.L., fig.2.3(b). De plus, il n'est pas possible d'exploiter directement une dérivée de caractéristique de sonde à cause du bruit généré par la mesure. Afin de pallier à ce problème, nous utilisons un filtre de Savitzky-Golay [Savitzky et Golay, 1964] d'ordre 3 avec 701 points de taille de fenêtre avant chaque nouvelle dérivation (une caractéristique contient 7001 points). À titre indicatif, l'application d'un filtre génère une erreur de $\pm 2 \text{ V}$ sur l'évaluation du potentiel plasma, ce qui reste tout de même acceptable dans le cadre de notre étude.

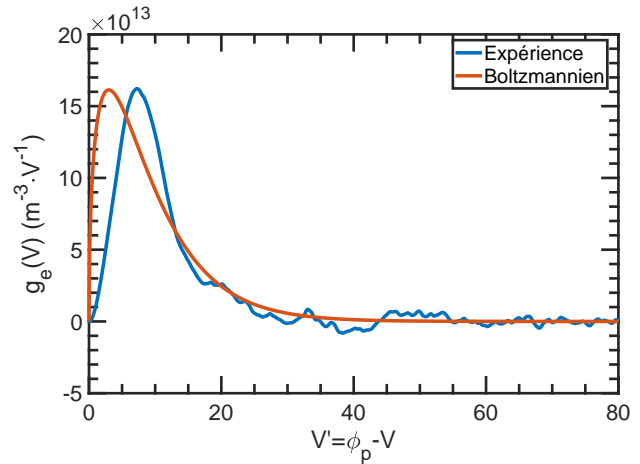


Figure 2.5 – Résultat du calcul (même $I(V)$ qu'en fig.2.1) en bleu, et distribution en énergie type Maxwell-Boltzmann en rouge.

La méthode de Druyvesteyn est relativement simple à appliquer et permet de retrouver les paramètres du plasma, indépendamment du fait que nous supposons ou non des électrons maxwelliens. À titre d'exemple, nous avons tracé la fonction de distribution en énergie

des électrons théorique maxwellienne (pour la même température et la même densité déterminées par le calcul) dans la figure 2.5, et nous voyons très clairement que, dans la réalité, les électrons ne sont pas maxwelliens (la distribution réelle est décalée vers des potentiels plus élevés).

De plus, cette méthode est applicable à toutes les géométries de sonde (cylindrique, sphérique, plane), et il a été démontré que l'applicabilité de la méthode est également indépendante du rapport r_p/λ_D [Lieberman et Lichtenberg, 2005]. Cependant, le résultat est à prendre avec précaution, car dans un plasma RF il est compliqué d'obtenir une compensation parfaite de la sonde permettant de fournir un résultat fiable et acceptable [Godyak et Demidov, 2011]. Notons également que dans un plasma magnétisé, il y a une anisotropie possible de la FDEE [Kudrna et Passoth, 1997], qui se quantifie avec le rapport B/p (p étant la pression de gaz). D'ailleurs dans nos conditions expérimentales, ce rapport vaut au plus 0.10 mT/Pa ce qui n'engendre donc pas une différenciation de température dans la direction parallèle et dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ, i.e. $T_{e\parallel} = T_{e\perp} = T_e$.

2.1.4 Méthode par ajustements itératifs (M.A.I.)

Un algorithme de cette méthode est proposé en annexe, section B.2, page 178.

La théorie O.M.L. est simple à mettre en œuvre expérimentalement, mais son domaine de validité relativement restreint ne permet pas de fournir une méthode robuste d'exploitation des caractéristiques de sonde. Et comme nous allons le voir plus loin, la réalisation d'une cartographie bidimensionnelle des paramètres du plasma exige l'exploitation d'un très grand nombre de caractéristiques (plus de 1000 $I(V)$ par carte), ce qui ne nous permet pas de les *ajuster une à une à la main* : un modèle robuste et fiable nous est donc nécessaire.

Puisque les électrons sont magnétisés dans notre décharge, l'utilisation du courant électronique pour l'exploitation des caractéristiques de sonde est très discutable. C'est pourquoi nous allons exploiter le courant ionique (car $\rho_{ci} \gg r_p$ d'après le tableau 1.1). Dans le but de rendre l'algorithme opérationnel dans tout le plasma fortement inhomogène de ALINE, et donc dans une large gamme de densité ionique (voir photos 1.20(d) et 1.20(e)), nous allons utiliser l'*Ansatz* proposé par Mausbach et Steinbrüchel [Mausbach, 1997; Steinbrüchel, 1990] en supposant une forme empirique pour le courant ionique : $I_i = a(b + \eta)^c$, où a , b et c sont les paramètres d'ajustement, et $\eta = e(\phi_p - V)/k_B T_e$. Nous retrouvons la formule de la théorie O.M.L. pour $b = 0$ et $c = 1/2$, ce qui indique une certaine flexibilité de ce modèle empirique. Finalement, afin de retrouver $I_i(V = \phi_p) = -0.61 \times en c_s S_p \equiv I_{isat}$ (en supposant toujours des ions froids), nous allons utiliser la loi [Johnson et Holmes, 1990; Kudrna et Passoth, 1997] :

$$I_i(V \leq \phi_p) = I_{isat}(1 + \eta)^k \quad (2.15)$$

Description de l'algorithme. Cet algorithme peut être utilisé afin de calculer automatiquement toutes les grandeurs du plasma, sans fournir de valeurs initiales à l'algorithme d'ajustement [Ledig *et al.*, 2020a]. Cette méthode est auto-cohérente et permet une détermi-

nation par ajustements itératifs des paramètres du plasma.

- (a) *Initialisation* : Nous commençons la procédure par l'application d'un filtre de Savitzky-Golay (ordre=3 et fenêtr=701). Nous déterminons ensuite le potentiel flottant de la sonde, $V_{f1}=V(I=0)$ ainsi que le potentiel plasma (après avoir calculé la dérivée première du signal, dI) : $V_p=V(\max(dI)=dI)$. Nous posons $\delta V=V_p-V_{f1}$.
- (b) *Détermination de T_e* : Nous calculons $\ln(I)$ entre $V_{f1}+\delta V/2$ et V_p . Une régression linéaire est réalisée sur cette portion de courbe afin d'avoir une première estimation de la température électronique (la pente de la courbe est égale à $1/Te_0$ (ici la température est en eV : pour rappel $k_B T_e [K] \equiv e T_e [eV]$)).
- (c) *Ajustement théorique de I_i* : Grâce à cette estimation de la valeur de la température, nous pouvons calculer η , $(V_p-V_i)/Te_0$ pour la gamme de potentiel 20 volts en dessous du potentiel flottant afin de pouvoir négliger la contribution du courant électronique dans cette partie de la caractéristique : $V_i=V(V<V_{f1}-20)$. Un ajustement théorique de $I_i=I(V<V_{f1}-20)$ avec la formule (2.15) est réalisé.
- (d) *Nouvelle détermination de T_e* : Avec l'expression obtenue pour le courant ionique, via l'ajustement numérique, nous pouvons calculer $I_e=I-I_i$. Le même procédé qu'en (b) est appliqué sur cette courbe afin de calculer la nouvelle valeur, plus précise, de Te_{new} . Enfin, la densité ionique est déterminée à partir du coefficient I_{isat} calculé en (c) :

$$n = - \frac{I_{isat}}{0.61 * e * S_p \sqrt{e * Te_{new} / M}} \quad (2.16)$$

- (e) *Convergence* : la nouvelle de T_e obtenue est comparée à l'ancienne, et si l'écart $abs(Te_{new}-Te_0)$ est plus grand qu'un certain seuil imposé par l'utilisateur (nous avons choisi $dT=0.2$ eV), on affecte à Te_0 la valeur de Te_{new} et on recommence l'algorithme à partir de (c).

De manière générale, l'algorithme présenté ci-dessus converge après 2 itérations. S'il est appliqué à la caractéristique présentée en fig.2.1, nous trouvons une densité de $5.82 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ et une température électronique de 5.97 eV. La puissance de k déterminée par le programme dans ce cas est 0.62, ce qui peut être vu comme un compromis entre le modèle O.M.L. en puissance 1/2 et le modèle de Child-Langmuir en puissance 3/4.

Discussions. Pour une même caractéristique, les trois méthodes décrites précédemment apportent chacune des valeurs différentes de densité et de température (voir tableau 2.1). Par conséquent, nous pouvons admettre par la suite que la densité est donnée avec une erreur relative de $\pm 20\%$. Cependant, si cette erreur se répercute sur toute une série de données, la longueur des gradients, $\vec{\nabla}n/|\vec{\nabla}n|$, sera quant à elle représentative de la réalité.

2.1.5 Autres théories

Nous avons trouvé dans la littérature deux autres théories permettant l'exploitation des caractéristiques de sonde : la théorie A.B.R. et B.R.L. Nous ne les avons pas retenues pour

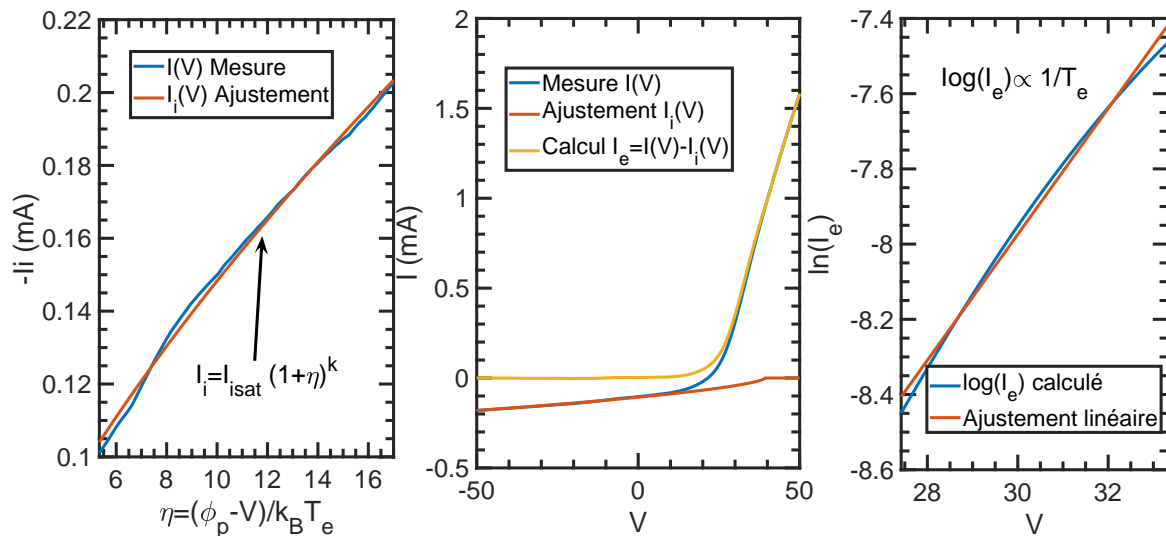


Figure 2.6 – Résultat de l’algorithme après deux itérations.

Modèle utilisé	T_e (eV)	n ($\times 10^{15} \text{ m}^{-3}$)
O.M.L.	5.3	11.8
Druyvesteyn	6.3	1.67
M.A.I.*	5.9	5.8

Tableau 2.1 – Résultats des différents modèles d’exploitation des caractéristiques de sonde (Méthode par Ajustements Itératifs).

notre travail, mais nous allons tout de même les présenter afin d’expliquer pourquoi elles ne seront pas employées ici. De prime abord, ces théories, A.B.R. et B.R.L., sont compliquées à mettre en œuvre et ne permettent pas une application directe sur un grand jeu de données, car elles nécessitent un contrôle des paramètres d’ajustement des courbes. Elles ne seront donc pas utilisées dans la pratique dans le cadre de cette thèse. Nous allons tout de même présenter leur philosophie dans cette section, en fournissant quelques références si le lecteur souhaite en apprendre plus. Il existe bien entendu d’autres méthodes d’exploitation, comme par exemple en utilisant le potentiel flottant [Chen *et al.*, 2002], ou en tenant compte des collisions dans la gaine (ce qui a pour effet de minimiser le courant collecté par la sonde) [Klagge et Tichý, 1985], mais le but de cette section n’est pas de faire une liste de toutes les théories existantes, et nous nous limiterons à parler des deux plus connues.

Théorie ABR. Cette théorie élaborée par Allen, Boyd et Reynolds [Allen *et al.*, 1957] néglige totalement le mouvement orbital de l’ion. On néglige dès le départ l’agitation thermique des ions, $T_i = 0$, afin de calculer la distribution de potentiel dans tout l’espace, autour de la sonde. Pour cela on suppose que le flux ionique et que l’énergie totale ionique sont conservés. Les

ions étant initialement au repos à l'infini, nous trouvons (en coordonnées cylindriques) :

$$\begin{cases} 0 = \frac{1}{2}Mv_i^2(r) + e\phi(r) \\ \Gamma_i = n_i v_i = \frac{\tilde{I}_i}{2\pi r e} \end{cases} \Rightarrow n_i(r) = \frac{\Gamma_i}{v_i} = \frac{\tilde{I}_i}{2\pi r} \sqrt{-\frac{2e\phi}{M}}, \quad (2.17)$$

où \tilde{I}_i est le courant ionique collecté par la sonde par unité de longueur. Ce qui nous permet d'écrire l'équation de Poisson en coordonnées cylindriques. Il est commun dans la littérature de procéder au changement de variable $\xi = r/\lambda_D$ et $\eta = -e\phi/k_B T_e$:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right) = J \eta^{-1/2} - \xi e^{-\eta} \quad \text{où } J = \frac{e \tilde{I}_i}{2\pi k_B T_e} \sqrt{\frac{M}{2\epsilon_0 n_0}} \quad (2.18)$$

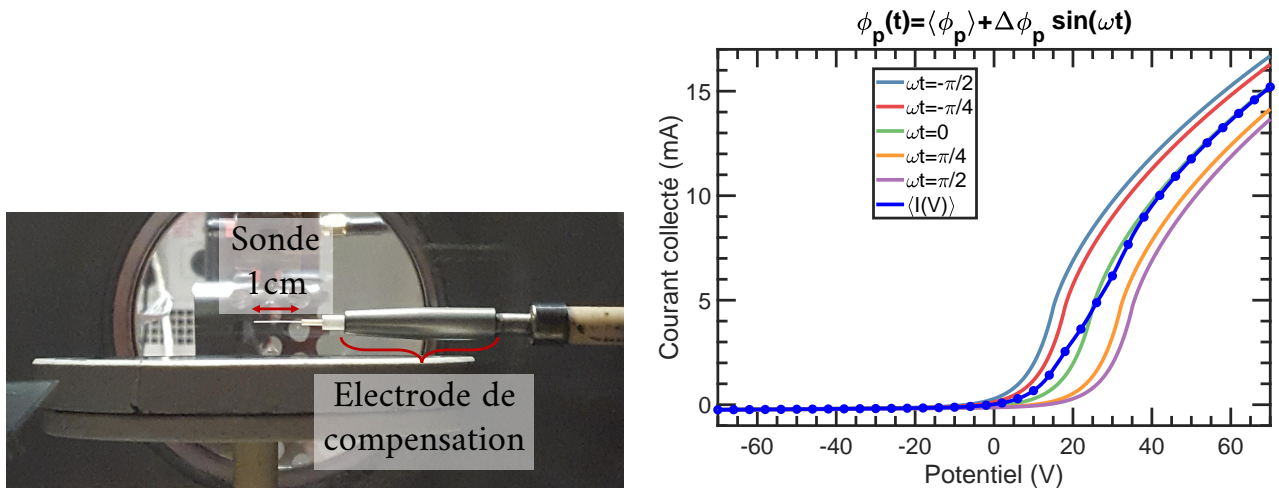
L'algorithme de résolution est un peu plus complexe dans cette théorie. Il faut commencer par évaluer la température électronique en linéarisant la région 2 de la caractéristique. Nous partons ensuite d'une valeur supposée de J afin de résoudre l'équation différentielle ci-dessus en partant de $\xi = \infty$. Le point où le potentiel est égal au potentiel de la sonde $\eta_p = eV/k_B T_e$ donne la valeur correspondante de $\xi_p = r_p/\lambda_D$ pour la valeur choisie de J . Il faut ensuite tracer une famille de courbes pour plusieurs J , ce qui permet *in fine* de dresser une courbe $\eta_p = f(J)$. Ces courbes sont universelles et permettent via un code itératif de déterminer n_0 en ajustant au mieux la courbe théorique avec la courbe expérimentale. Chen a élaboré une loi empirique [Chen, 2001] afin de paramétriser ces courbes et de permettre une détermination plus rapide des paramètres du plasma. Cependant, l'emploi de cette paramétrisation sur un grand jeu de données reste compliqué à mettre en application.

Théorie B.R.L. Cette théorie peut être vue comme une extension de la théorie O.M.L. : Bernstein et Rabinowitz [Bernstein et Rabinowitz, 1959] ont pris en compte le moment cinétique orbital initial de l'ion (à l'infini), plus tard Laframboise [Laframboise, 1966] a repris leurs calculs en tenant compte d'une distribution en énergie initiale des ions. Il y a donc deux paramètres à prendre en compte dans les équations : le moment cinétique σ_i et l'énergie des ions \mathcal{E}_i . Les calculs ne seront pas détaillés ici, car la méthode ne sera pas utilisée. Une raison majeure qui nous a conduit à écarter cette dernière tient à ce qu'elle n'a pas été vérifiée expérimentalement pour les plasmas partiellement ionisés [Chen, 2003], comme dans ALINE par exemple.

2.1.6 Le problème des mesures de sonde dans un plasma RF

La sonde de Langmuir utilisée lors de nos mesure dans le réacteur ALINE a été compensée RF [Chatterton *et al.*, 1991; Sudit et Chen, 1994; Faudot *et al.*, 2015], pour les mesures présentées dans cette thèse. C'est à dire que le signal de sortie est filtré via un circuit bouchon dont l'impédance à la fréquence de résonance de 25 MHz est d'environ 100 k Ω (l'inductance utilisée est de 470 μ H avec une capacitance parasite en parallèle de 0.1 pF). De plus, la sonde

est équipée d'une électrode de compensation (voir fig.2.7(a)), permettant de minimiser encore une fois les effets de la RF.



(a) Photo de la sonde de Langmuir utilisée avec son électrode de compensation (au dessus de l'électrode RF).

(b) Effets de l'oscillation du potentiel plasma sur une caractéristique « O.M.L. idéale », eq.(2.8). Ici nous avons posé $\bar{\phi}_p = 25$ V et $\Delta \phi = 15$ V.

Figure 2.7 – Sonde de Langmuir dans un plasma RF.

Cependant, malgré toutes ces précautions, les effets du champ oscillant peuvent encore être visibles sur la caractéristique. En effet, le potentiel du plasma, ϕ_p est en réalité une fonction du temps, comme vu au chapitre précédent. Cette dépendance temporelle fait osciller le potentiel du plasma autour de sa valeur moyenne $\bar{\phi}_p$. La fréquence RF étant bien supérieure à la fréquence de balayage de la sonde (65 kHz), la sonde ne peut mesurer que les effets moyennés de cette oscillation. Cela a pour effet de déformer la caractéristique courant tension [Chen, 2012], comme le montre la figure 2.7(b) : la caractéristique instantanée se déplace de gauche à droite du fait des oscillations du potentiel plasma, et la mesure de la caractéristique est une moyenne de ce phénomène. Nous voyons clairement que la partie électronique est très impactée par ces oscillations, et que la région 2 fait apparaître une température électronique plus élevée qu'elle ne l'est en réalité.

En revanche, nous voyons que le courant de saturation ionique semble épargné par cette distorsion due à la RF. Cela nous pousse donc à utiliser exclusivement la partie ionique pour l'étude des caractéristiques de sonde de Langmuir. Par ailleurs, Chen [2009] a montré que la théorie O.M.L. reste *étonnamment* valide dans un plasma radio-fréquence pour la détermination de la densité. Par contre, pour des champs électriques RF plus intenses [Chen, 2012], la loi $I_i^2 \propto (\phi_p - V)$ n'est plus valide. Cela se comprend par le fait que si $\Delta \phi_p$ augmente, la distorsion peut empiéter sur la région 1 du courant de saturation ionique et déformer cette partie de la caractéristique. Par exemple un potentiel RF de 100 V peut déformer tout le domaine balayé par la sonde (allant typiquement de -100 à $+100$ V). De ce fait, le compensation RF se doit d'être optimale pour la fréquence utilisée.

C'est pourquoi nous allons principalement utiliser la méthode par ajustement itératif (M.A.I.) pour exploiter les caractéristiques $I(V)$ tout au long de cette thèse. Sa flexibilité

permet d'ajuster le courant ionique quel que soit sa forme, et *in fine*, de fournir une assez bonne estimation de la température électronique ainsi que la densité ionique avec un taux d'erreur de l'ordre de 20%, ce qui est acceptable pour ce type de mesures.

2.2 Étude préliminaire : mesures sous champ magnétique

Dans cette section nous allons exploiter des caractéristiques de sonde mesurées dans un plasma d'hélium magnétisé (les paramètres de la décharge sont donnés dans le tableau 2.2). Cette partie nous permettra de mettre en avant les modifications que subit la caractéristique dans un environnement magnétisé, et par conséquent de présenter les problèmes que présentent les mesures de sondes dans un tel plasma. Pour bien comprendre les caractéristiques de sonde en champ magnétique, nous devons d'abord introduire un autre modèle de collection des charges, qui est le modèle double sonde asymétrique (sec. 2.2.1). Ensuite pour bien comparer les caractéristiques dans des plasmas recevant la même puissance RF, nous devons connaître la puissance effectivement couplée au plasma qui est mesurée par un coupleur (sec. 2.2.2). Enfin nous devons comprendre comment mesurer avec fiabilité la densité et la température du plasma dans un plasma RF (sec. 2.2.3).

Position	Pression	Fréquence	Champ magnétique	Puissance RF
(0, 40, 60) mm	0.96 Pa	25 MHz	$0 \leq B \leq 105$ mT	$20 \leq P \leq 200$ W

Tableau 2.2 – Conditions de décharge pour l'étude préliminaire. Pour information, l'équivalent en Torricelli de 0.96 Pa est 7.2 mTorr. Nous avons utilisé une décharge à couplage direct et l'électrode est alignée avec \vec{B} .

2.2.1 Vers une caractéristique double sonde

En l'absence de champ magnétique, le flux arrivant sur une sonde de Langmuir plongée dans le plasma est isotrope. De ce fait, la caractéristique mesurée aura la forme bien connue, vue à la section précédente, avec un courant électronique qui ne semble pas saturer, et qui est bien supérieur, en norme, au courant ionique (cf. fig.2.1). L'ajout d'un champ magnétique va confiner les particules autour des lignes de champ, moins efficace pour les ions que pour les électrons puisque $\rho_{ci} \gg \rho_{ce}$. Par conséquent, la partie électronique de la caractéristique sera fortement perturbée par l'application d'un champ magnétique. Dans la littérature, nous avons pour habitude de définir le degré de magnétisation d'un électron par le rapport :

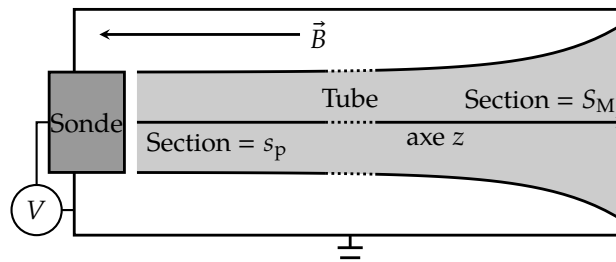
$$\beta = \frac{r_p}{\rho_{ce}} = \frac{\omega_{ce} r_p}{\bar{u}_{e\perp}} = \frac{r_p e B}{\sqrt{\pi m k_B T_e / 2}}, \quad (2.19)$$

où $\bar{u}_{e\perp} = \sqrt{\pi k_B T_e / 2m}$ est la vitesse moyenne électronique dans la direction perpendiculaire (pour une distribution en vitesse cylindrique). Plus β est grand, plus l'électron est magnétisé

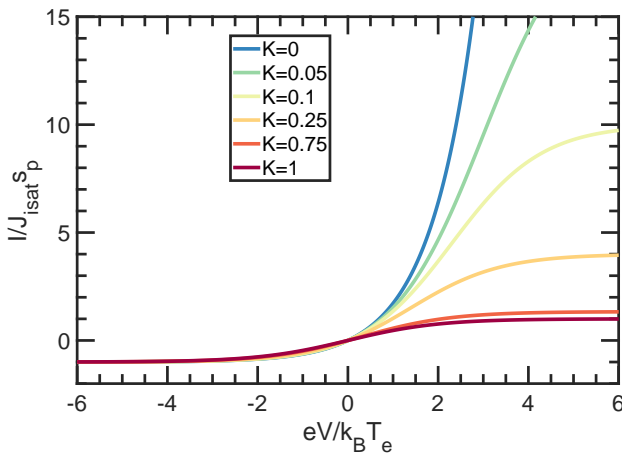
dans le cadre d'une mesure avec une sonde de rayon r_p .

Considérons le cas d'un tube relié d'une part à la sonde, et d'autre part au mur à la masse et homogène sur toute la longueur du tube (excepté au niveau des deux gaines). Dans ce petit modèle nous allons considérer que les lignes de champ magnétique s'écartent plus ou moins en s'approchant du mur, modélisant ainsi d'éventuels flux transverses et donnant la possibilité au plasma contenu dans le tube de flux de communiquer avec celui de l'extérieur. Ainsi côté sonde, la section du tube est $s_p = \pi r_p^2$ et côté mur la section est $S_M \geq s_p$ (voir fig.2.8(a)). Lorsque le plasma est parfaitement magnétisé, i.e. $\beta \rightarrow \infty$, alors notre modèle prévoit $s_p = S_M$ (tube parfaitement cylindrique, et le plasma à l'intérieur du canal ne communique nullement avec le plasma extérieur). Dans le cas contraire, si le plasma n'est pas magnétisé, i.e. $\beta = 0$, alors $s_p \ll S_M$ (tube comparable à l'embouchure d'un tromblon, et la sonde communique avec l'ensemble du plasma contenu dans l'enceinte). Afin de calculer l'expression du courant collecté par la sonde dans de telles conditions, utilisons le fait que la somme des courants sortants du canal doit se compenser, nous pouvons donc écrire, comme nous l'avons fait dans le chapitre 1, pour des ions froids et des électrons maxwelliens,

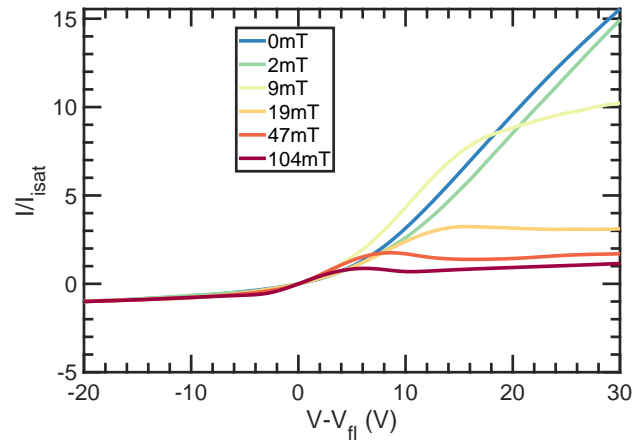
$$I_i + I_e = 0 \quad \Rightarrow \quad J_{\text{isat}}(s_p + S_M) - J_{\text{esat}} \left(s_p e^{eV/k_B T_e} + S_M \right) e^{-e\phi_p/k_B T_e} = 0. \quad (2.20)$$



(a) Modèle du *tromblon* appliqué à un tube de flux relié à la sonde.



(b) Caractéristiques double-sonde dans un plasma magnétisé de l'équation (2.22), K étant lié au degré de magnétisation β .



(c) Caractéristiques de sonde obtenues dans les conditions du tableau 2.2 en augmentant graduellement l'intensité du champ magnétique. Le courant est normalisé au courant de saturation ionique. $P_{\text{RF}} = 200 \text{ W}$.

Figure 2.8 – Modèle double sonde pour un plasma magnétisé comparé à l'expérience.

En résolvant cette équation pour ϕ_p nous trouvons,

$$\phi_p = -\frac{e\varphi_{fl}}{k_B T_e} + \ln \left(\frac{s_p e^{eV/k_B T_e} + S_M}{s_p + S_M} \right), \quad (2.21)$$

pour enfin donner l'expression de la caractéristique courant-tension :

$$I(V) = \left(J_{esat} e^{e(V-\phi_p)/k_B T_e} - J_{isat} \right) s_p = J_{isat} s_p \left[\frac{e^{eV/k_B T_e} - 1}{1 + K e^{eV/k_B T_e}} \right] \quad \text{où } K = \frac{s_p}{S_M} \quad (2.22)$$

Le résultat est tracé en figure 2.8(b). Pour une surface frontale s_p donnée (i.e. une taille de sonde), et dans les hypothèses de notre modèle, le coefficient K est intrinsèquement lié au degré de magnétisation β . Lorsque le plasma n'est pas du tout magnétisé, $K = 0 = \beta$, la sonde communique avec tout le plasma environnant, et la caractéristique est identique à celles décrites jusqu'ici. À mesure que l'on augmente le champ magnétique, le courant électronique diminue et sature à une valeur de plus en plus faible. Lorsque le plasma est parfaitement magnétisé, $\beta \rightarrow \infty \Leftrightarrow K = 1$, alors les électrons saturent au courant ionique de saturation $J_{isat} s_p$ (toujours dans le but de vérifier la conservation du courant total au travers du tube de flux). Le fait que les électrons saturent à une valeur plus faible à mesure que le champ magnétique est augmenté, a déjà été observé [Gunther et Carlson, 1994]. Comme nous pouvons le voir en figure 2.8(c), nous retrouvons cette même évolution expérimentalement.

Cependant, pour les forts champs magnétiques nous observons une *bosse* sur la caractéristique entre la partie exponentielle et le courant de saturation électronique, qui peut être vue comme une conductivité négative [Mihaila *et al.*, 2013]. Cet « exotisme » dû à la géométrie même du système et, par conséquent, à son anisotropie sera étudié plus en détails dans la section 2.5. De plus, nous pouvons observer que les courants de saturation ionique et électronique augmentent lorsque le champ magnétique augmente. La raison de ce comportement qui semble contredire le modèle double sonde, vient du fait que la puissance effectivement couplée avec le plasma dépend également de B [Usoltceva *et al.*, 2018b] (voir section 2.2.2). Attelons-nous maintenant à décrire l'évolution des paramètres du plasma en fonction de la puissance injectée et du champ magnétique afin de mieux comprendre la physique qui entre en jeu.

En figure 2.9 est représenté un échantillon des mesures réalisées dans le cadre de cette étude préliminaire où le point de mesure est loin de l'électrode RF ($z = 4$ cm et $y = 6$ cm, donc hors du tube de flux magnétique connecté à l'antenne). L'étude complète a été réalisée sur 143 caractéristiques. D'un point de vue général nous constatons que l'augmentation de la puissance RF augmente la densité du plasma, et que le champ magnétique confine les électrons, diminuant de ce fait leur courant de saturation. Pour les champs magnétiques forts, fig.2.9(c)-2.9(d) nous remarquons que les pentes des courants ioniques et électroniques sont les mêmes, ce qui est une traduction du fait que la dynamique du tube de flux est globalement limitée par la dynamique des ions. Notons tout de même que les ions et les électrons n'ont

pas les mêmes surfaces de collection au niveau de la sonde, ni la même surface d'échange avec le plasma extérieur, ainsi la limitation n'est pas régie par $J_{esat} = J_{isat}$ mais plutôt par $J_{isat}S_i = J_{esat}S_e$ expliquant que $I_{esat} \neq I_{isat}$ sur les caractéristiques.

2.2.2 Puissance effectivement couplée au plasma

La puissance effectivement couplée est une fonction du champ magnétique ainsi que de la puissance initiale. En effet, le signal envoyé vers l'antenne se décompose en un signal transmis au plasma, et un signal réfléchi vers le générateur.

Ces observations ont été faites, entre autre, par Usoltceva *et al.* [2018b]. Le coupleur est relié à un oscilloscope numérique sur port USB3 permettant de mesurer l'amplitude de la tension de l'onde injectée et celle de l'onde réfléchie, ce qui nous permet d'évaluer la puissance couplée,

$$P_{Cpl} \approx \frac{V_{inj,RMS}^2 - V_{réfl,RMS}^2}{R} \quad (2.23)$$

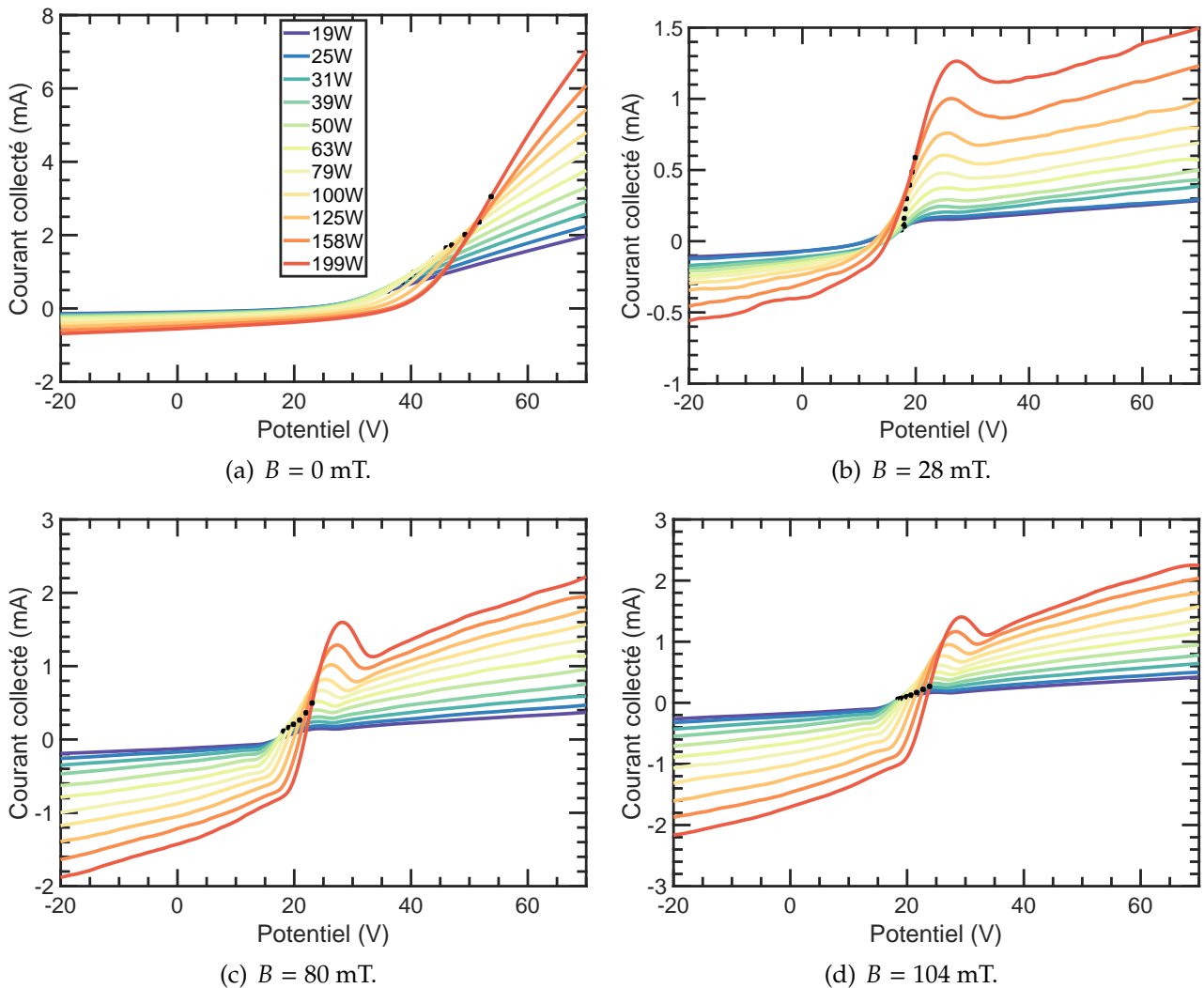
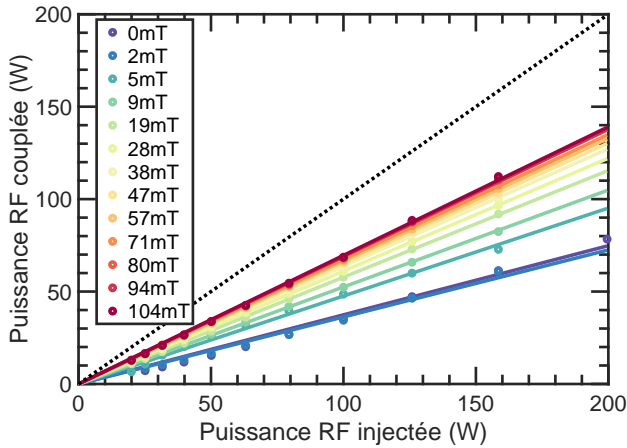


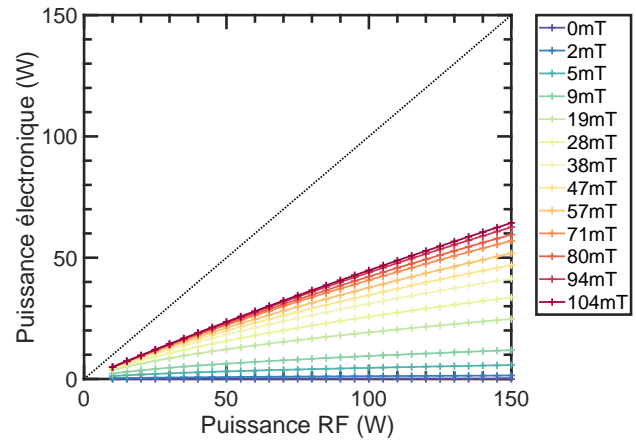
Figure 2.9 – Caractéristiques de sonde obtenues en augmentant graduellement la puissance RF injectée pour plusieurs valeurs de champ magnétique. Les points noirs sont les positions du potentiel plasma.

avec $R = 50 \Omega$, l'impédance de la ligne. Sur un grand nombre de décharges, nous traçons ainsi la puissance couplée en fonction de la puissance injectée pour plusieurs valeurs de champ magnétique, figure 2.10(a). Nous voyons que la relation entre les deux est linéaire pour un champ donné, et plus petite que 1. Nous traçons alors la valeur de ce coefficient directeur en fonction de B , fig.2.10(c), ce qui nous permet d'établir la loi empirique :

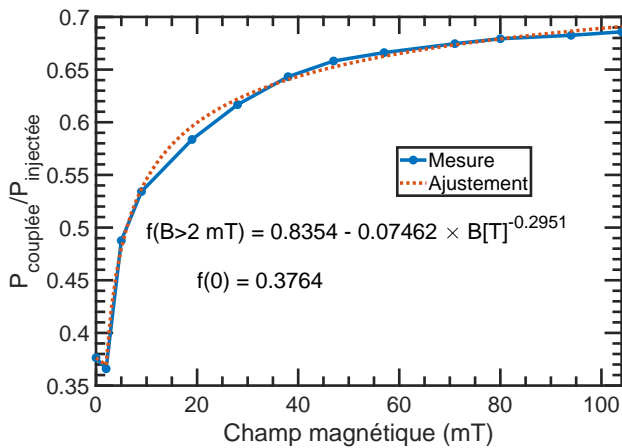
$$P_{Cpl} = P_{inj} \times \begin{cases} 0.8354 - 0.07462 \times B^{-0.2951} & \text{si } B \geq 0.002 \text{ T} \\ 0.3764 & \text{si } B = 0 \text{ T} \end{cases} \quad (2.24)$$



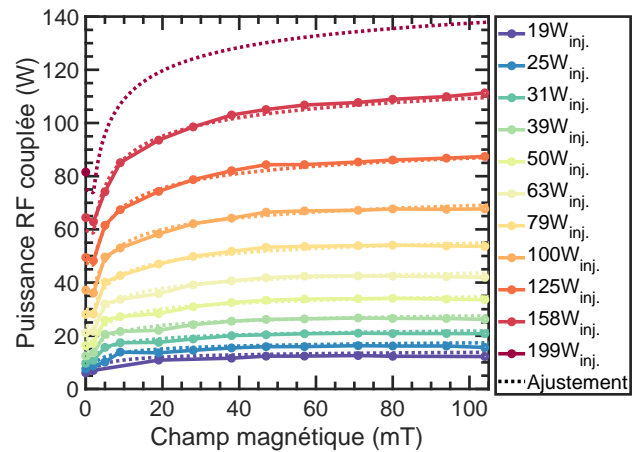
(a) Relation entre puissance injectée et puissance couplée sous plusieurs valeurs de champ magnétique.



(b) Relation entre puissance injectée et puissance stochastique (ou couplée au plasma) au niveau de la gaine autour de l'électrode RF d'après le modèle de Lieberman *et al.* [1991].



(c) Évolution du rapport P_{Cpl}/P_{inj} en fonction du champ magnétique.



(d) Comparaison entre la loi empirique (2.24) et les mesures.

Figure 2.10 – Évaluation de la puissance effectivement couplée avec le plasma en fonction des paramètres de la décharge.

En figure 2.10(d) nous traçons la puissance couplée en fonction du champ appliqué, pour plusieurs valeurs de puissance injectée. Au vu du bon accord entre la loi empirique et les mesures, nous pourrions nous y référer dans la suite de la thèse pour calculer la puissance couplée en fonction des paramètres de la décharge, à condition d'avoir les mêmes paramètres plasma (seuls ω_p , ω_c et ν_N comptent). Notons que par défaut, nous traçons tout en fonction

de la puissance injectée (sauf si cela est explicitement indiqué dans les axes du graphique en question). Il n'est pas possible, dans une étude expérimentale ou théorique, de considérer B et P_{Cpl} comme des paramètres indépendants, dès lors que la puissance injectée est prise comme paramètre expérimental.

Lieberman a développé un modèle dit *global* permettant de déterminer la densité (supposée homogène), la température et le potentiel du plasma à partir des paramètres de la décharge (puissance RF couplée, taille de la décharge, champ magnétique, pression de travail, gaz utilisé, etc.). Il a formulé son modèle pour les décharges RF symétriques et asymétriques sans champ magnétique [Lieberman et Lichtenberg, 2005], et symétriques avec champ [Lieberman *et al.*, 1991]. Nous avons appliqué son algorithme au cas de notre décharge (l'idée de sa méthode ainsi que les calculs sont donnés en annexe C, p.181), où la densité dépend grossièrement du bilan d'énergie ; et la température du bilan de particules [Rax, 2005]. Le modèle prend en compte le chauffage ohmique et stochastique du plasma, comme ingrédients essentiels permettant de maintenir la décharge. En supposant que le chauffage stochastique joue un rôle majeur dans la décharge, et qu'il est l'image directe du couplage entre les oscillations du potentiel RF avec le plasma (et donc de la puissance effectivement couplée), son évolution permet de lier plus théoriquement « puissance injectée » et « puissance couplée ». Le résultat du calcul est représenté en figure 2.10(b). Cependant, le résultat théorique nous permet simplement de retrouver une dépendance similaire de la puissance couplée avec la puissance injectée et le champ magnétique, mais sans retrouver les mêmes amplitudes et pentes. Cela est probablement dû au fait que notre décharge est fortement asymétrique (la taille de l'électrode est faible comparée à la taille de l'enceinte), et que de ce fait l'utilisation du modèle global est discutable. C'est pourquoi nous préférons nous référer à notre loi empirique (2.24) dans la suite de ce mémoire pour évaluer la puissance couplée connaissant la puissance injectée et le champ magnétique appliqué.

2.2.3 Évolution de la densité et de la température

Cette section permet de donner un premier aperçu de l'évolution des paramètres du plasma, mesurés dans un environnement RF et magnétisé via une mesure de sonde de Langmuir.

Les caractéristiques sont traitées avec l'algorithme utilisant la M.A.I. La densité ionique augmente avec le champ magnétique, fig.2.11(a), ce qui est corroboré par le fait que la puissance RF effectivement couplée avec le plasma augmente également avec l'amplitude du champ magnétique, fig.2.10(c). Si nous traçons la densité en fonction de la puissance couplée, nous retrouvons la loi d'échelle calculée par Lieberman *et al.* [1991] qui lie la puissance RF à la densité dans une décharge magnétisée : $n \propto BP_{RF}^{1/2}$. Le résultat du calcul direct (développé en annexe C, P.181) de la densité dans le modèle global de Lieberman est représenté en figure 2.11(d) et semble encore une fois en bon accord avec les résultats expérimentaux³. De ce fait,

3. Pour rappel, le modèle a été développé pour une décharge symétrique et homogène dans la direction transverse aux lignes de champ, ce qui n'est pas le cas dans ALINE, c'est pourquoi le modèle de Lieberman et l'expérience ne se recouvrent pas parfaitement.

le plasma est nettement plus dense à forte puissance et à fort champ magnétique comme nous pouvons le voir sur la figure bilan 2.11(c).

La température électronique, tracée en figure 2.12(a) et 2.12(c), semble quant à elle être rigoureusement indépendante de la puissance RF injectée, mais est en revanche fortement dépendante du champ magnétique avec un changement de régime (une saturation) au delà de 50 mT, pouvant indiquer que la magnétisation des électrons se fait à partir de ce champ. En outre, en traçant β en fonction du champ magnétique, eq.(2.19) en figure 2.12(b) : nous obtenons une dépendance linéaire entre le coefficient de magnétisation et l'amplitude du champ. Cela nous permet de définir le champ magnétique minimum nécessaire afin de considérer les électrons comme étant magnétisés pour la sonde utilisée : $\beta > 1 \Leftrightarrow B > B_{\text{mag}} = 72 \text{ mT}$.

Le champ magnétique semble donc thermaliser les électrons en limitant leur énergie dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ, ce qui se répercute, comme nous le voyons en fig.2.12(d), sur la différence de potentiel entre ϕ_p et V_{fl} (qui est proportionnelle à T_e d'après

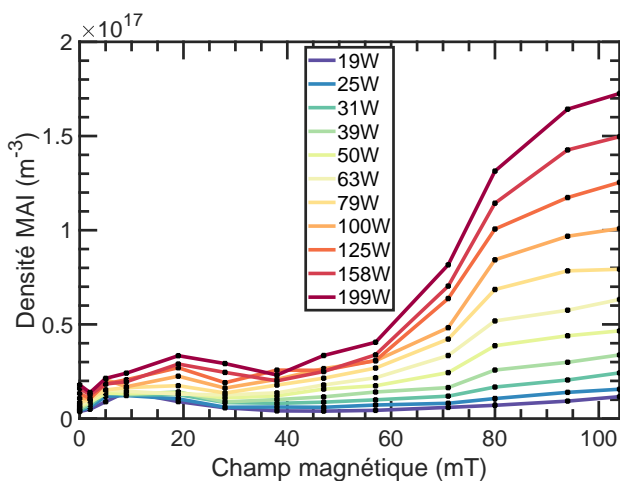
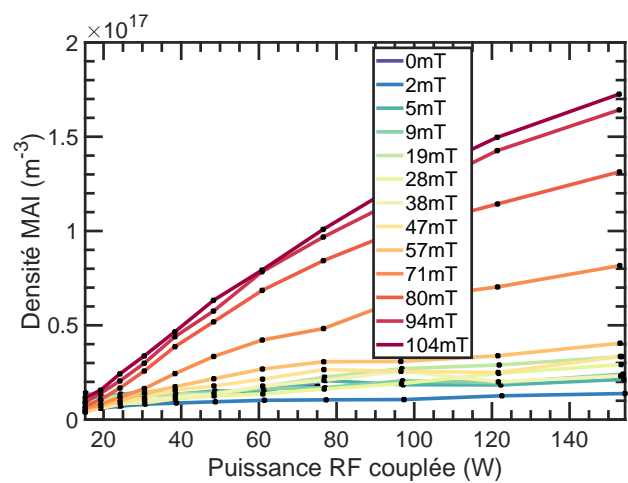
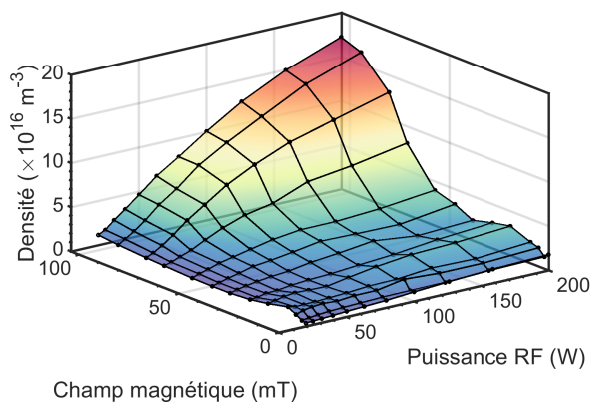
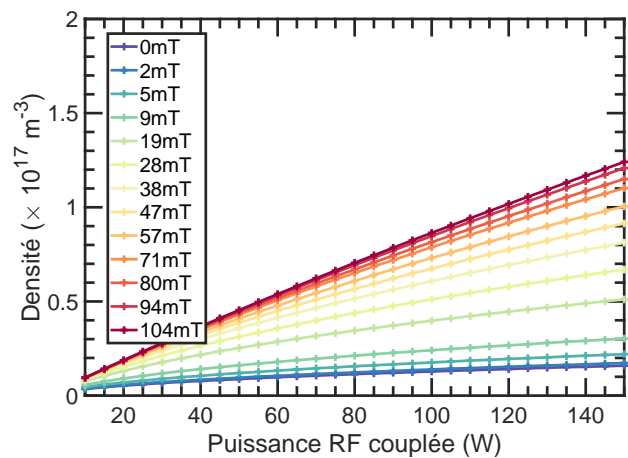
(a) n v.s. champ magnétique appliqué.(b) n v.s. puissance RF couplée.(c) $n = f(P_{\text{RF inj.}}, B)$ (d) n v.s. puissance RF couplée d'après le modèle global de Lieberman *et al.* [1991].

Figure 2.11 – Évolutions de la densité ionique déterminée par la M.A.I. en fonction de la puissance et du champ magnétique appliqué.

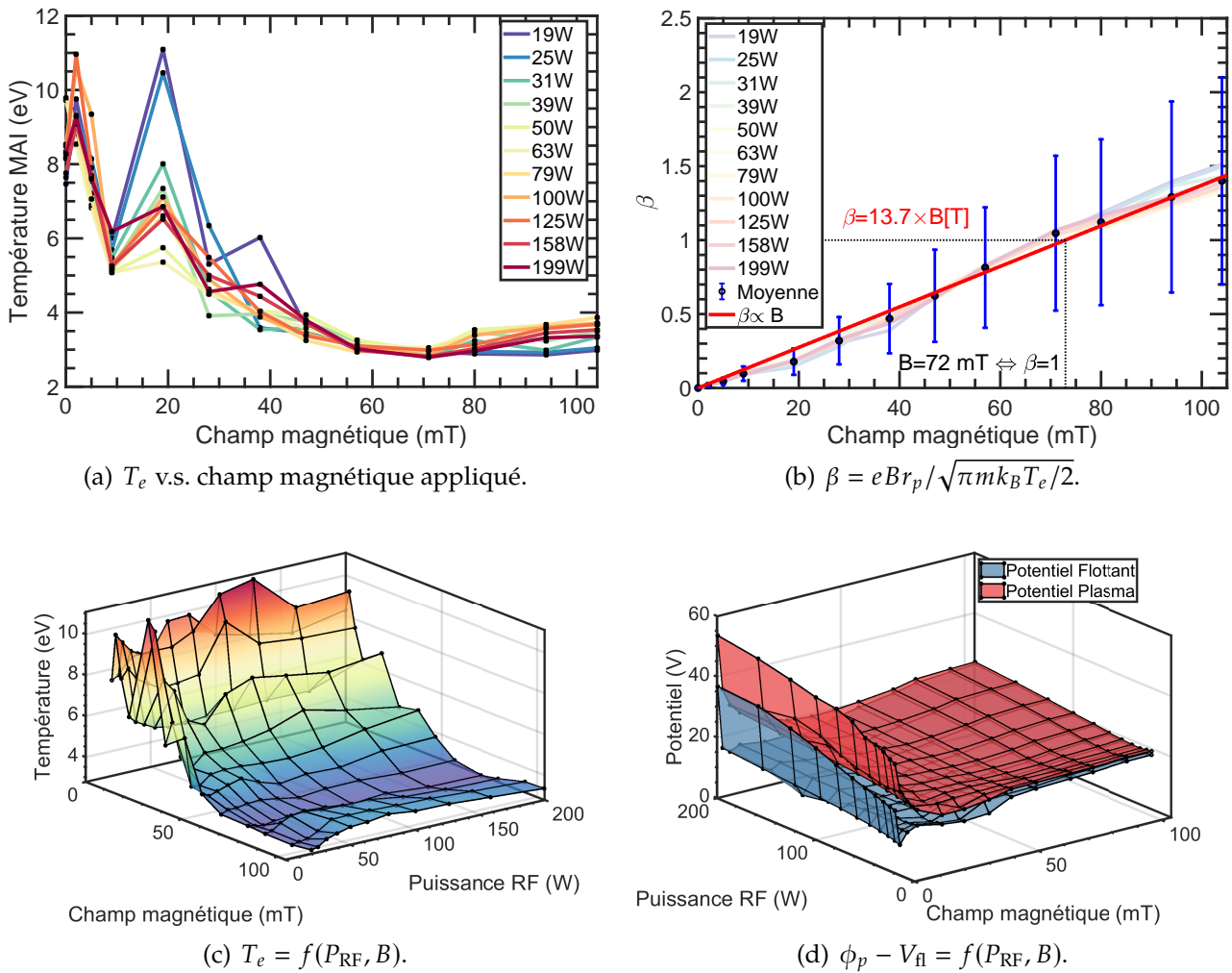


Figure 2.12 – Évolutions de la température électronique déterminée par la M.A.I. en fonction de la puissance et du champ magnétique appliqué.

(1.30)). Cela peut sembler contradictoire avec les travaux de Lieberman *et al.* [1991] sur le chauffage stochastique des électrons qui augmente T_e à mesure que B augmente, cependant les mesures décrites ici ont été acquises pour une position de sonde loin de l'électrode RF (à +6 cm suivant l'axe z du champ magnétique, et +4 cm dans la direction perpendiculaire). Dans ces conditions, le tube de flux sondé est entièrement découplé de celui connecté à la source RF susceptible de chauffer les électrons par un processus stochastique, voir figure 2.13. De surcroît, l'insensibilité de la température électronique avec l'augmentation de la puissance RF indique bien que le canal en face de la sonde ne communique pas avec celui relié à la RF. Ainsi, la baisse de température avec l'augmentation de B est *a posteriori* une conséquence directe du confinement et de la magnétisation des électrons. Au demeurant il faut noter que T_e (figure 2.12(a)) sature à une température minimale lorsque $B > B_{mag} \simeq 50$ mT.

2.3 Surface effective de collection

Si nous nous rappelons de la section 1.2.4 introduisant le mouvement cyclotron, nous avons vu qu'un électron soumis à un champ magnétique suit une trajectoire hélicoïdale s'enroulant autour de \vec{B} . Si en plus de cela un champ électrique est également présent, alors le centre guide de ce mouvement se met à dériver dans la direction $\vec{E} \times \vec{B}$. Une sonde de Langmuir génère un champ électrique radial $E_r \vec{e}_r$ et inhomogène. Ainsi, le centre guide d'un électron arrivant à proximité d'une sonde va commencer à dériver dans la direction \vec{e}_θ (comme présenté dans les figures 1.6(c) et 1.6(d)) sans jamais changer de rayon (hypothèse des électrons adiabatiques [Laframboise et Rubinstein, 1976]). Par conséquent, un électron touchera la sonde si et seulement si son rayon de Larmor et donc son énergie cinétique perpendiculaire le lui permet.

Nous soulevons ici un problème qui est propre aux mesures de sonde de Langmuir dans un plasma magnétisé : quelle est la surface *effective* de collection des électrons ? Ajouter un champ magnétique interdit la théorie classique « de flux isotrope », et dire que les électrons sont uniformément collectés sur toute la surface $S_p = \pi r_p^2 + 2\pi r_p L_p \simeq 2\pi r_p L_p$ de la sonde serait une erreur et mènerait à une sous-estimation de la densité si nous exploitons le courant électronique. À l'inverse, dire que les électrons sont uniquement collectés sur la surface frontale $s_p = \pi r_p^2$ de la sonde mènerait à une surestimation de la densité. Une solution serait de travailler avec une sonde plane, mais l'utilisation d'une sonde de Langmuir cylindrique fine est plus adaptée pour nos types de mesures où la taille des gradients de densité et potentiel transverses sont centimétriques.

Si l'algorithme utilisé pour exploiter les courbes $I(V)$ traite exclusivement la partie ionique non magnétisée pour déterminer la densité du plasma, c'est parce que la partie électronique est beaucoup moins facile à traiter. En effet, l'idée au départ était de déduire la densité du plasma à partir de la partie électronique et en particulier au niveau potentiel plasma, lorsque

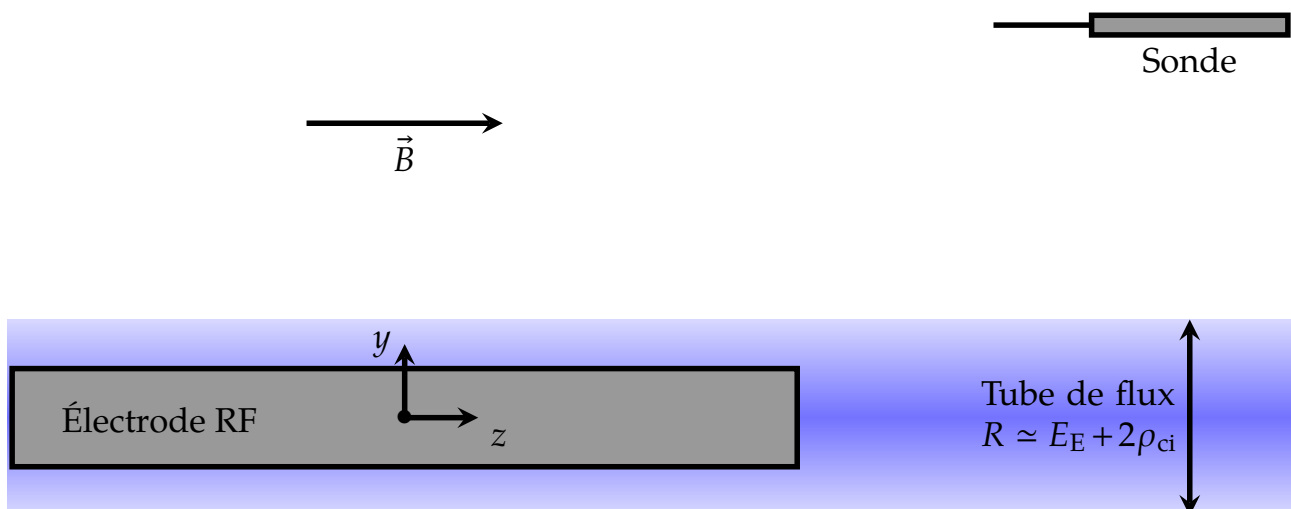


Figure 2.13 – Représentation schématique (à l'échelle) de la position de la sonde par rapport au tube de flux connecté à l'électrode RF. Le diamètre du tube égale l'épaisseur de l'antenne plus un rayon de Larmor ionique de part et d'autre [Rozhansky *et al.*, 1999b].

la gaine disparaît, ce qui simplifie la théorie. L'étude approfondie de la partie électronique est résumée dans les lignes qui suivent et montre de façon assez évidente la complexité du modèle. Dans ses publications et sa thèse, Usoltceva [Usoltceva *et al.*, 2018a,b; Usoltceva, 2019] s'est penchée sur la question de la surface effective de collection des électrons en s'appuyant sur les travaux de Laframboise et Rubinstein [1976]. Nous allons nous inspirer de ses hypothèses afin de fournir une théorie simple permettant d'expliquer et de comprendre le dépôt des électrons sur une sonde.

Le premier défi de cette étude est d'évaluer expérimentalement la taille de la surface effective de collection en considérant un courant de saturation classique non magnétisé. Nous pouvons par exemple partir de la définition du potentiel flottant de la sonde, et supposer que les électrons ne se déposent que sur la dite surface effective, S_{eff} :

$$J_{\text{isat}} S_p = J_{\text{esat}} e^{\varphi_{\text{n}} - \varphi_p} S_{\text{eff}}. \quad (2.25)$$

Toujours est-il que cette définition suppose que l'on néglige les effets de gaine d'une part, et d'autre part, que l'on mise sur une bonne estimation des potentiels vu qu'ils interviennent dans un terme exponentiel, ce qui risque d'amplifier les erreurs liées à l'incertitude. Cependant, l'approche la plus simple est de se placer directement au potentiel plasma : lorsque $V = \phi_p$, la sonde est au même potentiel que le plasma, ce qui veut dire qu'aucune gaine ne se forme entre les deux :

$$I_p = I(V = \phi_p) \simeq J_{\text{esat}} S_{\text{eff}} \quad \Leftrightarrow \quad S_{\text{eff}} = \frac{I_p}{J_{\text{esat}}}, \quad (2.26)$$

où ϕ_p est le potentiel plasma moyen, et correspond au point de la caractéristique où dI/dV est maximale.

2.3.1 Modèle « binaire »

Ce modèle particulièrement simpliste va révéler que le problème étudié ici est bien plus complexe qu'un simple critère de magnétisation. Nous allons supposer que la collection se fait sur deux canaux : soit l'électron est magnétisé et dans ce cas il se dépose sur la surface frontale s_p – soit il n'est pas magnétisé et se dépose sur toute la sonde de surface S_p . Le courant au potentiel plasma est donc donné par la loi

$$I_p = e \left[\pi r_p^2 \Gamma_{e,\text{mag}} + 2\pi r_p L_p \Gamma_{e,\text{n-mag}} \right]. \quad (2.27)$$

Pour un électron de vitesse $\vec{v} = \vec{v}_{\perp} + \vec{v}_{\parallel}$, nous le considérons comme étant magnétisé si son rayon de Larmor r_{ce} vérifie

$$r_{\text{ce}} \leq r_p \quad \Leftrightarrow \quad \frac{v_{\perp}}{\omega_{\text{ce}}} \leq r_p \quad \Leftrightarrow \quad v_{\perp} \leq r_p \omega_{\text{ce}}. \quad (2.28)$$

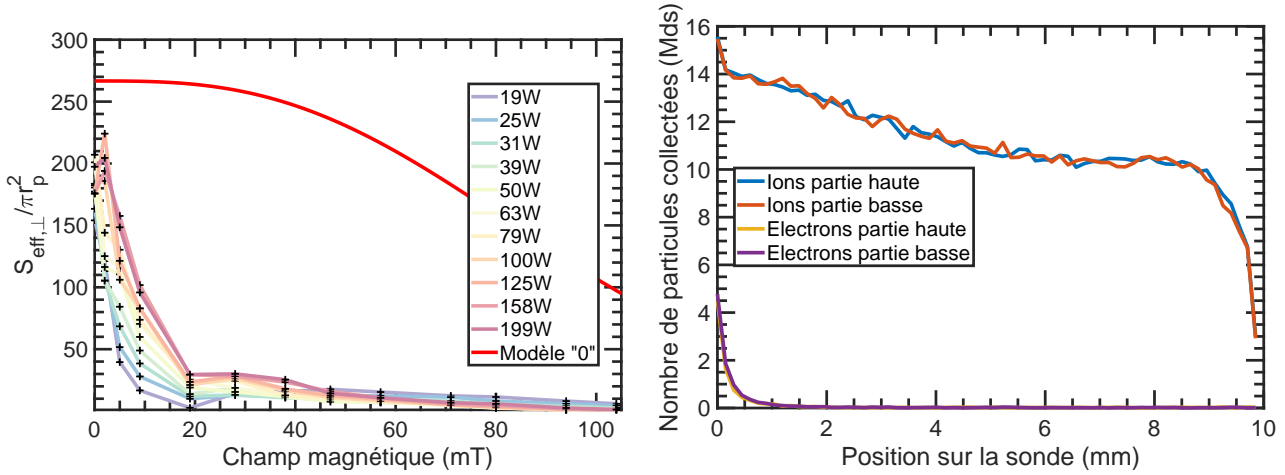
Ajoutons à cela que la distribution en vitesse de électrons – supposée maxwellienne – en

géométrie cylindrique s'écrit :

$$f_e(v_{\perp}, v_{\parallel}) d^2\vec{v} = 2\pi n_0 v_{\perp} \left(\frac{m}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m}{2k_B T_e} (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) \right] dv_{\perp} dv_{\parallel} \quad (2.29)$$

Ce qui nous permet d'évaluer les deux flux recherchés en intégrant v_{\parallel} sur tout \mathbb{R}^+ , et v_{\perp} de 0 à $r_p \omega_{ce}$ pour la population magnétisée et de $r_p \omega_{ce}$ à $+\infty$ pour la population non magnétisée :

$$\begin{cases} \Gamma_{e,\text{mag}} = \frac{1}{2} n_0 \bar{u}_{e\perp} \left[\text{erf} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \beta \right) - \beta e^{-\pi^2 \beta^2 / 4} \right] \\ \Gamma_{e,\text{n-mag}} = \frac{1}{2} n_0 \bar{u}_{e\perp} \left[\beta e^{-\pi^2 \beta^2 / 4} + \text{erfc} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \beta \right) \right] \end{cases} \quad (2.30)$$



(a) S_{eff} déterminée expérimentalement avec la formule $S_{\text{eff}} = I_p / 0.5 en \bar{u}_e$, comparée au modèle simpliste *bi-naire*.

(b) Profil de dépôt des électrons sur une sonde dans le cadre d'une simulation PIC 2D, voir annexe F, p.199. Le flux de particules arrive de la gauche.

Figure 2.14 – Surface effective de collection des électrons : (a) première tentative et (b) dans une simulation PIC 2D (la surface latérale de la sonde est décomposée en deux, puisque bi-dimensionnelle : une face haute et une face basse, toutes deux $\parallel \vec{B}$).

Le courant au potentiel plasma est ainsi donné par $I_p = en_0 \bar{u}_{e\perp} \pi r_p^2 \times (S_{\text{eff}} / \pi r_p^2) / 2$, ce qui est tracé en figure 2.14(a). Notons que lorsque $B = 0$ nous devons retrouver $S_{\text{eff}} / \pi r_p^2 \simeq S_p / s_p = 266$. La première observation que nous pouvons faire sur les données expérimentales, est que la surface effective de collection ne dépend grossièrement que du champ magnétique. Ensuite, nous voyons que $S_{\text{eff}} / s_p \rightarrow 1$ lorsque $B \rightarrow \infty$ ce qui est cohérent avec l'idée que l'on se fait d'un électron parfaitement magnétisé qui pourra se déposer uniquement sur la surface frontale. Nonobstant le fait que notre modèle permette de retrouver les cas limites, nous voyons très clairement que cette théorie ne fonctionne pas et qu'elle surestime nettement la surface effective mesurée sur toute la gamme de champ magnétique étudiée.

Une explication possible à cette divergence entre théorie et expérience peut être apportée par l'étude du mouvement des particules autour d'une sonde de Langmuir. Afin d'affirmer notre approche, nous pouvons nous appuyer sur une simulation PIC 2D afin d'apporter

Paramètre	Valeur
Champ magnétique	100 mT
Pas de temps	40 ps
Pas d'espace	150 μm
Taille de la <i>boîte</i>	400 par 350 pts, 6 par 5.2 cm
Taille de la sonde	67 par 1 pts, 1 cm par 150 microns (taille réelle)
T_i et T_e	20 et 10 eV
Nombre de particules	1.1 million de particules
Temps de simulation	6 μs pour la simulation <i>lente</i> et 3 μs pour la <i>rapide</i>

Tableau 2.3 – Paramètres principaux de la simulation PIC 2D d'une mesure de sonde de Langmuir dans un plasma magnétisé. Deux simulations ont été réalisées : une simulation lente et une rapide, où la vitesse de balayage de la rampe de potentiel ($-70 \rightarrow +70$ V) est respectivement de 1 et 2 microsecondes. Les pas de temps et d'espace permettent de décrire toutes les dynamiques des particules. La température ionique est artificiellement augmentée afin d'éviter des temps de calculs prohibitifs. Le pas de grille permet de bien modéliser la gaine (5 à 10 pas). Le mouvement cyclotron est bien décrit puisque le pas de temps est plus petit que la période cyclotron.

une *image* du plasma ainsi que des résultats qualitatifs. Nous avons simulé grâce au logiciel OOPICpro un plasma plan, dans lequel se trouve une sonde rectangulaire de 1 cm de long, 150 microns de large, et alignée avec le champ magnétique. Les paramètres de la simulation sont donnés dans le tableau 2.3, et une représentation graphique de la simulation est donnée en annexe F, p.199 (une introduction succincte aux simulations PIC est proposée en annexe E, p.195). En figure 2.14(b) est tracé le profil de collection des électrons et des ions sur la sonde ($z = 0$ correspond au bout de la sonde faisant face au plasma, et le flux de particules arrive de la gauche, les $z < 0$). Nous remarquons que contrairement aux ions, les électrons ne se déposent pas de façon homogène sur la sonde, mais suivent une certaine distribution localisée sur le début de la sonde. Ce point se comprend aisément avec le raisonnement suivant : si un électron est collecté, c'est que son cercle cyclotron (de rayon r_{ce}) pénètre la section de la sonde (i.e. sa trajectoire hélicoïdale croise la sonde). L'électron peut alors être collecté soit par la surface frontale directement, soit par la surface latérale si, au moment de traverser le plan contenant le bout de la sonde, il ne se trouve pas initialement en face de celle-ci. Dans ce dernier cas, l'électron va survoler la sonde, en continuant son hélicoïde, d'une distance maximale de $\ell_{\parallel} = v_{\parallel} \times T_{ce} = 2\pi v_{\parallel} / \omega_{ce}$ (i.e. l'électron finira au mieux sa période cyclotron avant de toucher la sonde). Notons par ailleurs que la simulation PIC montre bien que les ions sont démagnétisés et qu'ils sont à même de se déposer de façon quasi-homogène sur toute la sonde, comme un flux isotrope.

A ce stade, il existe deux approches possibles, comme le montre le schéma figure 2.15. Soit nous travaillons avec une surface effective de collection en considérant tous les électrons du plasma et dont le lieu de collection dépend exclusivement de leur vitesse. Soit nous considérons un modèle plus dynamique où nous postulons que tous les électrons qui traversent une surface équivalente en amont de la sonde seront collectés. Bien entendu, ces deux modèles

reposent sur le fait que l'on néglige le transport à travers le champ magnétique.

2.3.2 Modèle de surface équivalente

Considérons un électron dans le plasma, suivant un mouvement cyclotron de rayon r_{ce} . La sonde de rayon r_p et de longueur L_p . Le centre guide de l'électron se situe à une distance r_C de l'axe de la sonde. Nous pouvons alors identifier deux cas, comme le montre le schéma figure 2.16 :

1. Si $r_C \leq r_p$, i.e. le centre guide se trouve en face de la sonde, alors l'électron est collecté à coup sûr si $r_{ce} \leq r_p + r_C$ [Laframboise et Rubinstein, 1976].
2. Si $r_C \geq r_p$ il faut alors vérifier que $r_C - r_p \leq r_{ce} \leq r_C + r_p$ pour que l'électron intercepte la sonde (soit frontalement, soit latéralement).
3. Toujours pour $r_C > r_p$, et si le centre-guide est trop éloigné de l'axe, il faut prendre en compte les collisions. C'est pourquoi nous supposons que si l'électron parcourt une distance égale à son libre parcours moyen, λ_e , en une demie période cyclotron, alors il est *perdu* et ne sera pas collecté. Ainsi $\lambda_e/\pi = \max(r_{ce}) \equiv r_p + r_{C,max}$, ce qui limite la position du centre guide à $r_C \leq \lambda_e/\pi - r_p$ pour espérer une collection. .

À ce niveau là, notre approche est semblable à celle de Usoltceva *et al.* [2018b], au détail près qu'elle néglige l'effet des collisions, et qu'elle calcule directement où va se déposer chaque électron, insérant ainsi une probabilité de collection sur la surface frontale ou latérale.

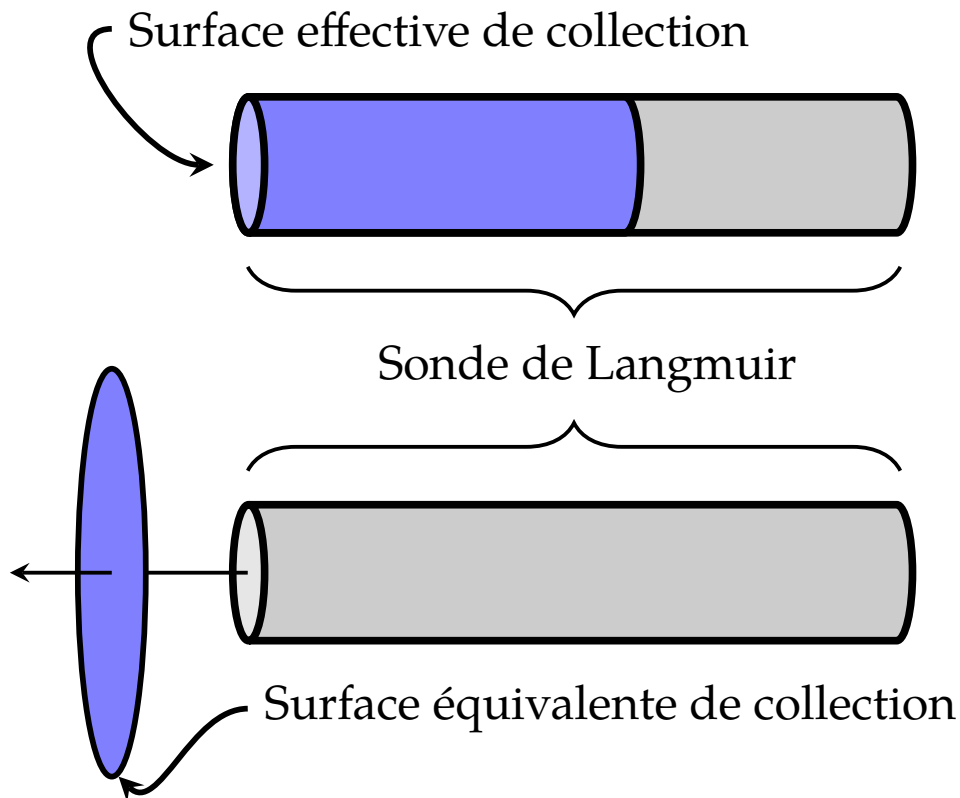


Figure 2.15 – Représentation schématique des deux approches.

La probabilité de collection frontale est proportionnelle à $\alpha/2\pi$, avec α la portion angulaire du cercle cyclotron en face de la sonde. Cela nous oblige à intégrer des fonctions trigonométriques inverses, c'est pourquoi nous préférons l'approche de surface équivalente.

Avant de nous lancer dans les calculs, posons $w = v/\sqrt{2k_B T_e/m}$. La fonction de distribution se réécrit alors,

$$f_e(w_\perp, w_\parallel) d^2\vec{w} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n_0 w_\perp e^{-(w_\perp^2 + w_\parallel^2)} dw_\perp dw_\parallel \quad (2.31)$$

Le courant collecté par la sonde est donc égal au courant traversant la surface équivalente délimitée par les conditions décrites précédemment :

$$dI_p = 2\pi r_C dr_C e \times v_\parallel f_e(w_\perp, w_\parallel) dw_\perp dw_\parallel = 2\pi e n_0 \bar{u}_e w_\parallel w_\perp r_C e^{-(w_\perp^2 + w_\parallel^2)} dw_\perp dw_\parallel dr_C \quad (2.32)$$

Enfin, en posant $r_0 = \sqrt{2k_B T_e/m}/\omega_{ce}$ nous pouvons normaliser la position du centre guide, $\xi = r_C/r_0$, le rayon de la sonde $\xi_p = r_p/r_0$ ainsi que le rayon limite $(\lambda_e/\pi - r_p)/r_0 = \Lambda_e - \xi_p$. En intégrant sur toutes les vitesses parallèles, nous trouvons finalement :

$$I_p = 2e n_0 \bar{u}_e \pi r_0^2 \left[\int_0^{\xi_p} \xi d\xi \int_0^{\xi+\xi_p} w_\perp e^{-w_\perp^2} dw_\perp + \int_{\xi_p}^{\Lambda_e - \xi_p} \xi d\xi \int_{\xi-\xi_p}^{\xi+\xi_p} w_\perp e^{-w_\perp^2} dw_\perp \right] \quad (2.33)$$

Ce qui mène, après intégration sur la vitesse perpendiculaire et ξ , à l'expression finale :

$$I_p = J_{\text{esat}} s_p \frac{1 + \xi_p^2 - e^{-\xi_p^2} - e^{-\xi_p^2(k-2)^2} + e^{-\xi_p^2 k^2} + \xi_p \sqrt{\pi} [\text{erf}(k\xi_p) - \text{erf}(\xi_p) + \text{erf}(\xi_p[k-2])]}{\xi_p^2/2}, \quad (2.34)$$

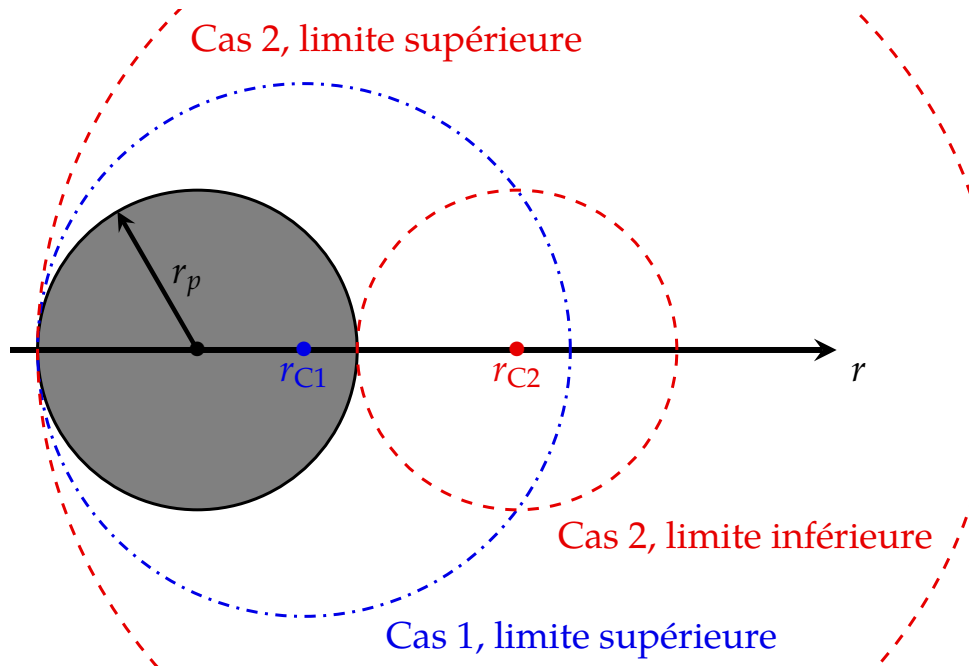


Figure 2.16 – Représentation schématique des deux cas (sonde vue de face).

où nous avons posé $k = \lambda_e / \pi r_p$ et donc $\Lambda_e = k \xi_p$.

Il est d'ailleurs intéressant de noter que si nous remplaçons la borne supérieure de ξ par l'infini plutôt que $\Lambda_e - \xi_p$, nous retrouvons rigoureusement l'expression (26) établie par Laframboise et Rubinstein [1976], en remplaçant son σ par notre ξ_p et son I_0^* par $J_{\text{esat}} s_p$:

$$I_p = \frac{1}{2} J_{\text{isat}} s_p \left(1 + \frac{1 - e^{-\xi_p^2}}{\xi_p^2} + \sqrt{\pi} \frac{1 + \text{erfc}(\xi_p)}{\xi_p} \right), \quad (2.35)$$

cependant cette loi diverge en l'absence de champ magnétique, car Laframboise travaille avec une sonde semi-infinie.

La surface équivalente renormalisée de notre modèle, S_{eq}/s_p , est donc donnée par la fraction de (2.34). Pour finir, nous remarquons que $\xi_p = \sqrt{\pi} \beta / 2$ ce qui nous permet d'utiliser l'ajustement linéaire fait sur β en figure 2.12(b) afin de calculer S_{eq} pour toutes valeurs du champ.

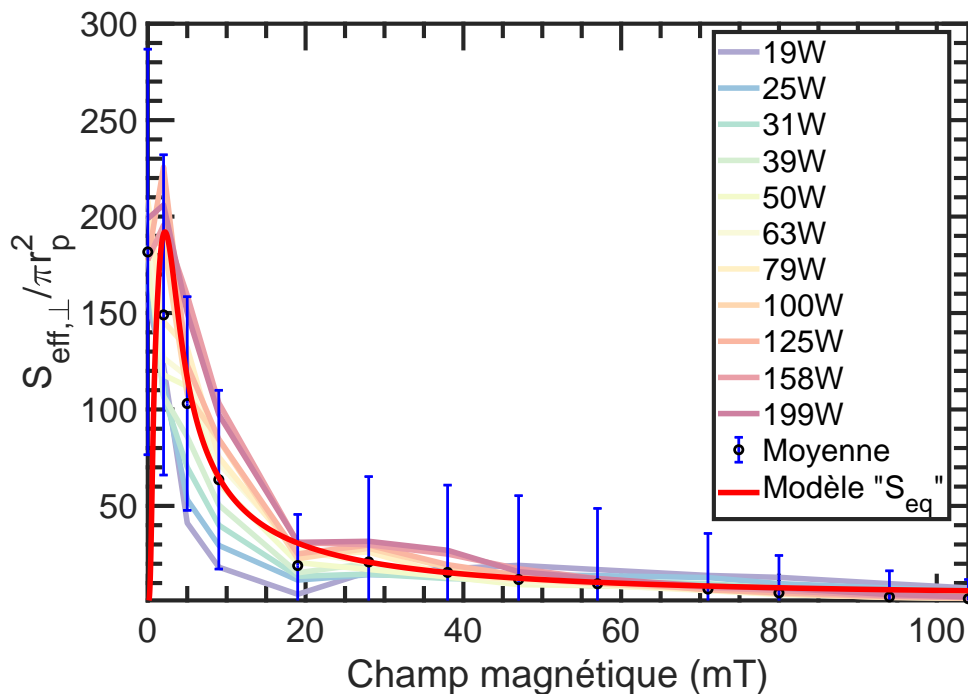


Figure 2.17 – Comparaison du modèle de section équivalente avec l'expérience.

Encore une fois, notre modèle est confronté à l'expérience, figure 2.17 (nous avons $\lambda_e = 5$ cm). Lorsque le champ magnétique augmente, la fonction S_{eq}/s_p tend asymptotiquement vers 1 comme cela est décrit par les mesures expérimentales. La forte décroissance de surface de collection entre 5 et 20 mT est bien reproduite, et est la signature du dépôt localisé à l'avant de la sonde (vu en figure 2.14(b)). Néanmoins, notre modèle qui repose uniquement sur la dynamique des électrons dans un champ magnétique, ne permet pas de décrire le comportement de ces derniers lorsque $B \rightarrow 0$. Un développement limité d'ordre 1 en ξ_p^2 nous indique que $S_{\text{eq}}(0) = 0$. Cela vient du fait que notre calcul ne prend pas en compte les électrons qui restent démagnétisés et qui vont pouvoir se déposer sur toute la sonde.

2.3.3 Modèle de surface effective amélioré

Nous allons combiner ici les conclusions que nous avons tiré des simulations PIC ainsi que du modèle dynamique de surface équivalente. Pour ce faire, nous allons considérer que pour chaque population d'électrons (en terme de vitesse) est associée une surface de collection. Ainsi, dans ce modèle, la surface frontale reçoit tous les électrons du plasma, alors que la surface latérale ne reçoit que les électrons dont le rayon de Larmor est plus grand que celui de la sonde. En outre, la surface latérale effective est limitée par la distance longitudinale que parcourt un électron en une période cyclotron, $\ell_{\parallel} = v_{\parallel} T_{ce} = 2\pi v_{\parallel} / \omega_{ce}$ (la distance de vol maximale étant $L_p \Rightarrow v_L = L_p \omega_{ce} / 2\pi$).

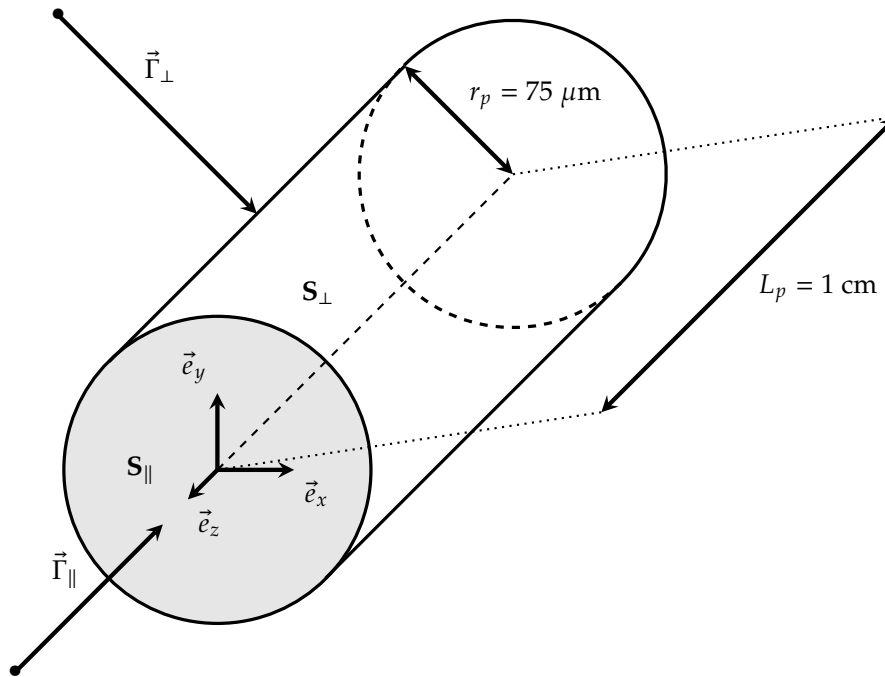


Figure 2.18 – Représentation schématique des flux et surfaces à prendre en compte dans le modèle.

$$S_{\parallel} = \pi r_p^2 \forall (v_{\perp}, v_{\parallel}) \quad \text{et} \quad S_{\perp}(\vec{v}) = \begin{cases} 0 & , \text{ si } v_{\perp} \leq r_p \omega_{ce} \\ 2\pi r_p L_p \left(\frac{v_{\parallel}}{v_L} \right) & , \text{ si } v_{\perp} \geq r_p \omega_{ce} \text{ et } v_{\parallel} \leq v_L \\ 2\pi r_p L_p & , \text{ si } v_{\perp} \geq r_p \omega_{ce} \text{ et } v_{\parallel} \geq v_L \end{cases} \quad (2.36)$$

Ainsi, le flux total se déposant sur la sonde est $\Phi = \Phi_{\parallel} + \Phi_{\perp} = \langle \Gamma_{\parallel} S_{\parallel} \rangle + \langle \Gamma_{\perp} S_{\perp} \rangle$. La contribution parallèle est simple à évaluer,

$$\Phi_{\parallel} = n_0 \bar{u}_e \pi r_p^2 \int_0^{+\infty} w_{\perp} e^{-w_{\perp}^2} dw_{\perp} \int_0^{+\infty} v_{\parallel} e^{-w_{\parallel}^2} dw_{\parallel} = \frac{1}{4} n_0 \bar{u}_e s_p = s_p \Gamma_{\text{esat}}. \quad (2.37)$$

En conservant les notations de la section précédente, $\xi_p = r_p \omega_{ce} / \sqrt{2k_B T_e / m}$, et en posant $\alpha = L_p / 2\pi r_p$, la vitesse parallèle limite devient $v_L \leftrightarrow \alpha \xi_p$ nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \Phi_{\perp} &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} n_0 s_p \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m}} \int_{\xi_p}^{+\infty} w_{\perp}^2 e^{-w_{\perp}^2} dw_{\perp} \left[4\alpha\pi \int_0^{\alpha\xi_p} \frac{w_{\parallel}}{\xi_p} e^{-w_{\parallel}^2} dw_{\parallel} + 4\pi \int_{\alpha\xi_p}^{+\infty} e^{-w_{\parallel}^2} dw_{\parallel} \right] \\ &= \frac{1}{2} n_0 \bar{u}_{e\perp} \times s_p \times 4 \left[2\xi_p e^{-\xi_p^2} + \sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(\xi_p) \right] \left[\alpha\sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(\alpha\xi_p) + \frac{1 - e^{-\alpha^2 \xi_p^2}}{\xi_p} \right] \\ &= \Gamma_{e\perp} \times s_p \times \zeta(\xi_p) \end{aligned} \quad (2.38)$$

Pour donner finalement ⁴,

$$I_p = e\Phi = e s_p (\Gamma_{\text{esat}} + \Gamma_{e\perp} \zeta(\xi_p)) = e \Gamma_{e\perp} s_p \left(\frac{2}{\pi} + \zeta(\xi_p) \right) \Rightarrow \frac{S_{\text{eff}}}{s_p} \equiv \zeta(\xi_p) = \frac{I_p}{e \Gamma_{e\perp} s_p} - \frac{2}{\pi} \quad (2.39)$$

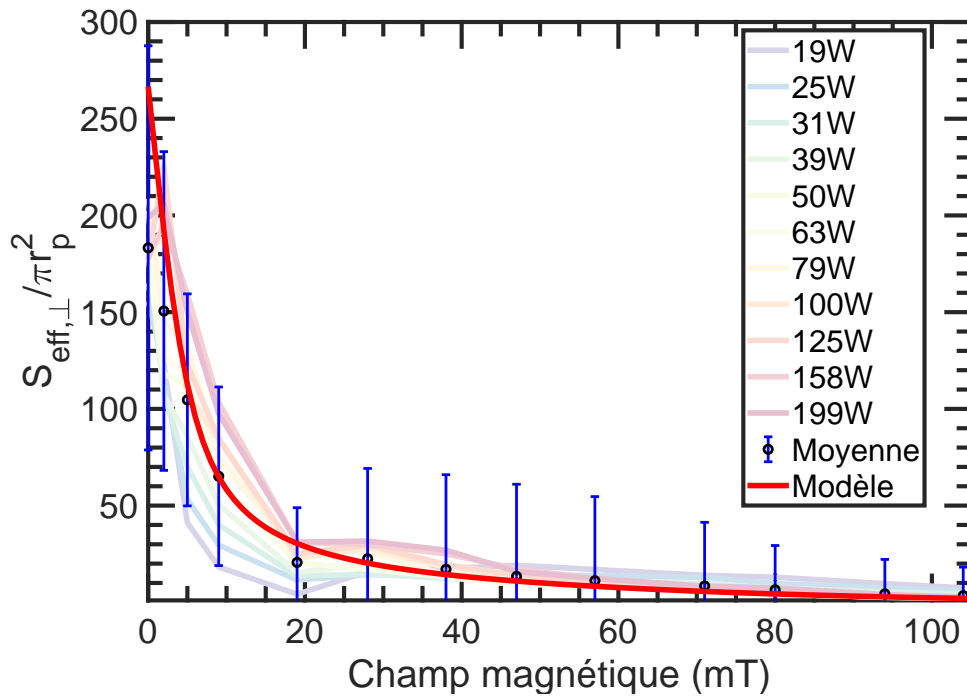


Figure 2.19 – Comparaison du modèle de section effective avec l'expérience. Note : ici S_{eff} ne se limite qu'à la portion latérale de la sonde (voir équation (2.39)), et tend donc vers 0 et non vers 1.

Cette relation est intéressante car elle fait apparaître le flux aléatoire standard/isotrope, Γ_{esat} dans la direction parallèle (qui est insensible au champ), et le flux aléatoire transversal, $\Gamma_{e\perp}$. Afin de pouvoir comparer la théorie à nos mesures, il faut préalablement isoler le flux transversal, comme indiqué à l'équation (2.39). Le résultat est tracé en figure 2.19. La surface effective de collection latérale pour $B = 0$ mT est bien $2\pi r_p L_p$: le flux électronique est isotrope et se dépose de façon parfaitement aléatoire sur toute la sonde. Et elle tend vers 0

4. Pour rappel : $\bar{u}_e = \sqrt{8k_B T_e / \pi m}$ et $\bar{u}_{e\perp} = \sqrt{\pi k_B T_e / 2m}$.

lorsque l'on augmente le champ magnétique puisque la dynamique cyclotron des électrons limite la longueur de dépôt sur la sonde (qui est inversement proportionnelle à la fréquence cyclotron).

2.3.4 Discussions

Les deux modèles présentés ici semblent reproduire assez fidèlement l'expérience (sauf le modèle de surface équivalente qui ne permet pas de décrire un plasma non/faiblement magnétisé). Et même si nous ne parvenons pas à dire laquelle des deux approches est celle qui décrit parfaitement la physique qui a lieu, nous pouvons tout de même dégager un certain nombre de conclusions. (i) Dans un plasma magnétisé, le mouvement des électrons est fortement altéré par le champ, ce qui modifie inéluctablement la façon dont ils sont mesurés avec une sonde de Langmuir. (ii) Seule une partie des électrons collectés par la sonde (cf. modèle de surface équivalente) seront mesurés, et seulement une partie de cette dernière sera soumise à un flux électronique (cf. modèle de surface effective de collection). (iii) Enfin, en première approximation, et au vu des calculs ainsi que des résultats expérimentaux, nous pouvons affirmer que la surface effective de collection d'une sonde de Langmuir en champ fort, $B \gtrsim 80$ mT, se limite à la surface de la sonde faisant face aux lignes de champ.

2.4 L'angle entre la sonde et le champ magnétique

Dans cette section, nous allons voir les effets qui découlent de l'inclinaison de la sonde par rapport aux lignes de champ magnétique (modifiant de ce fait la largeur du tube de flux relié à la sonde). Le dispositif expérimental ne nous permettant pas d'incliner les lignes de champ, ou d'incliner tout le support de la sonde, c'est la sonde de Langmuir elle-même qui est inclinée, voir photographie en figure 2.20. Dans cette étude nous nous plaçons dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment (mêmes paramètres du plasma qu'au tableau 2.4), et la position de la sonde est toujours fixée à (0, 40, 60) mm par rapport au centre de l'électrode (voir fig.2.13). N'ayant pas de dispositif dédié à cette tâche, la sonde est inclinée *à la main*, et un cliché nous permet de mesurer l'angle via un logiciel graphique. Les différentes inclinaisons que nous allons étudier ici sont 0° , 6° , 12° , 18° , 40° et 94° . Nous insistons sur le fait que cette série d'angles (6 – 12 – 18) est tout à fait fortuite, puisque l'inclinaison n'est pas parfaitement contrôlée, ni ajustable à souhait.

Position	Pression	Fréquence	Champ magnétique	Puissance RF
(0, 40, 60) mm	0.96 Pa	25 MHz	$0 \leq B \leq 105$ mT	$20 \leq P \leq 200$ W

Tableau 2.4 – Conditions de décharge pour l'étude des effets de l'angle entre la sonde et les lignes de champ magnétique. Pour information, l'équivalent en Torricelli de 0.96 Pa est 7.2 mTorr. Nous avons utilisé une décharge à couplage direct et l'électrode est alignée avec \vec{B} . Les angles de la sonde considérés sont 0° , 6° , 12° , 18° , 40° et 94° .

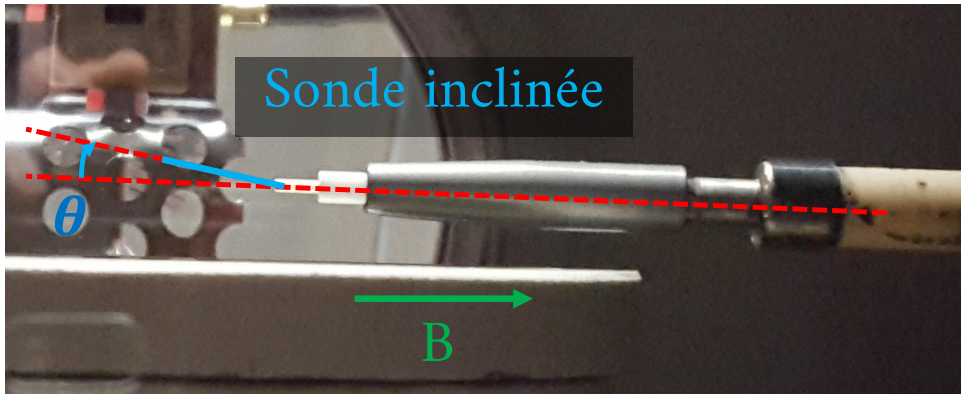


Figure 2.20 – Photographie de la sonde inclinée avec l’axe z (la position de la sonde a été surlignée en bleu). L’angle est déterminé avec le logiciel en ligne [GÉOGÉBRA](#).

2.4.1 Effets sur les caractéristiques brutes

Nous avons tracé en figure 2.21 un échantillon des caractéristiques obtenues durant notre étude (l’étude complète a été réalisée sur 858 caractéristiques) afin de réaliser quelques observations qualitatives. Tout d’abord nous remarquons que pour $B = 0$ mT, fig.2.21(a), les caractéristiques sont quasiment identiques, ce qui s’explique par le fait qu’en l’absence de champ magnétique, le plasma est isotrope, et que par conséquent il n’y a pas d’axe privilégié. Notons que le léger écart entre les différentes caractéristiques s’explique par le fait que le réacteur a dû être remis à l’air entre chaque changement d’inclinaison, ce qui a pu modifier les conditions de décharge en altérant l’état de surface des parois internes de l’enceinte, ou même en modifiant très légèrement l’état de surface de la sonde elle-même [Clements, 1978].

Ensuite, pour $B \neq 0$ mT, nous remarquons que la partie ionique semble relativement insensible à l’inclinaison de la sonde. Cela s’explique par le fait qu’à 100 mT le rayon de Larmor ionique reste de l’ordre de 5 cm, ce qui est plus grand que L_p , la portion de sonde faisant face aux lignes de champ pour une inclinaison de 90° . En d’autres termes, les ions restent démagnétisés sur toute la gamme d’inclinaisons étudiée (i.e. $\beta_i \ll 1$).

Nous remarquons une diminution de l’amplitude du courant électronique à mesure que θ diminue, contrairement au courant ionique qui ne change pas significativement. Pour apporter une réponse à ce phénomène, il faut donc se rappeler que la surface de collection des électrons sous champ magnétique se limite globalement à la surface mouillée par les lignes de champ (voir fig.2.22). Suite à cela, la surface effective de collection (qui est une image du courant de saturation électronique) peut s’écrire,

$$S_{\text{eff}}(\theta) \simeq \pi r_p^2 \cos \theta + \pi r_p L_p \sin \theta, \quad (2.40)$$

ce qui permet d’expliquer l’augmentation de I_{esat} avec θ . Notons également que pour expliquer l’augmentation de l’amplitude des courants avec le champ magnétique, il faut se référer aux puissances effectives (indiquées dans chaque légende) qui augmentent avec B .

Précisons aussi que dans les faits, l’équation (2.40) doit être corrigée d’un facteur propor-

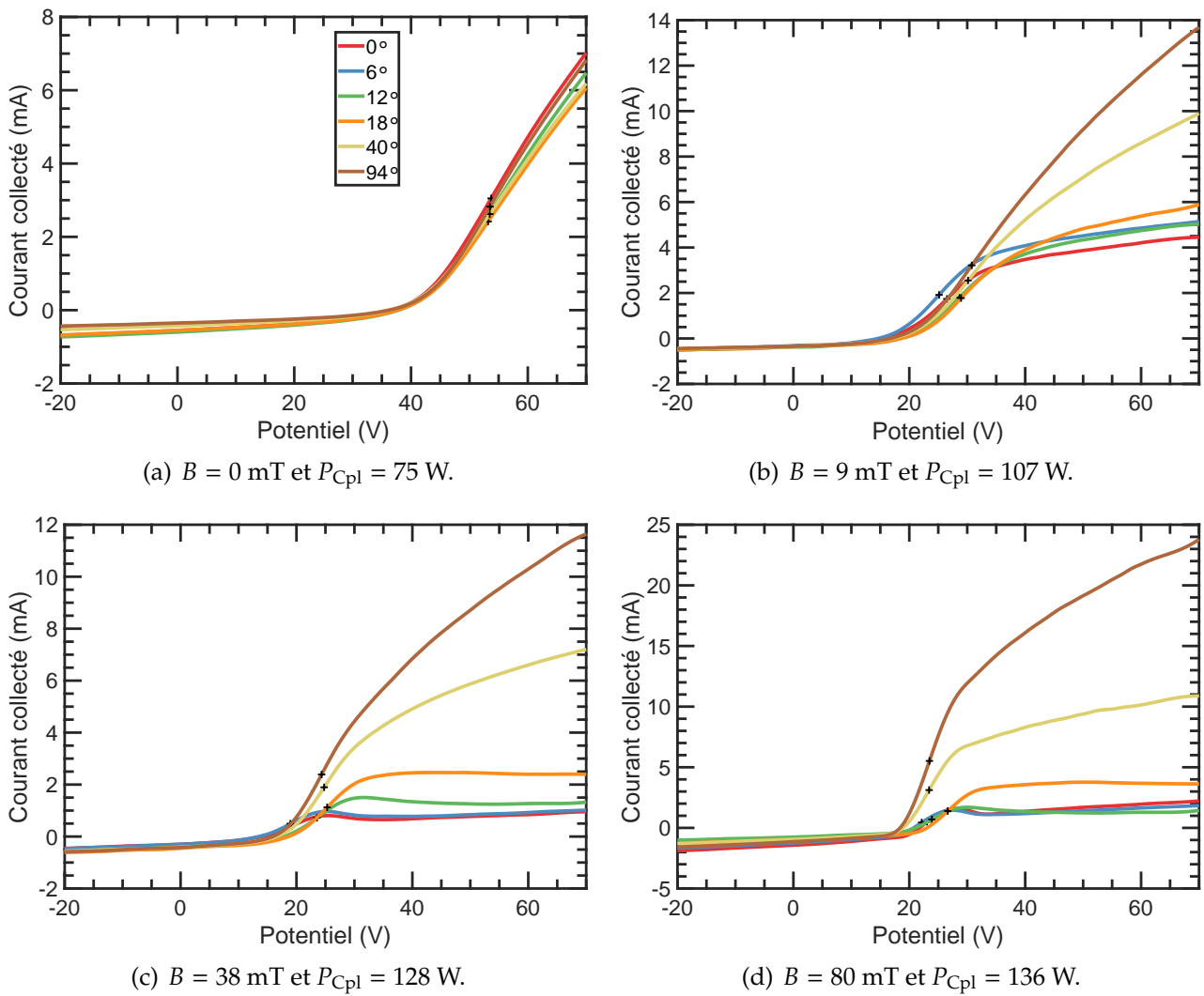


Figure 2.21 – Allure des caractéristiques courant-tension d’une sonde cylindrique inclinée avec les lignes de champ magnétique, pour plusieurs valeurs de B à $P_{\text{inj}} = 200 \text{ W}$. Les croix indiquent la position du potentiel plasma « classique », où dI/dV est maximale.

tionnel à la portion de la sonde dans la direction longitudinale (conformément à ce qui a été

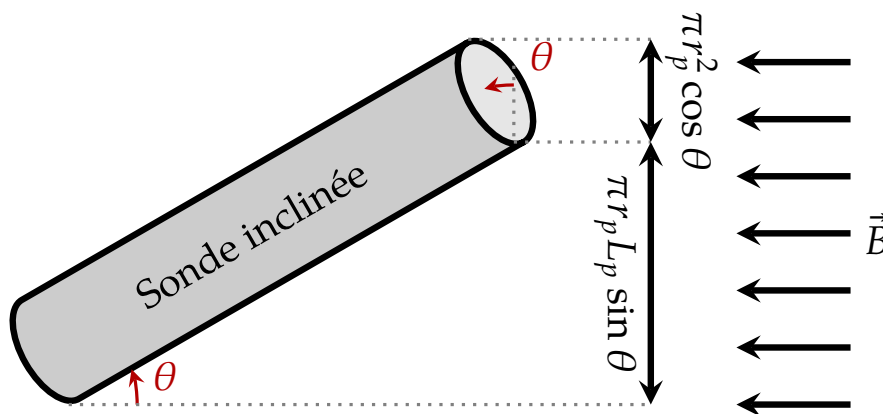


Figure 2.22 – Schéma indiquant la surface effective de collection des électrons (à fort champ magnétique) pour une sonde de Langmuir inclinée d’un angle θ avec les lignes de champ.

vu à la section 2.3). Cette correction tend vers 0 lorsque B augmente, et la surface de collection devient rigoureusement égale à l'équation (2.40), expliquant de ce fait l'apparition d'un palier de plus en plus prononcé de fig.2.21(b) à fig.2.21(d). Encore une fois, nous constatons l'apparition d'une bosse au voisinage du potentiel plasma, mais uniquement pour les faibles angles et les forts champs.

2.4.2 Les effets sur la densité et la température

Pour réaliser cette étude, nous nous sommes placés dans une région du réacteur où le plasma est homogène dans la direction transverse (nous verrons cela plus précisément dans le chapitre suivant) [Ledig *et al.*, 2020b]. Dès lors, il est tout à fait logique de mesurer la même température ainsi que la même densité, d'autant plus que les ions sont considérés comme très faiblement magnétisés, quel que soit l'angle d'inclinaison. C'est bien ce que nous observons, figures 2.23(a) à 2.23(c) : la densité ionique et T_e sont indépendants de l'angle d'inclinaison de la sonde θ .

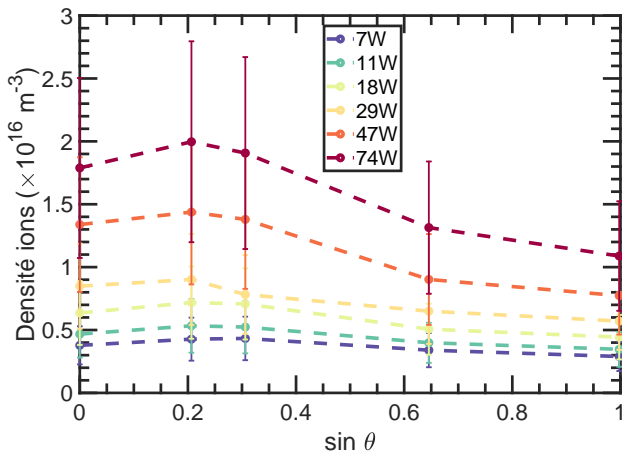
A l'opposé, nous avons également tracé la densité électronique, déterminée à l'aide de la méthode de Druyvesteyn brute ($S_p = 2\pi r_p L_p$) en figure 2.23(d) et 2.24. Contrairement à la densité ionique, celle des électrons semble dépendre de l'inclinaison de la sonde, et ce, malgré le fait que nous sondons le *même plasma* quel que soit l'angle. Afin d'expliquer cela, il faut encore une fois se référer à notre étude précédente sur la surface effective de collection, qui est limitée à la surface de la sonde faisant face aux lignes de champ. Cela s'observe expérimentalement, fig.2.23(d), puisque n_e est proportionnel à $\sin \theta$.

Toutes ces observations faites sur des mesures de sonde inclinée par rapport aux lignes de champ magnétique sont importantes et intéressantes car elles nous permettent d'énoncer un certain nombre de conclusions :

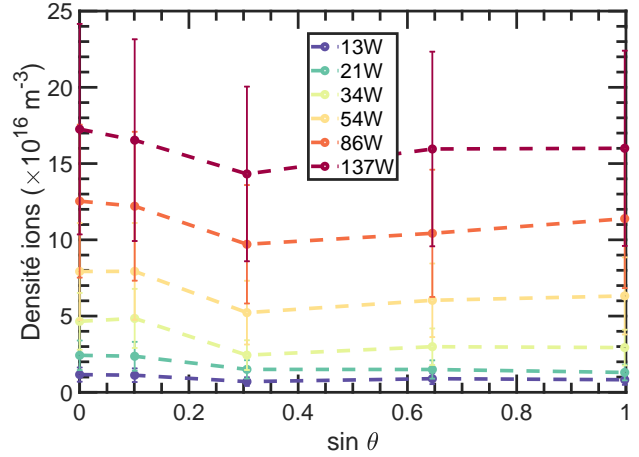
- (i) Notre algorithme d'exploitation des caractéristiques par ajustement itératif est validé au vu de la constance de la densité et de la température par rapport à l'angle d'inclinaison de la sonde.
- (ii) Par conséquent, les ions sont bel et bien démagnétisés dans la gamme de champs magnétiques explorée, par conséquent l'exploitation du courant ionique est plus simple et plus pertinente.
- (iii) Le courant électronique est très sensible à l'inclinaison de la sonde, ce qui rend son exploitation très compliquée et discutable, malgré les modèles de surface de collection qui ont été mis au point dans les paragraphes 2.3.2 et 2.3.3.

2.4.3 Le cas des électrons

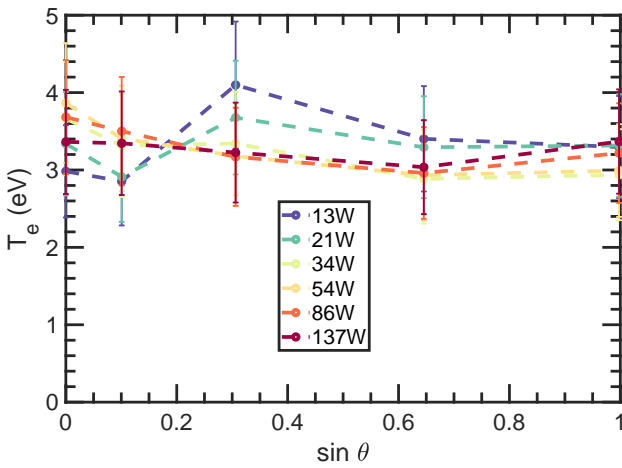
Comme nous l'avons fait précédemment, nous pourrions tout à fait établir une théorie de *surface effective de collection pour une sonde inclinée...* cependant, au vu de la complexité mathématique et physique déjà présente pour une sonde alignée avec les lignes de champ, mettre en place une telle théorie serait très chronophage, et son utilité serait très incertaine.



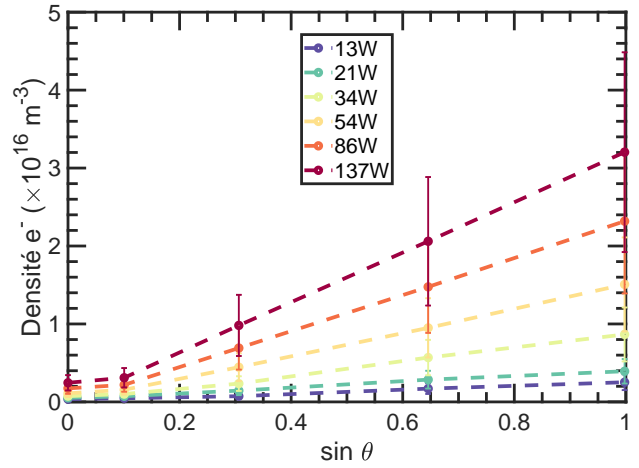
(a) Densité ionique (M.A.I), $B = 0$ mT.



(b) Densité ionique (M.A.I), $B = 104$ mT.



(c) Température électronique (M.A.I), $B = 104$ mT.



(d) Densité électronique (Druyvesteyn), $B = 104$ mT.

Figure 2.23 – Évolution de l'estimation des paramètres du plasma en fonction de l'inclinaison de la sonde. Les puissances indiquées dans les légendes sont les puissances couplées.

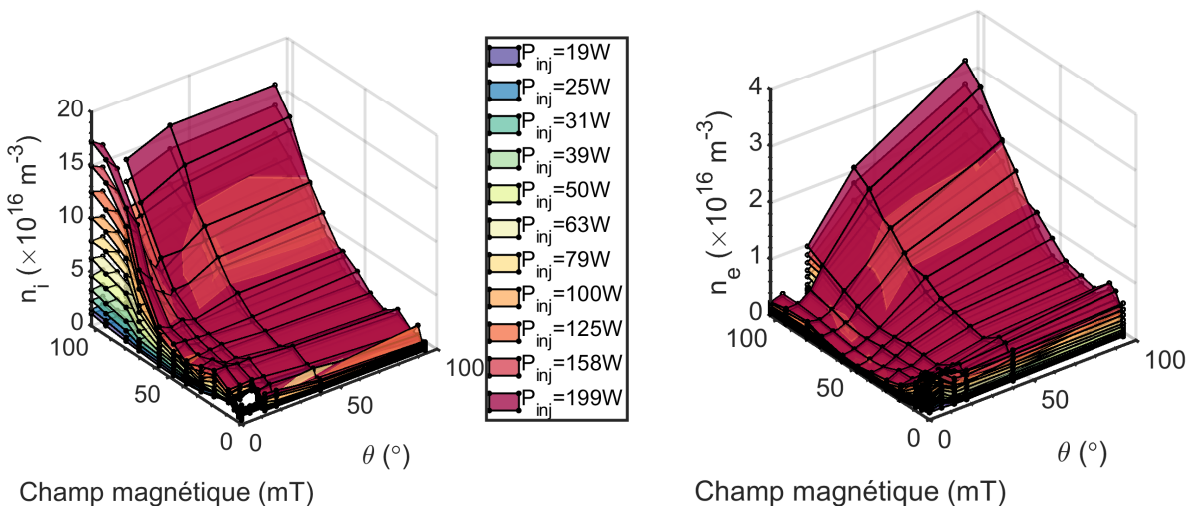


Figure 2.24 – Comparaison de la densité ionique avec la densité électronique sur toute la gamme de champ magnétique et d'inclinaison.

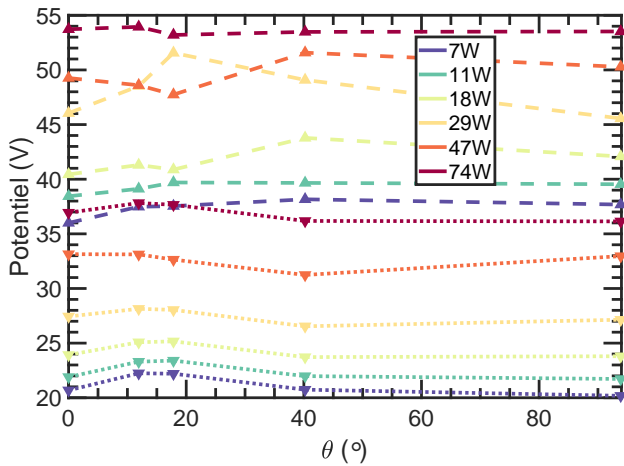
En effet, connaître la surface de collection des électrons permet simplement d'exploiter la partie électronique de la caractéristique, dans le but de déterminer, *in fine*, n et T_e ; alors que, l'exploitation du courant ionique nous permet déjà d'accéder à ces paramètres.

Malgré tout, nous pouvons, réaliser une étude qualitative sur les effets de l'inclinaison sur le courant électronique. Nous allons cependant nous contenter d'étudier le cas limite pour un champ magnétique fort, $B = 104$ mT afin de simplifier notre analyse, et de faire tendre au mieux S_{eff} vers son expression (2.40). Commençons par étudier l'évolution des potentiels flottant et plasma en fonction de θ : le potentiel plasma est, comme la densité, sensé être homogène dans la région sondée. Cela est vérifié expérimentalement pour $B = 0$ mT, figure 2.25(a), où $\phi_p = \text{cte.} \pm 2$ V près $\forall \theta$ pour une puissance donnée. Avec l'ajout d'un champ magnétique fort, fig.2.25(b), il y a apparition de deux régions : $\theta \leq 6^\circ$ où le potentiel plasma est plus faible et $\theta \geq 18$ où ϕ_p est à nouveau constant. La transition entre les deux régions correspond à un gain en potentiel de l'ordre de +3 V en moyenne. En observant les mesures $I(V)$ correspondantes, nous remarquons que les deux premières valeurs ont été tirées d'une caractéristique bossue. Cela indiquerait que la présence d'une bosse influe sur les paramètres estimés du plasma (n , T_e et ϕ_p). Une chute de densité électronique, par exemple, expliquerait la bosse, ainsi que la chute du potentiel plasma.

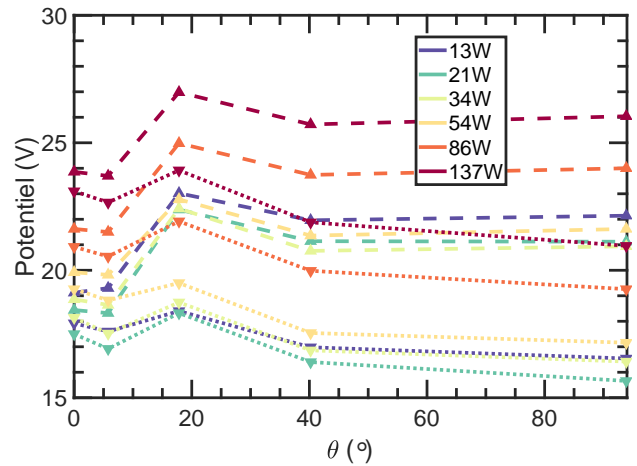
Usoltceva [2019] a mis en application une méthode pour déterminer le potentiel plasma pour une caractéristique bossue en utilisant une méthode d'intersection entre la partie exponentielle et le courant de saturation électronique. Pour ce faire, les régions entre V_{fl} et ϕ_p (déterminés classiquement), ainsi que le courant de saturation sont linéarisés : $I_{\text{exp}} = a_1 V + b_1$ et $I_{\text{sat}} = a_2 V + b_2$. Puis l'intersection des deux courbes donne la position du *nouveau* potentiel plasma. Le raisonnement est parfaitement logique puisque le potentiel plasma est défini comme étant le point d'inflexion de la caractéristique, où la courbe commence à quitter sa phase de croissance exponentielle pour entrer dans sa phase de saturation. Nous pouvons affiner cet algorithme en utilisant la théorie O.M.L., car le courant de saturation électronique est également régi par l'équation (2.8). En approximant le courant électronique par une fonction de la forme $I_{\text{sat}} = a_3 V + b_3 + c_3 \sqrt{V}$ (développement limité à l'ordre 1 en V de (2.8)), nous trouvons un meilleur ajustement du I_{esat} , et l'intersection avec I_{exp} donne la position du *nouveau* potentiel plasma. Quelques exemples sont tracés en figure 2.25(c), et les nouvelles valeurs de ϕ_p sont mises à jour pour les caractéristiques bossues en fig.2.25(d) (l'algorithme complet est donné en annexe D, p.187). Le résultat semble plus acceptable, et le potentiel plasma mesuré est bien constant (à ± 1 V près) quel que soit l'angle d'inclinaison. Notons tout de même que l'utilisation de la valeur classique du potentiel plasma⁵ reste valable pour l'exploitation des caractéristiques avec la M.A.I. au vu des résultats expérimentaux présentés plus haut, et des travaux déjà publiés [Ledig *et al.*, 2020b].

Enfin, il est clair (fig.2.25(d)) que l'écart entre les potentiels flottant et plasma augmente à mesure que l'on augmente l'angle d'inclinaison – et plus précisément, le potentiel flottant diminue avec θ . Pour comprendre cela, il faut se rappeler de la définition du potentiel flottant,

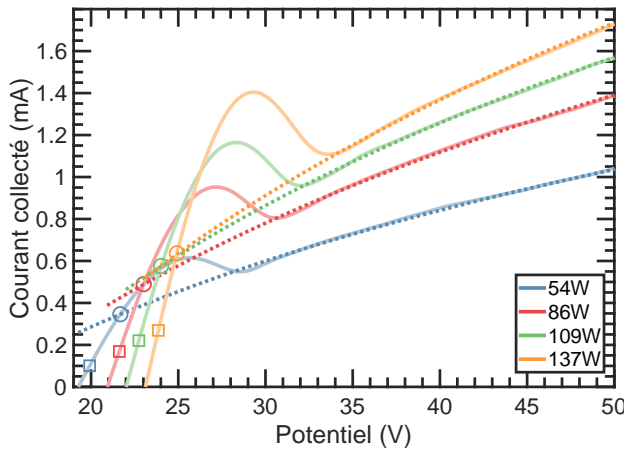
5. C'est à dire le lieu de la caractéristique où la dérivée première est maximale.



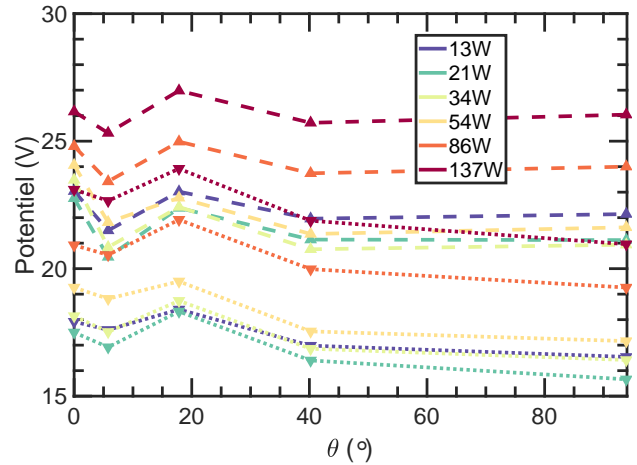
(a) $B = 0$ mT. Potentiel plasma ($-\Delta-$) et potentiel flottant ($\cdot\nabla\cdot$).



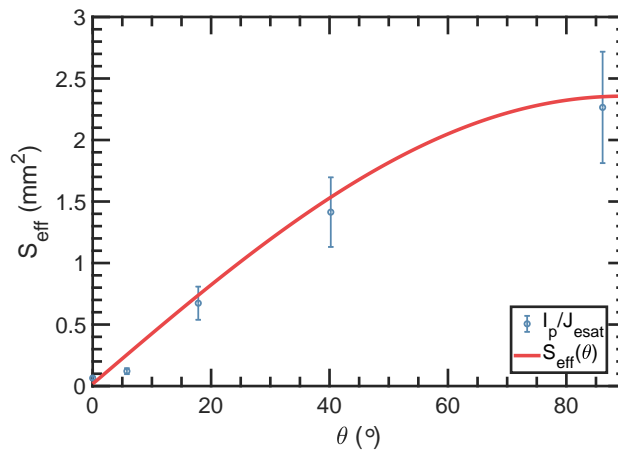
(b) $B = 104$ mT, brut. Potentiel plasma ($-\Delta-$) et potentiel flottant ($\cdot\nabla\cdot$).



(c) Détermination du potentiel plasma par méthode d'intersection (carrés : ancien ϕ_p , ronds : nouveau ϕ_p).



(d) $B = 104$ mT, corrigé pour les petits angles. Potentiel plasma ($-\Delta-$) et potentiel flottant ($\cdot\nabla\cdot$).



(e) Évolution de la surface effective de collection.

Figure 2.25 – Comportement des électrons avec le changement de l'angle d'inclinaison de la sonde. La puissance indiquée est la puissance couplée.

potentiel pour lequel les courants arrivant à la sonde s'annulent. Par conséquent,

$$I_e = I_i \Leftrightarrow enc_s S_p = \frac{1}{4} en \bar{u}_e e^{e(V_{fl} - \phi_p)/k_B T_e} S_{eff}$$

$$\Rightarrow V_{fl} \simeq \phi_p + \frac{k_B T_e \varphi_{fl}}{e} + \frac{k_B T_e}{e} \ln 2 - \frac{k_B T_e}{e} \ln \left[\sin \theta + \frac{r_p}{L_p} \cos \theta \right] \quad (2.41)$$

Pour une température moyenne de 3.2 eV à 137 W de puissance couplée, la chute de potentiel due à une inclinaison de la sonde de 18° à 90° est de l'ordre de 3.7 V, ce qui est observé expérimentalement. Pour les angles plus faibles, la formule de S_{eff} doit être modifiée, car des électrons peuvent également se déposer sur la partie latérale de la sonde. En figure 2.26, nous avons comparé les valeurs mesurées du potentiel flottant avec les valeurs obtenues en utilisant la formule (2.41). Cela nous permet encore une fois de supposer que l'expression $S_{eff}(\theta)$ est une bonne approximation pour évaluer la surface effective de collection des électrons dans un plasma magnétisé et une sonde de Langmuir inclinée.

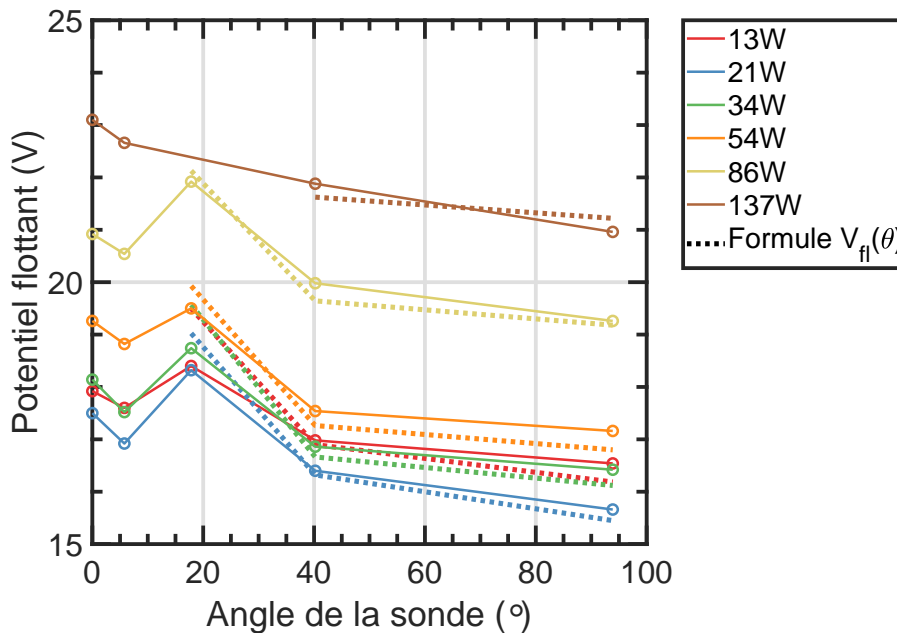


Figure 2.26 – Comparaison entre l'expression (2.41) donnant l'évolution du potentiel flottant en fonction de l'angle d'inclinaison de la sonde pour $\theta \geq 18^\circ$ (en dessous, le modèle surestime la valeur réelle).

Comme pour notre étude détaillée de la surface effective de collection d'une sonde alignée avec les lignes de champ, nous avons ici déterminé expérimentalement $S_{eff} = I_p / J_{esat}$ pour $B = 104$ mT, et $P_{Cpl} = 137$ W, figure 2.25(e). La courbe expérimentale (points bleus) est comparée à la courbe théorique S_{eff} de l'équation (2.40). Nous retrouvons bien une surface effective de collection d'environ 235 mm^2 pour $\theta = 90^\circ$, correspondant à la valeur numérique de $\pi r_p L_p$, la tranche latérale de la sonde faisant face à \vec{B} . La valeur mesurée pour $\theta = 0^\circ$, est de l'ordre de $6,5 \times 10^{-2} \text{ mm}^2$, correspondant à la surface frontale de la sonde πr_p^2 ainsi que de 1% de la surface latérale, ce qui est cohérent avec ce qui a été établi précédemment. En revanche, pour des angles intermédiaires, les calculs deviennent bien plus compliqués

que dans le modèle antérieur, et nous ne parvenons pas à ajuster parfaitement la loi $S_{\text{eff}}(\theta)$ avec les mesures expérimentales. Que devient le critère de magnétisation? *Quid* du critère de collection? Quoiqu'il en soit, le dispositif expérimental à notre disposition ne nous permet pas de répondre proprement à cette question à cause de la limitation technique qui nous empêche de fixer et faire varier l'angle de la sonde à souhait.

Toutes ces observations, bien que cohérentes avec les calculs réalisés dans les sections précédentes, nous montrent bien que les électrons dans un plasma magnétisé ont un comportement très complexe, et qu'une simple inclinaison de la sonde peut fausser les mesures de potentiel plasma, de densité électronique, etc. Cela nous conforte dans notre technique d'approche, qui est d'exploiter uniquement la partie ionique de la caractéristique $I(V)$, en complément de la partie exponentielle que nous supposons peu altérée par l'ajout d'un champ magnétique.

2.5 Caractéristiques de sonde bossues

Les bosses sur les caractéristiques courant–tension lors de mesures sous champ magnétique ont été observées à plusieurs reprises dans la littérature [Dote et Amemiya, 1964, 1967; Amemiya et Dote, 1969; Mihaila *et al.*, 2013; Usoltceva *et al.*, 2018a,b]. L'origine physique de cette bosse est indéterminée, bien que le modèle de surface effective de collection proposé par Dote a permis de retrouver une bosse sur des caractéristiques théoriques (mais dont l'amplitude est plus faible que celles observées ici). Dote propose d'ailleurs que le maximum de la bosse coïncide avec la position du potentiel plasma marquant la transition entre le régime croissant et décroissant de collection du courant électronique. De son côté, Mihaila montre que le potentiel plasma se situe bien dans la partie exponentielle, là où l'intensité lumineuse du plasma entourant la sonde est à son maximum lors de la mesure. Après étude de ses données expérimentales, nous pouvons présumer que cette nouvelle position du potentiel plasma est proche de celle fournie par la méthode d'intersection décrite précédemment. En plus de cela, Mihaila introduit la notion de résistance « négative du plasma » qui expliquerait cette décroissance du courant collecté.

Position	Pression	Fréquence	Champ magnétique	Puissance RF
(0, 40, 60) mm	0.96 Pa	25 MHz	$0 \leq B \leq 105$ mT	$20 \leq P \leq 200$ W

Tableau 2.5 – Rappel des conditions de décharge. Pour information, l'équivalent en Torricelli de 0.96 Pa est 7.2 mTorr. Nous avons utilisé une décharge à couplage direct et l'électrode est alignée avec \vec{B} . Les angles de la sonde considérés sont 0° , 6° , 12° , 18° , 40° et 94° .

A ce stade, nous voyons que la communauté scientifique n'est pas en phase en ce qui concerne l'explication physique de cette bosse. Dans cette partie, nous allons proposer d'étudier les caractéristiques de sonde bossues en observant comment elles évoluent en modifiant plusieurs paramètres de décharge comme l'angle de la sonde, l'intensité du champ magné-

tique, la puissance RF ainsi que la pression du gaz injecté. Cela nous permettra de poser les bases de notre réflexion et ainsi, suggérer une théorie permettant d'expliquer l'origine physique du caractère non-monotone des caractéristiques.

2.5.1 L'influence des paramètres de décharge

En nous penchant sur les figures 2.27(a) à 2.27(d), nous voyons que pour les angles rasants (de 0° à 6° au moins), la bosse est toujours présente à cette valeur de champ magnétique. Lorsqu'on augmente la puissance RF, même les mesures réalisées à des angles plus inclinés montrent l'apparition d'une bosse. Par exemple la courbe à 12° est typique d'une caractéristique double sonde à 13 W en fig.2.27(a), mais dès 42 W de puissance couplée, fig.2.27(b), présente une bosse (la même transition peut être faite à 18° à partir de 106 W). Ce qui indique que la RF joue un rôle dans l'apparition de la bosse.

Une autre observation que l'on peut faire, est l'évolution du courant de saturation électronique après la bosse : toutes les courbes adoptent la même croissance une fois que les effets de la bosses sont résorbés (si bosse il y a). Cela se comprend facilement si nous linéarisons la théorie O.M.L. :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{esat}}(V \gg \phi_p) &= \frac{1}{4} e n \bar{u}_e S_p \left[2 \sqrt{\frac{e(V - \phi_p)}{\pi k_B T}} + e^{e(V - \phi_p)/k_B T_e} \operatorname{erfc} \left(e \frac{V - \phi_p}{k_B T} \right) \right] \\
 &\sim I_0 \left[1 + 2 \sqrt{\frac{e(V - \phi_p)}{\pi k_B T}} + e \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \right) \frac{V - \phi_p}{k_B T_e} \right] \\
 &= I_0 \left[b + aV + c\sqrt{V} \right] \tag{2.42}
 \end{aligned}$$

avec les coefficients a , b et c ne dépendant que de la température T_e et du potentiel plasma ϕ_p . En normalisant cette expression à $I(V = 70 \text{ V})$, nous nous débarrassons de la dépendance en n , contenue dans I_0 . Ainsi, comme le plasma sondé est le même quel que soit l'angle d'inclinaison, T_e et ϕ_p sont constants d'une courbe à l'autre ; ce qui implique que le terme entre crochets est le même. Cela explique l'évolution similaire du courant électronique de saturation quel que soit θ . En comparant les courbes pour $\theta = 94^\circ$ et $\theta = 0^\circ$, loin de ϕ_p , nous pouvons supposer que cette loi reste valable, qu'il y ait une bosse ou non. Par déduction, nous pouvons dire que la bosse fait simplement la jonction entre le régime exponentiel et un régime de saturation tout à fait classique. En d'autres termes, la physique est la même pour $V \gg \phi_p$. Cela semble indiquer que l'apparition et la morphologie de la bosse dépendent principalement de la densité du plasma, c'est d'ailleurs pour cette raison que nous avons utilisé le terme « un régime » de saturation propre à une densité électronique.

Déterminer la présence ou non d'une bosse sur une caractéristique est numériquement très simple, il suffit de vérifier si la caractéristique possède un point tel que $dI/dV < 0$. Ce test a été réalisé sur l'ensemble des 858 caractéristiques acquises pour l'étude afin d'établir pour quelles conditions une bosse était visible. Le résultat est une matrice tridimension-

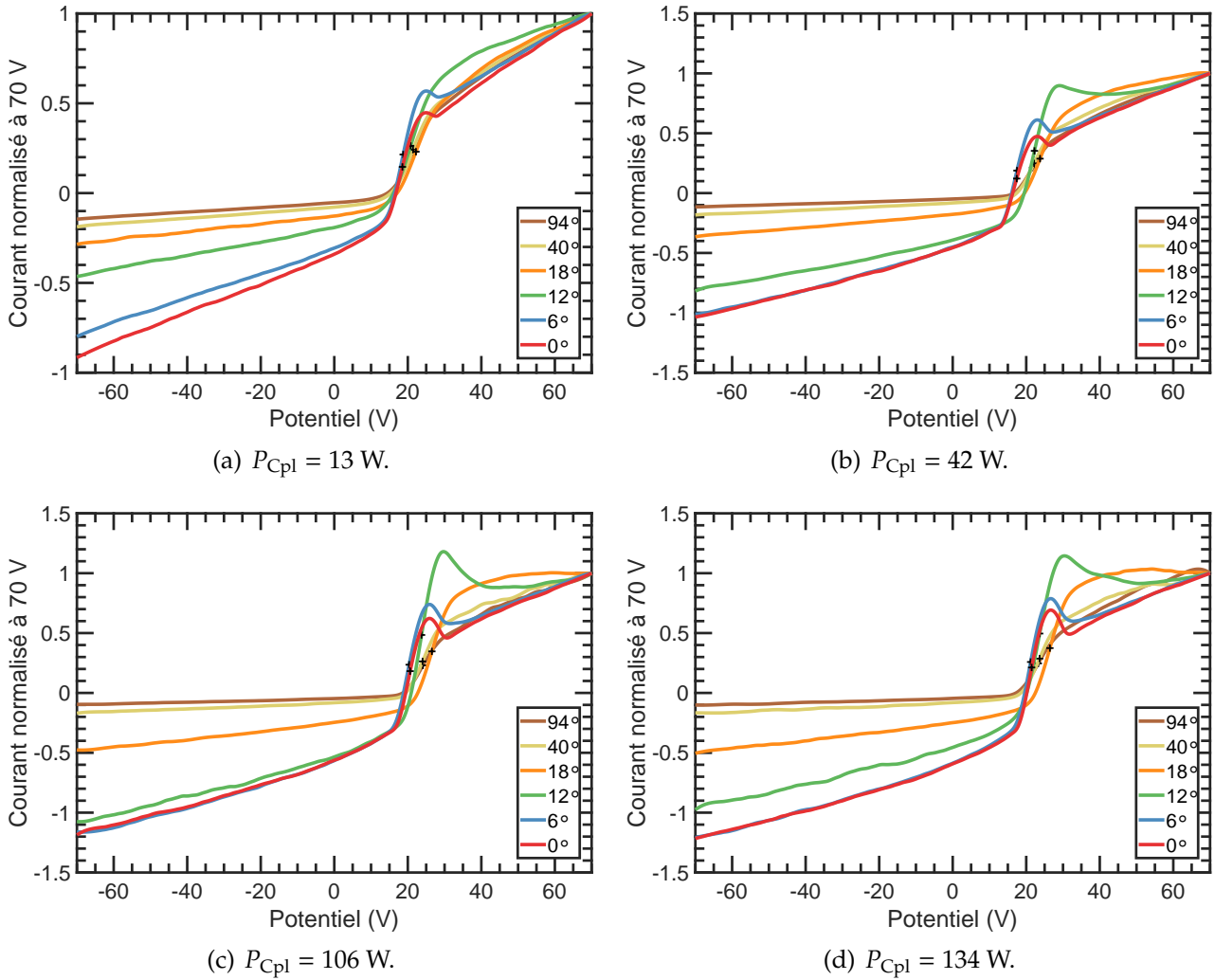
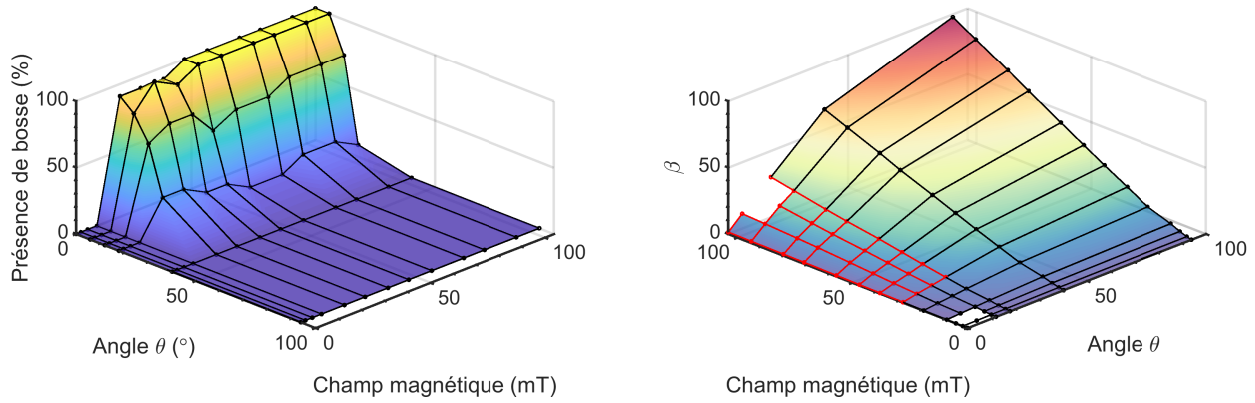


Figure 2.27 – Évolution des caractéristiques $I(V)$ normalisée à $I(V = 70 \text{ V})$ à $B = 71 \text{ mT}$, pour plusieurs angles et une puissance couplée croissante.

nelle, fonction de (θ, B, P) compliquée à visualiser. L'étude faite jusque ici nous indique que l'augmentation de la puissance RF entraîne l'apparition de la bosse. Ainsi, en figure 2.28(a), nous avons tracé le pourcentage de présence d'une bosse pour toutes les puissances RF, en fonction du champ magnétique et de l'angle de la sonde. C'est à dire que pour une condition de mesure donnée (B_0, θ_0) , si le taux de présence est de 100%, alors il y a une bosse pour toutes les puissances à ces conditions – en revanche, si le taux est de 50% alors la bosse est présente pour la moitié supérieure des puissances étudiées.

Une bosse est donc présente sur les caractéristiques à partir du moment où $B \geq 20 \text{ mT}$ et $\theta \leq 18^\circ$, sachant que pour les angles plus élevés, seul les puissances les plus importantes génèrent une bosse. Notons cependant que cette cartographie est limitée par le fait que l'on ne puisse pas régler finement l'inclinaison de la sonde, ce qui ne nous permet pas de déterminer plus précisément l'angle limite. Nous sommes tentés de dire que la présence d'une bosse est en lien avec le paramètre de magnétisation β : si nous définissons le rayon apparent de la sonde comme étant,

$$r_{\text{app.}} = \frac{r_p \cos \theta + L_p \sin \theta}{2}, \quad (2.43)$$



(a) Cartographie indiquant la présence d'une bosse (moyenné sur tout les puissances RF étudiées) en fonction du champ magnétique et de l'angle de la sonde. (b) Évolution du paramètre de magnétisation en fonction de θ et B . Les nœuds rouges coïncident avec la présence d'une bosse (fig.2.28(a)).

Figure 2.28 – Présence d'une bosse et comparaison avec le paramètre de magnétisation β .

alors $\beta = r_{app.}/\rho_{ce}$ dans ces conditions. Nous pouvons justifier cette approximation par le fait que d'une part, seule la dimension la plus grande importe (c'est elle qui va *couper* la trajectoire cyclotron), et d'autre part, que les électrons se déposent uniquement sur une faible portion de la sonde dans la direction longitudinale. Le résultat est tracé en figure 2.28(b), et... nous ne pouvons pas en tirer de conclusions! Le coefficient β s'étend sur une large gamme de valeurs, en évoluant entre $1 \leq \beta \leq 50$ pour $0^\circ \leq \theta \leq 18^\circ$. Ces observations nous indiquent cependant que la bosse n'a *a priori* pas d'explication purement géométrique, et qu'il faut se pencher sur la dynamique du tube de flux connecté à la sonde, et notamment sur une perte de densité de ce tube.

Un dernier argument qui permet de conforter cette hypothèse, est l'étude de l'évolution d'une caractéristique avec la pression du gaz. En figure 2.29 nous avons analysé l'évolution d'une mesure courant-tension à 80 mT et 54 W de puissance couplée, en augmentant graduellement la pression. Il s'avère que pour les faibles pressions, en dessous de 6.48 Pa, il y a présence d'une bosse, au delà de cette valeur, la bosse disparaît et la courbe tend de plus à plus vers une caractéristique double-sonde classique. À cette pression, la fréquence de collisions électron/neutre reste plus faible que les fréquences plasma- et cyclotron- électronique, mais surpasse la fréquence RF [Gerhard, 2009] permettant ainsi de démagnétiser les électrons, et de permettre des flux transverses d'électrons. Cela semble corroborer nos précédentes spéculations sur le fait que la bosse soit due à une déplétion de densité du tube de flux connecté à la sonde. En effet, à faible pression, les flux transverses (par exemple la diffusion) sont faibles, et le tube de flux est plus *étanche* au plasma extérieur. Réciproquement, à plus haute pression, l'augmentation de la collisionnalité diminue les effets du confinement magnétique et améliore les flux diffusifs transverses (cf. section 1.2.2, p.12).

En résumé, en cas de forte magnétisation, faible collisionnalité (donc faible pression), forte puissance RF (forte densité $\omega_{pe} \geq \omega_{ce}$), et aux faibles angles (surface frontale du tube de flux connecté à la sonde très faible) alors une bosse prononcée apparaîtra. Par conséquent

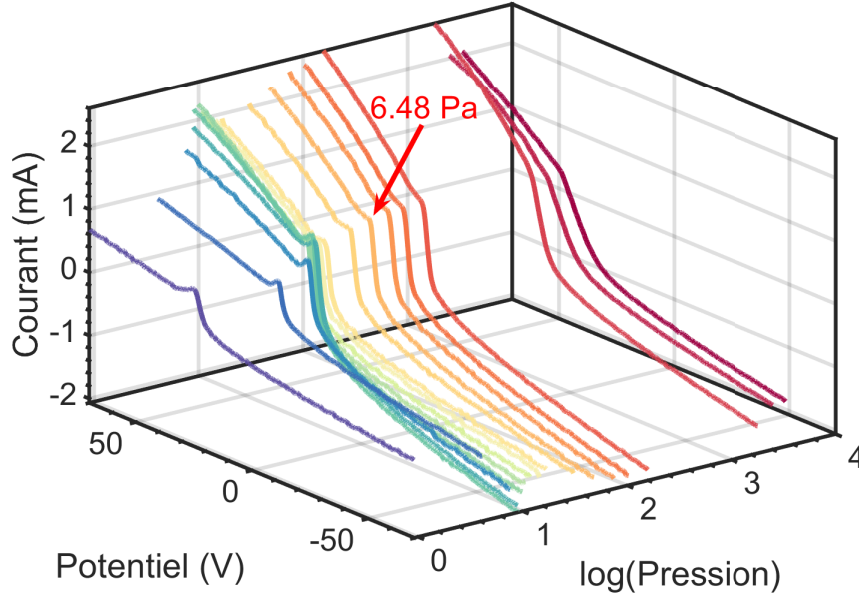


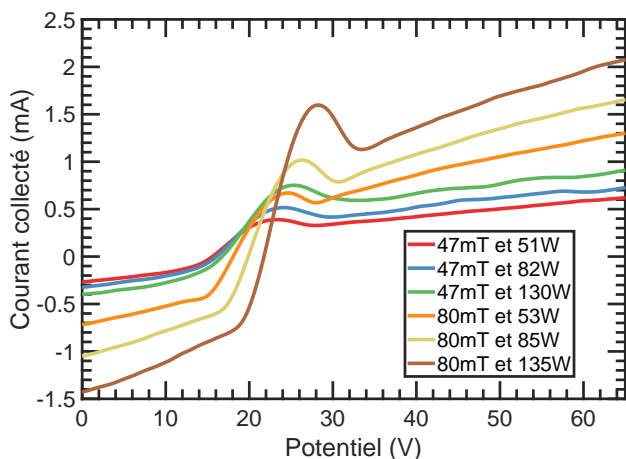
Figure 2.29 – Évolution d’une caractéristique à 80 mT, 54 W de puissance couplée pour différentes pressions de gaz injecté. L’axe des pressions est donné en $\ln(p_{\text{He}}/1 \text{ Pa})$. La dernière bosse est visible à 6.48 Pa.

à ce stade, nous supposons que la bosse est due à une diminution de la densité électronique dans le tube de flux connecté à la sonde, et que la cause de cette diminution est la mesure elle-même : cela explique la décroissance. Pour expliquer la ré-augmentation de $I(V)$ et le retour à un courant de saturation électronique classique, il est nécessaire d’introduire un nouveau mécanisme qui permet de contre-balancer ce pompage. Ce mécanisme est la diffusion transverse. À forte pression, la diffusion ne permet pas au pompage d’avoir une incidence sur la mesure et sur le plasma à proximité de la sonde. À plus faible pression en revanche, il y a compétition entre, d’une part le flux de pompage Φ_P , et d’autre part le flux de diffusion Φ_D . Comme le flux de diffusion est proportionnel à la surface latérale S_L du tube de flux, et que le rayon de ce dernier augmente avec le potentiel appliqué (dû à l’élargissement de la gaine autour de la sonde), la présence d’une bosse s’expliquerait par le fait que suivant la gamme de potentiel balayé nous vérifions,

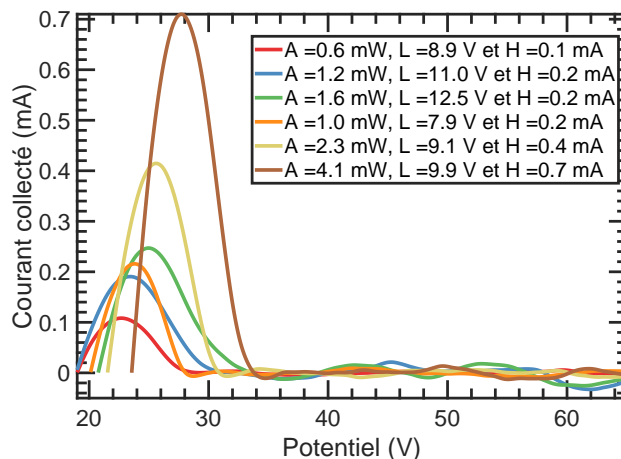
$$\begin{cases} \Phi_P \geq \Phi_D \Leftrightarrow \Phi_P \geq D_{\perp} |\vec{\nabla} n| S_L (V \leq V_{\text{crit}}) \Leftrightarrow I(V \leq V_{\text{crit}}) \searrow \\ \Phi_P \leq \Phi_D \Leftrightarrow \Phi_P \leq D_{\perp} |\vec{\nabla} n| S_L (V \geq V_{\text{crit}}) \Leftrightarrow I(V \geq V_{\text{crit}}) \nearrow \end{cases} \quad (2.44)$$

2.5.2 Caractéristiques des bosses

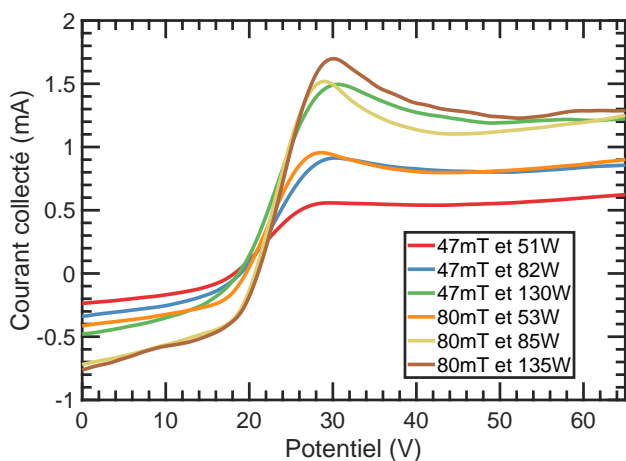
Jusqu’ici, nous avons étudié les bosses de façon qualitative, mais en utilisant la méthode de détermination du potentiel plasma par intersection, il est possible d’isoler la bosse de la caractéristique complète et d’en déduire ses paramètres (hauteur, largeur et aire). Effectivement, l’ajustement du courant électronique de saturation par la fonction (2.42) nous permet de retirer cette contribution de la caractéristique totale et d’en déduire $I_B(V) \equiv I(V) - I_{\text{esat}}$, la



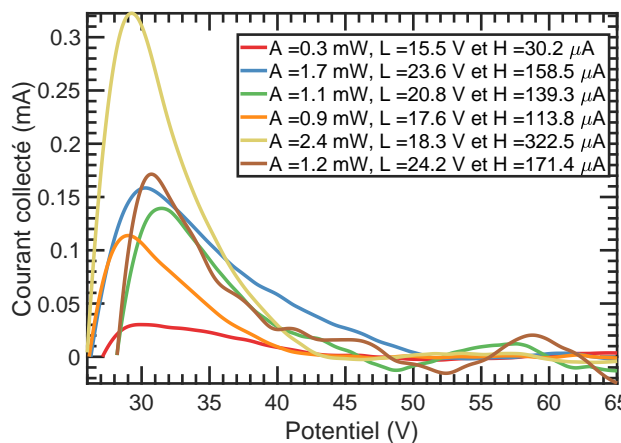
(a) $I(V)$ à $\theta = 0^\circ$.



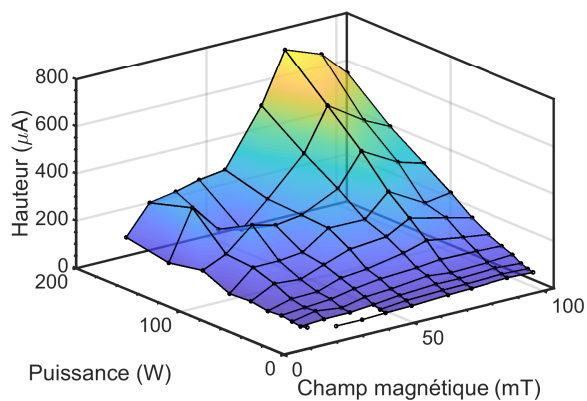
(b) $I_B(V)$ à $\theta = 0^\circ$. Où A est l'aire de la bosse, H sa hauteur, et L sa largeur.



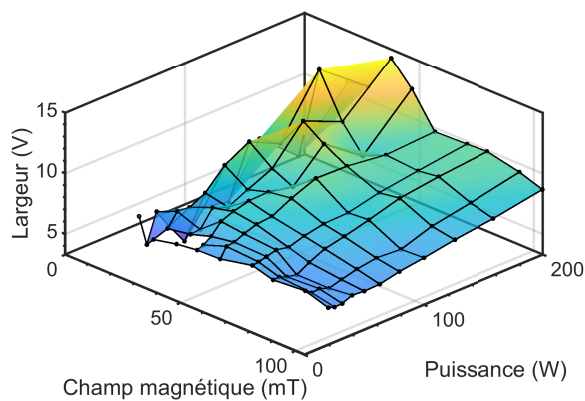
(c) $I(V)$ à $\theta = 18^\circ$.



(d) $I_B(V)$ à $\theta = 18^\circ$. Où A est l'aire de la bosse, H sa hauteur, et L sa largeur.



(e) Hauteur de bosse à $\theta = 0^\circ$.



(f) Largeur de bosse à $\theta = 0^\circ$.

Figure 2.30 – Isolation de la caractéristique d'une bosse à partir d'une caractéristique complète, en utilisant l'algorithme présenté en annexe D.

caractéristique de bosse. L'algorithme utilisé pour obtenir ces grandeurs est fourni en annexe D, p.187. Dans les figures 2.30(a) et 2.30(c), nous avons tracé les caractéristiques bossues à $\theta = 0^\circ$ et 18° respectivement pour 47 et 80 mT, pour à chaque fois 3 valeurs de puissance. Les caractéristiques de bosses correspondantes sont représentées en fig.2.30(b) et 2.30(d). À partir de là, il est aisé de calculer la largeur et la hauteur des bosses.

Toutes ces grandeurs sont représentées en figure 2.30(e) et 2.30(f). Pour une même inclinaison de sonde, l'amplitude de la bosse augmente avec la puissance RF injectée. Or, le paramètre du plasma qui augmente avec la puissance RF étant la densité, il est probable qu'une augmentation globale de la densité du plasma entraîne une augmentation de l'amplitude de la bosse. Notons également qu'en parallèle, l'amplitude de la bosse est plus importante pour un champ magnétique plus intense. Toutefois, une bosse plus haute veut également dire une plus forte décroissance de la caractéristique $I(V)$, en d'autres mots le vidage du tube de flux est plus important, ou prend plus de temps à être compensé. Si le terme de pompage est constant quel que soit le champ magnétique, le terme de diffusion ne l'est pas. En effet D_\perp diminue à mesure que le champ magnétique augmente ce qui expliquerait l'augmentation de l'amplitude de la bosse avec l'augmentation de B . Pour une sonde inclinée, l'amplitude de la bosse est plus faible, ce qui renforce encore plus notre hypothèse, puisqu'une sonde inclinée possède *de facto* un tube de flux plus large : ainsi le terme de diffusion serait également plus important.

2.5.3 La théorie des caractéristiques de sonde bossues

Avec l'ensemble des données et conclusions accumulées jusque ici, il nous est possible de construire une théorie afin d'expliquer physiquement et de retrouver mathématiquement la bosse.

2.5.3.1 Résumons

Si nous voulons fournir une explication cohérente avec nos résultats, nous devons nous rallier à l'hypothèse de Dote [Dote et Amemiya, 1964, 1967; Amemiya et Dote, 1969] qui propose de placer le potentiel plasma au sommet de la bosse, et à celle de Mihaila et Rozhanski [Mihaila *et al.*, 2013; Rozhansky *et al.*, 1999b] qui suggèrent que le canal relié à la sonde est sujet à une déplétion de densité électronique. Dans un article plus récent, Mihaila *et al.* [2014] propose de mettre en application la théorie de Laframboise et Rubinstein [1976] et parvient à retrouver analytiquement une bosse sur la caractéristique via un modèle cinétique et des simulations Monte Carlo. Cependant, ce modèle prenant en compte le rebond des électrons sur le champ de potentiel généré par le diélectrique placé autour de la sonde ne parvient pas à expliquer une telle amplitude de bosse observée sur nos caractéristiques. Par ailleurs, ses travaux sont réalisés sur des sondes plus courtes que celles utilisées ici.

À partir de là, et conformément à nos observations suggérant une déplétion de densité dans le tube de flux connecté à la sonde, la mesure de sonde de Langmuir possède six régimes que l'on peut identifier sur la caractéristique :

- Régime 1 : À gauche de la caractéristique (potentiel de sonde très négatif), nous retrouvons le courant de saturation ionique classique pour des potentiels très négatifs, qui diminue à mesure que V augmente, du fait du rétrécissement de la gaine autour de la sonde qui diminue la surface effective de collection des ions.
- Régime 2 : Au milieu de la caractéristique (entre le potentiel flottant et plasma), pour des potentiels plus élevés, proches du potentiel plasma, les électrons les plus rapides parviennent à franchir la barrière de potentiel générée par la gaine, et à être collecté par la sonde : c'est le régime exponentiel ou transitoire.
- Régime 3 : Lorsque le potentiel de la sonde est égal au potentiel du plasma, il n'y a plus de gaine. Tous les électrons contenus dans le tube de flux connecté à la sonde, et se dirigeant vers la sonde sont collectés. Puisque les électrons sont magnétisés, le tube de flux très fin de densité n_0 ne permet pas un réapprovisionnement en électrons par des flux transverses. Le flux allant à la sonde est donc limité par le flux ionique diffusif à travers la frontière latérale du tube de flux connecté à la sonde.
- Régime 4 : Lorsque V augmente au delà du potentiel plasma (i.e. le sommet de la bosse), le tube de flux se vide en électrons dans la direction longitudinale et en ions dans la direction transverse (pour respecter la quasi-neutralité). Ce phénomène de courant transverse ionique n'intervient que lorsque le potentiel plasma local du tube de flux est supérieur au potentiel plasma en dehors. Les ions étant peu magnétisés, ce courant peut être important, voire proche du courant de saturation ionique. Ce qui est tout de même bien moindre que le courant de saturation électronique dans la direction parallèle, mais a lieu sur une surface beaucoup plus grande. Ainsi, la mesure diminue de ce fait la densité locale du tube, $n_t(V) < n_0$: le courant mesuré décroît. En parallèle à cela, une gaine électronique (inversée par rapport à la gaine ionique classique) commence à se former autour de la sonde permettant d'augmenter progressivement l'amplitude des flux diffusifs transverses qui ré-alimentent le tube mais qui, à ce stade, ne permettent pas de contrebalancer la déplétion en densité.
- Régime 5 : A un moment, le potentiel plasma du tube connecté sature alors que le potentiel de sonde continue d'augmenter, le courant ionique et électronique de vidage saturent également, d'autant plus que la densité à l'intérieur du tube connecté a diminué. De plus, le tube de flux devient assez large pour que les courants diffusifs transverses annulent la perte due au pompage : c'est le minimum de la bosse, et la densité se stabilise à une densité d'équilibre $n_{eq} < n_0$.
- Régime 6 : Au delà de ce potentiel limite, la caractéristique retrouve une allure normale avec un courant de saturation électronique standard pour un plasma de densité $n_t = n_{eq}$.

L'étendue spatiale de ces flux transverses est de l'ordre du rayon de Larmor ionique ρ_{ci} pour les ions magnétisés [Rozhansky *et al.*, 1999a,b], constituant ainsi *un tube de flux ionique* (qui contient le tube de flux électronique précédemment évoqué). Pour des ions non magnétisés, la taille caractéristique des gradients transverses correspond à la taille de gaine

ionique classique (Child-Langmuir). Enfin pour des ions faiblement magnétisés, si $\omega_{pi} > \omega_{ci}$ alors la taille caractéristique des gradients transverses est de l'ordre du rayon de Larmor ionique.

Le mécanisme de la bosse réside dans l'équilibre entre le courant de saturation électronique longitudinal et les courants ioniques transverses. Par conséquent le seul moyen de résoudre ce problème est de partir de l'équation de conservation du courant total au travers du tube de flux, en prenant en compte l'élargissement de ce dernier avec l'augmentation du potentiel de la sonde. Compte tenu des hypothèses, nous pouvons également supposer que le tube de flux ionique vérifie la quasi-neutralité.

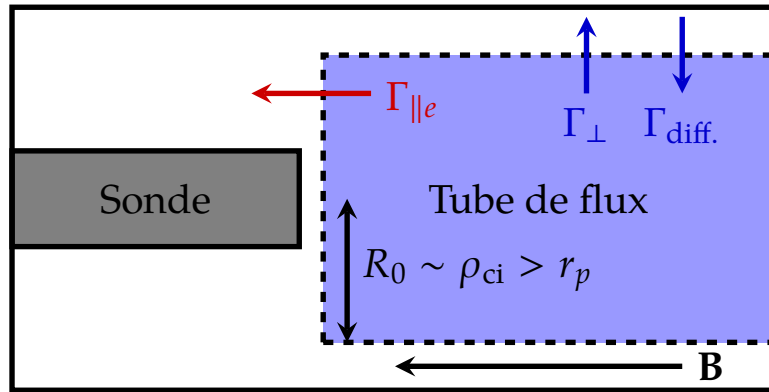


Figure 2.31 – Modèle du tube de flux en face d'une sonde de Langmuir.

2.5.3.2 Les hypothèses du modèle

Dans les sections suivantes le « tube de flux » est sous-entendu comme étant le tube de flux connecté à la sonde de Langmuir.

Compte tenu de la fréquence de balayage de la sonde qui est de l'ordre du kHz, et en deçà de toutes les fréquences du plasma, nous pouvons supposer que le problème de la bosse est un processus stationnaire, et de ce fait, uniquement dépendant du potentiel de la sonde. Néanmoins, afin de comprendre le comportement du plasma pendant la mesure, nous allons supposer un tube de flux parfaitement magnétisé pour les électrons et des ions suffisamment magnétisés, $\omega_{ci} > \nu_{iN}$ (voir fig.2.31), interdisant de ce fait les courants transverses électroniques,

$$\vec{\Gamma}_e = \vec{\Gamma}_{e\parallel}. \quad (2.45)$$

Les ions en revanche, sont capables de quitter le tube grâce à leur mobilité transverse, et à y pénétrer grâce à leur diffusion transverse (voir section 1.2.2, p.12),

$$\vec{\Gamma}_i = \vec{\Gamma}_{i\parallel} + \vec{\Gamma}_{i\perp} = \vec{\Gamma}_{i\parallel} + \mu_{i\perp} n_t \vec{E} - D_{i\perp} \vec{\nabla} n_t. \quad (2.46)$$

Le tube de flux de longueur L_{\parallel} (allant de la sonde au mur de l'enceinte) est supposé homogène dans la direction longitudinale (direction z), ainsi les gradients se limitent à la partie perpendiculaire, $\vec{\nabla} = \partial_r \vec{e}_r$. Enfin, conformément aux calculs de Rozhansky *et al.*

[1999b], le tube de flux a comme rayon $R_0 \simeq \rho_{ci}$. Toutefois, comme une différence de potentiel s'établit entre le tube de flux et le plasma extérieur, la vitesse perpendiculaire des ions est la combinaison linéaire de leur vitesse thermique $u_{THi} \propto \sqrt{T_i}$ et de leur vitesse de dérive $\vec{u}_{iD} = \vec{E} \wedge \vec{B}/B^2$. Dans l'approximation des ions froids et suffisamment magnétisés, nous pouvons écrire :

$$R_0 \simeq \rho_{ci} = \frac{u_{i\perp}}{\omega_{ci}} = \frac{\sqrt{u_{THi}^2 + u_{iD}^2}}{\omega_{ci}} \sim \frac{|u_{iD}|}{\omega_{ci}} = -\frac{1}{B\omega_{ci}} \frac{\partial\phi}{\partial r} \quad (2.47)$$

où nous supposons que le tube est polarisé au potentiel de la sonde, donc $\phi = V - \phi_p$.

Ajoutons à cela que la solution analytique du problème n'est possible que pour les faibles angles d'inclinaison, $\theta \simeq 0^\circ$. En effet, pour une sonde alignée, le rayon faisant face aux lignes de champ est r_p , ce qui peut être négligé face à $\rho_{ci} \gg r_p$. En inclinant la sonde, l'extension transverse de cette dernière est à prendre en compte dans les calculs, ce qui ne permet pas d'avoir accès à une solution analytique.

2.5.3.3 Le modèle

Les électrons ne peuvent quitter le tube que par les surfaces frontales, générant ainsi un flux de pompage $\Phi_e = 2\Gamma_{esat}\pi R_0^2$ lorsque $V = \phi_p$ (i.e. lorsqu'il n'y a pas de gaine); et afin de conserver la quasi-neutralité, les flux ioniques $\Phi_i \simeq \Gamma_i(\phi)2\pi R_0 L_{\parallel}$ doivent égaliser les flux de pompage. Dans ce régime, si le potentiel de sonde dépasse le potentiel plasma, les flux perpendiculaires peuvent surpasser le courant de saturation électronique classique et entraîner une inversion de la polarité de la gaine devant la sonde, accélérant de ce fait les électrons dans le but de vérifier $\Phi_e = \Phi_i$ sur l'ensemble du tube. Par conséquent, comme $u_{e\parallel} \gg u_{i\parallel}$, nous pouvons négliger la composante longitudinale du courant ionique. Les ions ayant moins de mobilité que les électrons, ces derniers ne peuvent être pompés que si les ions peuvent sortir du tube au même rythme afin de respecter la quasi-neutralité. C'est pourquoi le modèle se base seulement sur la dynamique ionique, et en supposant que le tube est homogène dans la direction longitudinale. Un modèle plus juste consisterait à ajouter une conservation du courant avec des conditions de gaine aux extrémités du tube de flux (modèle double sonde). Malheureusement le système devient analytiquement insoluble.

Dans ces conditions, la conservation du courant à travers le tube de flux en régime stationnaire s'écrit simplement,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_{i\perp} = S_0 \quad (2.48)$$

où S_0 est un terme source que nous avons fixé de telle sorte à vérifier,

$$\iiint_{\text{tube}} S_0 r dr d\theta dz = 2 \times \pi R_0^2 \times \frac{1}{4} n_0 \bar{u}_e \quad (2.49)$$

permettant ainsi de limiter le flux de pompage au flux de saturation électronique au travers des deux extrémités du tube, et ainsi, d'éviter de diminuer trop fortement la densité locale

n_t . Ce flux source équilibre exactement le flux électronique de perte quand la sonde est au potentiel plasma (pas de gaine). Injectons dans (2.48) l'expression du flux ionique de (2.46) (sans le terme parallèle) :

$$\nabla_{\perp} \left(\mu_{i\perp} n_t \frac{\partial \phi}{\partial r} + D_{i\perp} \frac{\partial n_t}{\partial r} \right) = -S_0. \quad (2.50)$$

D'après le théorème de Green-Ostrogradsky on retrouve une formulation similaire au théorème de Gauss sur la surface latérale S_L du tube de flux, en $r = R_0$:

$$\begin{aligned} & \iiint_{\text{tube}} \vec{\nabla}_{\perp} \cdot \vec{\Gamma}_{i\perp} = \iiint_{\text{tube}} S_0 r dr d\theta dz \\ \Leftrightarrow & \iint_{S_L} \vec{\Gamma}_{i\perp}(r = R_0) \cdot d\vec{S}_L = 2\pi R_0^2 \times \frac{1}{4} e n_0 \bar{u}_e \\ \Leftrightarrow & 2\pi R_0 L_{\parallel} \left(\mu_{i\perp} n_t(R_0) \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{R_0} + D_{i\perp} \frac{\partial n_t}{\partial r} \Big|_{R_0} \right) = -2\pi R_0^2 \times \frac{1}{4} e n_0 \bar{u}_e \end{aligned} \quad (2.51)$$

Ainsi,

$$\mu_{i\perp} n_t \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{R_0} + D_{i\perp} \frac{\partial n_t}{\partial r} \Big|_{R_0} = -\frac{n_0 \bar{u}_e}{4L_{\parallel}} R_0. \quad (2.52)$$

Finalement, utilisons l'expression de R_0 (2.47) :

$$\mu_{i\perp} n_t \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{R_0} + D_{i\perp} \frac{\partial n_t}{\partial r} \Big|_{R_0} = \frac{n_0 \bar{u}_e}{4BL_{\parallel} \omega_{ci}} \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{R_0}. \quad (2.53)$$

Ce qui peut se réduire à une équation différentielle d'ordre 1 pour $n_t(\phi)$ en $r = R_0$, puisque

$$\frac{\partial n_t}{\partial \phi} \Big|_{R_0} = \frac{\frac{\partial n_t}{\partial r} \Big|_{R_0}}{\frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{R_0}}, \quad (2.54)$$

et donc nous pouvons écrire l'équation différentielle d'ordre 1 :

$$\frac{dn_t}{d\phi} = \frac{n_0 \bar{u}_e}{4BL_{\parallel} D_{i\perp} \omega_{ci}} - \frac{\mu_{i\perp}}{D_{i\perp}} n_t(\phi). \quad (2.55)$$

La solution de cette équation s'obtient aisément de façon analytique, avec pour condition initiale $n_t(V = \phi_p) = n_t(\phi = 0) = n_0$:

$$n_t(V) = n_{\text{eq}} + (n_0 - n_{\text{eq}}) e^{-\mu_{i\perp}(V - \phi_p)/D_{i\perp}} \quad \text{avec } n_{\text{eq}} = \frac{\bar{u}_e}{4BL_{\parallel} \mu_{i\perp} \omega_{ci}} n_0 \quad (2.56)$$

Ce résultat est intéressant et est en accord avec nos discussions précédentes : une fois passé le potentiel plasma, la densité du tube de flux peut chuter jusqu'à une certaine valeur d'équilibre n_{eq} qui est généralement proche de 25% de la densité initiale. Afin de comparer cette formule à l'expérience, nous devons calculer le courant électronique. Pour ce faire, nous

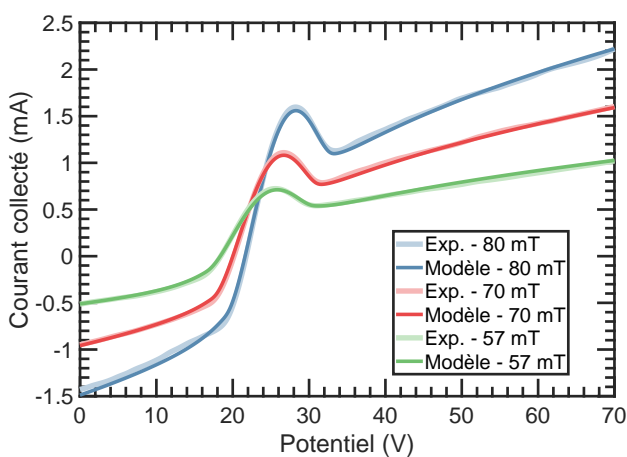
utilisons la théorie O.M.L. classique (2.8),

$$I_e(V \geq \phi_p) = \underbrace{\frac{1}{4} e n_{\text{eq}} \bar{u}_e}_{\Gamma_{\text{sat,eq}}} \times \underbrace{\left[1 + \left(\frac{n_0}{n_{\text{eq}}} - 1 \right) e^{-\frac{\mu_{i\perp}}{D_{i\perp}}(V - \phi_p)} \right]}_{\text{déplétion de densité (bosse)}} \times \underbrace{S_p \left[2\sqrt{\frac{\varphi}{\pi}} + e^\varphi \operatorname{erfc}\sqrt{\varphi} \right]}_{S_{\text{eff OML}}}, \quad (2.57)$$

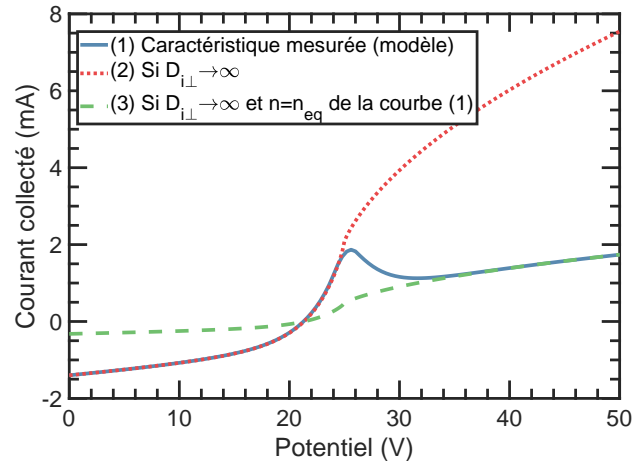
avec $\varphi = e(V - \phi_p)/k_B T_e$ et $\Gamma_{\text{sat,eq}}$ le flux électronique de saturation pour un plasma de densité $n = n_{\text{eq}}$.

2.5.3.4 Discussions

La formule résultante de notre modèle fluide, équation (2.57), est comparée à l'expérience en figure 2.32(a). La partie ionique a été ajustée avec la même théorie O.M.L. que l'on utilise classiquement pour l'exploitation des courbes (i.e. $I_i \propto \sqrt{V}$). Le résultat est visuellement acceptable, et notre théorie semble bien rendre compte de la physique qui se déroule lors d'une mesure de sonde alignée avec les lignes de champ magnétique.



(a) Application de la formule (2.57) à quelques mesures de sonde expérimentales pour $\theta = 0^\circ$ et 200 W de puissance RF injectée.



(b) Cas limites de la formule (2.57).

Figure 2.32 – Confrontation de notre modèle fluide avec l'expérience.

Les paramètres d'ajustement utilisés pour obtenir ces courbes sont donnés dans le tableau 2.6. Bien que le rapport $\mu_{i\perp}/D_{i\perp} \simeq 1/2$ corresponde approximativement à sa valeur théorique⁶ de $1/T_e$, la valeur numérique de $\mu_{i\perp}$ surpasse largement ce à quoi nous pourrions nous attendre. Seulement, cela démontre que le tube de flux évolue dans un régime forcé : puisque les courants longitudinaux saturent au courant de saturation électronique, les courants transverses doivent augmenter afin de vérifier la conservation du courant. De plus, ces coefficients s'appliquent sur une région très localisée autour du tube de flux. Il ne s'agit donc pas des coefficients moyens sur un plasma homogène qu'on peut trouver ailleurs dans la littérature (expliquant l'écart avec les valeurs théoriques). D'autre part, les ions étant

6. Rappel : $\mu_i = |q|/Mv_{iN}$ et $D_i = k_B T_e/Mv_{iN}$ et le rapport $\mu_i/D_i \equiv 1/T_e$ (eV) est appelé *relation d'Einstein*.

faiblement magnétisés et $\omega_{ci} < \omega_{pi}$, on peut considérer que le modèle d'ions magnétisés ne peut strictement pas s'appliquer à nos mesures. Néanmoins ce modèle a le mérite de donner une explication physique à la bosse observée sur les caractéristiques.

Paramètres d'ajustement	80 mT	70 mT	57 mT	Théorie
$\mu_{i\perp}$ ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{V}^{-1}$)	16.5	21.0	30.0	0.57
$D_{i\perp}$ ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)	33.0	42.0	75.0	1.72
n_{eq}/n_0 (%)	22	21	26	7
T_e (eV)	2.7	2.5	3.5	3

Tableau 2.6 – Coefficients utilisés dans la formule (2.57) pour ajuster théoriquement les mesures expérimentales présentées en fig.2.32(a). Les valeurs théoriques de la dernière colonne sont données pour 80 mT et 3 eV pour $\mu = q/Mv_{iN}$ et $D = k_B T_e / Mv_{iN}$. Pour rappel, $v_{iN} = 88$ kHz.

Pour finir, la figure 2.32(b) nous permet d'illustrer les propos tenus plus haut, section 2.5.1, p.87. La courbe (1) est une caractéristique (théorique) obtenue avec l'équation (2.57), similaire à celles obtenues expérimentalement avec une densité initiale n_0 puis une densité du tube qui chute à n_{eq} . La courbe (2) est l'homologue *classique* de (1) si la diffusion transverse était infinie et qu'elle permettait d'éviter l'apparition d'une bosse. Enfin, (3) est la courbe *classique* (diffusion infinie) pour un plasma de densité n_{eq} . Cela montre bien que la bosse fait la transition entre la caractéristique du plasma (courant de saturation ionique + régime exponentiel), et le courant de saturation du tube de flux pompé. Notons que si nous tracions $I(V)/I(V = 70 \text{ V})$ les trois courbes se superposeraient sur la gamme $V \geq 35 \text{ V}$, comme l'a montré l'expérience en fig.2.27(a) à 2.27(d).

2.5.3.5 Simulations PIC

Quelques simulations PIC ont été réalisées avec OOPICpro, dont les principaux paramètres de simulation sont présentés dans le tableau 2.7. Le fichier `inp` ainsi qu'une représentation graphique de la simulation 2D sont donnés en annexe F, et en fig.2.33(c). Encore une fois, nous rappelons que ces simulations ont été faites pour « voir » le plasma et se donner une idée de la physique qui s'y passe afin de discuter qualitativement des résultats. Le code ne prenant pas en compte les collisions, toujours par soucis de simplification et de temps de calcul, seul le processus de pompage/réapprovisionnement électronique entre en jeu, ce qui explique d'ailleurs que le tube de flux se vide intégralement lors de la simulation, fig.2.33(c), ce qui conduit à la mesure d'un courant électronique nul au delà du potentiel plasma, fig.2.33(e).

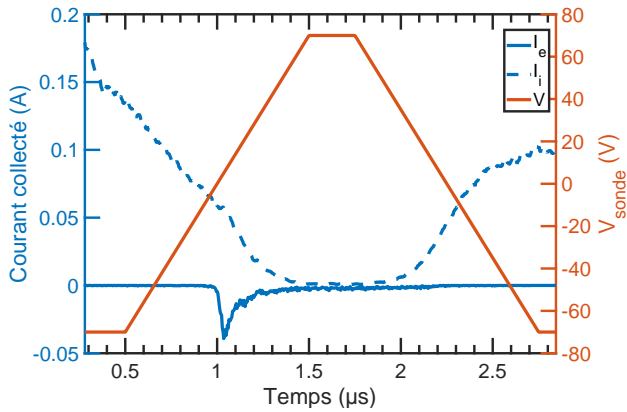
Le résultat des simulations est en accord avec notre raisonnement côté électrons. En figure 2.33(a) et 2.33(b), sont représentés les courants collectés par la sonde au fil du temps, et nous voyons que le régime exponentiel de collection électronique s'achève brutalement lorsque le potentiel de la sonde passe au-delà du potentiel plasma. Le potentiel pour lequel la collection électronique est maximale coïncide exactement avec le potentiel du plasma extérieur, recoupant ainsi avec l'hypothèse de Dote qui place le potentiel plasma au sommet

Paramètre	Valeur
Champ magnétique	100 mT
Pas de temps	40 ps
Pas d'espace	150 μm
Taille de la boîte	400 par 350 pts, 6 par 5.2 cm
Taille de la sonde	67 par 1 pts, 1 cm par 150 microns (taille réelle)
T_i et T_e	20 et 10 eV
Nombre de particules	1.1 million de particules
Temps de simulation	6 μs pour la simulation <i>lente</i> et 3 μs pour la <i>rapide</i>

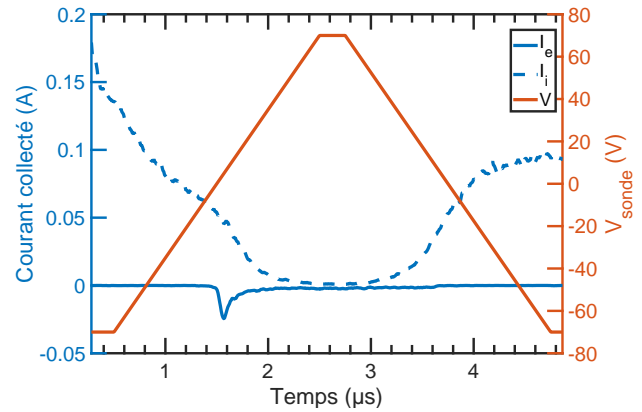
Tableau 2.7 – Paramètres principaux de la simulation PIC 2D d'une mesure de sonde de Langmuir dans un plasma magnétisé. Deux simulations ont été réalisées : une simulation lente et une rapide, où la vitesse de balayage de la rampe de potentiel ($-70 \rightarrow +70$ V) est respectivement de 1 et 2 microsecondes. La taille de la boîte n'est pas la même que l'enceinte du réacteur pour des raisons de limitation technique (temps de calcul important). La température ionique est artificiellement augmentée afin d'éviter des temps de calculs prohibitifs. Le pas de grille permet de bien modéliser la gaine (5 à 10 pas). Le mouvement cyclotron est bien décrit puisque le pas de temps est plus petit que la période cyclotron.

de la bosse. La figure 2.33(c) montre que cette chute est corrélée avec le fait que la densité dans le tube connecté à la sonde a drastiquement chuté par rapport à celui du plasma extérieur : la mesure vide bien le tube de flux connecté à la sonde. Enfin, fig.2.33(d) met en évidence la polarisation du tube de flux connecté à la sonde (c'est ce gradient transverse de potentiel qui est responsable du rééquilibre pompage/rapprovisionnement du tube de flux en électrons et qui stabilise la densité à n_{eq}). Il est à noter cependant que cette polarisation est moindre en fin de simulation quand les ions sont collectés et que $V \ll \phi_p$, que lorsque le potentiel de la sonde a dépassé le potentiel du plasma.

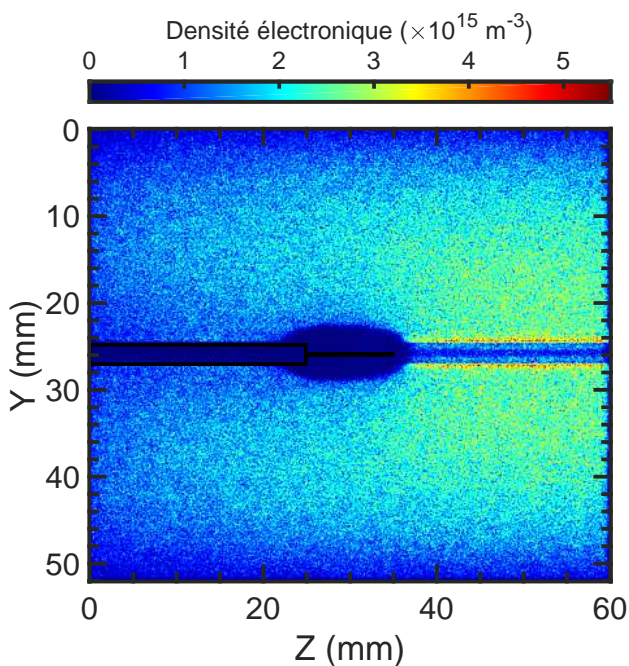
La figure 2.33(e) représente la caractéristique de sonde complète, acquise lors de la simulation. Notons que le modèle simule un balayage en potentiel d'avant en arrière, et que le *retour* ne fait pas apparaître de bosse. En effet, une bosse sur *le chemin retour* voudrait dire un ravitaillement abrupte d'électrons, ce qui n'est pas justifiable physiquement puisque la bosse est due au vidage du tube par la mesure – qui est, *de facto*, un processus irréversible. En d'autres mots, une augmentation nette sur le retour voudrait dire que la sonde libère des électrons ? Au lieu de ça, la partie descendante décrit une caractéristique classique pour un plasma dont la densité est n_{eq} . Par analogie, les courbes montée/descente en fig.2.33(e) sont semblables aux courbes (2) et (3) obtenues théoriquement fig.2.32(b).



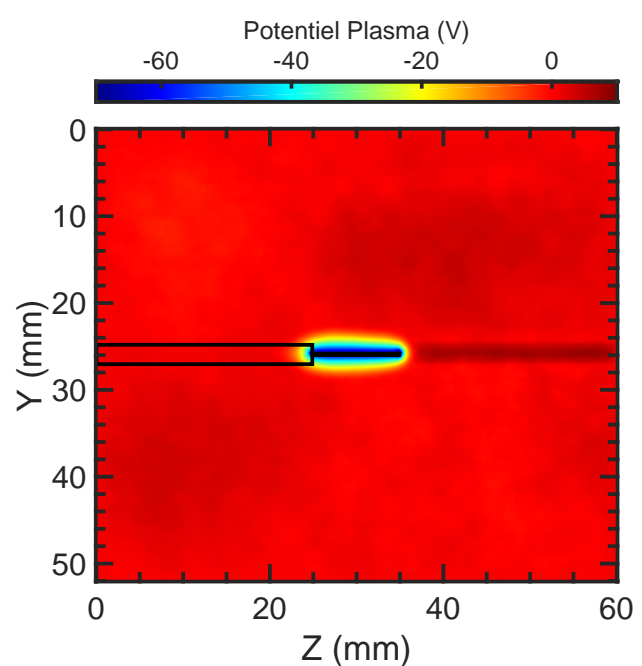
(a) Rampe de potentiel de $1 \mu\text{s}$, et courant collecté pendant la simulation.



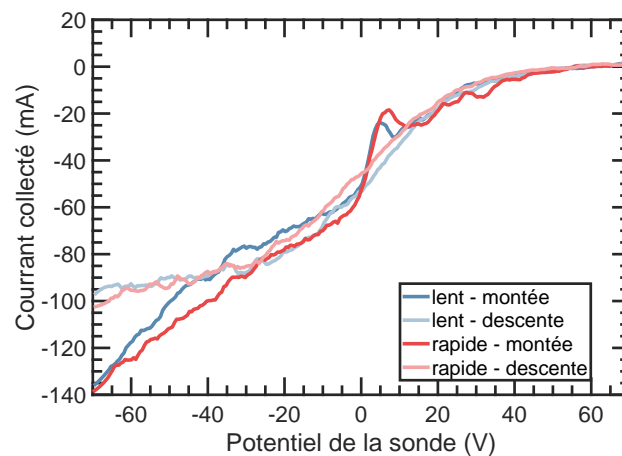
(b) Rampe de potentiel de $2 \mu\text{s}$, et courant collecté pendant la simulation.



(c) Carte de densité électronique en fin de simulation ($V = -70 \text{ V}$ et rampe de $1 \mu\text{s}$).



(d) Carte de potentiel plasma en fin de simulation ($V = -70 \text{ V}$ et rampe de $1 \mu\text{s}$).



(e) Caractéristiques de sonde obtenues.

Figure 2.33 – Résultats des simulations PIC.

2.6 Conclusions

Afin d'obtenir facilement et rapidement les paramètres du plasma, la sonde de Langmuir est l'outil indispensable : ce diagnostic se limite à un morceau de conducteur, assez petit, que l'on insère dans le plasma et dont on mesure la caractéristique courant-tension, et de cette caractéristique sont déduites densité et température. De plus, une sonde cylindrique dont le rayon est de l'ordre de 75 microns permet d'avoir une bonne résolution spatiale si nous voulons réaliser une cartographie des paramètres du plasma.

Mais l'exploitation d'une caractéristique $I(V)$ n'est pas une mince affaire : à commencer par la surface de collection à prendre en compte dans le calcul. Cette dernière ne se limite pas à la surface physique de la sonde, mais à toute la gaine englobant l'outil de mesure, voire à une surface plus grande encore si on prend en compte l'effet du champ magnétique qui peut rabattre des électrons en-dehors du tube de flux connecté à la sonde, gaine comprise. Ajoutons à cela que la largeur de la gaine change avec le potentiel appliqué. Fort heureusement, la littérature est riche de nombreux travaux permettant d'évaluer cette extension spatiale et de déterminer les paramètres du plasma avec une erreur relative de l'ordre de 20%. Toujours est-il que dans les études réalisées dans cette thèse, le plasma est créé et maintenu grâce à une source RF à 25 MHz, et confiné dans un champ magnétique, ce qui complique encore la façon dont les particules sont collectées par la sonde. Il s'avère cependant que la théorie établie par Mott-Smith et Langmuir et retravaillée par Allen, la théorie O.M.L., continue à fonctionner dans des plasmas RF magnétisés (mais uniquement pour les faibles puissances couplées au plasma).

Dans un premier temps nous avons proposé un « nouvel » algorithme de traitement des caractéristiques, en nous appuyant sur la bibliographie déjà existante, afin de nous permettre d'exploiter automatiquement et rapidement un large jeu de données. Cet algorithme ajuste la caractéristique par itérations successives, dans le but de déterminer la densité ionique et la température électronique avec l'erreur relative standard de $\pm 20\%$. Cette méthode s'est révélée être fiable au vu des résultats expérimentaux qui ont été confrontés à plusieurs théories tout au long de ce chapitre.

Ensuite, nous nous sommes penchés sur l'étude de la surface effective de collection des électrons dans un plasma magnétisé. En effet, le mouvement cyclotron des électrons modifie franchement la façon dont ils sont collectés par la sonde. Un modèle double sonde classique permet d'expliquer pourquoi le degré de magnétisation des électrons diminue le courant de saturation électronique mesuré. Afin de retrouver la courbe expérimentale de S_{eff} il a fallu réaliser un calcul statistique sur l'ensemble des électrons arrivant à la sonde, en les séparant en plusieurs classes de vitesse, chaque catégorie ayant son propre lieu de dépôt sur la sonde. Il existe deux approches possible : soit *tous les électrons ayant un rayon de Larmor et une position de centre guide permettant la collection (i.e. sa trajectoire rencontre la sonde) sont collectés* – soit – *un électron ayant un rayon de Larmor plus petit que le rayon de la sonde est collecté par la surface frontale, et les autres sont collectés par une portion de la surface latérale (limitée à la distance de parcours longitudinale de l'électron en une période cyclotron)*. La première approche

permet de retrouver les résultats de Laframboise pour une sonde semi infinie et constitue donc une amélioration de la méthode puisqu'ici elle s'applique à une sonde cylindrique de taille finie. Cette seconde approche est clairement en accord avec les simulations PIC réalisées en parallèle de l'étude expérimentale. Quoiqu'il en soit, les deux modèles présentés semblent corrélés avec les mesures à fort champ. En l'absence de champ magnétique, S_{eff} correspond à l'ensemble de la sonde, puis à mesure que le champ magnétique augmente cette surface de collection diminue jusqu'à tendre vers uniquement la surface frontale de la sonde. Cependant, ces lois permettent uniquement d'avoir la surface effective de collection lorsque le potentiel de la sonde égale celui du plasma, sans aucune indication de son évolution avec l'élargissement de gaine. La complexité des calculs et des raisonnements déjà présents en l'absence de gaine (pour $V = \phi_p$) rendrait l'extension du modèle à tous les potentiels très compliquée à mettre en équation et inutilisable dans l'expérience.

Dans le prolongement de cette étude, nous avons incliné la sonde par rapport aux lignes de champ dans le but de valider notre M.A.I. Les résultats sont probants puisque la densité ionique et la température électronique mesurée dans un même plasma (i.e. mêmes conditions de décharge) pour plusieurs inclinaisons de la sonde sont globalement identiques d'un angle à l'autre. La méthode de Druyvesteyn permettant de donner la densité électronique montre une dépendance en $\sin \theta$, indiquant de ce fait que les électrons se déposent principalement sur la surface de la sonde mouillée par les lignes de champ. Usoltceva a évoqué dans ses travaux l'élaboration d'un modèle de surface effective de collection des électrons pour une sonde cylindrique inclinée, mais encore une fois la complexité de la chose nous pousse naturellement à « abandonner » l'exploitation du courant électronique de saturation dans nos mesures de sonde sous champ.

Enfin, une anomalie apparaît sur la caractéristique de sonde, entre la région exponentielle et la région correspondant à la saturation électronique : à cet endroit, la caractéristique perd son caractère monotone puisqu'une bosse apparaît, c'est-à-dire que sur un petit intervalle de potentiel balayé par la sonde, le courant collecté décroît avant de ré-augmenter. Cela a été observé par de nombreux expérimentateurs avant nous, mais pas vraiment expliqué. Grâce à notre étude approfondie sur les caractéristiques bossues, et à l'élaboration d'un modèle fluide, nous sommes parvenus à proposer une explication à l'apparition de ces bosses impliquant un processus de déplétion de densité électronique du tube de flux connecté à la sonde. Tout d'abord nous partons du postulat de Dote qui suggère de placer le potentiel du plasma au sommet de la bosse. Lorsque la sonde est alignée avec le champ magnétique, son tube de flux est très fin. À partir du moment où le potentiel de la sonde égale celui du plasma, les électrons ne sont plus repoussés, et le tube commence à se vider de ses électrons à cause de la mesure (les électrons étant magnétisés, ils ne peuvent pas quitter ou entrer dans le tube de flux dans la direction transverse). En réponse à cela, le potentiel du tube augmente par rapport à celui du plasma extérieur, ce qui va chasser les ions dans le but de conserver la quasi-neutralité du tube. Se construit alors un gradient de densité dans la direction transverse, ré-alimentant ainsi le tube de flux. Néanmoins, ces flux transverses

sont proportionnels au rayon du tube, ce qui ne permet dans un premier temps d'équilibrer les pertes : la densité du tube baisse. À mesure que le potentiel augmente, une gaine se construit autour de la sonde, élargissant de ce fait son tube de flux et par la même occasion l'amplitude des flux transverses. À un certain potentiel, les flux transverses compensent totalement le flux longitudinal électronique, permettant ainsi de stabiliser la densité du tube, et par conséquent de ré-augmenter le courant de saturation électronique en continuant de balayer la rampe de potentiel. On peut également noter que le problème de la déplétion des tubes de flux disparaît si le plasma autour de la sonde est plus important, ou turbulent (lorsque la pression augmente fortement par exemple). Le transport transverse aux lignes de champ magnétique est alors si fort que le flux longitudinal est aisément compensé, et aucune bosse n'est observée.

Bien que notre modèle fluide permette de retrouver analytiquement l'expression de la caractéristique $I(V)$ mesurée, il est clair que l'exploitation du courant électronique pour l'étude d'un plasma magnétisé serait une erreur. La question *qu'est ce qu'on mesure?* a une réponse simple : le tube de flux, ne reflétant ainsi nullement ni le potentiel ni la densité effective du plasma. Comme l'utilisation efficace d'une sonde de Langmuir part du postulat que la mesure ne perturbe pas le plasma, il est dans notre intérêt de ne pas exploiter le courant de saturation électronique dans un plasma magnétisé, pour une sonde alignée avec les lignes de champ, si nous voulons rendre compte des paramètres du plasma, et non du tube de flux perturbé. Il n'en reste pas moins que l'utilisation du courant de saturation électronique afin de déterminer le potentiel plasma par méthode d'intersection est intéressante pour fournir une estimation plus juste du potentiel plasma pour une caractéristique non monotone (comparé à la méthode classique, où dI/dV est maximale). Néanmoins ces études peuvent servir ensuite à interpréter les signaux de sonde dans des plasmas plus fortement magnétisés dans lesquels il faut tenir compte des effets de rayons de Larmor des ions. La suite consisterait donc à faire le calcul complet du courant collecté en fonction du potentiel de sonde.

Chapitre 3

Étude des structures de courant et de potentiel dans un plasma magnétisé en face d'une électrode RF inclinable par rapport aux lignes de champ magnétique

Dans ce chapitre, et contrairement au chapitre 2, l'angle θ est l'angle entre l'électrode et les lignes de champ magnétique, et la sonde est alignée avec \vec{B} . Par ailleurs, cette section présente des profils/cartes de paramètres plasma ayant été obtenus à l'aide de l'acquisition de nombreuses caractéristiques $I(V)$. Une telle quantité d'information n'a cependant pas nécessité l'utilisation d'une base de donnée pour tout stocker.

JUSQU'À maintenant, nous avons posé les bases de la physique des plasmas et de la physique des sondes de Langmuir. Cela nous permet de proposer un protocole expérimental (et d'analyse des données) afin de réaliser des mesures dans un plasma magnétisé en face d'une électrode RF inclinée avec les lignes de champ magnétique [Ledig *et al.*, 2020a]. Dans ce chapitre, nous nous proposons donc de dresser une cartographie bi-dimensionnelle des paramètres du plasma du réacteur ALINE en face de l'électrode.

3.1 Étude préliminaire : gaine RF sans champ magnétique

Avant de nous consacrer pleinement à l'étude d'un plasma d'hélium magnétisé et de sa gaine en face d'une électrode RF, nous pouvons nous proposer de réaliser une étude dans une décharge non magnétisée [Faudot *et al.*, 2019], afin de vérifier si les mesures acquises à l'intérieur même d'une gaine RF sont fiables. Pour ce faire, nous nous proposons de réaliser un profil de mesure le long de l'axe y (la *direction transverse au champ*), juste au dessus de l'électrode (où $y = 0$ est la surface de l'antenne RF) dans le but de déterminer l'évolution des paramètres du plasma devant et dans une gaine RF. En figure 3.1 est représenté un échantillon des caractéristiques mesurées.

Pour cette étude la pression est fixée à 2.4 Pa, et aucun champ magnétique n'est appliqué au plasma. La sonde effectue un balayage en potentiel de -70 à $+70$ en 0.1 seconde, par pas de 0.02 V. Ce processus est répété 20 fois, afin d'obtenir une caractéristique $I(V)$ moyennée et nettement plus propre (soit 2 s d'acquisition par $I(V)$ d'environ 7 000 points). La région spatiale du réacteur explorée par la sonde est limitée à l'axe $x = z = 0$ et $y \in [1, 46]$ mm, par pas de 1 mm (il faut environ 2 min pour réaliser un profil en y , pour une puissance donnée).

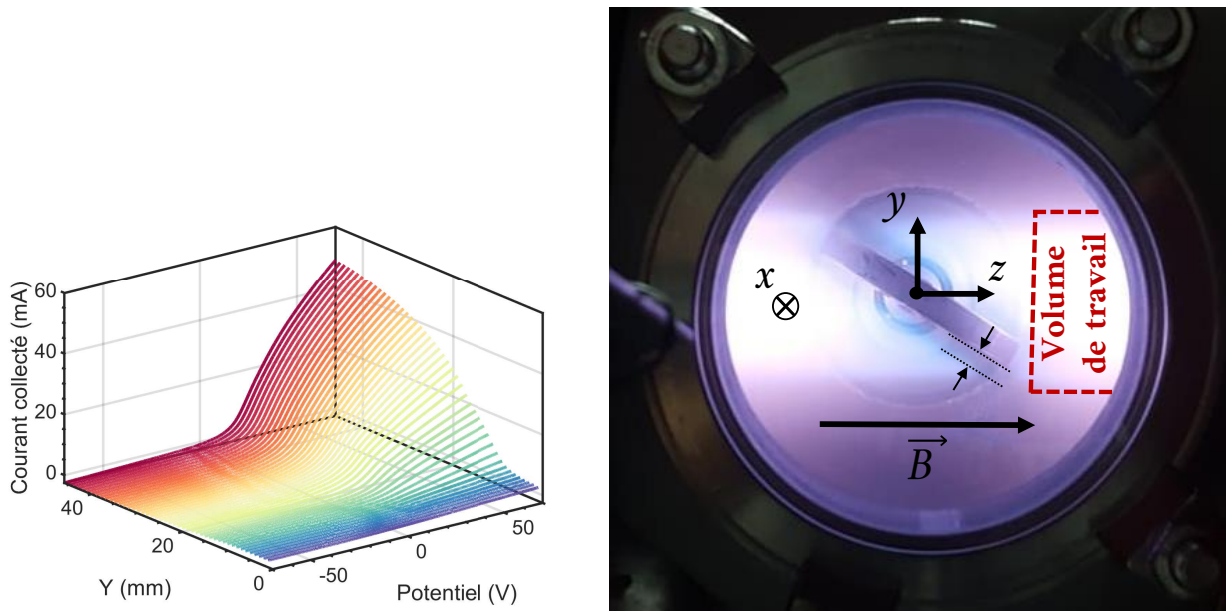


Figure 3.1 – Profil de caractéristiques acquises (ici pour 158 W couplés et où l'électrode est alignée avec la direction z) juste au dessus de l'électrode avec une sonde de Langmuir classique en couplage capacitif. Le pas de mesure est $\Delta y = 1$ mm. L'étude complète a été réalisée sur 1 104 caractéristiques de 7000 points chacune. Pour rappel, l'électrode se trouve en $y = 0$.

3.1.1 Évolution des potentiels plasma et flottant dans la gaine

Nous voyons, figure 3.2 que les profils obtenus sont extrêmement précis, et permettent *a priori* de mettre en évidence l'étendue spatiale de la gaine, soit $s_g \approx 10$ mm d'après les profils de potentiel flottant, ce qui est en accord avec la littérature [Lieberman et Lichtenberg, 2005]. Dans la gaine, $y \leq 10$ mm, il existe bien un potentiel électrostatique local, $\phi(y)$, mais il n'est pas mesurable avec une sonde de Langmuir : la définition du potentiel plasma donné par la caractéristique (l'extremum de dI/dV) perd son sens dans la gaine, expliquant également sa divergence dans cette région. La notion de potentiel flottant de la sonde à l'intérieur de la gaine est également à prendre avec précaution puisque le flux électronique est largement diminué à l'approche de l'électrode. C'est pourquoi nous n'allons pas directement exploiter les potentiels flottant et plasma dans la gaine. Cependant, la nette diminution du potentiel flottant à l'approche de l'antenne est une image nette de l'entrée dans la gaine.

Nous remarquons également la présence d'un « puits de potentiel flottant » en couplage capacitif, fig.3.2(c), de plus en plus profond à mesure que la puissance RF est augmentée, alors

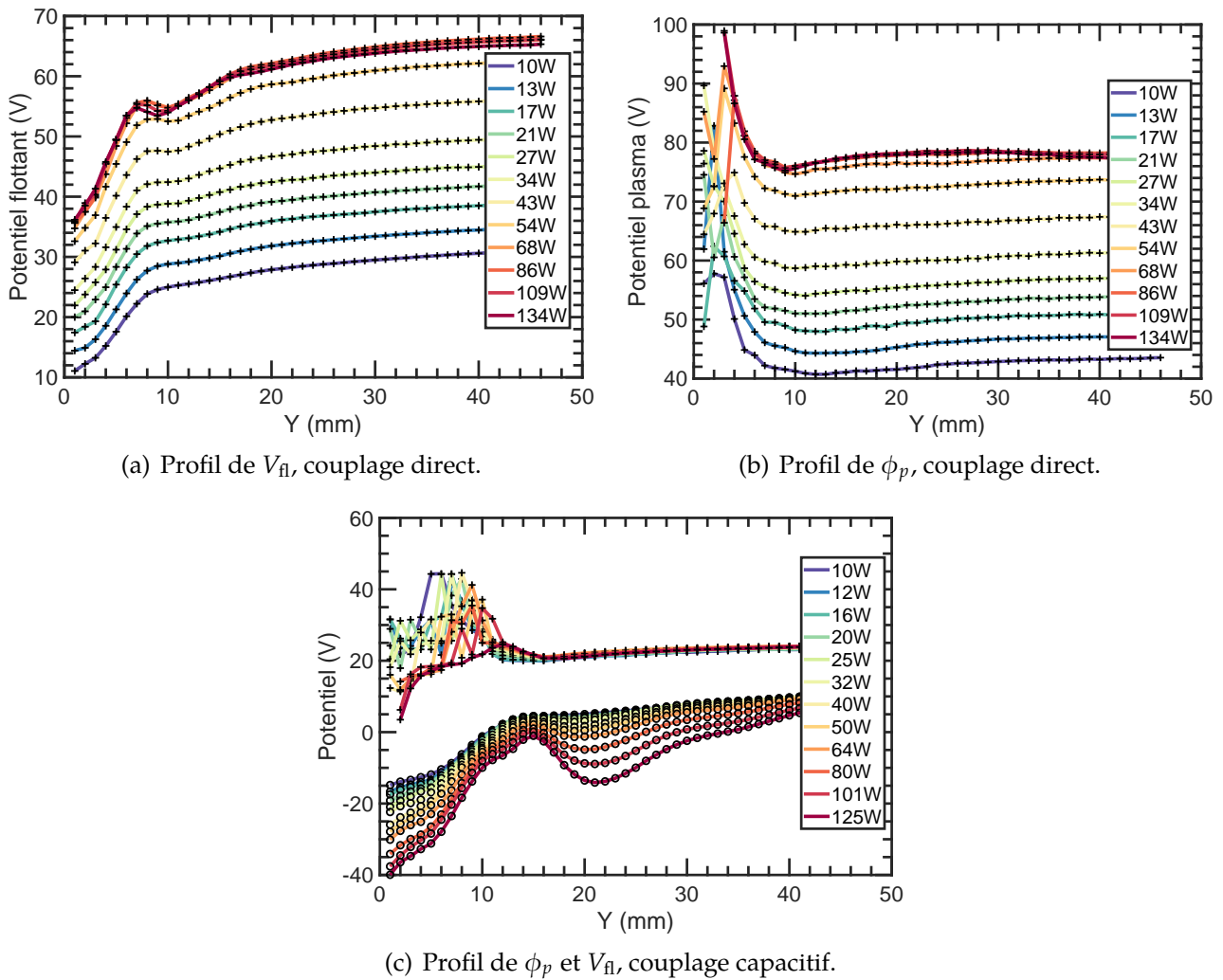


Figure 3.2 – Profils des potentiels plasma et flottant en couplage direct et capacitif. La puissance indiquée en légende est la puissance couplée au plasma.

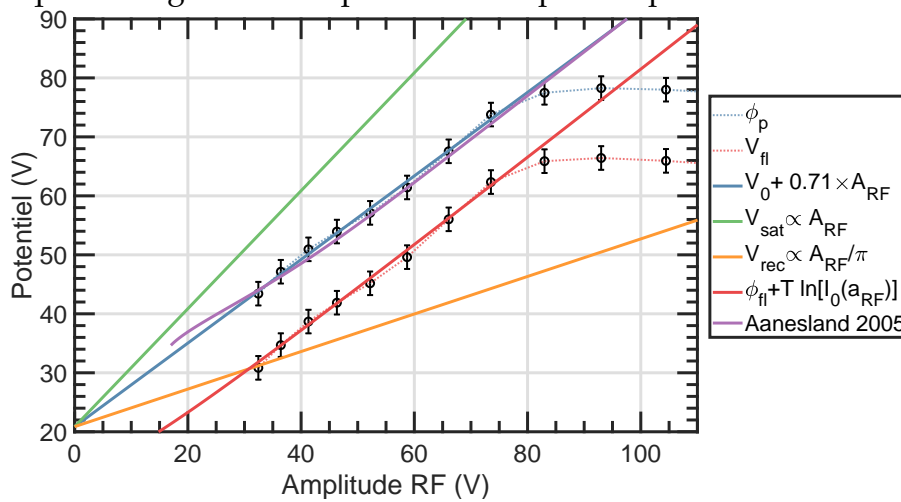


Figure 3.3 – Évolution des potentiels plasma et flottant dans le cadre d’une décharge à couplage direct en fonction des amplitudes du potentiel RF.

que le « potentiel plasma » reste inchangé. Or, nous savons que la différence de potentiel entre celui du plasma et le flottant est liée à T_e , $\phi_p - V_{fl} \propto T_e$, ce qui indiquerait que le plasma est chauffé juste à l'entrée de gaine. Par conséquent, le profil présenté ici mettrait en évidence le chauffage stochastique des électrons en face de la gaine RF oscillante [Lieberman et Lichtenberg, 2005].

Une différence de comportement est observée selon que l'on travaille avec une décharge en couplage direct ou une décharge en couplage capacitif (chapitre 1, partie 1.4 p.26). Dans le premier cas, une augmentation de la puissance RF a pour effet d'élever les potentiels plasma et flottant. Dans le second cas, mis à part les effets du chauffage stochastique, les potentiels semblent indépendants de la puissance injectée. Ce résultat est conforme avec ce que nous avons écrit au chapitre 1. En effet, avec un couplage direct un courant DC (que nous n'avons pas mesuré dans le cadre de nos travaux) peut s'établir à travers la gaine avec pour conséquence l'ajout d'une composante continue (redressée) au potentiel plasma d'autant plus grande que la puissance RF injectée est grande, ce qui explique l'augmentation de ϕ_p et V_{fl} avec la puissance RF dans ce cas. Avec un couplage capacitif en revanche, le condensateur ajouté entre le générateur RF et l'antenne rend impossible l'établissement d'un courant DC à travers la gaine et c'est au potentiel de l'électrode que s'ajoute une composante continue, avec pour conséquence l'élargissement de la gaine. Le potentiel plasma moyen reste alors inchangé si la décharge est fortement asymétrique [Aanesland *et al.*, 2005], ce qui est le cas ici : la cathode (l'électrode) est bien plus petite que l'anode (la paroi du réacteur).

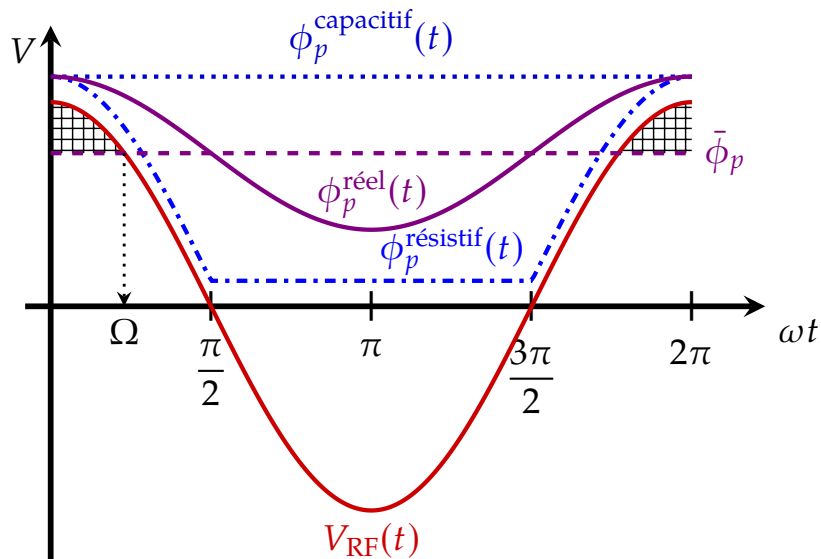


Figure 3.4 – Représentation graphique des différents régimes d'évolution temporelle du potentiel plasma.

En traçant l'évolution des potentiels plasma et flottant moyens loin de l'électrode, pour $y > 40$ mm, en couplage direct en fonction de l'amplitude des oscillations RF, fig.3.3, nous remarquons de façon nette l'établissement de deux régimes : un régime linéaire et un régime de saturation. Pour $A_{RF} \lesssim 70$ V, les potentiels évoluent linéairement avec l'amplitude RF. La dépendance linéaire du potentiel plasma avec A_{RF} (courbe bleue, fig.3.3) est en accord avec la

théorie établie en section 1.4.2.2, p.31, équation 1.57. Cette croissance linéaire se trouve entre le potentiel rectifié $\phi_p = V_{\text{rec}} = A_{\text{RF}}/\pi$ pour une gainé RF purement résistive (courbe orange fig.3.3, cf. éq.(26) de [Faudot, 2015]) et le potentiel de saturation $\phi_p = V_{\text{sat}} = A_{\text{RF}}$ (courbe verte fig.3.3, cf. éq.(30) de [Faudot, 2015]) pour une gainé RF purement capacitive.

Afin de comprendre ces deux cas limites, appuyons nous sur la figure 3.4. Nous y avons représentée l'évolution temporelle du potentiel RF appliqué à l'électrode (en rouge), du potentiel plasma réel et de sa moyenne temporelle (en violet), du potentiel plasma rectifié pour une gainé purement résistive (en bleu points-tirets) et du potentiel plasma de saturation pour une gainé purement capacitive (en pointillés bleus). Le potentiel plasma mesuré, $\bar{\phi}_p$, évolue donc entre A_{RF}/π et A_{RF} , les moyennes temporelles respectives du régime resistif et capacitif.

La théorie proposée par Aanesland *et al.* [2005], permet également de retrouver l'évolution du potentiel plasma dans la région linéaire $A_{\text{RF}} \lesssim 70$ V. Le raisonnement de son calcul est assez simple : le potentiel plasma est supposé osciller en phase avec le potentiel RF, $\phi_p(t) = \bar{\phi}_p + \Delta\phi_p \cos(\omega t)$ (courbe violette fig.3.4), et les électrons ne peuvent quitter le plasma, côté électrode, uniquement lorsque $V_{\text{RF}}(t) = A_{\text{RF}} \cos(\omega t) \geq \bar{\phi}_p$ (i.e. la région hachurée fig.3.4). Ainsi, côté électrode, les électrons peuvent quitter le plasma uniquement pendant une fraction $2\Omega/2\pi$ de la période RF, avec $\Omega = \arccos(\bar{\phi}_p/A_{\text{RF}})$. Les ions étant froids, et dans l'approximation d'une matrice ionique fixe entre le mur et électrode, le courant ionique quittant le plasma est constant sur toute la période RF et correspond au courant de saturation ionique. Le courant arrivant sur l'électrode, de surface S_E est donc donné par :

$$I_E = \left[J_{\text{isat}} - \frac{J_{\text{esat}}}{\pi} \arccos\left(\frac{\bar{\phi}_p}{A_{\text{RF}}}\right) \right] S_E, \quad (3.1)$$

alors que sur tout le mur de l'enceinte (à la masse et de surface S_M), les électrons se déposent de manière constante sur toute la période RF, selon une distribution de Boltzmann :

$$I_M = \left[J_{\text{isat}} - J_{\text{esat}} e^{-e\bar{\phi}_p/k_B T_e} \right] S_M. \quad (3.2)$$

Le courant DC total devant s'annuler, nous devons vérifier $I_E + I_M = 0$, ce qui conduit à l'équation :

$$\arccos\left(\frac{\bar{\phi}_p}{A_{\text{RF}}}\right) - \pi \left[\sqrt{\frac{2\pi m}{M}} \left(1 + \frac{S_E}{S_M}\right) - e^{e\bar{\phi}_p/k_B T_e} \right] \frac{S_M}{S_E} = 0. \quad (3.3)$$

La résolution numérique de cette équation transcendante (par méthode de Newton) appliquée à la géométrie d'ALINE pour $T_e = 5$ eV, mais pour un rapport $S_M/S_E = 12$ (au lieu de 86 théoriquement) donne la courbe violette en figure 3.3. Hormis ce facteur 7, cette loi théorique semble être en accord avec notre expérience, montrant dans le même temps que la surface active de l'enceinte et de l'électrode (i.e. la surface échangeant réellement avec le plasma) ne correspond pas à la surface physique de ces dernières. Effectivement, le fait que la surface effectivement en contact avec le plasma soit plus petite que prévue ou que la

surface effective de l'antenne soit plus grande que prévue (dû à la présence d'une gaine par exemple) contribuent tous les deux à augmenter ce rapport.

Toujours dans le régime linéaire, l'évolution du potentiel flottant correspond parfaitement à la théorie des gaines RF, dont la chute de potentiel dans la gaine flottante s'écrit (voir paragraphe 1.4.2.1, p.29) :

$$V_{fl} = -\phi_{fl} + \ln \left[\mathcal{I}_0 \left(\frac{eA_{RF}}{k_B T_e} \right) \right], \quad (3.4)$$

représentée en rouge sur la figure 3.3.

Pour $A_{RF} \gtrsim 70$ V en revanche, les potentiels semblent saturer. Pour comprendre ce phénomène il faut se rappeler qu'en couplage direct il y a établissement d'un courant DC au travers des gaines. Or à mesure que le potentiel plasma augmente, il arrive un moment où le flux ionique sur le mur de l'enceinte égale celui des électrons sur l'électrode : il faut alors inverser la polarité de la gaine au niveau de l'électrode afin d'accélérer les électrons dans le but d'augmenter le flux et de continuer à satisfaire $I_e = I_i$ globalement. Dans ce régime le potentiel plasma tend à saturer, du fait de la saturation des flux aux différentes surfaces, même avec l'augmentation de l'amplitude des oscillations RF [Aanesland *et al.*, 2005; Hershkowitz, 2005]. Bien que le modèle d'Aanesland *et al.* [2005] tienne compte des effets de la saturation lorsque le potentiel de l'antenne dépasse le potentiel moyen du plasma, il n'est pas possible de retrouver analytiquement la région de saturation. D'autres travaux doivent être réalisés dans ce domaine afin de fournir une théorie plus complète, permettant de décrire la transition entre le régime linéaire et le régime de saturation.

3.1.2 Évolution de la densité dans la gaine

Les caractéristiques sont exploitées avec la méthode O.M.L. ainsi que notre M.A.I. Encore une fois, les profils obtenus figure 3.5 sont très précis et décrivent bien une décroissance de la densité ionique à l'approche de l'électrode. Notons que, bien que la théorie O.M.L. soit toujours valide dans une gaine RF [Chen, 2009], elle surestime généralement la densité. Concrètement, nous retrouvons bien les mêmes tendances avec la théorie O.M.L. qu'avec la méthode M.A.I. d'après la figure 3.5 (voir procédure de M.A.I. sec.2.1.4). Cependant, la fig.3.6(a)-3.6(b) montre clairement que la méthode O.M.L. multiplie par un facteur 2 la densité évaluée par rapport à la densité M.A.I.

La forte décroissance aux alentours de 7 mm en couplage direct, et 12 mm en couplage capacitif figure 3.5 coïncide avec l'entrée dans la gaine RF. Nous remarquons donc que la gaine en couplage capacitif est plus épaisse qu'en couple direct. Cela vient du fait que les ions ne répondent qu'à la chute de potentiel moyennée dans la gaine, qui vaut 0 en couplage direct, et V_{DC} (i.e. le potentiel d'auto polarisation de l'électrode, qui varie de façon quasi linéaire de -50 à -400 sur la gamme de puissance étudiée) en couplage capacitif. Par ailleurs, ce potentiel DC a pour effet de générer un plasma globalement plus dense et plus chaud en couplage capacitif d'après la figure 3.6(a), 3.6(b) et 3.6(c).

Connaissant le profil de densité en face de l'électrode nous pouvons définir l'entrée

de gaine s_g comme étant le premier point où le gradient de densité dn/dy est maximal. Connaissant la densité et la température du plasma pour toutes les conditions, il nous est possible d'évaluer le rapport s_g/λ_{De} en fonction du potentiel existant au travers de la gaine (on prendra $V_g = A_{RF}$ en couplage direct et $V_g = |V_{DC}|$ en couplage capacitif). Le résultat est tracé en figure 3.6(d) pour les données M.A.I. et en figure 3.6(e) pour les données O.M.L.. La première remarque que l'on peut faire, est que l'évolution est indépendante du couplage, dans le sens où seule la quantité V_g/T_e importe. L'ensemble des points est ajusté avec une fonction du type,

$$\frac{s_g}{\lambda_{De}} = \alpha \left(\frac{V_g}{T_e} \right)^\gamma + 5, \quad (3.5)$$

car d'après les travaux de Chabert [2014], une gaine flottante a une taille d'environ $5\lambda_{De}$. Avec notre méthode d'ajustement par itérations, M.A.I., nous trouvons un coefficient $\alpha = 7.0$ pour une loi type Child-Langmuir ($\gamma = 3/4$). Or cette théorie prévoit un coefficient $\alpha = 2^{3/4}\sqrt{2}/3 \simeq 0.79$, mais rappelons le, dans l'approximation d'une gaine sans électrons, en régime DC et sans collisions. Un ajustement libre (i.e. sans fixer α ou γ) donne un coefficient

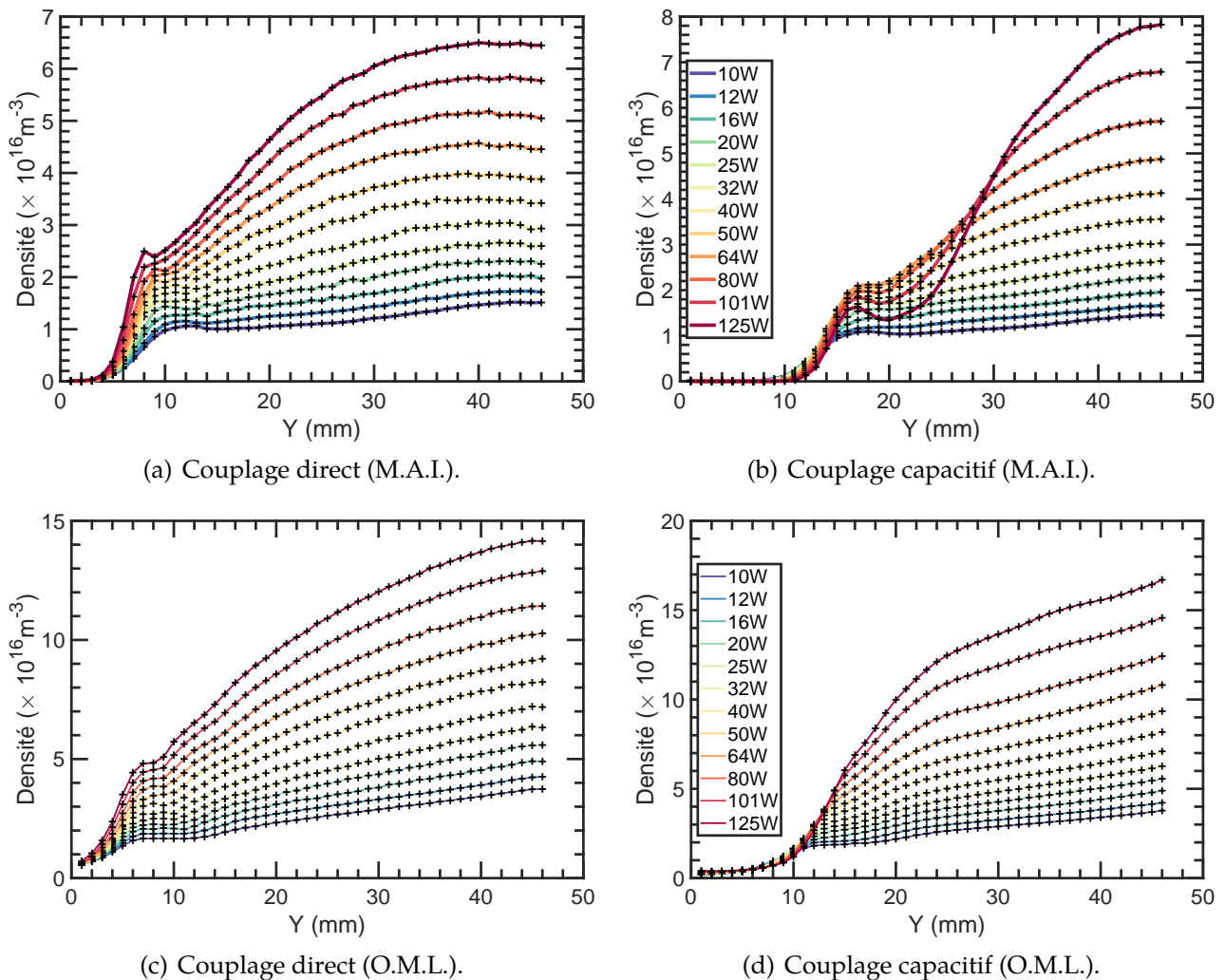
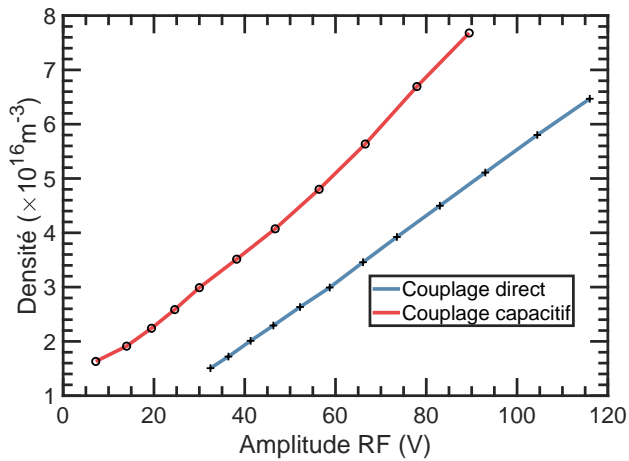
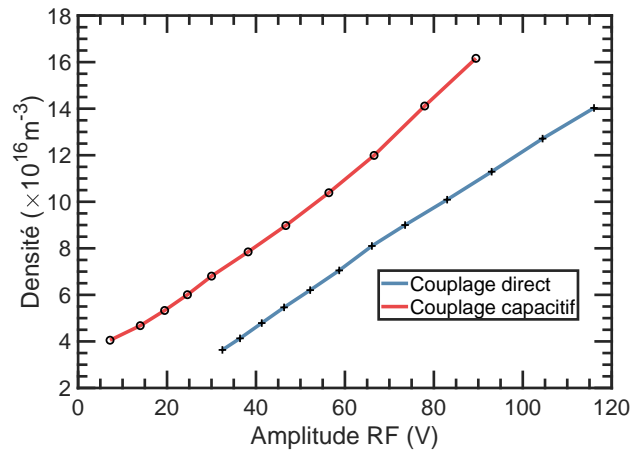


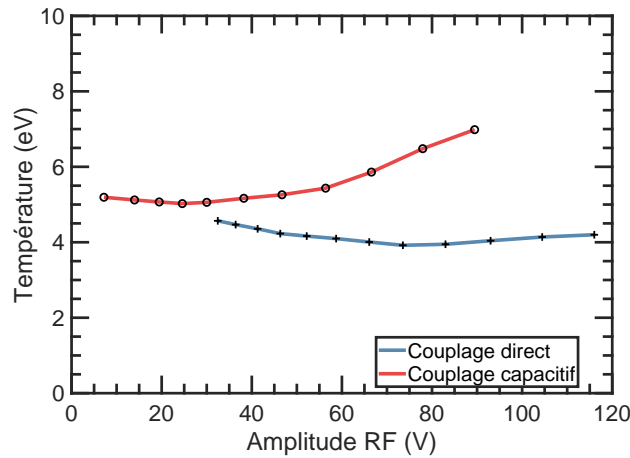
Figure 3.5 – Profils de densité (M.A.I. et O.M.L.) en couplage direct et capacitif. La puissance indiquée en légende est la puissance couplée au plasma.



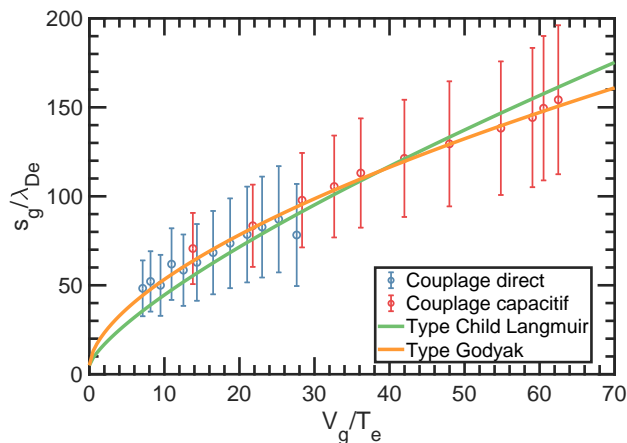
(a) Comparaison de la densité du plasma (loin de la gaine) pour les deux couplages, théorie M.A.I..



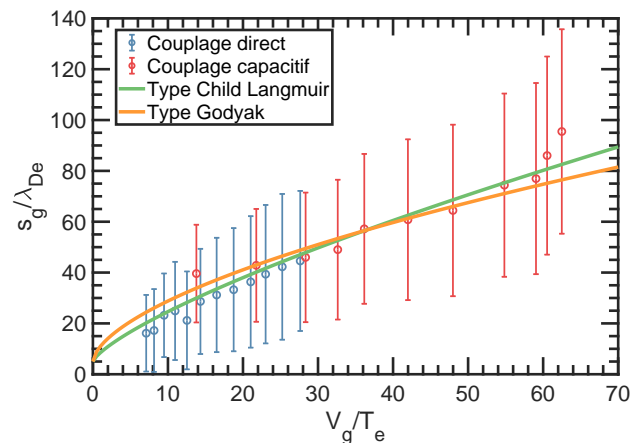
(b) Comparaison de la densité du plasma (loin de la gaine) pour les deux couplages, théorie O.M.L..



(c) Comparaison de la température du plasma (loin de la gaine) pour les deux couplages.



(d) Taille d'une gaine RF (paramètres obtenus par M.A.I.).



(e) Taille d'une gaine RF (paramètres obtenus par avec la théorie O.M.L.).

Figure 3.6 – Évolution de la densité, température et la taille de gaine normalisé à la longueur de Debye, en fonction du potentiel RF. En couplage direct, le potentiel utilisé est A_{RF} et en couplage capacitif nous utilisons $|V_{DC}|$.

directeur $\alpha = 12.0$ et une puissance $\gamma \simeq 0.6 = 3/5$, ce qui est en accord avec la dépendance calculée par Godyak et Sternberg [1990] qui tient compte de l'oscillation des électrons dans la gaine et des collisions. Cependant il trouve un coefficient directeur de 0.579. Les profils obtenus avec la méthode O.M.L. donnent un coefficient de l'ordre de $\alpha = 3.4$ pour une théorie de gaine type Child-Langmuir, et un coefficient $\alpha = 5.9$ pour une théorie de gaine type Godyak. Il semblerait donc que malgré sa sur-évaluation de densité, la théorie O.M.L. fournit un profil des paramètres du plasma dans la gaine RF plus fiable que notre méthode itérative. Cependant, notre étude sous champ présentée dans le chapitre 2 montre bien que l'utilisation de notre algorithme dans un plasma RF magnétisé reste cohérente.

Au vu des résultats expérimentaux et théoriques présentés dans cette étude préliminaire, nous pouvons conclure que l'étude spatiale d'un plasma RF est possible, et que notre algorithme d'exploitation des caractéristiques permet de retrouver *in fine* les bonnes tendances et évolutions des différents paramètres du plasma. L'application d'un protocole de mesure similaire dans un plasma magnétisé permettra de rendre compte des gradients et structures existantes au sein d'un tel plasma, et de manière précise et fiable, du moins dans un mode de couplage direct.

3.2 Protocole expérimental

Réaliser une cartographie des paramètres du plasma n'est pas une mince affaire [Ledig *et al.*, 2020a] : il faut en effet préalablement déterminer le maillage de la mesure, élaborer l'algorithme d'exploitation des données expérimentales, pour enfin fournir une explication aux cartes obtenues et ainsi apporter une meilleure compréhension des plasmas magnétisés dans une décharge radio-fréquence. Le chapitre précédant, traitant des mesures de sonde de Langmuir dans un plasma RF magnétisé, nous a permis de valider l'utilisation de l'algorithme d'exploitation des caractéristiques $I(V)$ par ajustements itératifs (M.A.I.) en exploitant uniquement la partie ionique de la caractéristique mesurée. Ceci nous permet de déterminer la densité et la température du plasma, $n = n_i$ et T_e , n'importe où dans le réacteur. Bien que la théorie O.M.L. soit également une bonne candidate [Chen, 2009], son utilisation dans un plasma très inhomogène est discutable, puisqu'à certains endroits le courant de saturation ionique présente une pente bien différente d'une expansion en $(\phi_p - V)^{1/2}$, se rapprochant d'une puissance 0.8 dans les régions aux abords du tube de flux magnétique connecté à l'électrode.

3.2.1 Le réacteur et le maillage

Le bras mécanique monté par Cryoscan, voir figure 3.7(a) [Devaux *et al.*, 2017], permet de déplacer la sonde dans les trois directions de l'espace, en face de l'électrode RF (dont le centre géométrique est l'origine du repère) : cela nous permet de dresser une cartographie potentiellement tridimensionnelle¹ des paramètres du plasma. Vient alors tout l'avantage

1. Nous nous contenterons de cartes 2D dans le cadre de cette thèse.

d'avoir opté pour une sonde de Langmuir cylindrique. Son faible rayon (75 microns) permet de réaliser un maillage très fin des paramètres du plasma dans la direction transverse (i.e. dans le plan $(x, y) \perp \vec{B}$) tout en limitant la perturbation du plasma magnétisé en générant un tube de flux relativement mince lors de la mesure. En revanche, dans la direction longitudinale, le maillage doit être d'au moins 1 cm (soit la longueur L_p de la sonde) afin de fournir une évaluation correcte des paramètres du plasma.

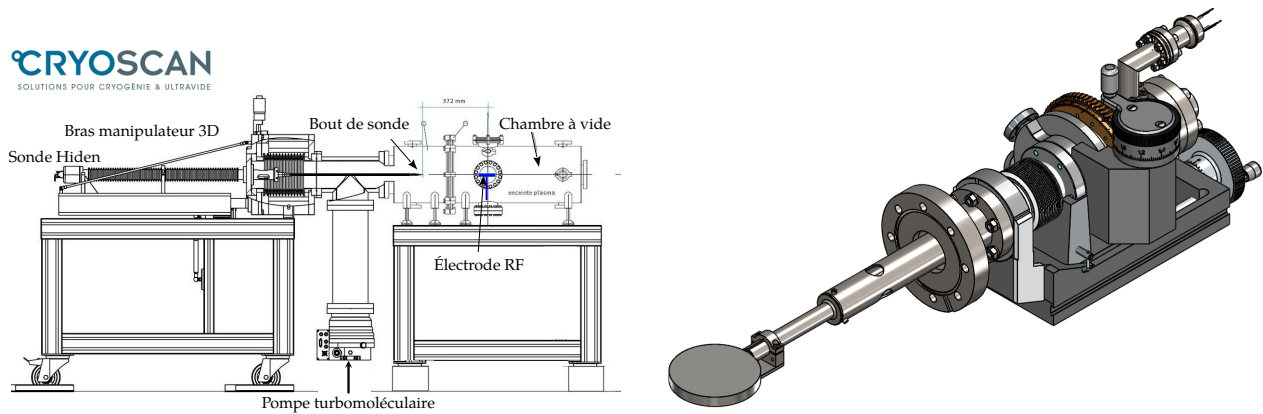
Dans l'optique de répondre à la problématique de la thèse, qui consiste à mesurer, comprendre et expliquer les structures ² pouvant se former en face d'une électrode RF, l'utilisation de l'antenne actuelle limite grandement le champ de paramètres expérimentaux accessibles (champ magnétique, puissance RF et pression). De plus, étudier les effets d'une antenne RF alignée avec les lignes de champ magnétique n'est pas très révolutionnaire en soit. C'est pourquoi nous avons développé au courant de la thèse un prototype d'électrode inclinable, permettant d'étudier les effets de l'angle entre la surface RF et le champ magnétique. L'électrode a été conçue par Cryoscan, voir figure 3.7(b), en la montant sur un bras pivotant (voir photographie en fig.3.7(c), et celles en figure 3.8), nous permettant ainsi d'incliner la cathode par rapport aux lignes de champ magnétique au degré près de 0 à 360°.

Comme la cathode a un rayon de 4 cm, le volume de travail s'étend de $y \in [-42, +42]$ mm (ce qui coïncide avec la limite du bras manipulateur), et $z \in [z_{\min}, \sim z_{\min} + 15]$ cm. La position minimale d'approche z_{\min} étant ajustée en fonction de l'inclinaison de l'électrode afin d'éviter toute collision avec la sonde. Le logiciel mis à notre disposition nous permet de paramétrer le maillage et de réaliser les mesures de façon automatique. Ainsi, une seule carte comporte environ 1 100 points de mesure, qui sont acquis en approximativement 2 heures de décharge. Le réacteur ALINE génère un plasma assez stable pour supporter des décharges des plusieurs heures, et de ce fait acquérir plusieurs cartes à la suite. En figure 3.9 est tracé un échantillon de caractéristiques obtenues. Nous pouvons noter une nette différence entre le plasma du tube de flux magnétique connecté à l'électrode et le plasma extérieur : la densité du premier est clairement plus faible que celle du second. La réalisation d'une carte étant relativement chronophage, seulement quelques angles d'inclinaison de l'antenne seront étudiés ici.

3.2.2 Conditions expérimentales

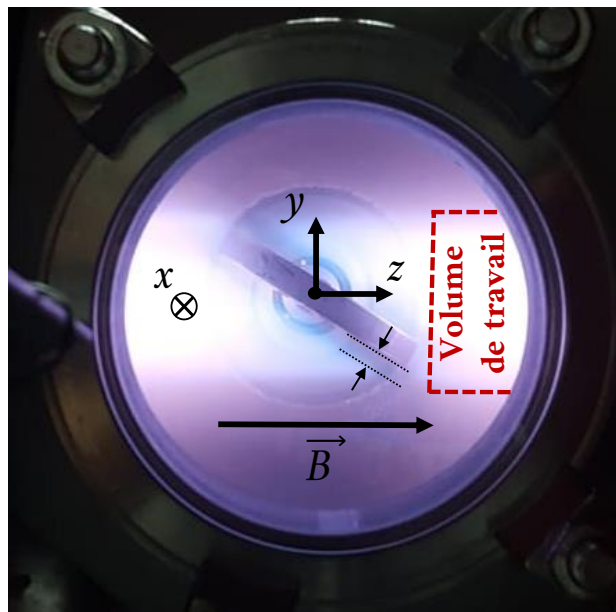
Dans le but de limiter au maximum l'apparition d'une bosse sur la caractéristique courant-tension, la puissance est fixée à une valeur relativement faible de 13 W de puissance RF injectée. Cela nous permet également de réaliser des décharges plus longues, car à plus forte puissance des points chauds peuvent apparaître sur l'électrode en fin d'acquisition, rendant l'exploitation de la carte fortement discutable. Enfin, dans le but d'élargir notre étude, nous allons explorer le comportement du plasma à fort champ et à faible champ, ainsi qu'à faible pression et à plus haute pression, le tout en inclinant l'électrode RF. Le tableau 3.1 dresse l'ensemble des conditions expérimentales explorées lors de cette étude.

2. Par structure, on entend une région de l'espace où les paramètres du plasma changent significativement.



(a) Plan du bras manipulateur de la sonde de Langmuir.

(b) Plan de l'électrode RF inclinable.

(c) Photographie de la cathode inclinée à 45° . Le tube de flux connecté magnétiquement à l'électrode est clairement visible, le plasma y est plus lumineux. Le rectangle rouge délimite le volume de travail (i.e. le plasma sondé). Notons la présence d'une gaine entre le plasma du tube de flux et l'électrode d'une taille d'environ 1 cm (entre les deux flèches).**Figure 3.7** – Dispositif expérimental utilisé pour l'étude du plasma en face d'une électrode RF inclinée avec les lignes de champ magnétique.

Angle θ	Pression	Fréquence	Champ magnétique	Puissance RF
0, 5, 25, 45, 75 et 90°	2.4 et 1.2 Pa	25 MHz	47 et 94 mT	13 W injectés

Tableau 3.1 – Conditions de décharge pour l'étude. Pour information, les équivalents en Torricelli de 2.4 et 1.2 Pa sont respectivement 18 et 9 mTorr. Nous avons utilisé une décharge à couplage direct. Le maillage des mesures est $y \in [-42 : 1 : 42] \times z \in [z_{\min} : 10 : \sim z_{\min} + 150]$ mm. La puissance couplée au plasma est respectivement 8.2 et 8.6 W pour 47 et 94 mT.

C'est d'ailleurs cette étude qui nous a demandé de mettre au point la M.A.I. pour l'exploitation des caractéristiques de sonde, puisqu'un total de 26 520 caractéristiques ont été acquises! Cette méthode permet, comme nous l'avons dit précédemment, d'évaluer de façon robuste et autonome les paramètres du plasma, même dans les conditions où les méthodes classiques (O.M.L., Druyvesteyn) ne semblent pas fonctionner. Et au vu des caractéristiques présentées fig.3.9, la sonde traverse plusieurs couches de plasma, où les conditions ne sont pas les mêmes (forts gradients, flux important de particules, etc.) mettant à mal les méthodes d'exploitation nécessitant des condition initiales (A.B.R.-Chen, B.R.L.). Notre M.A.I. semble

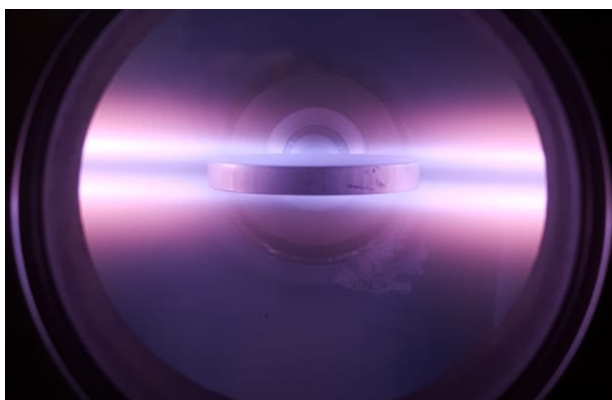
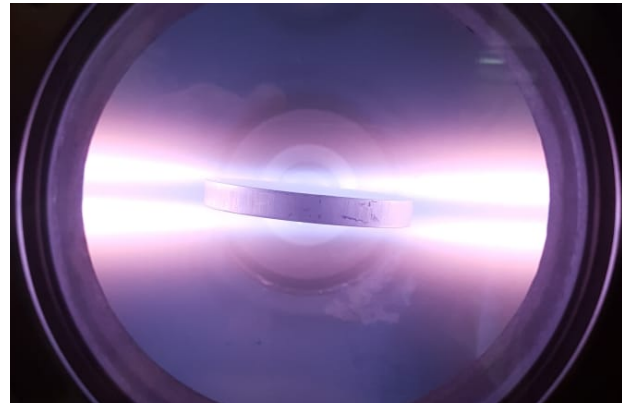
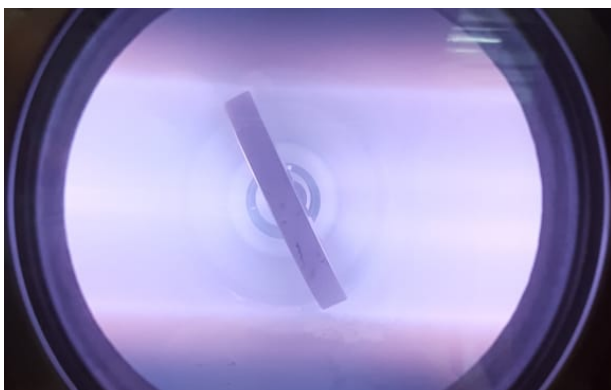
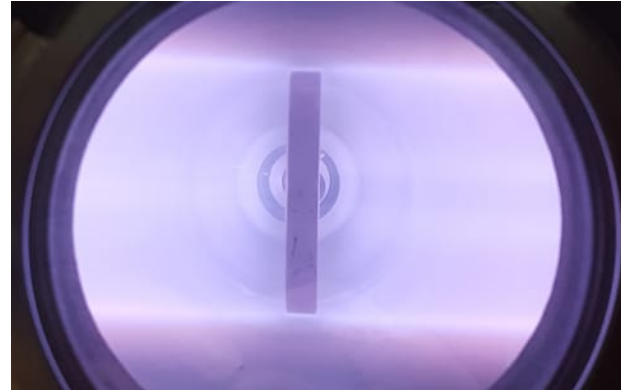
(a) $\theta = 0^\circ$.(b) $\theta = 5^\circ$.(c) $\theta = 25^\circ$.(d) $\theta = 45^\circ$.(e) $\theta = 75^\circ$.(f) $\theta = 90^\circ$.

Figure 3.8 – Photos de la décharge : He, à 8.2 W de puissance RF couplées, 94 mT, 2.4 Pa pour tous les angles étudiés dans la suite de la thèse.

donc être le seul moyen pour obtenir de façon convenable les paramètres locaux du plasma avec une simple sonde de Langmuir compensée RF.

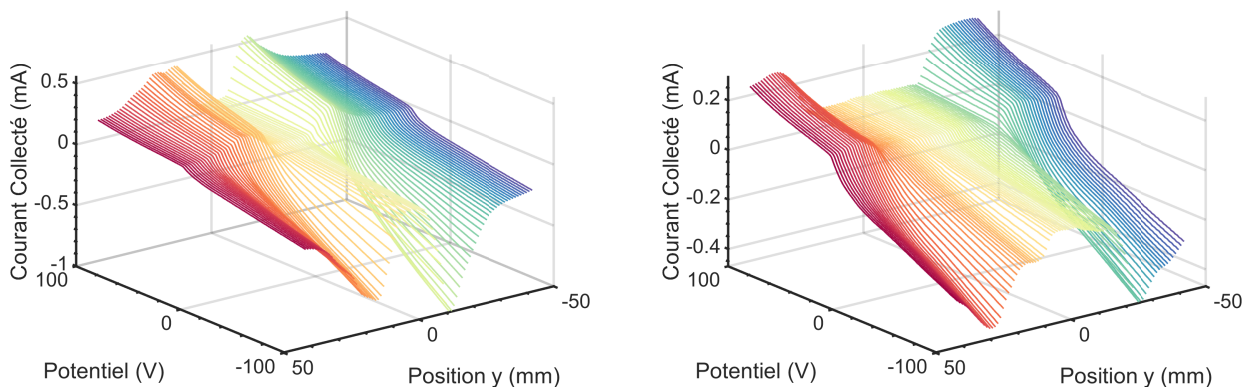
3.3 Évolution expérimentale des paramètres du plasma

Dans cette section nous allons présenter des cartes bidimensionnelles de chaque paramètre du plasma sous la forme de « carte de chaleur » $Q(y, z)$. Cependant, comme ces représentations prennent de la place, nous nous limiterons à montrer l'évolution de la structure en face de l'électrode pour tous les angles d'inclinaison uniquement pour la condition à 2.4 Pa et 94 mT (i.e. six cartes). Ajoutons à cela une carte à 45° à faible champ, et d'une autre à faible pression afin de déterminer l'impact de ces paramètres sur les dites structures (ce qui fait un total de huit cartes par quantité).

3.3.1 Le potentiel plasma

Cette sous-section fait référence aux figures 3.10(a) à 3.10(g), p.118. Il est clair que le plasma contenu dans le tube de flux en face de l'électrode se polarise par rapport au plasma extérieur. Cette polarisation semble augmenter avec l'angle d'inclinaison, ou plus précisément, le plasma du tube se polarise d'avantage pour un tube de flux plus large. Par exemple, dans le cas d'une antenne alignée avec les lignes de champ magnétique et un tube de flux large de 1 cm, fig.3.10(a), la différence de potentiel entre le plasma du tube et le plasma extérieur est de l'ordre de 5 V alors qu'elle peut atteindre 25 V pour un tube large de 8 cm. Cela montre bien qu'en dessous d'une certaine surface connectée à l'antenne, i.e. $\theta \lesssim 25^\circ$, la RF perturbe peu le potentiel plasma global, ce qui est intéressant pour la communauté scientifique.

Par ailleurs, le fort contraste entre intérieur et extérieur du tube génère de forts gradients



(a) Acquisition de caractéristiques $I(V)$ suivant l'axe y à $z = 6$ cm pour des conditions de décharge à 94 mT, 2.4 Pa et 8.6 W de puissance couplée. La cathode est inclinée à 5°.

(b) Acquisition de caractéristiques $I(V)$ suivant l'axe y à $z = 6$ cm pour des conditions de décharge à 94 mT, 2.4 Pa et 8.6 W de puissance couplée. La cathode est inclinée à 25°.

Figure 3.9 – Échantillon de mesures réalisées. Expérimentalement, la position z est tout d'abord fixée, puis se fait le balayage dans la direction y , pour enfin changer la position en z .

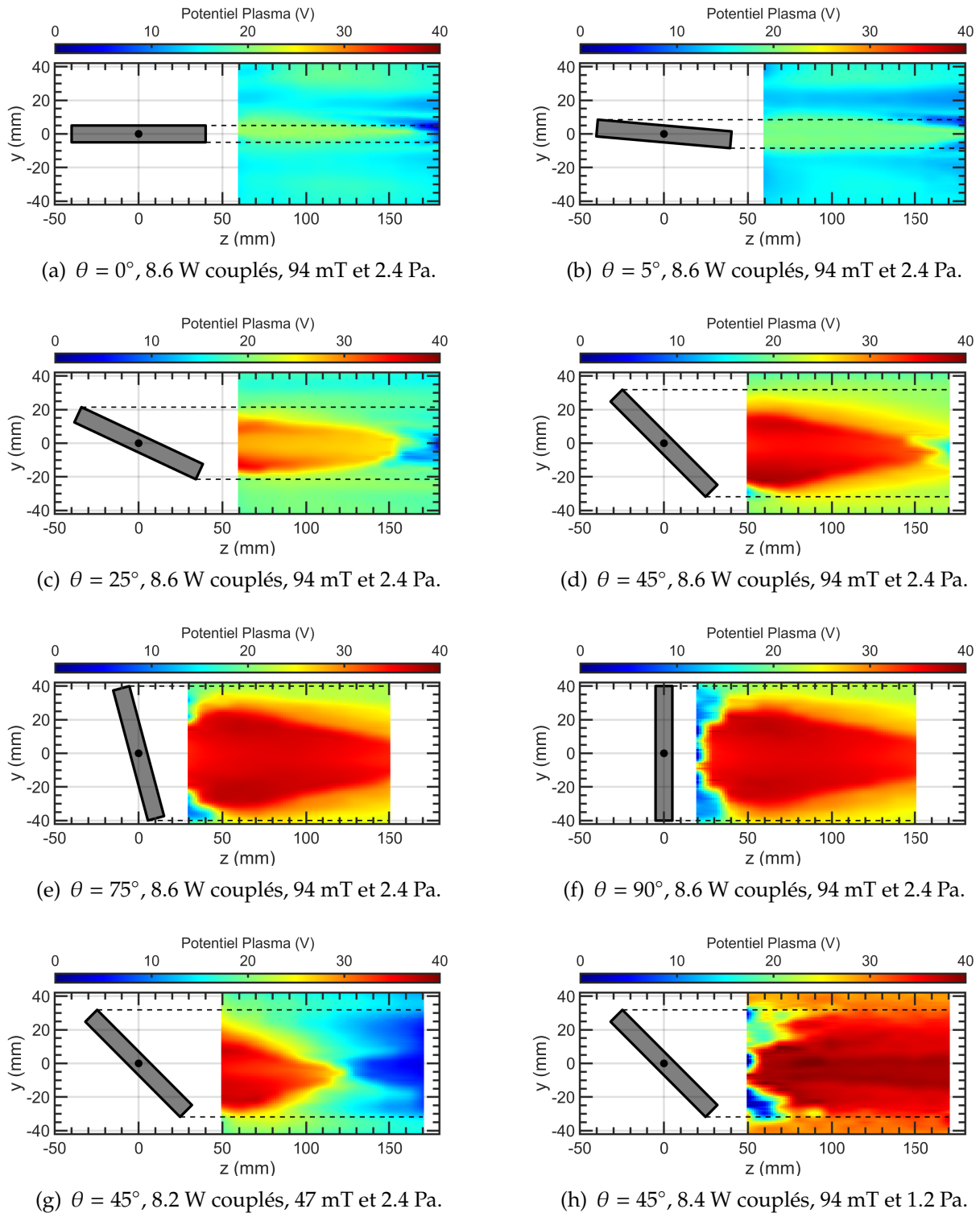


Figure 3.10 – Cartographie du potentiel plasma en face de l'antenne RF à $\nu_{RF} = 25$ MHz. Les conditions de décharge de chaque carte sont données en légende. De (a) à (f), seul l'angle de l'antenne est modifié. Pour (g) et (h), seule l'amplitude du champ magnétique et la pression sont changées.

dans la direction transverse entraînant l'apparition de courants de dérive électronique et ionique dans la direction x dont la vitesse de dérive est donnée par la relation,

$$u_{Dx} = \frac{E_y}{B} = -\frac{1}{B} \frac{\partial \phi_p}{\partial y} \quad (3.6)$$

La vitesse de dérive dans la direction de Hall, fig.3.11, peut atteindre les 10 km/s, correspondant à un courant de 80 A/m² (pour un plasma à environ 5×10^{15} m⁻³).

Pour un champ magnétique plus faible, fig.3.10(g), le plasma est moins confiné, augmentant de ce fait les flux transverses. Par conséquent la structure du potentiel plasma est plus courte à 47 mT qu'à 94 mT. L'inverse se produit pour un plasma moins dense puisqu'il y a moins de collisions, fig.3.10(h), ainsi le tube de flux est bien plus polarisé dans ce cas (i.e. la structure s'étend sur toute la longueur du volume de travail) et la notion de « tube » est encore plus marquée.

Nous pouvons également remarquer que la structure de potentiel plasma possède un plateau en son centre, $y = 0$, où la valeur de potentiel est plus ou moins constante dans la direction longitudinale. Nous pouvons suivre l'évolution de l'amplitude de ce plateau en fonction de θ via une étude complémentaire qui consiste à faire des mesures le long de l'axe z , pour $y = 0$ et pour $\theta \in [0 : 5 : 90]$ à fort champ et forte pression (94 mT et 2.4 Pa). Les résultats de cette étude sont représentés en figure 3.12(a) où le potentiel plasma tracé a été moyenné sur la gamme $80 \leq z \leq 110$ mm. Comme l'évolution de $\langle \phi_p \rangle(\theta)$ semble être simplement décalée vers les potentiels positifs avec l'augmentation de la puissance, nous normalisons toutes les courbes à leur valeur en $\theta = 90^\circ$, là où $\langle \phi_p \rangle$ est maximum pour toutes les conditions. De cette normalisation, une courbe moyenne peut être dégagée et tracée en fonction de θ , voir courbe rouge fig.3.12(b).

Conformément à ce qui a été observé sur les cartes, le potentiel plasma augmente à mesure que θ (i.e. la largeur du tube de flux) augmente. Un modèle très simpliste de tube de flux permet d'expliquer ce comportement. Tout d'abord, nous supposons que le tube de flux en face de l'électrode possède une section circulaire dont le diamètre dépend de θ :

$$d_E = 2R_E \sin \theta + E_E \cos \theta, \quad (3.7)$$

où $R_E = 4$ cm et $E_E = 1$ cm sont respectivement le rayon et l'épaisseur de l'électrode. Le tube de flux, que l'on considère parfaitement magnétisé pour les électrons, connecté à l'antenne possède une surface frontale de $S_F = \pi d_E^2/4$ ainsi qu'une surface latérale de $S_L = \pi d_E L_{\parallel}$, avec L_{\parallel} longueur du tube (i.e. distance entre l'électrode et le mur de l'enceinte, soit $L_{\parallel} \simeq 50$ cm). Si nous considérons des électrons parfaitement magnétisés et maxwelliens, et incapables de quitter le tube par la surface latérale, les ions froids quant eux sont démagnétisés et peuvent quitter le tube par toutes les surfaces. Le présent modèle ainsi que les hypothèses de travail sont représentés schématiquement en figure 3.13. Par conséquent, la conservation du courant

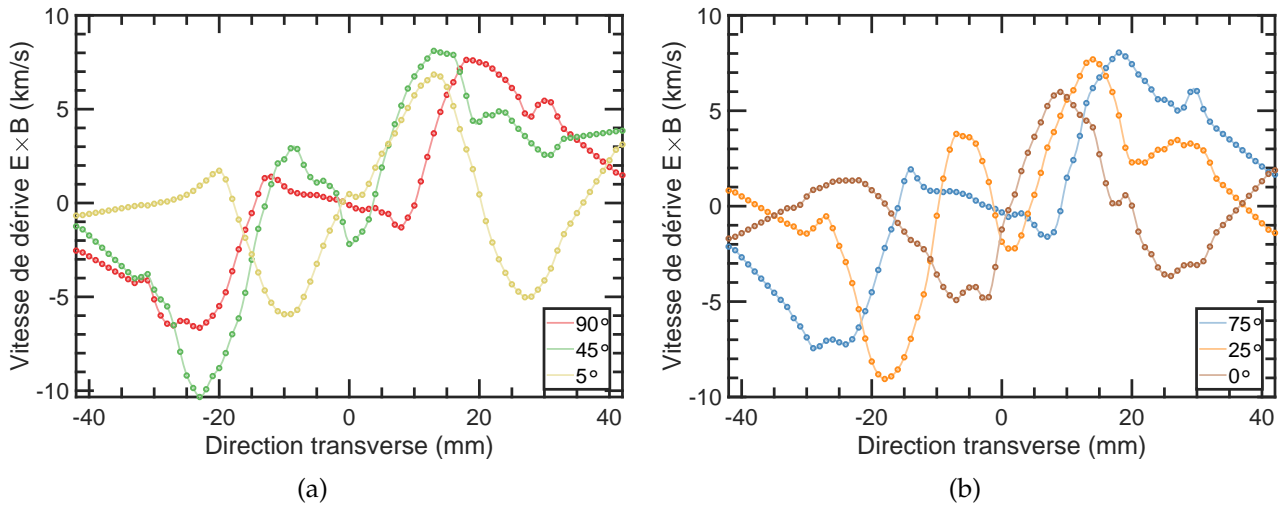
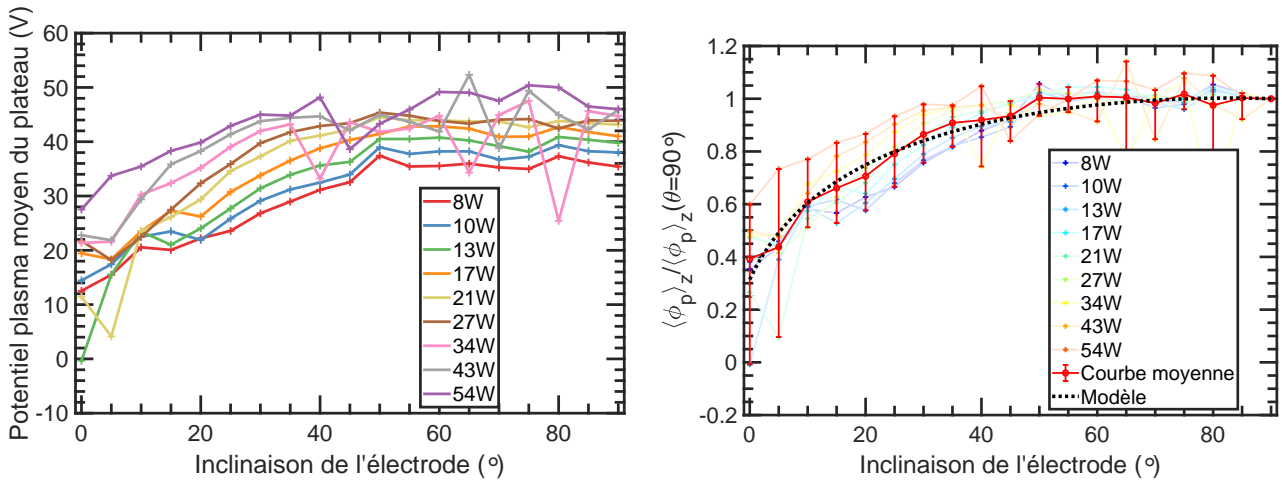


Figure 3.11 – Vitesse de dérive $\vec{E} \times \vec{B}$ en $z = 100$ mm, pour 94 mT et 2.4 Pa, dans la direction x due aux forts gradients de potentiel plasma existant aux abords du tube de flux polarisé connecté à l'électrode RF.



(a) Évolution du potentiel plasma moyen du plateau avec l'inclinaison de l'électrode RF pour plusieurs puissances couplées. (b) Courbes de (a) normalisées à leur valeur en $\theta = 90^\circ$, courbe moyenne, et modèle éq.(3.11).

Figure 3.12 – Relation entre potentiel plasma au milieu de la structure en face de l'électrode en fonction de l'inclinaison de celle-ci. Le champ magnétique est fixé à 94 mT et la pression à 2.4 Pa. La puissance indiquée en légende est la puissance couplée au plasma.

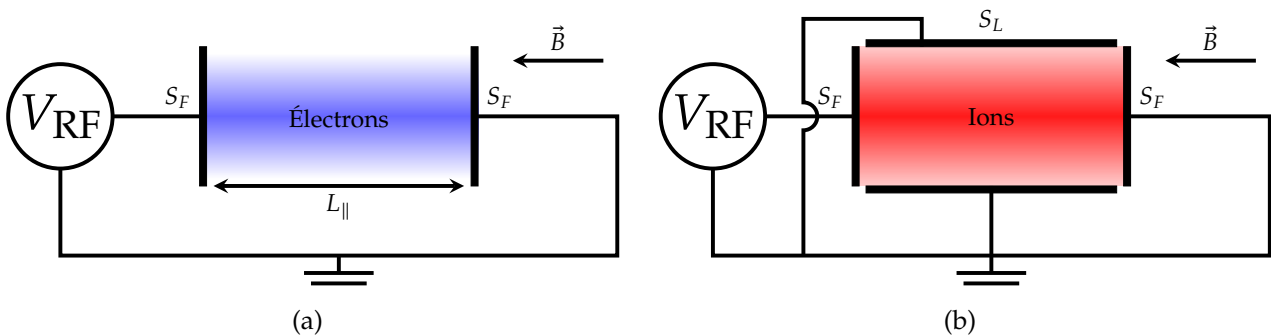


Figure 3.13 – Modèle simplifié de tube de flux indiquant les surfaces d'échange (a) des électrons, et (b) des ions.

au travers du tube de flux s'écrit :

$$2J_{\text{isat}}S_{\text{F}} + J_{i\perp}S_{\text{L}} - J_{\text{esat}}S_{\text{F}}(e^{\varphi_{\text{RF}} - \varphi_p} + e^{-\varphi_p}) = 0 \quad \text{avec toujours } \varphi = \frac{eV}{k_{\text{B}}T_e}. \quad (3.8)$$

Si les courants ioniques transverses $J_{i\perp}$ aturent également à J_{isat} , nous trouvons :

$$J_{\text{isat}}(2S_{\text{F}} + S_{\text{L}}) - J_{\text{esat}}S_{\text{F}}(e^{\varphi_{\text{RF}} - \varphi_p} + e^{-\varphi_p}) = 0. \quad (3.9)$$

Rappelons que ce modèle n'est valable que si le courant électronique longitudinal ne dépasse pas le courant ionique total, i.e. $J_{\text{isat}}(2S_{\text{F}} + S_{\text{L}}) \leq J_{\text{esat}}$. Dans le cas contraire la gaine n'est plus un puits de potentiel répulsif pour les électrons mais attractif. Dans ce cas, l'utilisation de l'approximation de Boltzmann pour les électrons n'est plus valable. Il faut alors utiliser le modèle plus élaboré d'Aanesland *et al.* [2005] qui reste applicable quand la gaine s'inverse, mais une solution analytique du modèle n'est plus accessible.

En résolvant cette équation pour φ_p nous trouvons :

$$\varphi_p(t) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right) + \ln(1 + e^{\varphi_{\text{RF}}}) - \ln 2 - \ln\left(1 + 2\frac{L_{\parallel}}{d_{\text{E}}}\right) \quad (3.10)$$

Puisque le potentiel plasma mesuré est la valeur moyennée au cours du temps de cette quantité, nous devons évaluer la moyenne de $\varphi_p(t)$. C'est pourquoi, le potentiel plasma mesuré juste en face de l'électrode en fonction de l'inclinaison de celle-ci est :

$$\bar{\varphi}_p(\theta) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right) + a_{\text{RF}} - \ln 2 - \ln\left(1 + \frac{2L_{\parallel}}{2R_{\text{E}} \sin \theta + E_{\text{E}} \cos \theta}\right) \quad (3.11)$$

où le terme $\ln(1 + e^{\varphi_{\text{RF}}}) \simeq a_{\text{RF}}$ en régime de saturation [Faudot, 2015].

Cette fonction est tracée en pointillés noirs en figure 3.12(b), et nous constatons un excellent accord entre notre modèle simple et les mesures expérimentales. Cela nous montre que la polarisation du tube de flux et la « surface active » sont liées : plus la surface active est grande (i.e. plus le tube de flux est large) plus le plasma se polarise [Aanesland *et al.*, 2005]. En effet, pour un tube étroit le courant ionique sortant s'approche, voire dépasse le courant de saturation électronique. Par conséquent, afin de vérifier la conservation du courant total au travers du tube de flux connecté à l'électrode, il faut ré-augmenter le courant électronique en accélérant les électrons dans la gaine (i.e. la gaine est inversée), entraînant une chute du potentiel plasma.

Par ailleurs, ce résultat est également intéressant puisqu'il nous permet *a posteriori* de valider les hypothèses, en démontrant que les ions sont effectivement démagnétisés et qu'ils peuvent aisément quitter/entrer le tube de flux du fait qu'ils subissent une ou plusieurs collisions en une période cyclotron ($v_{i\text{N}} > \omega_{\text{ci}}$). Enfin, et de manière plus générale, ce résultat démontre que les mesures de sonde de Langmuir en face d'une électrode RF et en présence de champ magnétique sont exploitables et cohérentes.

3.3.2 La densité

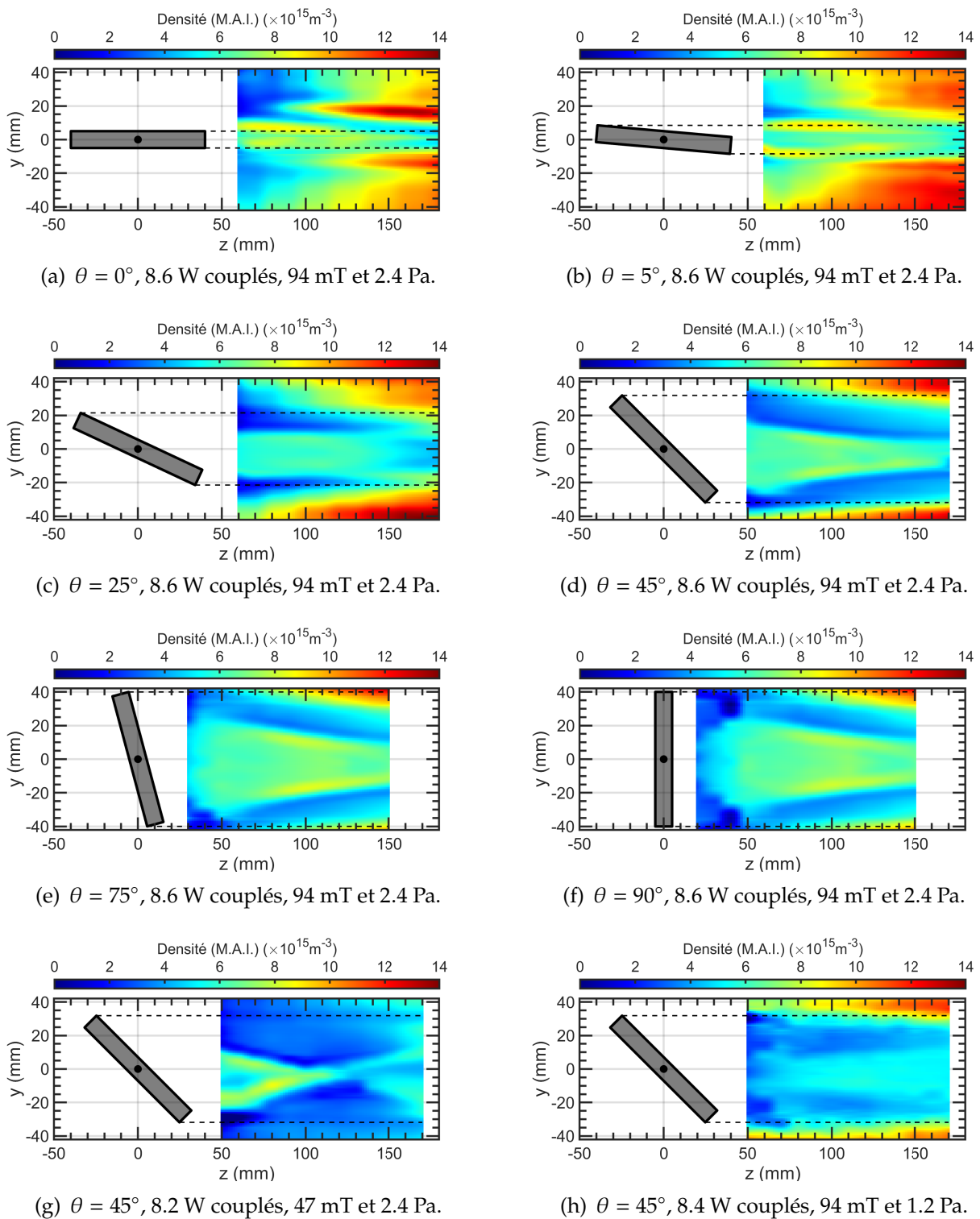


Figure 3.14 – Cartographie de la densité ionique du plasma en face de l’antenne RF à $\nu_{RF} = 25$ MHz. Les conditions de décharge de chaque carte sont données en légende. De (a) à (f), seul l’angle de l’antenne est modifié. Pour (g) et (h), seule l’amplitude du champ magnétique et la pression sont changées.

Cette sous-section fait référence aux figures 3.14(a) à 3.14(g), p.122. Contrairement aux profils de potentiel plasma, ces structures présentent une déplétion de densité dans le tube de

flux connecté à l'électrode. Cette observation était déjà visible sur les caractéristiques fig.3.9 où l'amplitude des courants de saturation est nettement diminuée dans le canal. Cette chute de densité est due aux courants transverses DC [Rozhansky *et al.*, 1999b] (comparable à ceux qui ont été vus dans le chapitre précédent pour le cas d'une sonde) ainsi que des courants transverses RF [Faudot *et al.*, 2013]. Toutefois en première approximation, cette baisse de densité s'explique par le fait que le tube est polarisé positivement par rapport au plasma extérieur, les ions sont alors éjectés à cause de l'établissement d'un champ électrique dans la direction perpendiculaire. De la même manière, les électrons sont expulsés dans la direction parallèle pour préserver la quasi neutralité électrique du tube de flux.

Nous remarquons également la présence d'une sur-densité aux abords du tube : dans la direction y en partant du centre, la densité présente un plateau, puis un creux, puis une augmentation avant de se stabiliser. Une explication possible est la présence d'un second courant dû au gradient de densité existant entre le tube et le plasma extérieur. Ces structures de densité, $n(\vec{r})$ génèrent donc également des flux dus à la diffusion dans la direction transverse. À ce stade, nous pouvons supposer que les ions sont soumis à un flux transverse dû à la diffusion, à la mobilité, et à la polarisation :

$$\vec{J}_{i\perp} = -eD_{i\perp}\vec{\nabla}n + en\mu_{i\perp}\vec{E} + \frac{Mn}{B^2}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (3.12)$$

Cependant une explication complète de ce phénomène nécessite l'introduction d'un modèle fluide permettant de retrouver le profil de densité $n(y)$ de manière théorique, ce qui sera fait plus loin en section 3.4.

À faible champ magnétique, fig.3.14(g), la diminution du confinement permet aux courants de diffusion transverse de réalimenter le tube à un taux plus important (D_{\perp} est plus élevé lorsque B diminue). C'est pourquoi il n'y a pas de nette différence entre l'intérieur et l'extérieur du tube en terme de densité de particules, excepté à l'interface où résident les courants traverses dus à la présence d'un champ électrique. En revanche, à faible pression le faible taux de collisions limite fortement la diffusion transverse, améliorant de cet fait le confinement magnétique. Cela est clairement visible en fig.3.14(h) avec une densité de tube de l'ordre de $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ alors que le plasma extérieur est à $12 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$. La transition est très abrupte puisque le gradient s'établit sur environ 5 mm.

3.3.3 La température électronique

Cette sous-section fait référence aux figures 3.15(a) à 3.15(g), p.124. Notons que la carte de température électronique doit être considérée et discutée avec précaution, puisque même si la sonde est compensée RF, en face de l'électrode les caractéristiques peuvent être déformées – et notamment dans la partie exponentielle – menant à une mauvaise estimation de la température. Cependant, comme l'algorithme d'exploitation est le même pour toutes les cartes, la forme relative des structures de température peut être discutée.

La température du plasma à l'intérieur du tube est plus élevée que celle du plasma

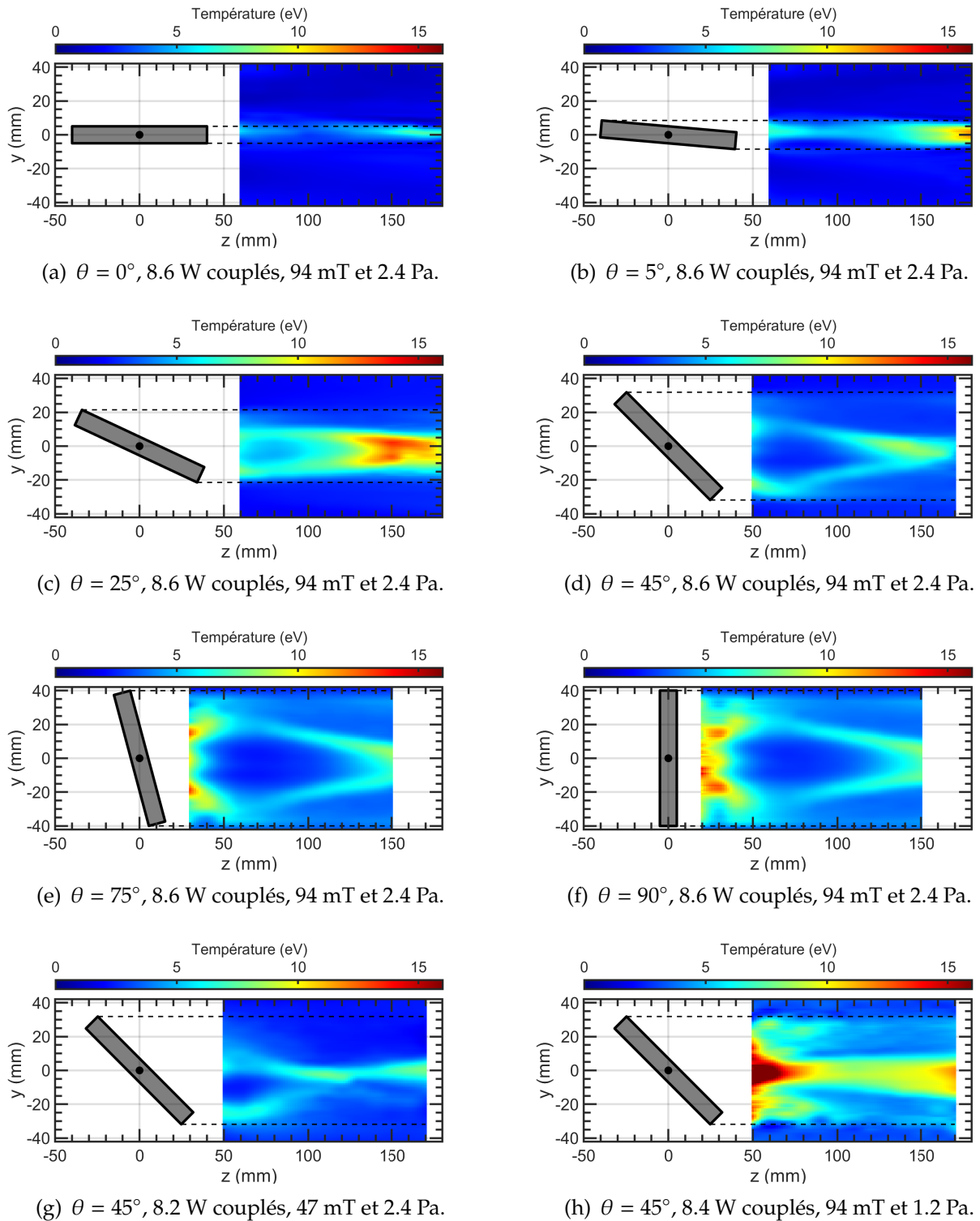
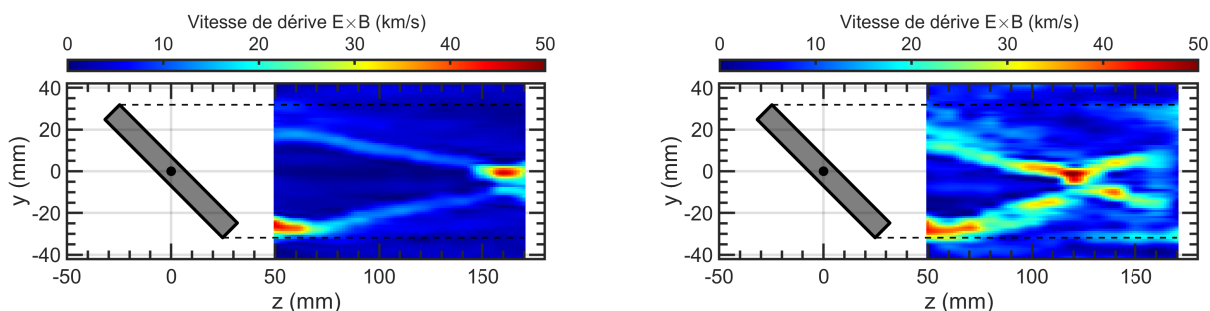


Figure 3.15 – Cartographie de la température électronique du plasma en face de l’antenne RF à $\nu_{RF} = 25$ MHz. Les conditions de décharge de chaque carte sont données en légende. De (a) à (f), seul l’angle de l’antenne est modifié. Pour (g) et (h), seule l’amplitude du champ magnétique et la pression sont changées.

extérieur et atteint les 10 – 15 eV. Cette haute température met en évidence soit une mauvaise compensation de l'électrode soit la présence d'électrons non maxwelliens. En effet, une température plus importante à proximité de l'électrode montre bien que les électrons y sont chauffés. Dans le premier chapitre de ce mémoire nous avons effectivement vu que les électrons sont chauffés par collisions avec la gaine RF oscillante de l'électrode, ce qui constitue le chauffage dit stochastique [Lieberman et Lichtenberg, 2005].

En revanche pour expliquer le reste de la structure avec une forme de « flamme » (notamment visible pour $\theta \geq 45^\circ$ sur les fig.3.15(d) à 3.15(g)), où les bords de la structure possèdent une température plus élevée alors que le centre a la même température que plasma extérieur, des calculs supplémentaires sont nécessaires. En effet, ces bords coïncident parfaitement avec ceux de la structure de potentiel plasma fig.3.10, ainsi en traçant la carte de l'amplitude de la vitesse de dérive dans la direction de Hall, fig.3.16, nous remarquons que l'augmentation de la température sur les bords de la structure coïncide avec la position des courants convectifs, indiquant l'importance de ces courants de dérive au sein de la décharge [D'Ippolito *et al.*, 1993; Rozhansky *et al.*, 2001]. Notons que la figure 3.16 représente $|u_{Dx}|$, la carte de u_{Dx} ferait apparaître une région positive en bas et négative en haut, indiquant une rotation de la structure autour de l'axe du tube. Par conséquent, la région centrale de la structure possède une température moins élevée car elle n'est pas soumise aux courants de dérives (comparable à l'œil d'un cyclone). À plus faible pression, fig.3.15(h), l'augmentation du confinement permet encore une fois un allongement de la structure, ainsi qu'une nette démarcation entre l'intérieur et l'extérieur.

Cependant, nous atteignons la limite des discussions et des explications que peuvent fournir nos mesures avec une simple sonde de Langmuir classique. Une explication complète des phénomènes générant ces structures de température demande l'utilisation d'un autre diagnostic (sonde émissive, L.I.F.³,...), ou encore la réalisation de simulations numériques sur des logiciels dédiés, par exemple COMSOL, comme présentés en section 3.3.4.



(a) $\theta = 45^\circ$, 8.6 W couplés, 94 mT et 2.4 Pa, à comparer avec la figure 3.15(d). (b) $\theta = 45^\circ$, 8.2 W couplés, 47 mT et 2.4 Pa, à comparer avec la figure 3.15(g).

Figure 3.16 – Cartographie de l'amplitude de la vitesse de dérive électronique $u_{Dx} = -\partial_y \phi_p / B$ en face de l'antenne RF à $\nu_{RF} = 25$ MHz.

3.3.4 Mise en évidence de cônes de résonance grâce à COMSOL

Les cartes de température sont difficiles à interpréter au premier abord puisqu'elles présentent des maxima entre 10 et 15 eV, ce qui semble être totalement disproportionné pour un plasma de quelques dizaines de watts. Néanmoins en regardant plus attentivement les cartes de T_e , fig.3.15(d), 3.15(e) et 3.15(f), la structure bidimensionnelle en forme de flamme devient un cône de révolution une fois projetée dans l'espace à trois dimensions. Ainsi, des « cônes de résonance » semblent apparaître sur nos cartes, indiquant que l'énergie se dépose très localement (i.e. à la surface du cône), expliquant donc une température plus importante à cet endroit. Il faut néanmoins garder en tête que dans ces régions proches de l'antenne RF la fonction de distribution en vitesse n'est pas Maxwellienne et que la température déduite de nos signaux de sonde peut présenter une erreur importante. De plus, à la surface de ces cônes, les oscillations RF sont plus importantes et peuvent entraîner un problème de compensation de la sonde, ce qui aurait également pour effet d'augmenter artificiellement la température. Cependant, en se concentrant uniquement sur les gradients, $\vec{\nabla}T_e$, les mesures expérimentales nous donnent tout de même une indication sur les zones plus chaudes ou moins chaudes du plasma. C'est pourquoi, problème de compensation ou non, notre dispositif expérimental nous permet d'identifier lesdits cônes, malgré l'environnement radio-fréquence.

Pour être certain qu'il s'agisse de cela, nous allons simuler un plasma magnétisé électrostatique soumis à une oscillation RF appliquée à l'électrode. Il est possible de résoudre le potentiel électrostatique (via la résolution de l'équation de Poisson) en utilisant le tenseur diélectrique d'un plasma froid magnétisé et collisionnel [Swanson, 2003], éq.(3.13), dans le but de simuler le plasma dans la géométrie présentée dans la figure 3.17, proche des conditions expérimentales en terme de taille de plasma. L'électrode RF se trouvant au milieu du réacteur est inclinée à 0° , 25° , 45° (cf. figure), 75° et 90° . Le champ magnétique est quant à lui toujours dans la direction longitudinale z , et le tube de flux connecté à l'électrode présente une densité deux fois plus faible qu'à l'extérieur comme précisé dans le tableau 3.2, et conformément à l'expérience (fig.3.14).

Soit à résoudre :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot (\bar{\bar{\epsilon}}_p \vec{E}) = \rho,$$

avec

$$\bar{\bar{\epsilon}}_p = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_\perp & -i\epsilon_\times & 0 \\ i\epsilon_\times & \epsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_\parallel \end{pmatrix} \quad \text{et :} \quad \begin{cases} \epsilon_\perp = 1 - \frac{\omega - i\nu_{eN}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - i\nu_{eN})^2 - \omega_{ce}^2} \\ \epsilon_\times = \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - i\nu_{eN})^2 - \omega_{ce}^2} \\ \epsilon_\parallel = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - i\nu_{eN})} \end{cases} \quad (3.13)$$

n_0^{int} (m^{-3})	2×10^{15}	ω_{ce} (Grad/s)	17.6
n_0^{ext} (m^{-3})	4×10^{15}	ω_{pe} (Grad/s)	3.6
B (mT)	100	ω (Mrad/s)	31.4 (50 MHz)
ν_{eN} (MHz)	70	A_{RF} (V)	100

Tableau 3.2 – Paramètres utilisés dans COMSOL.

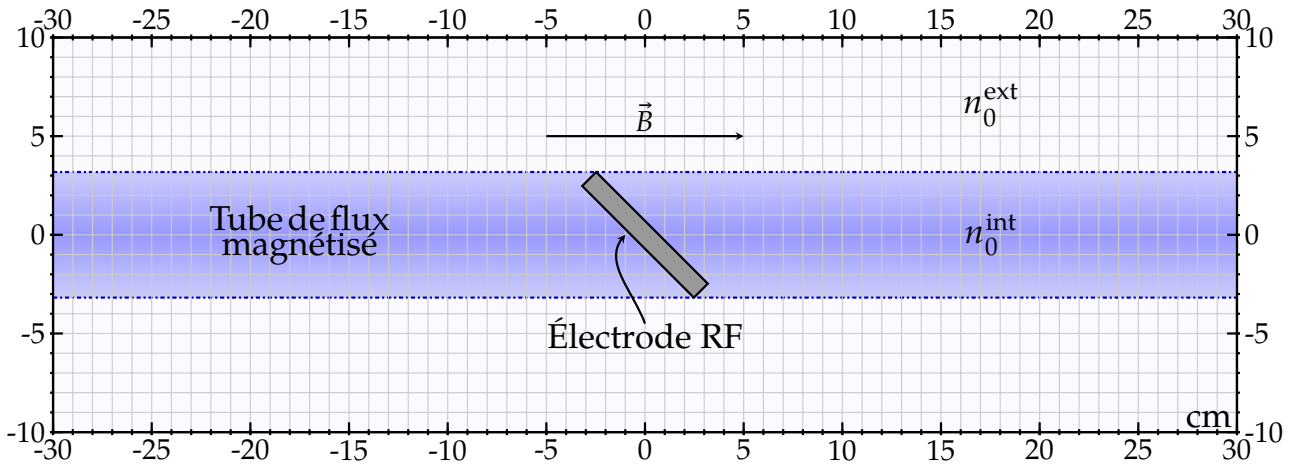


Figure 3.17 – Géométrie de la colonne de plasma simulée dans COMSOL.

Les simulations sont incapables de reproduire la complexité de l'expérience. En effet, les structures de potentiel et de densité sont auto-cohérentes dans la réalité (i.e. elles dépendent l'une de l'autre, et il faut donc résoudre les équations fluides et électrostatiques en même temps) alors que la simulation ne résout que l'équation de Maxwell–Gauss, en partant d'une géométrie et d'une distribution de charges imposée : une densité deux fois moindre dans le tube de flux connecté n_0^{int} par rapport à la densité à l'extérieur n_0^{ext} . Cette simplification est motivée par le fait que sans elle, le temps de calcul serait bien trop important. De plus, l'implémentation de la physique du transport des particules, des collisions, etc., couplée aux équations électrostatiques, rendrait le problème bien plus complexe et instable numériquement.

L'existence d'un cône de résonance a déjà été observée expérimentalement et est assez bien comprise théoriquement. En résolvant l'équation de Poisson dans un plasma magnétisé, il y a apparition d'une région de résonance où l'indice optique du plasma ainsi que les champs tendent vers l'infini. Une telle région s'établit à condition que la fréquence RF soit plus faible que ω_{ce} et ω_{pe} . L'angle d'ouverture du cône a pour expression

$$\alpha = \arcsin \left(\sqrt{\frac{\omega^2(\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 - \omega^2)}{\omega_{ce}^2 \omega_{pe}^2}} \right) \quad (3.14)$$

dans le cas d'un plasma froid d'après Fisher et Gould [1969, 1971] (α est donc l'angle entre la surface du cône, et la direction du champ magnétique). Dans les conditions de l'expérience, ω_{ce} est bien plus petit que ω_{pe} , donc α , l'ouverture du cône, dépend peu de la pulsation cyclotron électronique. Au contraire elle dépend fortement de ω , la pulsation RF, et de ω_{pe} et donc de la densité locale du plasma.

Un rapide calcul reprenant les paramètres du tableau 3.2 donne un angle de $\alpha = 3.6^\circ$, ce qui est beaucoup plus petit que l'angle mesuré expérimentalement, qui est plutôt de l'ordre de 11.5° (voir figure 3.18). Cependant, la fréquence RF vue par le plasma est en fait la deuxième harmonique du signal injecté, en raison du redressement de la gaine et de son comportement non linéaire [Lieberman et Lichtenberg, 2005]. En prenant 50 MHz, l'angle est seulement

doublé, $\alpha = 7.2^\circ$, ce qui n'est toujours pas suffisant pour ajuster nos mesures directes. Afin de s'approcher de la valeur expérimentale, il faut prendre une densité légèrement plus petite que 10^{15} m^{-3} , ce qui est nettement inférieur aux mesures de sonde. Donc soit les mesures de sonde sont surévaluées, ce qui est peu probable vu l'étude approfondie du chapitre 2, soit les effets thermiques ou les effets non linéaires ainsi que la structure de densité augmentent l'ouverture du cône. Les effets thermiques, induits par la température électronique ont été étudiés [Fisher et Gould, 1971] et influencent peu la valeur de l'angle. Ajoutons à cela que les effets non linéaires dus aux fortes perturbations RF de l'antenne ne permettent pas d'appliquer la théorie des ondes dans le réacteur ALINE en tant que petites perturbations pour trouver la formule du cône proposée par la littérature. Finalement, les conditions de bords peuvent aussi influencer sur l'ouverture plus ou moins importante du cône. Compte tenu de la complexité du dispositif expérimental, il n'est pas possible d'appliquer la formule théorique (3.14) de but en blanc. C'est pourquoi la simulation 2D du plasma s'est avérée indispensable. Elle est présentée dans ce qui suit.

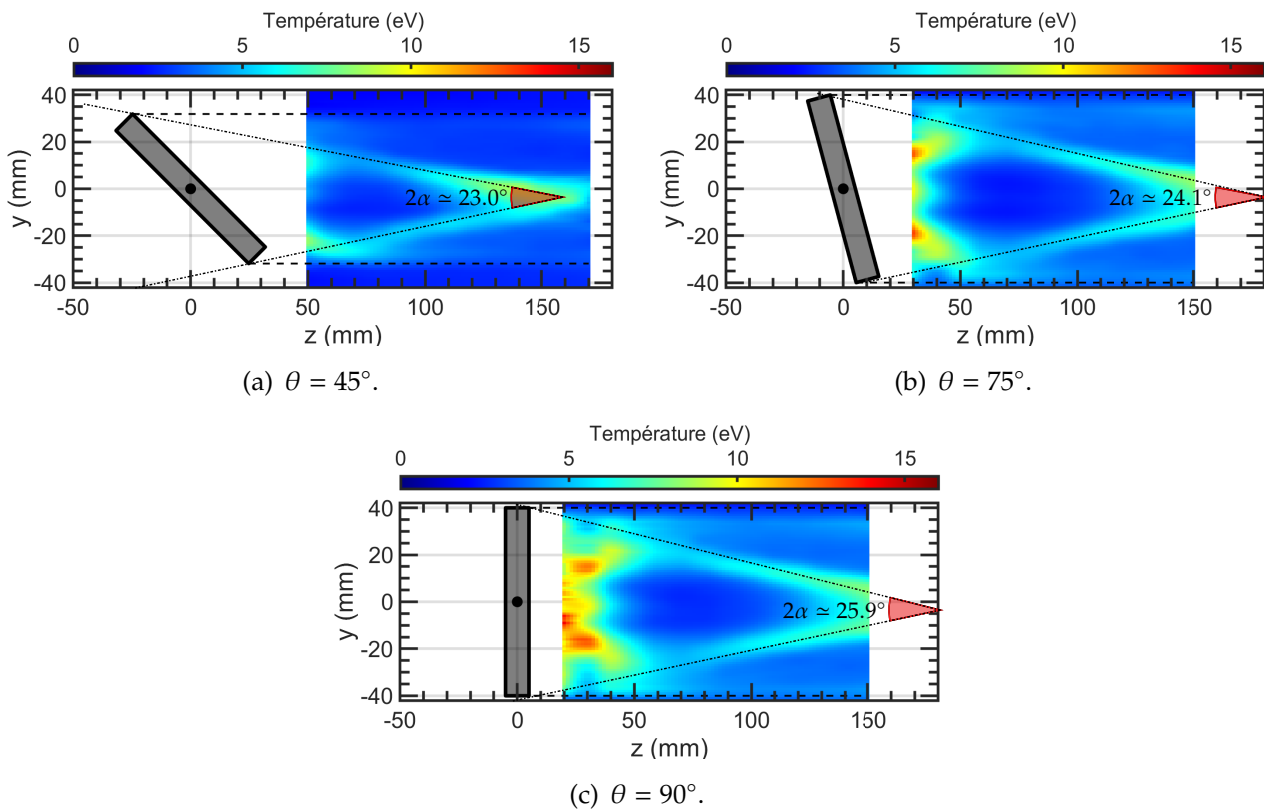


Figure 3.18 – Mesure de l'angle d'ouverture du cône de résonance avec le logiciel GÉOGÉBRA. Notons que les bords du cône interceptent les bords de l'électrode.

Les simulations ont été réalisées avec les angles d'inclinaison de l'électrode de notre étude expérimentale. Si nous comparons les résultats de simulation, figure 3.19 aux résultats expérimentaux (cf. fig.3.10), nous retrouvons grossièrement les mêmes structures de potentiel plasma, et les simulations semblent correspondre aux mesures. À ce stade, il ne faut cependant pas tirer de conclusions hâtives, car le potentiel donné par les simulations représente l'amplitude des oscillations, contrairement aux cartes de potentiel plasma mesurées qui elles

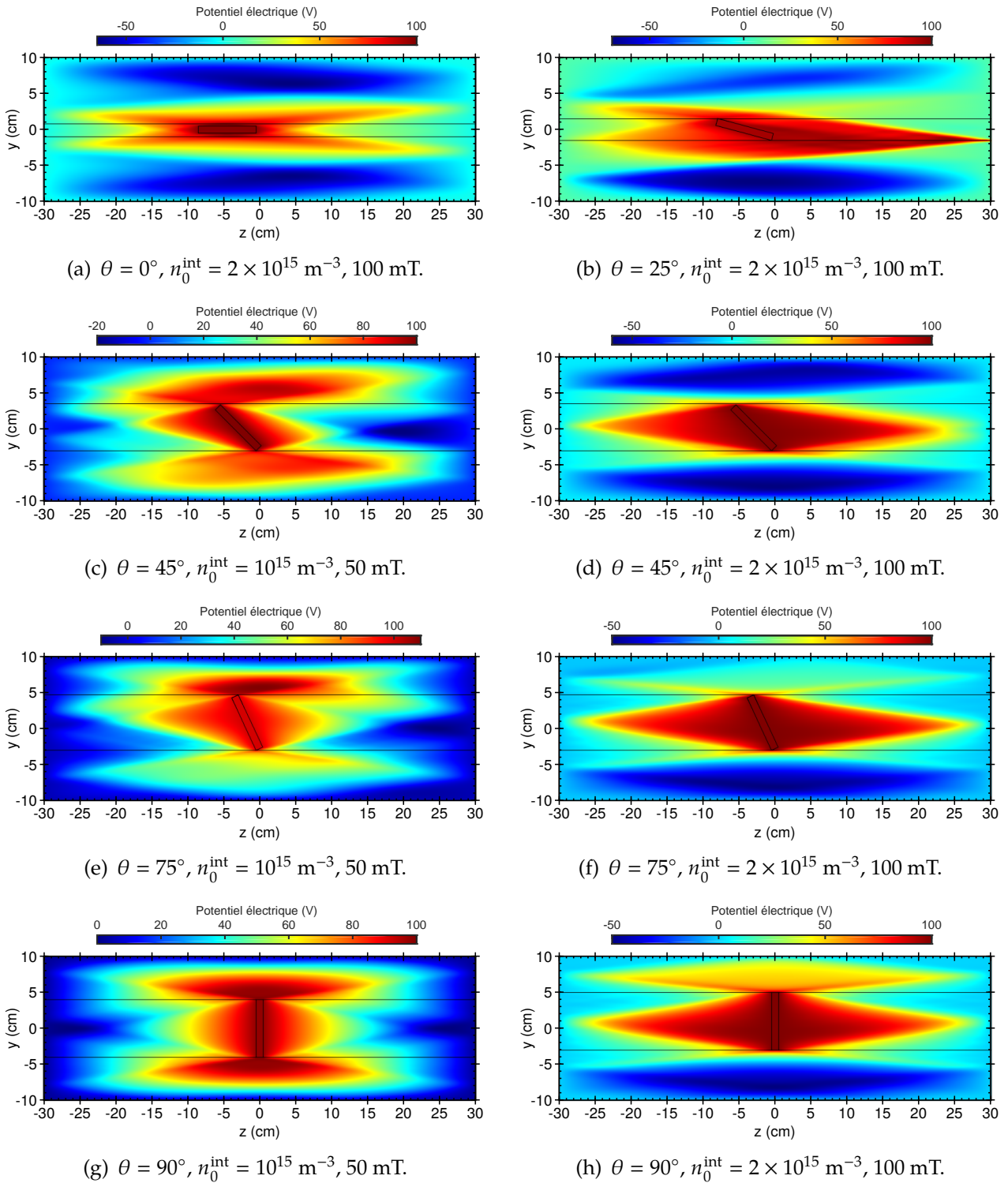


Figure 3.19 – Cartographie de l’amplitude des oscillations du potentiel électrique en face de l’antenne RF à $\nu_{\text{RF}} = 50 \text{ MHz}$ issue des simulations COMSOL. Le potentiel plasma moyen (donc mesuré) est proportionnel à l’amplitude de ces oscillations. Les paramètres d’entrée sont donnés dans les légendes à chaque fois qu’ils sont différents de ceux du tableau 3.2. Ces figures sont à comparer avec les cartes de potentiel plasma, fig.3.10.

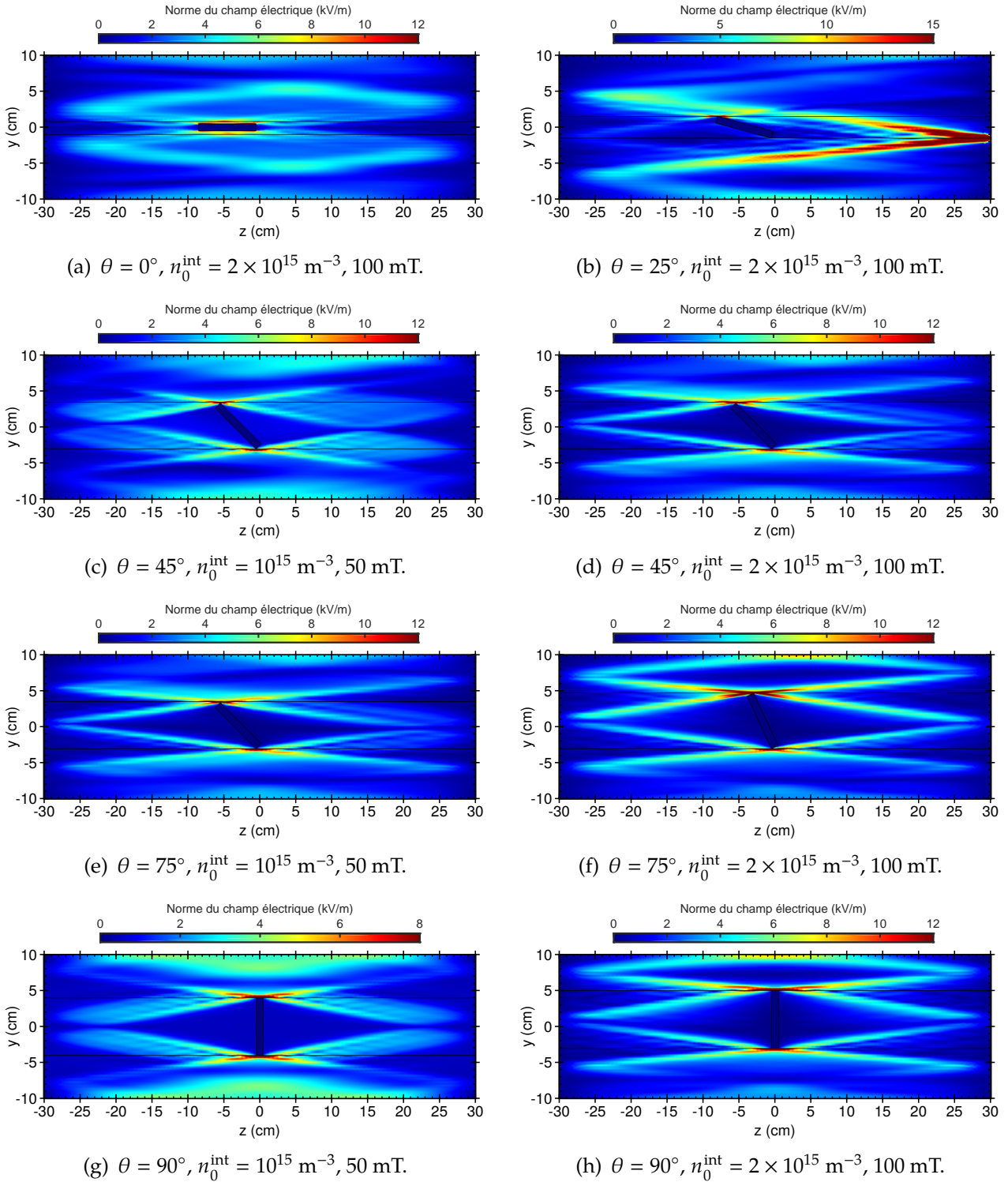


Figure 3.20 – Cartographie de l’amplitude du champ électrique se propageant au sein du plasma en face de l’antenne RF à $\nu_{\text{RF}} = 50 \text{ MHz}$ issue des simulations COMSOL. Les paramètres d’entrée sont donnés dans les légendes à chaque fois qu’ils sont différents de ceux du tableau 3.2. Ces figures sont à comparer avec les cartes de température électronique, fig.3.15.

représentent le potentiel plasma moyen DC. Malgré tout, nous savons que le potentiel DC à l'entrée de la gaine évolue approximativement entre A_{RF}/π et A_{RF} d'après notre étude préliminaire section 3.1 et les travaux présentés dans la littérature [Aanesland *et al.*, 2005; Bruce, 1981; Faudot *et al.*, 2019]. Il est donc légitime de supposer que les cartes de potentiel RF sont également une indication sur l'amplitude du potentiel DC.

Sachant que l'énergie transmise par l'onde RF aux électrons est proportionnelle au champ électrique, et que la température des électrons est liée à leur énergie, nous pouvons lier les cartes de champ électrique (issues des simulations) aux cartes de température électronique (acquises avec la sonde de Langmuir). Dans la figure 3.20 (à comparer avec la figure 3.15), nous retrouvons bien cette structure de cône de résonance avec une ouverture très proche de l'angle mesuré (autour de 20°) mais pour des densités un peu inférieures à l'expérience ($n_0^{\text{int}} = 2 \times 10^{15}$ et $n_0^{\text{ext}} = 4 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ au lieu de $n_0^{\text{int}} = 5 \times 10^{15}$ et $n_0^{\text{ext}} = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ environ). De plus, ces cônes n'apparaissent que pour des angles d'inclinaison de l'antenne supérieurs à 25° tant dans les simulations que sur les cartes expérimentales.

Les discontinuités dans les cartes mesurées de température électronique semblent donc s'expliquer par la présence de ces cônes de résonance, qui sont très bien mis en évidence malgré la collisionnalité du plasma. La fréquence de collision des électrons avec les neutres, ν_{eN} , fixée à 70 MHz dans le modèle, permet d'éviter de multiples zones de résonance qui s'entrecroisent dans la simulation dues aux réflexions sur les parois. Comparée à la valeur expérimentale de l'ordre de 30 – 50 MHz, l'ordre de grandeur est respecté.

Enfin il est possible de comparer les cartes expérimentales de potentiel et de température à faible champ, des figures 3.10(g) et 3.15(g), aux figures COMSOL 3.19 et 3.20 pour lesquelles le champ magnétique est divisé par deux (50 mT pour la simulation et 47 mT pour l'expérience). Pour retrouver qualitativement la même structure de potentiel et le cône avec le bon angle, la densité à l'intérieur du tube connecté a dû être également divisé par 2. En effet la diminution du champ magnétique n'a que peu d'incidence sur l'angle du cône de résonance d'après l'équation (3.14). On peut néanmoins supposer que la densité expérimentale à plus bas champ magnétique est moindre puisque le confinement est moins bon. Cependant, la figure de densité expérimentale 3.14(g) nous montre que la carte de densité, bien que calquée sur la carte de température, présente la même densité à l'intérieur qu'à l'extérieur de la structure.

Il est aussi intéressant de noter l'adéquation des structures de potentiel expérimentales et simulées dont la forme suit le cône de température, semblant montrer que la notion de tube de flux aligné aux lignes de champ magnétique n'est pas tout à fait valable dans ces conditions. En effet le potentiel est conique et s'ensuit l'apparition d'une vitesse de dérive $\vec{E} \times \vec{B}$ (voir figure 3.11, à 94 et 47 mT) aux frontières du cône qui tend à confiner les électrons et à favoriser l'ionisation sur cette frontière (de la même manière qu'une décharge magnétron confine localement les électrons pour y favoriser l'ionisation). Ces structures coniques tendent vers des structures tubulaires à plus forte densité ou à plus basse fréquence RF, puisque l'angle du cône diminue, générant ainsi un *cylindre de résonance*.

3.3.5 Le potentiel flottant

Cette sous-section fait référence aux cartes figure 3.21, p.133. Les cartes présentées ici sont difficiles à interpréter et exploiter, car l'amplitude du potentiel flottant est la conséquence des courants ionique et électronique arrivant sur la sonde, dépendant de ce fait de la surface effective de collection des particules [Usoltceva *et al.*, 2018a,b; Ledig *et al.*, 2020b]. Par conséquent, puisque le flux de particules dépend de tous les paramètres locaux du plasma, V_{fl} dépend donc également de tous les paramètres du plasma (n , T_e et ϕ_p). Ainsi, il n'est pas possible *a priori* de discuter quantitativement de cette grandeur dans le cadre d'une carte dans le plan (y, z). Toutefois, nous pouvons déduire de façon qualitative que le potentiel flottant diminue à l'approche de l'antenne, une fois dans la gaine, ce qui semble être une signature de la chute de potentiel au sein de la gaine RF de l'électrode [Faudot *et al.*, 2019]. Plus loin de l'électrode, la structure augmente et forme un plateau avant de re-diminuer en s'éloignant encore plus de l'antenne.

Nous observons également qu'à certains endroits, le potentiel flottant devient très faible, voire négatif [Zhang *et al.*, 1993]. Or comme $V_{fl} \propto \ln(J_i/J_e)$ ou encore $V_{fl} \propto \phi_p - Cte \times T_e$, une faible valeur, ou une valeur négative de potentiel flottant indiquerait que, localement, soit le flux électronique est plus important, soit les électrons sont plus chauds. Ce dernier point s'observe aisément sur nos mesures si nous comparons les cartes de potentiel flottant fig.3.21 aux cartes de température fig.3.15 : nous remarquons que les régions les plus chaudes du plasma coïncident avec les régions où le potentiel flottant est très faible/négatif. En effet, sous champ magnétique, le potentiel flottant de la sonde est défini par l'égalité, au niveau de la sonde, des flux ioniques (correspondant au courant de saturation ionique arrivant sur toute la sonde) et électroniques (qu'on suppose maxwellien et se déposant sur approximativement 10% de la sonde seulement, cf. section 2.3),

$$J_{isat}S_p = \frac{J_{esat}S_p}{10} e^{e(V_{fl}-\phi_p)/k_B T_e} \Leftrightarrow V_{fl} = \phi_p + \frac{k_B T_e}{e} \ln \left(10 \sqrt{\frac{2\pi m}{M}} \right) \simeq \phi_p - 1.2 \frac{k_B T_e}{e}. \quad (3.15)$$

Nous avons représenté graphiquement quelques exemples de cette quantité en figure 3.22, à comparer avec fig.3.21. Il subsiste cependant quelques écarts entre les cartes de V_{fl} mesurées et les cartes de la formule (3.15), et le dépôt effectif des électrons dans ces conditions de décharge serait plutôt de 5% de la surface physique de la sonde. En effet, ce modèle très simple ne prend pas en compte les flux électroniques transverses qui jouent, comme nous allons le voir dans la suite, un rôle important.

Effectivement, du fait de la longueur de la sonde, le potentiel flottant mesuré dépend principalement des courants électroniques transverses dus à la convection, puisque les ions ont une vitesse plus faible et que le flux électronique longitudinal est uniquement collecté sur une faible portion de la sonde. Afin d'accéder aux courants transverses, il nous est nécessaire de réaliser l'acquisition d'une carte dans le plan transverse $(x, y) \perp \vec{B}$.

La réalisation d'une telle carte nécessite un maillage encore plus fin du fait que les gradients transverses sont nettement plus petits que les gradients longitudinaux. C'est pourquoi

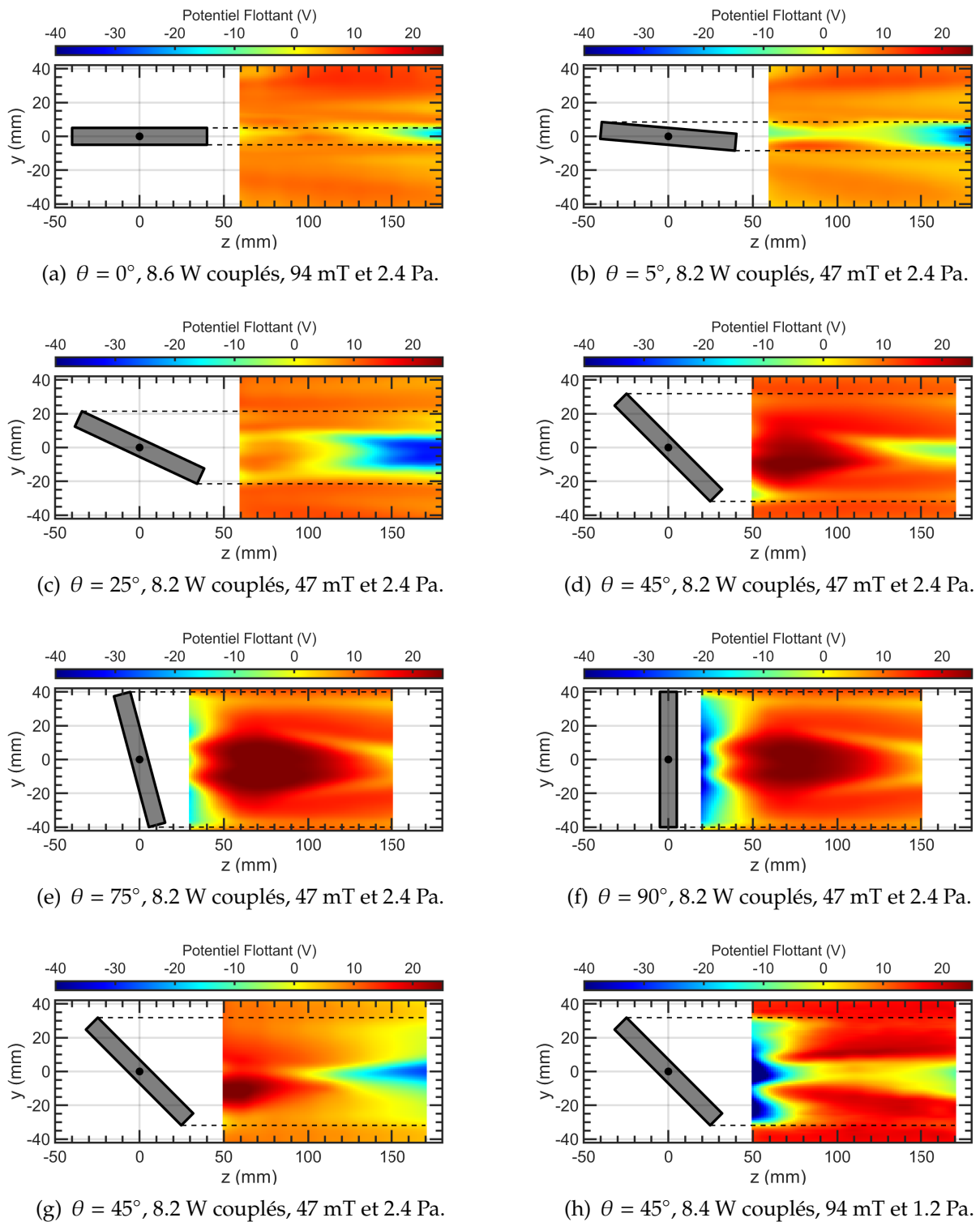


Figure 3.21 – Cartographie du potentiel flottant de la sonde de Langmuir en face de l’antenne RF à $\nu_{RF} = 25$ MHz. Les conditions de décharge de chaque carte sont données en légende. De (a) à (f), seul l’angle de l’antenne est modifié. Pour (g) et (h), seule l’amplitude du champ magnétique et la pression (resp.) sont changées.

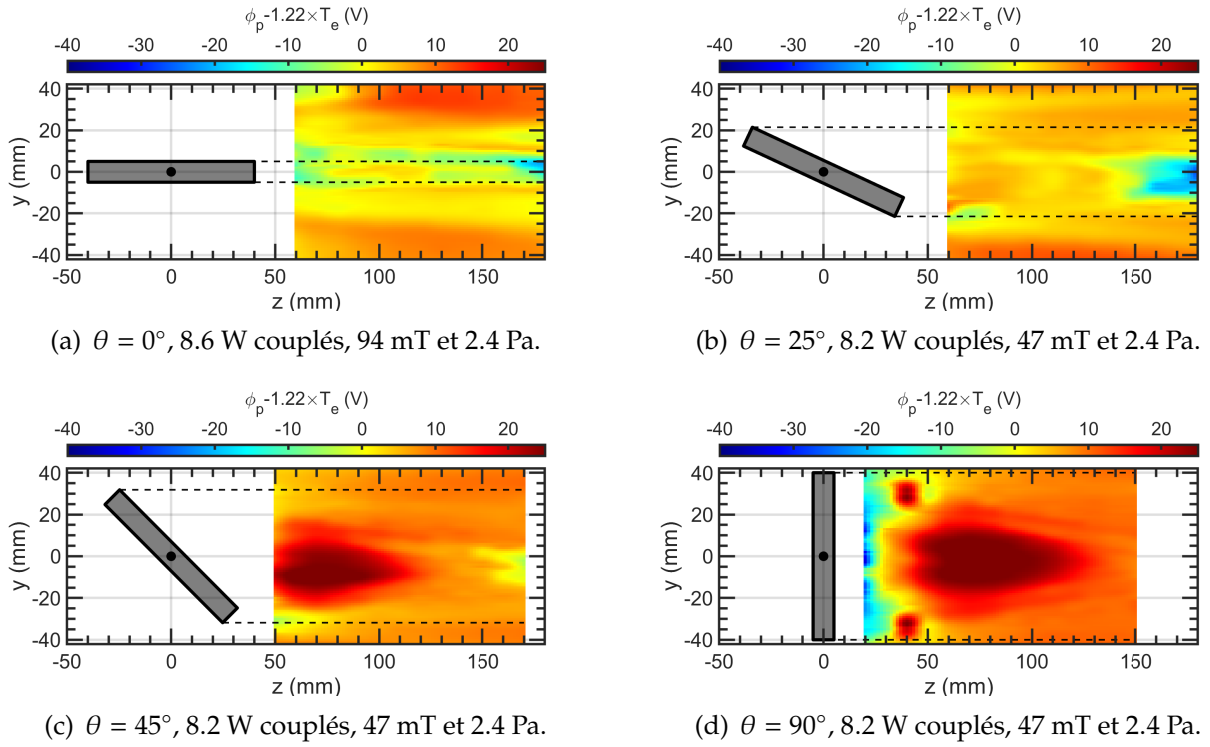


Figure 3.22 – Potentiel flottant reconstruit $V_{fl} \simeq \phi_p(y, z) - 1.2 \times T_e(y, z)$

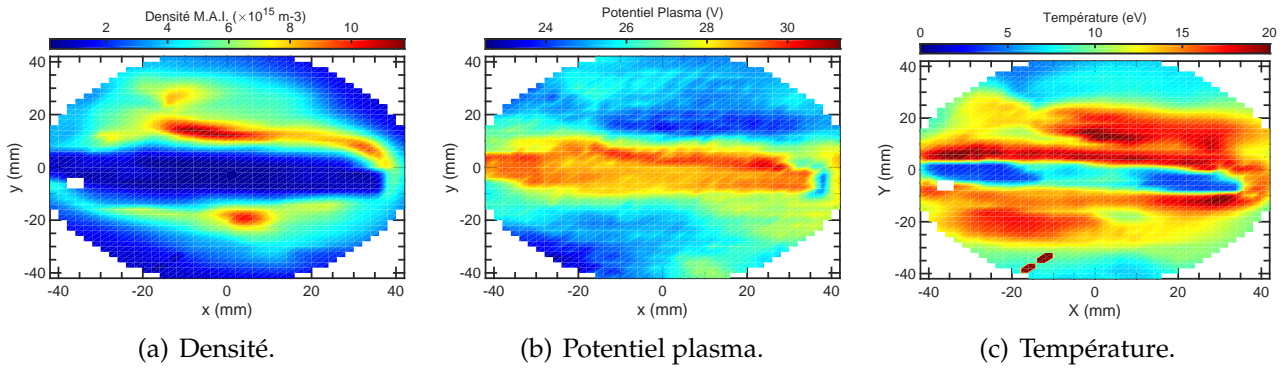


Figure 3.23 – Cartographie du plasma dans le plan (x, y) à $z = 15$ cm pour $\theta = 0^\circ$, 8.2 W couplés, 47 mT et 1.2 Pa.

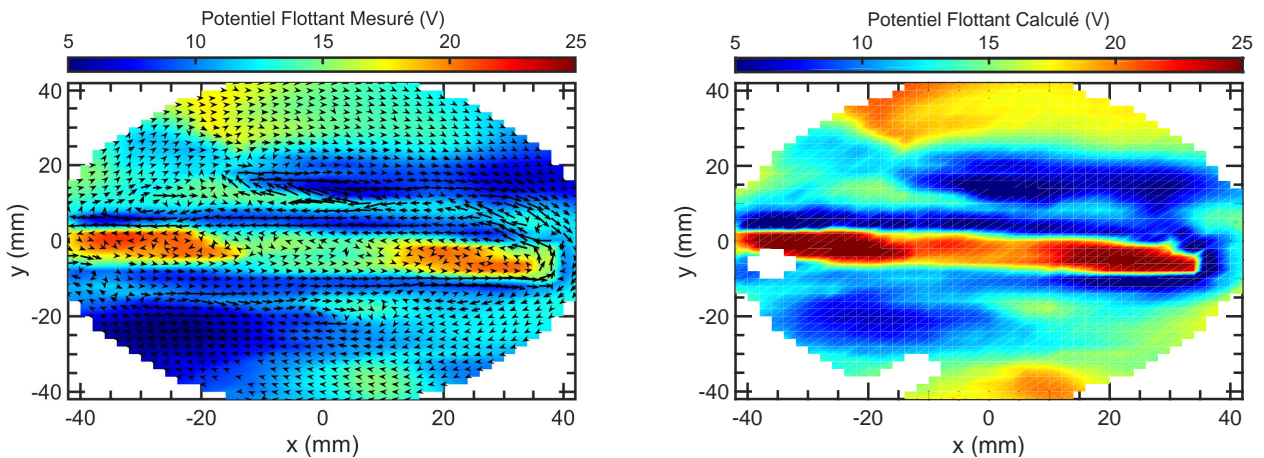


Figure 3.24 – Cartographie du potentiel flottant dans le plan (x, y) à $z = 15$ cm pour $\theta = 0^\circ$, 8.2 W couplés, 47 mT et 1.2 Pa, comparé au modèle éq.(3.20).

un total de 1 800 caractéristiques ont été mesurées dans le plan $z = 15$ cm (assez loin de l'électrode afin de limiter la perturbation de V_{fl} par la RF), à 94 mT et 1.2 Pa (les conditions où la magnétisation du tube de flux est optimale – d'après les résultats précédents). Les cartes obtenues sont représentées en figure 3.23, p.134. Les cartes de densité et de potentiel plasma indiquent bien que le tube de flux relié à l'électrode est soumis à un régime bien spécifique : le tube est sujet à une sévère déplétion de densité et à une forte polarisation par rapport au plasma extérieur. Nous remarquons également des structures de sur-densité sur le pourtour du tube générant des flux importants de diffusion vers l'intérieur du canal.

Une structure de potentiel génère un courant de dérive dans la direction de Hall, mais une structure de densité génère également un courant de dérive électronique (les ions ne dérivent pas car ils sont supposément démagnétisés). Ce type de courant est connu sous le nom de courant diamagnétique électronique [Takeda *et al.*, 2019],

$$\vec{J}_{De} = \frac{\vec{B} \wedge \vec{\nabla} p}{B^2} \quad (3.16)$$

où la pression électronique prend la forme $p = nk_B T_e$. Ainsi, comme la carte du potentiel flottant, fig.3.24(a) est difficile à expliquer, nous allons nous atteler à calculer les courants électroniques transverses dans le but d'apporter une explication à cette structure.

Puisque les paramètres du plasma sont connus localement, nous pouvons réécrire l'équation (3.16) :

$$\vec{J}_{De} = \frac{\vec{B} \wedge \vec{\nabla}(nk_B T_e)}{B^2} = \frac{k_B T_e(x, y)}{B} \vec{e}_z \wedge \vec{\nabla} n + \frac{n(x, y)k_B}{B} \vec{e}_z \wedge \vec{\nabla} T_e. \quad (3.17)$$

L'amplitude de la vitesse de dérive diamagnétique $u_{De} = J_{De}/en$ est de l'ordre de 10 – 50 km/s. Sans oublier la contribution des courants de dérive qui ont la même amplitude :

$$\vec{J}_{\vec{E} \times \vec{B}} = \frac{en}{B} \vec{e}_z \wedge \vec{\nabla} \phi_p \quad (3.18)$$

où ϕ_p , n et T_e sont les paramètres obtenus en chaque point de mesure de la carte (i.e. aucune grandeur n'est moyennée dans ce calcul).

La somme de ces deux courants constitue le courant électronique transverse $\vec{J}_{e\perp} = \vec{J}_{\vec{E} \times \vec{B}} + \vec{J}_{De}$. Le champ de vecteur résultant est représenté sur la carte de potentiel flottant figure 3.24(a). Nous pouvons d'ores et déjà remarquer que les lignes de courant semblent suivre la structure du potentiel flottant et que les électrons circulent autour du tube de flux dans le sens anti-horaire, sans qu'il n'y ait de flux net de l'intérieur vers l'extérieur du canal (ou inversement). Supposons maintenant que ces courants transverses sont uniquement collectés par une fraction κ de la sonde (puisque ces courants constituent un flux dirigé et non un flux aléatoire). A ces courants transverses il faut ajouter le flux thermalisé J_{esat} pondéré du poids de Boltzmann, qui lui, va se déposer sur environ 10% de la sonde. Ce flux électronique doit ainsi évaluer le flux aléatoire ionique J_{isat} , qui se dépose sur l'intégralité de la sonde. Par

conséquent, par définition du potentiel flottant nous pouvons écrire :

$$J_{\text{isat}} = \frac{J_{\text{esat}}}{10} e^{e(V_{\text{fl}} - \phi_p)/k_B T_e} + \kappa |\vec{J}_{e\perp}|, \quad (3.19)$$

menant à une formule modifiée pour V_{fl} :

$$V_{\text{fl}}(x, y) = \phi_p - \frac{k_B T_e}{e} \ln \left(\frac{1}{10} \sqrt{\frac{M}{2\pi m}} \right) + \frac{k_B T_e}{e} \ln \left(1 - \kappa \frac{J_{e\perp}}{J_{\text{isat}}} \right), \quad (3.20)$$

avec $J_{e\perp}$, ϕ_p et T_e définis localement, i.e. $f(x, y)$.

Le résultat est tracé en figure 3.24(b) où nous avons pris $\kappa = 0.1$. Or, pour un flux dirigé, κ vaut théoriquement 1/2 puisque les flux transverses arrivent sur la sonde uniquement suivant une direction, ne mouillant que la moitié de celle-ci. Cet écart peut s'expliquer par le fait que le courant total peut comporter une composante longitudinale, qui n'est pas prise en compte dans le calcul réalisé ici (la surface frontale est bien plus petite que la surface latérale, même si la surface effective de collection est prise en compte). Néanmoins, le potentiel flottant calculé est en parfait accord avec celui mesuré directement, ce qui nous permet de valider la présence de courants électroniques de convection dans la direction transverse. De plus, cet accord avec l'expérience conforte encore une fois notre approche et notre algorithme d'exploitation des caractéristiques, démontrant que les mesures de sonde de Langmuir permettent d'avoir accès à des paramètres plasma corrects et fiables. Notons que l'écart entre les amplitudes des deux cartes fig.3.24(a) et 3.24(b) vient du fait que la température mesurée sur-estime généralement la température réelle, tout en conservant les « gradients réels ».

3.3.6 Discussions

Dans cette section nous avons décrit de façon qualitative l'évolution de plusieurs paramètres du plasma en face d'une électrode RF inclinée par rapport aux lignes de champ magnétique à l'aide d'un nombre important de mesures de sonde de Langmuir. Les cartes obtenues dévoilent clairement l'établissement d'un tube de flux, ou plus précisément un cône de flux, connecté à l'électrode, où la température, la densité et le potentiel diffèrent significativement de ce qu'on peut constater ailleurs, dans le plasma extérieur. De manière générale, la température et le potentiel y sont plus élevés alors que la densité du canal y est plus basse. Le potentiel plus élevé est expliqué par l'auto-polarisation due à la présence d'une source RF, ce qui explique également la température plus élevée due au chauffage stochastique des électrons. Les simulations réalisées sous COMSOL ont mis en évidence l'établissement d'un cône de résonance en face de l'électrode où l'énergie électromagnétique se dépose particulièrement bien. Les bords de ce cône coïncident avec la structure de température, ce qui indiquerait que notre mesure de T_e est une image directe du cône de résonance. L'absorption de l'énergie électromagnétique localisée, en plus des flux convectifs électroniques aux abords du cône (où $\vec{E} \times \vec{B}$ est grand), expliqueraient donc une température

plus élevée localement, et la présence d'électrons *chauds*, non-maxwelliens.

Enfin, la déplétion de densité est la conséquence de courants perpendiculaires DC [Aanesland *et al.*, 2005; Rozhansky *et al.*, 1999b] et RF [Faudot *et al.*, 2011] qui expulsent les ions du tube de flux (fonctionnant sur le même principe que le vidage du canal de flux relié à une sonde vu au chapitre 2 et dans [Ledig *et al.*, 2020b]). Ajoutons à cela que l'augmentation de l'intensité du champ magnétique ou la diminution de la pression du gaz (et donc de la fréquence de collision ions-neutres) améliorent le confinement magnétique du tube de flux en réduisant l'intensité de la diffusion transverse aux lignes de champ, ce qui rend plus sensible encore le contraste entre le régime de transport à l'intérieur du tube et le régime de transport à l'extérieur du tube.

Ces mesures nous ont donc permis de comprendre un peu mieux le comportement d'un tube de flux polarisé et magnétisé dans le réacteur ALINE par le biais de quelques modèles simples permettant d'une part de lier l'angle d'inclinaison au potentiel du plasma du tube, et d'autre part de démontrer l'existence et l'implication de courants électroniques diamagnétiques dans l'établissement des structures en face de l'électrode. Notons néanmoins que cette étude a été réalisée à faible puissance afin de rendre possible et fiable l'exploitation des mesures de sonde en limitant les effets de la RF et les problèmes de compensation de la sonde, notamment dans un environnement magnétisé. À plus forte puissance, il aurait fallu, avec le matériel à notre disposition, réaliser des décharges moins magnétisées et plus loin de l'électrode, limitant l'étendue longitudinale de la gaine RF. De plus, les modèles développés dans cette section ne permettent pas d'expliquer de façon quantitative la déplétion de densité. C'est pourquoi un modèle fluide, plus complexe, nous est nécessaire.

3.4 La physique des tubes de flux (modèle fluide)

Nous avons vu expérimentalement que le tube de flux connecté à l'électrode présentait un creux de densité par rapport au plasma environnant. Une coupe transversale de la structure de densité pour toutes les inclinaisons étudiées en $(x = 0, y, z = 15)$ cm, fig.3.25, met en évidence un profil bien particulier (que l'on dénommera par la suite « oreilles de lapins »). Le canal central, dont la densité est faible, est entouré d'une région beaucoup plus dense (jusqu'à deux fois la densité du tube de flux), elle-même encerclée par le plasma extérieur légèrement moins dense (mais tout de même plus dense en moyenne que le canal). Afin de comprendre et de retrouver la structure de densité dans la direction transverse, $n(y)$, nous allons mettre au point un modèle fluide 1D quasi-neutre en partant de la conservation du courant total ainsi que du flux ionique total au travers du tube de flux [Verplancke *et al.*, 1996; Nedospasov et Uzdensky, 1994; Faudot *et al.*, 2013]. Cependant, dû à la non linéarité des équations, il n'est pas possible de fournir une expression analytique de la solution, c'est pourquoi la résolution se fera de manière numérique afin de fournir l'allure de la densité et du potentiel dans la direction transverse au champ ($\perp \vec{B}$).

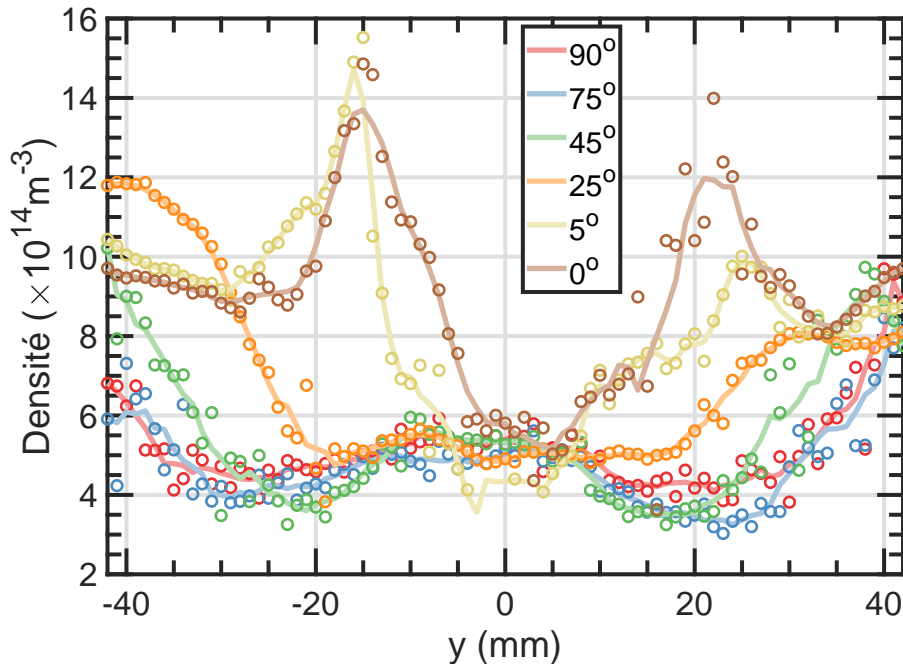


Figure 3.25 – Profils de densité dans le plan $z = 15$ cm, 8.6 W couplés, 94 mT et 1.2 Pa.

3.4.1 Hypothèses du modèle et idées sous-jacentes

Dans ce modèle 1D on considère un tube de flux homogène dans la direction z , négligeant de ce fait les phénomènes de transports et de diffusions longitudinaux, par conséquent les profils obtenus, $\phi_p(y)$ et $n(y)$ sont supposés être les mêmes quel que soit le plan z . Il ne nous sera donc pas possible de retrouver numériquement l'asymétrie gauche/droite des structures de densité représentées en figure 3.25. L'origine de cette asymétrie provient du fait que la dérive électronique n'est pas prise en compte dans le modèle, mais provient également de la géométrie du système via l'inclinaison de l'électrode (l'asymétrie est visible à partir de 5° mais pas à 0° ni à 90°).

Un modèle fluide 2D tenant compte de la dynamique transverse et parallèle serait bien plus complexe et instable numériquement, bien qu'il pourrait rendre compte de la convection et de l'asymétrie des cartes. Un modèle 1D est largement suffisant pour retrouver le comportement en densité du tube de flux. C'est pourquoi nous allons exclusivement nous atteler à retrouver les profils de densité dans le plan $z = 15$ cm dans une décharge où la magnétisation des électrons et du tube de flux est optimale : $B = 94$ mT et $p = 1.2$ Pa.

Dans un premier temps, nous allons résoudre l'évolution spatio-temporelle du profil de potentiel en face de l'électrode en utilisant la loi de conservation du courant total :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{\text{tot}} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_e + \vec{J}_i) = 0. \quad (3.21)$$

Le potentiel plasma solution de cette équation sera utilisé pour résoudre la structure transverse du profil de densité en utilisant cette fois la conservation du flux ionique en régime stationnaire,

$$\vec{\nabla} \cdot (n\vec{u}_i) = S, \quad (3.22)$$

avec S le terme source ionique. La résolution de ces deux équations simultanément est très instable numériquement parlant (à cause des conditions de gaine dans la convection du courant, et à cause de l'utilisation d'un schéma numérique explicite en temps), c'est pourquoi l'équation (3.21) est résolue en supposant un profil de densité constant donné $n = n_0$. Ainsi, à la façon d'une méthode de résolution itérative, le profil de densité solution de (3.22) peut être réinjecté dans (3.21), afin de recalculer le profil de potentiel. Il se trouve cependant que ce nouveau profil est globalement inchangé par rapport à celui obtenu initialement, c'est pourquoi nous nous limitons à la première itération.

La conservation du courant total dépend de l'espace et du temps dans le but de rendre compte des fluctuations dues à la RF. C'est pourquoi, la solution de (3.21) est moyennée sur une période RF avant d'être réinjectée dans l'équation stationnaire de conservation du flux ionique (3.22).

Nous supposons un tube de flux parfaitement magnétisé pour les électrons, interdisant tout courant électronique transverse (i.e. $\vec{J}_{e\perp} = \vec{0}$), en reprenant en quelque sorte les hypothèses de notre modèle de tube de flux de la section 3.3.1, p.117 (voir fig.3.13) : le tube de flux est connecté d'une part à l'électrode RF et d'autre part au mur de l'enceinte (à la masse). Cette hypothèse n'est pas contradictoire avec les observations expérimentales (fig. 3.24(a) en particulier) montrant l'existence de flux convectifs électroniques dans la direction transverse puisque ces derniers ne sont pas dirigés orthogonalement au tube de flux mais s'enroulent autour de ce dernier.

Les ions, quant à eux, sont peu magnétisés et peuvent se déplacer dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ. Par conséquent le courant ionique est la somme des courants de polarisation [Verplancke *et al.*, 1996], de mobilité et de diffusion [Faudot *et al.*, 2006; Rozhansky *et al.*, 1999b] :

$$\vec{J}_{i\perp} = \vec{J}_{\text{pol}} + \vec{J}_{\text{mob}} + \vec{J}_{\text{diff}} = \frac{Mn}{B^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + en\mu_{i\perp} \vec{E} - eD_{i\perp} \vec{\nabla} n \quad (3.23)$$

3.4.2 Résolution du profil de potentiel

Nous nous attelons ici à résoudre l'équation (3.21) afin de trouver la solution du potentiel plasma $\phi_p(y, t)$ en face de l'électrode. Puisque nous supposons dans cette section une densité n constante, le courant de diffusion de (3.23) peut être négligé. En intégrant (3.21) le long du canal magnétique (en supposant un plasma homogène dans la direction z), nous obtenons :

$$\begin{aligned} 0 &= \int_0^{L_{\parallel}} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{\text{tot}} dz = \int_0^{L_{\parallel}} \frac{\partial J_{\parallel}}{\partial z} + \vec{\nabla}_{\perp} \cdot \vec{J}_{i\perp} dz \\ &= 2J_{\text{isat}} - J_{\text{esat}} (1 + e^{\varphi_{\text{RF}}}) e^{-\varphi_p} + L_{\parallel} \vec{\nabla}_{\perp} \cdot \vec{J}_{i\perp} \end{aligned} \quad (3.24)$$

où les potentiels sont tous normalisés à $e/k_B T_e$. Le courant parallèle est défini par les courants à l'entrée des deux gaines (en face de l'électrode et des parois de l'enceinte, nous négligeons donc la pré-gaine dans ce modèle [Faudot *et al.*, 2006], ce qui ne change pas le comportement

spatial de la structure, mais modifie seulement son amplitude). Si nous injectons maintenant le courant de (3.23) dans cette équation, il vient

$$1 - \frac{e^{-(\varphi_{\text{fl}} + \varphi_p)}}{2}(1 + e^{\varphi_{\text{RF}}}) = C_{\perp} \eta \rho_{\text{ci}} \frac{\partial \Delta_{\perp} \varphi_p}{\partial t} + \alpha \Lambda^2 \Delta_{\perp} \varphi_p \quad (3.25)$$

où $C_{\perp} = \varepsilon_0 L_{\parallel} \omega_{\text{pi}}^2 / \omega_{\text{ci}}^2$ est la capacitance transverse du tube de flux [Verplancke *et al.*, 1996] et $\eta = M \omega_{\text{ci}} / 2 n e^2$ est sa résistivité (dépendante de n), et enfin $\Lambda = \sqrt{L_{\parallel} D_{i\perp} / 2 c_s}$ est la taille des gradients transverses. Nous posons dans le cadre de ce modèle que la relation d'Einstein pour les coefficients de transport est modifiée telle que $\mu \equiv \alpha |q| D / k_B T$. Ce paramètre d'échelle α permet de modéliser le fait que la mobilité et la diffusion s'opèrent à travers des surfaces différentes, impossibles à évaluer précisément. De plus, la relation d'Einstein suppose un plasma à l'équilibre, or les abords d'un tube de flux magnétiquement connecté à une électrode RF évolue dans un régime forcé de transport. Ce coefficient ajoute donc un degré de liberté supplémentaire à notre modèle nous permettant de résoudre le profil de densité (un coefficient $\alpha = 1$ ne permet pas de retrouver un profil théorique semblable à l'expérience). Nous voyons au travers de l'équation (3.25) que le tube de flux possède un comportement capacitif vis à vis de la RF. Cet effet est encore une fois dicté par l'inertie des ions plus lente que celle des électrons.

Afin de pouvoir résoudre ce problème, il faut supposer un profil RF initial $\varphi_{\text{RF}}(y, t) = a_{\text{RF}} f(y) \sin(\omega t)$. Au vu des résultats expérimentaux, un profil gaussien pour $f(y)$ n'est pas adéquat (voir fig.3.10 et 3.23) puisque la transition du potentiel est spatialement très abrupte. D'ailleurs, pour un tube de flux plus large l'utilisation d'une *gaussienne plus large* ne rendrait pas compte de la réalité physique du problème puisque la structure de potentiel possède un plateau en face de l'électrode. Un compromis entre une gaussienne et une fonction porte est donc choisi (évitant par la même occasion les discontinuités de la dérivée sur les bords de la structure) :

$$f(y) = \frac{\tanh\left(\frac{y + L_{\perp}/2}{\ell_{\perp}}\right) - \tanh\left(\frac{y - L_{\perp}/2}{\ell_{\perp}}\right)}{2 \tanh(L_{\perp}/2\ell_{\perp})} \quad (3.26)$$

avec L_{\perp} la largeur du tube de flux et ℓ_{\perp} la taille des gradients transverses du profil de potentiel RF initial. Quelques exemples sont tracés en fig.3.26. Lorsque $\ell_{\perp} \rightarrow 0$ alors $f(y)$ devient une fonction porte, et tend de plus en plus vers une simple gaussienne à mesure que ℓ_{\perp} augmente.

Nous pouvons maintenant résoudre numériquement l'équation (3.25) en utilisant la méthode des différences finies couplée avec un schéma explicite en temps. La condition initiale de $\varphi_p(y, 0)$ est déterminée en l'absence de courants transverses, c'est à dire quand le terme de droite de (3.25) vaut 0 : nous trouvons donc $\varphi_p(y, 0) = -\varphi_{\text{fl}}$. Ensuite, l'équation différentielle est discrétisée en temps, en supposant que

$$\frac{\partial \Delta_{\perp} \varphi_p(y, t)}{\partial t} = \frac{\Delta_{\perp} \varphi_p(y, t + \delta t) - \Delta_{\perp} \varphi_p(y, t)}{\delta t}, \quad (3.27)$$

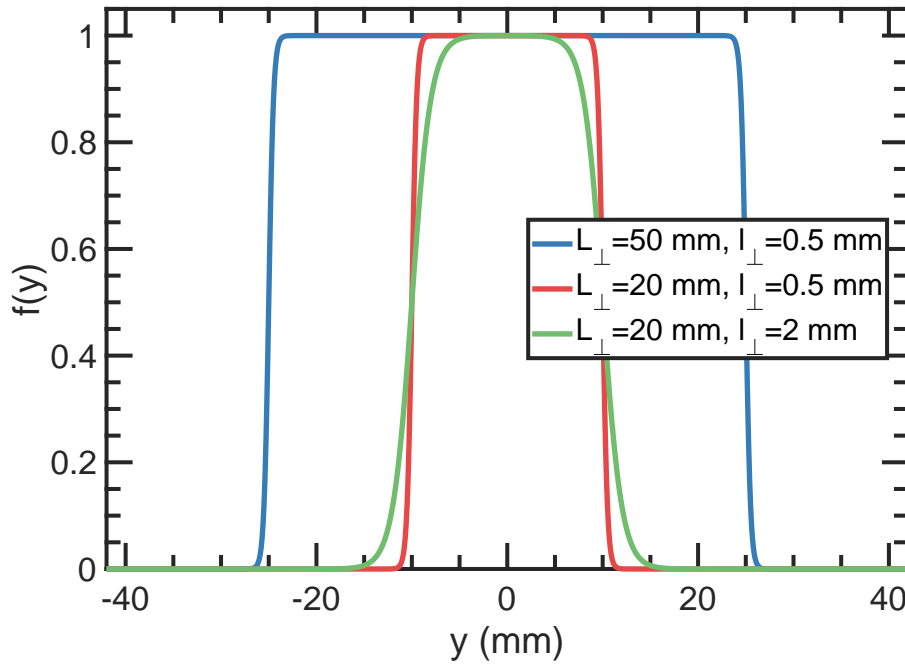


Figure 3.26 – Profil spatial du potentiel RF à $t = 0$.

ainsi (3.25) devient :

$$\Delta_{\perp} \varphi_p|_y^{t+\delta t} = [1 - \alpha v_{\perp} \delta t] \Delta_{\perp} \varphi_p|_y^t + \frac{v_{\perp} \delta t}{\Lambda^2} \left[1 - \frac{e^{-[\varphi_{fl} + \varphi_p|_y^t]}}{2} (1 + e^{\varphi_{RF}|_y^t}) \right] \quad (3.28)$$

pour $v_{\perp} = \Lambda^2 / C_{\perp} \eta \rho_{ci} = D_{i\perp} / \rho_{ci}^2$ est la fréquence caractéristique de l'équation. Pour le temps initial $t = 0$, le terme de droite de l'équation est complètement connu, il ne reste donc plus qu'à exprimer le laplacien dans l'approximation des éléments finis [Abramowitz et Stegun, 1964], c'est à dire :

$$\Delta_{\perp} \varphi_p|_y^{t+\delta t} = \frac{\phi_p|_{y+\delta y}^{t+\delta t} - 2\phi_p|_y^{t+\delta t} + \phi_p|_{y-\delta y}^{t+\delta t}}{\delta y^2}. \quad (3.29)$$

Puisque les éléments inconnus sont ceux au temps $t + \delta t$, en réarrangeant les termes il est possible de réécrire l'équation (3.28) sous forme vectorielle :

$$\bar{\bar{A}} \cdot \vec{\varphi}_p^{t+\delta t} = \vec{F}(\vec{\varphi}_p^t, y, t) \delta y^2 \quad (3.30)$$

où $\vec{\varphi}_p^{t+\delta t}$ est le vecteur contenant les solutions au pas de temps ultérieur, \vec{F} est le terme de droite de l'éq.(3.28) dépendant de la structure de potentiel au temps précédent, et $\bar{\bar{A}}$ est une matrice tridiagonale tel que $A_{ij} = \delta_{i-1,j} - 2\delta_{i,j} + \delta_{i,j+1}$. Des conditions de bord type Dirichlet sont utilisés : $\varphi_p|_{-\delta y}^{t+\delta t} = \varphi_p|_{(N+1)\delta y}^{t+\delta t} = -\varphi_{fl}$. À ce stade, il nous suffit d'inverser la matrice $\bar{\bar{A}}$ afin d'obtenir la structure au temps suivant. Ce nouveau $\vec{\varphi}_p$ est à son tour injecté dans \vec{F} pour calculer le profil au pas suivant en résolvant (3.30), etc.

4. Ici, $\delta_{i,j}$ est le symbole de Kronecker : $\delta_{i,j} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{i,j} = 0$ sinon.

3.4.3 Résolution du profil de densité

Maintenant que nous connaissons l'évolution de $\varphi_p(y, t)$, il nous est possible d'évaluer $n(y)$. Or l'équation de conservation du flux ionique stationnaire (3.22) fait intervenir les termes de mobilité et de polarisation, qui eux dépendent du temps. Afin de rendre compte des effets de la RF, nous définissons les *courants RF* comme étant la moyenne temporelle sur une période RF (pour arriver à obtenir l'évolution des structures sur les échelles de temps plus lentes comparées à la période RF) de l'équation (3.25),

$$J_{\text{RF}} = -\frac{L_{\parallel}}{T_{\text{RF}}} \int_0^{T_{\text{RF}}} \vec{\nabla}_{\perp} \cdot \vec{J}_{i\perp} dt. \quad (3.31)$$

regroupant ainsi les effets moyens des courants de mobilité et de polarisation. C'est pourquoi nous pouvons réécrire la conservation du flux ionique comme étant :

$$S = \frac{\partial \Gamma_{i\parallel}}{\partial z} - \frac{J_{\text{RF}}}{eL_{\parallel}} - D_{i\perp} \Delta_{\perp} n \quad (3.32)$$

Le terme source S modélise une ionisation à taux constant permettant de maintenir la densité dans le tube de flux. Nous choisissons sa forme de telle manière à ce que $SL_{\parallel} = 2n_0c_s$, ce qui peut être vu comme un flux constant entrant par les deux extrémités du tube. Ainsi, en intégrant (3.32) le long du tube de flux il nous vient :

$$\Delta_{\perp} n - \frac{n}{\Lambda^2} = -\frac{J_{\text{RF}}}{eD_{i\perp}L_{\parallel}} - \frac{n_0}{\Lambda^2}, \quad (3.33)$$

en conservant les mêmes notations que précédemment.

La résolution de cette équation est plus simple que pour φ_p car celle-ci est indépendante du temps. En utilisant la méthode des éléments finis et en réécrivant le laplacien comme dans (3.29), nous trouvons une équation vectorielle de la forme,

$$\vec{K} \cdot \vec{n} = \vec{G}(y)\delta y^2, \quad (3.34)$$

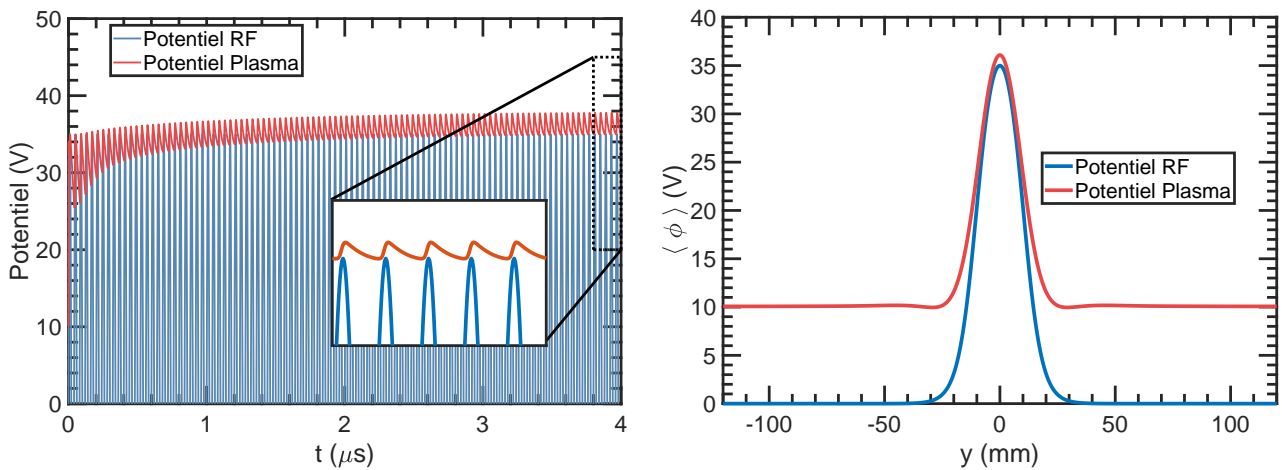
avec \vec{n} le profil de densité solution du problème, \vec{K} une matrice tridiagonale dont les éléments sont $K_{i,j} = \delta_{i-1,j} - [2 + \delta y^2/\Lambda^2]\delta_{i,j} + \delta_{i,j-1}$, et enfin \vec{G} le membre de droite de l'équation différentielle (3.33). Des conditions au bord de Dirichlet sont utilisées, avec $n_{-\delta y} = n_{(N+1)\delta y} = n_0$.

3.4.4 Résultats du code et discussions

Dans le modèle présenté ci-dessus, la température T_e est supposée constante : c'est un paramètre du problème, tout comme la densité du plasma extérieur n_0 . Les coefficients de diffusion $D_{i\perp}$, de mobilité $\mu_{i\perp}$ (ainsi que le facteur d'échelle α) sont ajustés *à la main* dans le but d'obtenir des profils de densité en adéquation avec les mesures expérimentales présentées

en figure 3.25. Les longueurs caractéristiques L_{\parallel} , L_{\perp} (lié à θ) ainsi que ℓ_{\perp} sont ajustés à partir de leurs valeurs théoriques. Cela représente donc un total de 7 paramètres « libres », offerts par notre modèle.

En figure 3.27 nous avons représenté la solution du potentiel plasma pour l'électrode alignée avec \vec{B} (pour les autres angles, uniquement la largeur de la structure est modifiée). L'évolution temporelle du potentiel plasma, fig.3.27(a), est en accord avec la théorie de Faudot *et al.* [2006, 2005] qui décompose l'évolution temporelle du potentiel rectifié en une phase transitoire et une phase oscillante (voir éq.(1.88), p.42). La forme des oscillations est typique d'un comportement capacitif de la gaine RF du tube de flux : lorsque le potentiel RF augmente, le plasma suit son évolution dans le but de contenir les électrons (le courant traversant la gaine est limité par le courant de saturation électronique); et lorsque le potentiel RF diminue, le courant DC traversant la gaine est cette fois limité par le courant de saturation ionique, responsable de la décroissance plus lente (type « décharge d'un condensateur »).



(a) Évolution temporelle du centre de la structure de potentiel plasma et du potentiel RF appliqué ($y = 0$). (b) Structures de potentiel plasma et RF moyennées sur les dernières périodes RF.

Figure 3.27 – Résolution numérique de $\phi_p(y)$ à $z = 15$ cm pour $\theta = 0^\circ$, 8.2 W couplés, 94 mT et 1.2 Pa.

En utilisant le profil de potentiel ainsi calculé, il nous est possible d'en déduire le profil de densité. Les structures obtenues pour tous les angles sont tracés en figure 3.28. Nous voyons que cette forme d'*oreille de lapin* est retrouvée de manière théorique. Cette forme atypique est due aux courants ioniques transverses, renforcés par la structure de potentiel RF, qui accélère les ions hors du tube (à cause du fort gradient de potentiel à l'interface tube/plasma) vidant le canal de ses particules.

L'ajustement du profil de densité pour $\theta = 0^\circ$ mène à une capacitance perpendiculaire totale de $C_{\perp} = 334$ pF, donnant une capacitance par unité de surface de tube de flux de 3.71 pF/cm², pour $n_0 = 10^{16}$ m⁻³ (ce résultat semble par ailleurs cohérent avec les calculs de Chen [2006]). Dans notre modèle, la taille transverse de la structure, L_{\perp} , est de 20 mm. Or pour $\theta = 0^\circ$, la taille théorique de la structure coïncide avec l'épaisseur de l'électrode, soit 10 mm... pour expliquer cela, il faut se tenir compte du rayon de Larmor ionique de $\rho_{ci} \approx 5$ mm ($T_e = 2.5$ eV) qui élargie la gaine dans la direction perpendiculaire à \vec{B} d'après les travaux

de Chodura [1982] sur la pré-gaine magnétique. La taille longitudinale du tube est quant à elle égale à 50 mm, n'étant donc pas la distance électrode/mur, mais plutôt la moitié du libre parcours moyen des ions. En augmentant l'angle, ces grandeurs évoluent de manière cohérente avec les observations expérimentales.

Finalement, les coefficients de transport sont $D_{i\perp} = 5 \times 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$ pour la diffusion (ce qui est acceptable pour un régime collisionnel classique ion-neutre) et $\mu_{i\perp} = 0.36 \text{ m}^2/\text{Vs}$ pour la mobilité. Par conséquent, le mobilité parallèle correspondante est $\mu_{i\parallel} = \mu_{i\perp}(1 + [\omega_{ci}/v_{iN}]^2) = 268 \text{ m}^2/\text{Vs}$, se recoupant parfaitement à la valeur théorique $\mu_{i\parallel,\text{théo}} = e/Mv_{iN} \simeq 272 \text{ m}^2/\text{Vs}$. Ces concordances avec la théorie permettent de valider les paramètres d'entrée utilisés pour une électrode alignée avec le champ magnétique ainsi que pour $\theta = 5^\circ$ où les coefficients sont similaires. Lorsque l'angle d'inclinaison augmente, le coefficient de diffusion reste dans une gamme acceptable entre 0.05 et 0.1 m^2/V . Cependant, le coefficient de mobilité augmente par rapport à sa valeur théorique : jusqu'à $10\mu_{i\parallel,\text{théo}}$ à 45° puis redescend à $5\mu_{i\parallel,\text{théo}}$ à 90° . En parallèle à cela, le rapport $\alpha = \mu_i/D_i$ augmente linéairement avec θ entre 18 et 70 V^{-1} . Cet écart avec les valeurs théoriques peut avoir une signification physique : la surface latérale du tube augmente avec θ , ce qui permet également d'augmenter les flux transverses et notamment la mobilité due aux forts gradients de potentiels. Une autre explication, plus expérimentale, voudrait que cet écart soit dû à la limitation technique ne permettant pas de réaliser des profils plus larges (le bras manipulateur ne peut pas se déplacer au delà de cette gamme de y). Cela est visible pour les profils mesurés au delà de 25° , où nous ne parvenons pas à retrouver un « plateau » au delà des *oreilles* (contrairement à 0 et 5° , là où les coefficients d'entrées sont acceptables avec la théorie). Or un profil complet est nécessaire dans le but d'ajuster parfaitement le modèle à l'expérience.

Il est à noter que la forte asymétrie entre les deux *bourrelets* de densité pour $\theta = 5$ et 25° ne peut pas être retrouvée avec notre modèle 1D. En effet, il faut se rappeler que la partie basse de l'électrode (dans les $y < 0$) est plus proche du plan de mesure que la partie haute (dans les $y > 0$), alors que notre modèle considère une source localisée en un seul plan, et que tout le tube est homogène dans la direction longitudinale. Par conséquent, l'*oreille* la plus haute ($y < 0$) est arbitrairement utilisée pour l'ajustement des courbes par notre modèle.

A ce stade il nous est possible, grâce à la correspondance de notre modèle avec les mesures expérimentales, de fournir une explication physique à ces profils de densité en forme d'*oreilles de lapin*. La première observation que nous pouvons faire, est que l'amplitude de ces *bourrelets* est plus importante pour les angles rasants. La raison de cette dépendance est très simple ; en effet, les courants ioniques perpendiculaires sont majoritairement dus aux gradients de densité et de potentiel dans la direction y . Or ces gradients sont d'autant plus importants que le tube de flux est fin (i.e. θ est petit). Ces gradients conduisent dans un premier temps à une déplétion de densité, par rapport au plasma extérieur, juste en face de l'électrode. Puis, dans un deuxième temps, ces gradients étant très localisés aux abords du tube de flux génèrent une sur-densité sur le pourtour de celui-ci, menant *in fine* à cette forme typique de profils. Pour des angles plus grands, le canal se vide également de ses particules à cause de la rectification

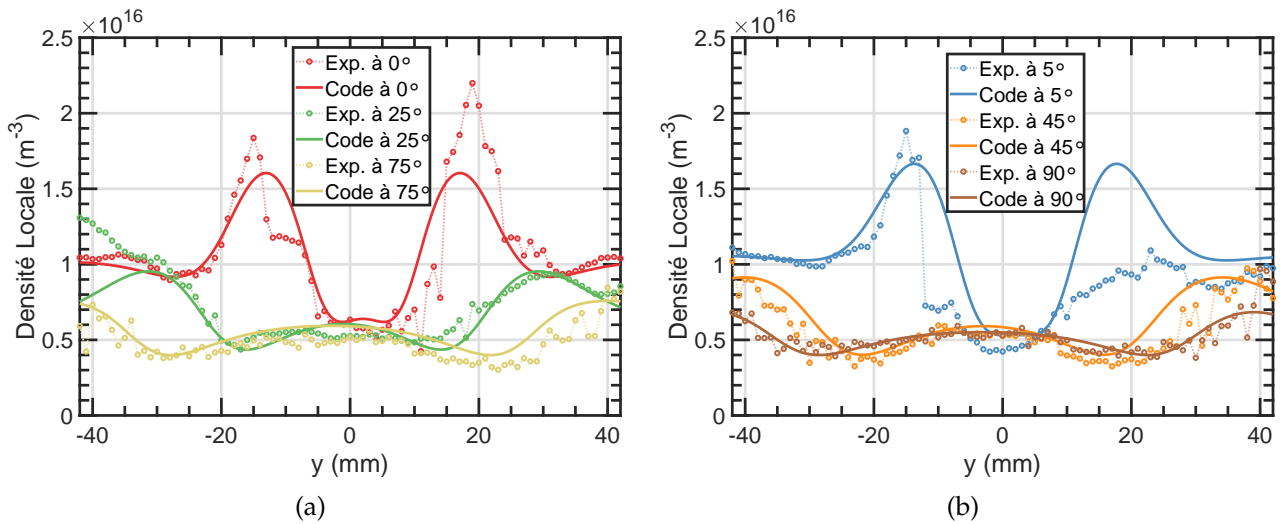


Figure 3.28 – Résolution numérique de $n(y)$ à $z = 15$ cm pour 8.2 W couplés, 47 mT et 1.2 Pa.

de son potentiel par la RF, et des *oreilles* se forment. Toutefois, comme les gradients sont très localisés sur les bords du canal, nous voyons l'apparition d'une sous-densité juste avant les pics, indiquant un échange local déplaçant les particules du bord intérieur vers le bord extérieur du tube.

Cette étude montre que ce sont les ions qui contraignent la densité du plasma local. En effet l'inertie plus importante des ions l'emporte sur la dynamique électronique plus réactive qui se réajuste très vite pour préserver la quasi-neutralité. Ces profils montrent aussi que le champ électrique DC transverse joue un rôle clef dans la structure des gradients de densité qui peuvent être importants même pour un plasma dit *froid*, puisque la densité peut être 2 ou 3 fois plus faible dans le tube qu'au bord. Dans un plasma à configuration magnétique fermée, comme dans les Tokamaks, ces effets (champs DC, flux convectifs, dérive, etc.) pourraient être bien plus importants et peuvent être à l'origine des différents régimes de confinement (mode L, H et H amélioré) [Rozhansky *et al.*, 2001; D'Ippolito *et al.*, 1993; Zhang *et al.*, 1993].

3.4.5 Simulations PIC

Encore une fois des simulations PIC ont été réalisées dans le but d'apporter un outil de visualisation des phénomènes physiques entrant en jeu. Le fichier *inp* est donné en annexe G, p.213 et les paramètres principaux sont indiqués dans le tableau 3.3. Notons que la taille de l'électrode a été divisée par deux pour des raisons de temps de calcul et de stabilité numérique.

Les résultats de nos simulations sont affichés en figure 3.29. Sans que le code prenne en considération les collisions ions/neutres, il est possible d'observer la structure en *oreilles de lapin* des profils de densité, démontrant que les gradients de potentiels et les courants de déplacement jouent un rôle majeur dans la physique des tubes de flux. Les cartes de potentiels montrent également un canal connecté à l'électrode, dont le potentiel est plus élevé que celui du plasma extérieur, et dont la densité est globalement plus faible. La transition

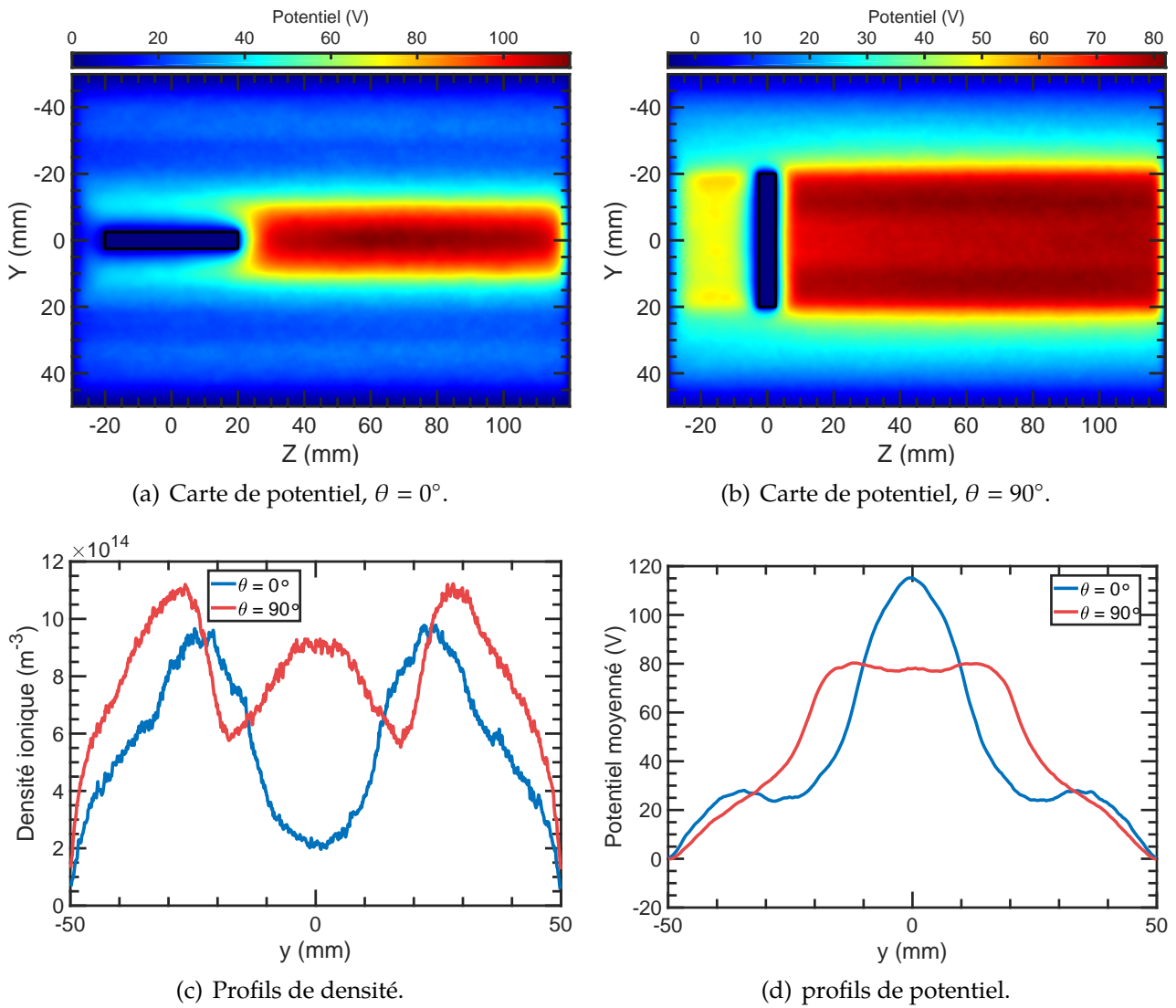


Figure 3.29 – Simulations PIC pour une décharge RF magnétisée.

intérieur/extérieur se faisant de façon abrupte, nous pouvons conclure que les gradients transverses sont importants et uniquement localisés sur le pourtour du tube de flux. Et comme pour notre modèle, un tube de flux fin possède un profil de densité composé uniquement d'un creux central entouré de deux pics, alors qu'un tube plus large présente un plateau central entouré de creux puis de pics. Le creux correspond au bord intérieur du canal, alors que le pic correspond à son bord extérieur.

3.5 Conclusions

Le comportement d'un plasma magnétisé en face d'une électrode RF est une question importante pour une grande partie de la communauté. Une contribution à ce sujet est présentée dans ce chapitre par le biais de mesures de sonde de Langmuir dans le réacteur ALINE pour plusieurs conditions de décharge (47 et 94 mT, 11.2 et 2.4 Pa) dans le but de fournir des cartes bidimensionnelles des paramètres du plasma. L'étude a été réalisée dans un plan en face d'une électrode RF inclinée avec les lignes de champ magnétique. L'algorithme d'exploitation des caractéristiques établi dans le chapitre 2 nous a permis d'extraire automatiquement, et de façon fiable les paramètres de plus de 25 000 caractéristiques (environ 1 000 $I(V)$ par carte). Au-delà du fait d'avoir vérifié expérimentalement que le tube de flux connecté à l'antenne présente une densité et un potentiel électrostatique différents du plasma extérieur, les conclusions majeures sont :

- Les paramètres du plasma varient fortement dans la direction transverse (i.e. $\perp \vec{B}$), mais restent constants sur plusieurs centimètres dans la direction longitudinale.
- Le potentiel plasma à l'intérieur du tube est rectifié par la RF. Cette modification du potentiel moyen due à la RF est dépendante de la largeur du tube : plus le tube est large, plus le potentiel rectifié est élevé. Un modèle simpliste de tube de flux a permis de retrouver théoriquement cette dépendance en supposant des électrons parfaitement magnétisés et des ions démagnétisés. Cette étude tend à montrer qu'une surface RF parallèle au champ magnétique perturbe peu le potentiel du plasma magnétisé. Cette perturbation augmentant avec l'angle d'inclinaison de l'électrode, et donc avec l'augmentation de la largeur du tube de flux.
- Bien que les électrons soient magnétisés et confinés dans le tube de flux connecté à l'électrode, il a été démontré qu'au sein du tube de flux, les électrons sont soumis à des courants convectifs (aussi appelés courants diamagnétiques électroniques). Une carte de ces courants a été dressée (en utilisant les cartes de toutes les autres grandeurs mesurées) et a permis d'expliquer parfaitement la structure de potentiel flottant mesurée par la sonde de Langmuir dans un plan perpendiculaire au champ magnétique.

Paramètre	Valeur
Champ magnétique	100 mT
Pas de temps	40 ps
Pas d'espace	100 μm
Taille de la <i>boîte</i>	1500 par 1000 pts, 15 par 10 cm
Taille de l'antenne	50 par 400 pts, 0.5 par 4 cm (taille réelle/2)
T_i et T_e	20 et 5 eV
Nombre de particules	4.2 millions de particules
Temps de simulation	2.3 μs (v.s. 4 μs pour le code fluide)

Tableau 3.3 – Paramètres principaux de la simulation PIC 2D d'une décharge RF dans un plasma magnétisé.

- La carte de température doit être prise avec précaution à cause d'éventuelles oscillations RF peuvent augmenter artificiellement la température du plasma en face de l'électrode (une mauvaise compensation RF de la sonde entraîne une surévaluation de la température). Cependant, nous voyons que de manière générale les électrons sont plus chauds en face de l'électrode, ce qui s'explique par le phénomène de chauffage stochastique des électrons. Nous pouvons également noter que la structure bidimensionnelle en forme de *flamme* des cartes de températures correspond à la coupe transversale d'un cône, qui est une mesure directe du cône de résonance des ondes électromagnétiques au sein du plasma magnétisé en face de l'électrode RF. Des simulations numériques de notre expérience ont été réalisées sur le logiciel COMSOL, et ont permis de mettre en évidence l'apparition de ces cônes (où l'indice optique et les champs tendent vers l'infini). A la surface de ces cônes, les courants de dérive $\vec{E} \times \vec{B}$ sont très importants. La vitesse de dérive électrique est suffisamment grande pour favoriser localement l'ionisation, la section efficace d'ionisation étant significativement plus grande pour ces électrons plus énergétiques que pour les électrons dont l'énergie est juste l'énergie thermique.
- Les cartes de densité dépeignent une réduction de densité de particules dans le centre du canal et d'une sur-densité sur le bord extérieur de celui-ci. Cette structure prenant la forme d'une paire d'*oreilles de lapin* est la conséquence des flux transverses qui éjectent les ions hors du tube de flux (à cause du gradient de potentiel). Ces flux sont composés d'un flux classique de diffusion, mais aussi d'un flux de mobilité et de polarisation (tout deux renforcés par la présence de la RF). La longueur caractéristique des gradients transverses générant ces courants est de quelques centimètres (globalement de l'ordre de ρ_{ci} , le rayon de Larmor ionique [Rozhansky *et al.*, 1999b]). Ainsi, pour un tube de flux assez fin, le profil de densité ne présentera qu'un creux et deux pics, alors que pour un tube plus large, la région centrale présentera un plateau entouré de creux puis de pics, puisque les échanges sont localisés sur les bords du tube. L'explication des profils de densité est rendue possible par l'utilisation et la résolution numérique d'un modèle fluide 1D, en utilisant la loi de conservation du courant total ainsi que la loi de conservation du flux ionique en régime stationnaire. Les profils ainsi obtenus numériquement corroborent parfaitement les mesures expérimentales, validant de ce fait nos explications.

En dehors des résultats numériques, ce chapitre a permis de démontrer que l'utilisation d'une sonde classique de Langmuir dans le but de mesurer les paramètres d'un plasma magnétisé, généré par une électrode RF est tout à fait possible et exploitable. Dans le même temps, notre algorithme d'exploitation des caractéristiques a été parfaitement validé et est adéquat pour l'estimation des grandeurs du plasma dans ce type de décharge.

Chapitre 4

Conclusions générales et perspectives des travaux de la thèse

Conclusions générales

Les mesures de sonde sous champ

Si le but premier de la thèse était d'établir des cartes extrêmement précises du potentiel plasma et de la densité dans le voisinage proche d'une antenne RF dans un plasma magnétisé à l'aide d'une sonde de Langmuir, il s'est avéré que le diagnostic en lui-même n'était pas facilement exploitable malgré la somme d'études qui lui avait été consacré. C'est pourquoi la première partie du travail de thèse a « simplement » consisté à trouver une méthode fiable d'extrapolation des caractéristiques courant-tension de la sonde de Langmuir. L'idée de départ était d'exploiter la caractéristique proche du potentiel plasma, où la gaine disparaît, diminuant ainsi l'incertitude sur la surface effective de collection électronique dépendante du champ magnétique.

Néanmoins l'information sur la température réside dans la partie exponentielle de la caractéristique et doit donc être exploitée. Quant à la partie ionique elle peut répondre à une théorie classique non magnétisée puisque pour des champs inférieurs à 0.1 T les ions, même d'hélium, sont peu magnétisés.

C'est pourquoi un algorithme basé sur une méthode par ajustements itératifs (M.A.I.) du courant de saturation ionique (peu modifié par la présence de RF et de champ magnétique) a été développé pour exploiter les caractéristiques de sonde de manière automatique, et fiable, quel que soit la région du plasma sondé par la fonction type

$$I_i(V) = J_{\text{isat}} S_p (1 + \varphi)^k \quad \text{avec } \varphi = e \frac{\phi_p - V}{k_B T_e}. \quad (4.1)$$

Comme la puissance k est un paramètre d'ajustement, le modèle permet de faire un compromis entre la théorie O.M.L. ($k = 0.5$) fonctionnant dans des plasmas RF magnétisés peu denses, la loi de Child ($k = 0.75$), et d'autres lois demandant des paramètres initiaux ou

des tables pour extraire les paramètres du plasma à partir d'une caractéristique de sonde donnée. Cette méthode d'extraction des paramètres a été utilisée tout au long de la thèse, et la concordance entre les grandeurs mesurées et la théorie permet d'affirmer sa fiabilité.

Deux études complémentaires ont été menées afin de mieux comprendre les mesures de sonde dans un plasma RF magnétisé. Une première étude, où la sonde cylindrique de longueur $L_p = 1$ cm et de rayon $r_p = 75$ microns est alignée avec le champ magnétique, et une autre où la sonde est inclinée.

La première étude, où la sonde est alignée au champ, a permis de mettre en évidence la surface effective de collection des électrons en calculant la quantité

$$S_{\text{eff}} = \frac{I(V = \phi_p)}{J_{\text{esat}}}. \quad (4.2)$$

Cette surface effective semble être insensible à la puissance RF injectée, mais nous observons une nette dépendance avec le champ magnétique : pour un champ magnétique nul, la surface effective de collection correspond à la surface physique de la sonde, $S_p \simeq 2\pi r_p L_p$, avec l'ajout d'un champ magnétique, $S_{\text{eff}}(B)$ décroît rapidement, jusqu'à tendre vers la surface frontale de la sonde $s_p = \pi r_p^2$ pour $B \gtrsim 80$ mT.

Une simulation PIC a permis de visualiser ce qu'il se passe au niveau microscopique. En effet, en traçant le profil de dépôt des électrons sur la sonde, il s'avère que ces derniers se déposent principalement sur le bout de la sonde, faisant face aux lignes de champ magnétique. Effectivement, si la trajectoire d'un électron de vitesse parallèle v_{\parallel} va intercepter la sonde, il pourra alors se déposer – au maximum – à une distance $2\pi v_{\parallel} / \omega_{ce}$ du bout de sonde (i.e. le temps de finir sa révolution cyclotron). Afin de retrouver cette dépendance analytiquement, deux modèles ont été élaborés, permettant de décrire précisément cette décroissance de S_{eff} avec l'amplitude du champ magnétique. Les deux approches sont dynamiques, puisque le mouvement (ou la trajectoire) cyclotron est utilisé pour déterminer si un électron de vitesse \vec{v} se dépose ou non sur la sonde, et si oui à quel endroit. Ceci permet de construire une fonction de dépôt, $S(v_{\parallel}, v_{\perp})$ à intégrer sur la fonction de distribution des électrons, supposée Maxwellienne, dans le but d'obtenir la surface effective résultante S_{eff} .

La seconde étude, qui consiste à faire des mesures en inclinant la sonde par rapport aux lignes de champ a permis, d'une part de valider la M.A.I. des caractéristiques, puisque les paramètres obtenus sont indépendants de l'angle d'inclinaison de la sonde (en changeant l'angle, nous sondons le même plasma : nous devons donc retrouver la même température et la même densité, ce qui est le cas pour la M.A.I.). D'autre part, cette étude a démontré que les électrons se déposent principalement sur la surface de la sonde mouillée par les lignes de champ. En effet, si la densité ionique déterminée avec la M.A.I. est bien indépendante de l'angle d'inclinaison de la sonde, la densité électronique déterminée par la méthode de Druyvesteyn est quant à elle proportionnelle au sinus de l'angle. Par conséquent, lorsque la sonde est perpendiculaire à \vec{B} , la surface de collection des électrons est rigoureusement égale à $\pi r_p L_p$, permettant – dans ce cas précis – d'envisager l'exploitation de la partie électronique

de la caractéristique (puisque la surface de collection est connue). En revanche, la taille centimétrique de la sonde ne permettra pas de mesurer et d'obtenir une bonne résolution spatiale des gradients transverses des paramètres plasma, puisqu'ils sont également centimétriques.

Ces deux premières études sur la surface de collection dépendante du champ magnétique expliquent donc la diminution de l'amplitude du courant de saturation électronique des caractéristiques avec l'augmentation du champ. Cette observation nous montre également qu'il est difficile d'exploiter proprement la partie électronique d'une caractéristique $I(V)$ en présence d'un champ magnétique.

Ajoutons à cela que, sous certaines conditions, les mesures de sonde en champ magnétique peuvent présenter une anomalie sur les caractéristiques $I(V)$: à la fin de la croissance exponentielle, c'est à dire lorsque le potentiel de la sonde dépasse le potentiel plasma, le courant mesuré décroît puis augmente à nouveau, dessinant une bosse sur la caractéristique dans la région du courant de saturation électronique. Les deux études précédentes ont permis de suivre l'évolution de cette bosse en changeant la puissance RF, le champ magnétique, et l'angle de la sonde. Les observations faites sur les caractéristiques nous permettent de dire que la bosse est présente pour une mesure de sonde réalisée avec un champ magnétique d'au moins 20 mT, et pour une sonde inclinée au plus de 18° . L'augmentation de la puissance RF ne fait qu'accentuer la présence et l'amplitude de la bosse dans ces conditions de mesure. En augmentant la pression de d'hélium, il s'avère que l'amplitude de la bosse diminue, jusqu'à complètement disparaître à partir de 6.48 Pa. Cela nous indique donc que l'origine de la bosse réside principalement dans la dynamique du tube de plasma connecté autour de la sonde de Langmuir.

Il est effectivement admis qu'en présence de champ magnétique et en absence de turbulence, la région du plasma connecté magnétiquement à une surface polarisée forme un *tube de flux magnétique*, relativement étanche au plasma extérieur, et dont le potentiel et la densité diffèrent de ceux du plasma extérieur. Et donc, à ce stade, l'origine de la bosse peut s'expliquer par la présence de deux flux intégrés sur toute la surface d'échange du tube de flux : un flux de pompage Φ_P et un flux de diffusion Φ_D . Lors d'une mesure de sonde, le plasma effectivement sondé est le plasma contenu dans le tube de flux connecté à la sonde. Comme les ions sont peu magnétisés, et que leur rayon de Larmor est bien plus grand que le rayon de la sonde, la mesure n'a aucun effet sur la partie ionique de la caractéristique. Lorsque le potentiel de la sonde égale celui du plasma, les électrons du tube de flux ne sont plus repoussés par le potentiel de la sonde, et sont par conséquent tous « pompés » par la mesure jusqu'à atteindre le courant de saturation électronique.

En parallèle à cela, un flux transverse diffusif, se met en place afin de contre-balancer cette perte de densité et de vérifier la conservation du courant au travers du tube. Or, comme le tube de flux est assez fin à ce stade de la mesure (son rayon est proche de celui de la sonde lorsque $V = \phi_p$), le courant ionique transverse peut facilement égaler de courant de saturation électronique longitudinale, rendant le pompage très efficace comparé aux flux diffusifs. La densité au sein du tube décroît donc à mesure que le potentiel de sonde dépasse

le potentiel plasma, diminuant ainsi le courant mesuré sur la caractéristique. En augmentant encore le potentiel de la sonde, le tube de flux s'élargit, augmentant de ce fait sa surface latérale, et dans le même temps les flux diffusifs alors que les flux de pompages saturent puisque limités à la zone de gradient de potentiel au bord du tube. Cette condition implique que la largeur du tube polarisé par la sonde devienne plus grande que la longueur typique de gradient transverse des potentiels. À un certain moment de la rampe de potentiel, les deux flux se compensent, et la densité se stabilise à n_{eq} . Au delà de ce potentiel critique, la caractéristique retrouve une allure classique en décrivant un courant électronique de saturation d'un plasma de densité n_{eq} .

Afin de décrire analytiquement cette bosse et de vérifier nos hypothèses, un modèle fluide a été développé en partant de l'équation de conservation du flux ionique à travers le tube de flux de rayon $R_0 \simeq \rho_{\text{ci}}$. Lorsque le potentiel de la sonde dépasse celui du tube (qui reste tout de même supérieur que celui du plasma extérieur), la gaine devant la sonde s'inverse, accélérant les électrons et repoussant les ions. Par souci de simplicité, les électrons sont supposés quitter le tube par les deux faces frontales du tube au taux de saturation électronique, $2 \times \pi R_0^2 \times J_{\text{esat}}$. Le flux ionique longitudinal étant négligeable, leur dynamique se limite à leur transport transverse, par le biais de leur mobilité $\mu_{i\perp} n \vec{E}$ et de leur diffusion $-D_{i\perp} \vec{\nabla} n$. L'intégration de l'équation de conservation du flux ionique permet *in fine* de trouver l'expression du courant de saturation électronique pour $V > \phi_p$ rendant compte de la bosse :

$$I_e(V \geq \phi_p) = \underbrace{\frac{1}{4} e n_{\text{eq}} \bar{u}_e}_{\Gamma_{\text{esat,eq}}} \times \underbrace{\left[1 + \left(\frac{n_0}{n_{\text{eq}}} - 1 \right) e^{-\frac{\mu_{i\perp}}{D_{i\perp}} (V - \phi_p)} \right]}_{\text{déplétion de densité (bosse)}} \times \underbrace{S_p \left[2 \sqrt{\frac{\varphi}{\pi}} + e^\varphi \text{erfc} \sqrt{\varphi} \right]}_{S_{\text{eff OML}}}, \quad (4.3)$$

avec $\varphi = e(V - \phi_p)/k_B T_e$ et $\Gamma_{\text{esat,eq}}$ le flux électronique de saturation pour un plasma de densité $n = n_{\text{eq}} = n_0 \times \bar{u}_e / 4BL_{\parallel} \mu_{i\perp} \omega_{\text{ci}}$, où n_0 est la densité du plasma extérieur.

Ce petit modèle permet de valider notre hypothèse de déplétion de densité du tube de flux connecté à la sonde, mais également de la quantifier, puisqu'un ajustement des caractéristiques mesurées révèle que la densité d'équilibre n_{eq} représente seulement 25% de la densité initiale. De la même manière, nous avons montré que le potentiel plasma d'une telle caractéristique coïncide avec le sommet de bosse, validant des hypothèses déjà faites dans la littérature. Quelques simulations PIC, réalisées dans le but d'obtenir une « image » du plasma et des particules qui s'y trouvent, et de discuter qualitativement des résultats, permettent de retrouver les mêmes conclusions (position du potentiel plasma au sommet de la bosse et vidage du tube de flux connecté à la sonde).

Ce premier travail a donc permis de comprendre la présence d'une bosse au voisinage du potentiel plasma sur les caractéristiques, et de montrer que l'incertitude sur la surface effective de collection des électrons dépendante de B ne permet pas une détermination fiable de la densité en exploitant le courant électronique. De plus, le postulat de base des mesures de sonde de Langmuir est qu'elles soient non-intrusives, or nos mesures, notre modèle et nos simulations PIC démontrent tout l'inverse lorsque le potentiel de la sonde dépasse celui

du plasma. C'est donc tout naturellement que nous avons opté pour la M.A.I. afin exploiter nos courbes en utilisant exclusivement le courant de saturation ionique, et l'exponentielle des caractéristiques $I(V)$.

L'étude du plasma magnétisé au voisinage d'une électrode RF

Afin de comprendre le comportement du plasma en face d'une électrode RF, il est nécessaire d'établir une cartographie – au moins bi-dimensionnelle – de ses paramètres. Avant de nous lancer dans ce travail, nous avons réalisé une étude de gaine RF non magnétisée en procédant à l'acquisition de profils 1D en face de l'antenne. L'évolution des potentiels et de la densité dépeignent une forte décroissance juste en face de l'électrode, rendant compte de la présence d'une gaine. Les profils obtenus sont très précis, et la faible dimension radiale de la sonde permet une résolution spatiale très fine de la mesure (tous les mm), encourageant l'utilisation d'une sonde cylindrique pour ce type de mesures.

L'évolution des potentiels (plasma et flottant) en fonction de l'amplitude A_{RF} des oscillations RF en couplage direct, met en évidence l'existence de deux régimes : un régime linéaire où les potentiels augmentent proportionnellement à A_{RF} et un régime de saturation, pour des valeurs de A_{RF} plus grandes, dans lequel les potentiels sont indépendants de l'amplitude de des oscillations RF. Ces deux régimes ont fait l'objet d'une interprétation théorique, comparée à ce qui était disponible dans la littérature : lorsque l'amplitude du potentiel RF augmente, le potentiel plasma moyen suit cette augmentation afin de contenir les électrons au sein du plasma. Mais au-delà d'un certain potentiel $A_{RF} \gtrsim 70$ V, le potentiel plasma sature, car la gaine en face de l'électrode s'inverse dans le but de continuer à vérifier $I_e^{\text{électrode}} = I_i^{\text{mur enceinte}}$ malgré l'augmentation de A_{RF} . Cependant, aucune théorie ne permet de rendre compte de la transition entre le régime linéaire et le régime de saturation.

Le profil de densité (calculé ici avec la méthode O.M.L. et la M.A.I.) nous a permis de mesurer la taille de la gaine. Nous retrouvons d'ailleurs, une loi en accord avec la théorie de Godyak et Chabert,

$$\frac{s_g}{\lambda_{De}} = \alpha \left(\frac{V_g}{T_e} \right)^{0.6} + 5. \quad (4.4)$$

Bien que le coefficient α obtenu soit supérieur d'un ordre de grandeur par rapport à sa valeur théorique, cette étude démontre que même si les méthodes d'exploitation employées surestiment la densité, elles permettent tout de même de retrouver les bons gradients, et de produire des cartes fidèles.

Dans le but d'offrir un plus large éventail de paramètres de décharge, et de s'approcher un tant soit peu des conditions d'un plasma de bord d'un Tokamak, un dispositif d'électrode inclinable a été élaboré et installé au cours de la thèse. Cela nous permet d'incliner l'électrode, autorisant ainsi de modifier l'angle entre la surface RF et les lignes de champ magnétique. Afin de limiter les incertitudes de mesures liées aux oscillations RF, et de préserver l'électrode, l'étude portant sur la réalisation de cartes 2D en face de l'électrode est réalisée à faible puissance RF injectée : 13 W. En effet, la réalisation d'une carte nécessite plus d'un millier de

caractéristiques (d'où l'avantage d'avoir développé un algorithme robuste et automatique de M.A.I. des caractéristiques), demandant de maintenir une décharge pendant plusieurs heures.

Les cartes obtenues sont très précises, avec une résolution transverse de 1 mm et une résolution longitudinale de 1 cm. Elles rendent compte des gradients transverses régnant au sein du plasma magnétisé en face de l'électrode RF. La notion de tube de flux magnétique est clairement visible sur les cartes : en face de l'électrode une structure se forme. Cette structure est visible sur les cartes de potentiel, de température, et de densité. Il est à noter que le tube de flux est véritablement un *tube* à fort champ magnétique et à faible pression (94 mT et 1.2 Pa), où la collisionnalité est plus faible et le confinement magnétique meilleur. À plus haute pression (2.4 Pa) le tube prend plutôt la forme d'un cône de flux.

Le potentiel plasma du tube de flux est plus élevé que celui du plasma extérieur, ce qui est une image du redressement du potentiel et de la polarisation du plasma connecté à la RF. Le redressement est d'autant plus important que la surface active de l'électrode est importante : lorsque l'électrode est alignée avec le champ magnétique, la surface active est minimale, et la polarisation n'est que de +5 V par rapport au plasma extérieur. En augmentant l'angle d'inclinaison de l'électrode, et par conséquent la taille de sa surface active faisant face aux lignes de champ, l'écart de potentiel se creuse entre le plasma extérieur et intérieur, pouvant atteindre +15 V lorsque l'antenne est perpendiculaire à \vec{B} . Cela indique que le plasma est moins perturbé par la RF si la surface active est petite. De plus, cette forte différence de potentiel génère de forts gradients transverses qui génèrent donc, à leur tour, une importante vitesse de dérive dans la direction de Hall de l'ordre de la dizaine de km/s.

Un travail plus précis a été réalisé dans le but de suivre l'augmentation du potentiel plasma du tube de flux en fonction de l'angle d'inclinaison θ de l'antenne (avec une résolution de 5°). Un modèle simple de tube de flux permet de retrouver analytiquement l'allure des mesures expérimentales,

$$\bar{\phi}_p(\theta) = \frac{k_B T_e}{e} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{M}{2\pi m} \right) + a_{RF} - \ln 2 - \ln \left(1 + \frac{2L_{\parallel}}{2R_E \sin \theta + E_E \cos \theta} \right) \right]. \quad (4.5)$$

Ce résultat est intéressant car il permet de quantifier le degré d'auto-polarisation en fonction de l'angle entre la surface de l'antenne RF et les lignes de champ magnétique.

La température électronique est quant à elle à prendre avec précaution ! Bien que la sonde soit compensée RF et que notre méthode d'exploitation des caractéristiques ait été testée, il est possible que la température mesurée dans le plasma directement connecté à l'antenne soit surévaluée puisque nous observons que sur les bords du tube de flux $T_e > 10$ eV, indiquant la présence d'électrons non maxwelliens. En revanche, la température plus élevée juste en face de l'électrode est une conséquence du chauffage stochastique des électrons avec la gaine RF oscillante. Afin d'expliquer la température plus élevée sur les bords du tube, il est possible de comparer les cartes de température aux cartes de vitesse de dérive $|\vec{E} \times \vec{B}|$, révélant une vitesse plus élevée sur les bords du tube.

Des simulations ont été réalisées sur le logiciel COMSOL afin de comprendre cette anomalie. Dans ce cas précis COMSOL permet de résoudre l'équation de Poisson dans un plasma électrostatique 2D caractérisé par un tenseur diélectrique de plasma froid magnétisé avec collisions électron-neutre. Comme dit précédemment, lorsque la magnétisation du tube n'est pas optimale (fort champ mais forte pression, 94 mT et 2.4 Pa), le tube de flux, et la structure de température prennent plutôt la forme d'un cône. L'ouverture de ce cône est globalement toujours la même, soit 23° , lorsque l'antenne est inclinée à plus de 45° . Les simulations permettent de retrouver ce cône où le champ électrique est localement plus important. Cela indiquerait que nos mesures permettent de visualiser le cône de résonance : région spatiale où l'énergie électrique se dépose préférentiellement. Ce qui permet de chauffer localement le plasma et de générer des électrons non maxwelliens en ces lieux ; expliquant ainsi la forte température aux abords du tube/cône de flux.

Le potentiel flottant est compliqué à exploiter car il est la contribution des différents flux perpendiculaires et longitudinaux arrivant sur la sonde. À certains endroits le potentiel flottant est très faible, voire négatif, indiquant la présence de flux électroniques plus importants et/ou d'une température électronique plus importante localement. L'étude sur la température valide ce second point. Une cartographie du plasma dans le plan perpendiculaire au champ magnétique a mis en évidence la présence de courants électroniques transverses diamagnétiques (à circulation nulle sur le volume du tube de flux) à ajouter au courant de dérive. Ces courants sont capables de perturber fortement le potentiel flottant :

$$\vec{J}_{e\perp} \simeq \frac{\vec{B} \wedge \vec{\nabla} n k_B T_e}{B^2} + en \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2}. \quad (4.6)$$

D'après la définition du potentiel flottant, l'ajout d'un flux électronique modifie son expression classique :

$$V_{fl}(x, y) = \phi_p - \frac{k_B T_e}{e} \ln \left(\frac{1}{10} \sqrt{\frac{M}{2\pi m}} \right) + \frac{k_B T_e}{e} \ln \left(1 - \kappa \frac{J_{e\perp}}{J_{isat}} \right), \quad (4.7)$$

Pour une surface de collection correspondante au quart de la surface de la sonde ($\kappa = 0.25$), la représentation graphique de l'expression de droite (avec le potentiel, la densité et la température mesurés) permet de retrouver sensiblement la même carte que celle du potentiel flottant mesuré, validant ainsi la fiabilité des mesures de sonde, et la présence de courants électroniques transverses.

La densité du tube de flux est quant à elle plus faible que celle du plasma extérieur, et un modèle fluide est nécessaire pour expliquer plus précisément la structure observée expérimentalement. En effet, si nous observons à nouveau une déplétion en densité du tube de flux, il est à noter qu'une sur-densité se forme aux abords du tube. Une structure en *oreilles de lapin* est clairement visible à fort champ et faible pression (i.e. quand la magnétisation du tube de flux est optimale) dans la direction radiale : le centre de la structure présente un plateau entouré de sous-densité, puis d'une forte sur-densité avant de re-diminuer et de se

stabiliser à la densité du plasma extérieur.

Les flux transverses permettant de vider et/ou ré-alimenter le tube de flux sont purement ioniques, puisque les électrons sont supposés parfaitement confinés. Ainsi, dans notre modèle fluide, nous suggérons que le courant ionique se décompose en un courant de diffusion, un courant collisionnel et un courant de polarisation, tenant ainsi compte des effets du potentiel RF et DC dans la résolution de la structure de densité :

$$\vec{J}_i \simeq \vec{J}_{i\perp} = en\mu_{i\perp}\vec{E} - eD_{i\perp}\vec{\nabla}n + \frac{Mn}{B^2}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}. \quad (4.8)$$

La résolution de l'équation de conservation du courant total au travers du tube de flux, ainsi que de la conservation du flux ionique s'est faite numériquement via une méthode de différences finies et permet d'obtenir les profils de densités et de potentiel DC. Le résultat du calcul coïncide avec les profils mesurés expérimentalement. Cela indique que les profils et structures de densité sont contraints par les flux ioniques du fait de la plus grande inertie des ions par rapport à celle des électrons. De plus, il est montré que la présence du champ électrique transverse DC joue un rôle important dans l'établissement de ces structures.

La mesure expérimentale de ces profils de densité dans la direction transverse au champ magnétique en face de l'électrode RF est un résultat majeur de ce travail de thèse puisqu'il montre le vidage de la densité dans les zones de gradient transverse de potentiel. Si le tube de flux connecté à l'électrode est plus petit radialement que ces gradients alors le tube est vidé dans toute sa largeur et sinon seulement sur le bord. En ajoutant à cela les phénomènes de cône de résonance augmentant la température et la densité aux abords du cône, on s'aperçoit que la structure de densité et potentiel se situe entre *un tube de flux* et *un cône de flux* en fonction des paramètres de la décharge. Cela complique considérablement les moyens nous permettant de modéliser et de comprendre en profondeur le plasma, mêlant modèle fluide et modélisation des champs électrostatiques.

Perspectives

Ces travaux ont révélé plusieurs problématiques restant à résoudre. Tout d'abord concernant les mesures de sonde, une thèse entière pourrait y être dédiée pour espérer une compréhension complète de la caractéristique, et permettre l'exploitation du courant de saturation électronique en présence de champ magnétique. D'ailleurs un dispositif permettant de régler l'inclinaison de la sonde au degré près, sans avoir à *casser le vide*, permettrait d'élargir l'étude présentée ici et de mieux comprendre l'évolution de la surface effective de collection des électrons pour une sonde inclinée.

Enfin, le modèle présenté ici, expliquant le phénomène des caractéristiques bossues est basé sur de nombreuses hypothèses (par exemple le courant électronique est toujours supposé saturer), mais a l'avantage de fournir une solution analytique et simple au problème. Une amélioration du modèle consisterait donc à prendre en compte la caractéristique courant-

tension incluant la saturation électronique et donc l'inversion de la gaine en face de la sonde, quand son potentiel dépasse celui du plasma. Puis, il faut également prendre en compte la saturation du potentiel plasma du tube connecté car cette saturation a un rôle important à jouer dans la disparition de la résistivité négative (lorsque $dI/dV < 0 \rightarrow dI/dV > 0$). Ce modèle tenant compte de l'inversion de gaine et de la saturation électronique serait également utile pour comprendre complètement la transition entre la zone linéaire et saturé du potentiel plasma en fonction du potentiel RF en couplage direct.

Concernant la cartographie du plasma, elle a été réalisée à faible puissance RF et à des densités bien différentes de celles observées dans les Tokamak. Un travail plus approfondi sur la compensation RF permettrait de réaliser des décharges/cartes à des puissances plus élevées. On pourrait envisager une compensation active de la sonde en lieu et place de la compensation passive basée sur une électrode de compensation et d'une bobine de blocage des courants RF, qui est très sensible aux capacités parasites qui modifient la fréquence optimale de blocage.

Les simulations PIC présentées dans la thèse sont très succinctes dans la mesure où les volumes de plasma à simuler nécessitent des temps de calcul prohibitifs (de l'ordre de plusieurs jours pour une seule simulation). L'éventualité de faire tourner des codes PIC sur GPU permet d'entrevoir la possibilité de simuler un tube de flux connecté à l'antenne RF complet en 2D afin de vérifier les structures de densité et température (et valider la théorie du cône résonnant). De même il serait possible de simuler un tube de flux 3D complet connecté à la sonde de Langmuir (étant donné sa petite taille) afin de retrouver la bosse de courant collecté durant une rampe de tension, dans le but de déterminer la position exacte du potentiel plasma sur la caractéristique.

Enfin, la perspective d'établir des cartes de potentiel et de densité à plus haute puissance devrait permettre d'étudier le chauffage de l'électrode/antenne RF soumise aux flux de particules accélérées dans la gaine RF magnétisée à l'aide d'une caméra infra-rouge. Il s'agit là d'un prochain travail de thèse financé par l'ANR SHEAR en collaboration avec l'université de Bâle et l'EPFL en Suisse. Une étude sur l'observation des points chauds et des arcs unipolaires à la surface de l'antenne peut même être envisagée à l'aide d'une caméra rapide.

Bibliographie

- AANESLAND, A., CHARLES, C., BOSWELL, R. W. et LIEBERMAN, M. A. (2005). Grounded radio-frequency electrodes in contact with high density plasmas. *Physics of Plasmas*, 12:103505. DOI : [10.1063/1.2089227](https://doi.org/10.1063/1.2089227).
- ABRAMOWITZ, M. et STEGUN, I. (1964). *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. Dover Publications. ISBN : 978-0-486-61272-0.
- ALLEN, J. (1992). Probe theory - the orbital motion approach. *Physica Scripta*, 45:497–503. DOI : [10.1088/0031-8949/45/5/013](https://doi.org/10.1088/0031-8949/45/5/013).
- ALLEN, J., BOYD, R. et REYNOLDS, P. (1957). The collection of positive ions by a probe immersed in a plasma. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 70:297. DOI : [10.1088/0370-1301/70/3/303](https://doi.org/10.1088/0370-1301/70/3/303).
- AMEMIYA, H. et DOTE, T. (1969). Cylindrical probe in a collisionless magnetized plasma. *Japan Journal Applied Physics*, 8:818–819. DOI : [10.1143/JJAP.8.818](https://doi.org/10.1143/JJAP.8.818).
- BESCOULET, M., COLAS, L., PÉCOUL, S., GUNN, J., GHENDRIH, P., BESCOULET, A. et HEURAUX, S. (2002). Edge plasma density convection during ion cyclotron resonance heating on tore supra. *Physics Of Plasmas*, 9:2619. DOI : [10.1063/1.1472501](https://doi.org/10.1063/1.1472501).
- BELMONTE, T., CARDOSO, R. P., HENRION, G. et KOSIOR, F. (2007). Collisional–radiative modelling of a helium microwave plasma in a resonant cavity. *Journal Of Physics D : Applied Physics*, 40:7343–7356. DOI : [10.1088/0022-3727/40/23/015](https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/23/015).
- BENUZZI-MOUNAIX, A. (2008). *La fusion nucléaire : Un espoir pour une énergie propre et inépuisable*. Belin. First Edition, ISBN : 978-2-7011-4724-6.
- BERNSTEIN, I. B. et RABINOWITZ, I. N. (1959). Theory of electrostatic probes in a low density plasma. *Physics Of Fluids*, 2:112. DOI : [10.1063/1.1705900](https://doi.org/10.1063/1.1705900).
- BRUCE, R. (1981). Ion response to plasma excitation frequency. *Journal of Applied Physics*, 52:7064. DOI : [10.1063/1.328703](https://doi.org/10.1063/1.328703).
- BUTLER, H. S. et KINO, G. S. (1963). Plasma sheath formation by radiofrequency fields. *Physics Of Fluids*, 6:1346. DOI : [10.1063/1.1706905](https://doi.org/10.1063/1.1706905).

- CHABERT, P. (2014). What is the size of a floating sheath? *Plasma Sources Science and Technology*, 23:065042. DOI : [10.1088/0963-0252/23/6/065042](https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/6/065042).
- CHABERT, P. et BRAITHWAITE, N. (2011). *Physics Of Radio-Frequency Plasmas*. Cambridge University Press. First Edition, ISBN : 978-0-521-76300-4 Harback.
- CHATTERTON, P. A., REES, J., WU, W. et AL-ASSADI, K. (1991). A self-compensating langmuir probe for use in rf (13.56 mhz) plasma systems. *Vacuum*, 42:489–483. DOI : [10.1016/0042-207X\(91\)90022-B](https://doi.org/10.1016/0042-207X(91)90022-B).
- CHEN, F. (1984). *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Plenum. First Edition, ISBN : 0-306-30755-3.
- CHEN, F. (2001). Langmuir probe analysis for high density plasmas. *Physics Of Plasmas*, 8:3029. DOI : [10.1063/1.1368874](https://doi.org/10.1063/1.1368874).
- CHEN, F. (2003). Lecture notes on langmuir probe diagnostics. Online. Available on F. F. Chen's website : <http://www.seas.ucla.edu>.
- CHEN, F. (2006). Time-varying impedance of the sheath on a probe in an rf plasma. *Plasma Sources Science And Technology*, 15:773–782. DOI : [10.1088/0963-0252/15/4/022](https://doi.org/10.1088/0963-0252/15/4/022).
- CHEN, F. (2009). Langmuir probes in rf plasma : surprising validity of oml theory. *Plasma Sources Science and Technology*, 18:035012. DOI : [10.1088/0963-0252/18/3/035012](https://doi.org/10.1088/0963-0252/18/3/035012).
- CHEN, F. (2012). Langmuir probe measurements in the intense rf field of a helicon discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, 21:055031. DOI : [10.1088/0963-0252/21/5/055013](https://doi.org/10.1088/0963-0252/21/5/055013).
- CHEN, F. F., EVANS, J. D. et ARNUSH, D. (2002). A floating potential method for measuring ion density. *Physics Of Plasmas*, 9:1449. DOI : [10.1063/1.1462630](https://doi.org/10.1063/1.1462630).
- CHODURA, R. (1982). Plasma–wall transition in an oblique magnetic field. *Physics Of Fluids*, 25:1628. DOI : [10.1063/1.863955](https://doi.org/10.1063/1.863955).
- CLEMENTS, R. (1978). Plasma diagnostics with electric probes. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 15:193. DOI : [10.1116/1.569453](https://doi.org/10.1116/1.569453).
- COLAS, L., BASIUK, V., BEAUMONT, B., BÉCOULET, A., BOSIA, G., BRÉMOND, S., CHANTANT, M., CLAIRET, F., EKEDAHL, A., FAUDOT, E., GERAUD, A., GONICHE, M., HEURAUX, S., HOANG, G., LOMBARD, G., MILLON, L., MITTEAU, R., MOLLARD, P., VULLIEZ, K. et TEAM, T. (2006). Key results of long pulse icrh operation in tore supra. *Nuclear Fusion*, 46:S500–S513. DOI : [10.1088/0029-5515/46/7/S11](https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/7/S11).
- COLAS, L., HEURAUX, S., BREMOND, S. et BOSIA, G. (2005). Rf current distribution and topology of rf sheath potentials in front of icrf antennae. *Nuclear Fusion*, 45:767–782. DOI : [10.1088/0029-5515/45/8/002](https://doi.org/10.1088/0029-5515/45/8/002).

- COLAS, L., LU, L.-F., KRIVSKA, A., JACQUOT, J., HILLAIRET, J., HELOU, W., GONICHE, M., HEURAU, S. et FAUDOT, E. (2017). Spatial proximity effects on the excitation of sheath rf voltages by evanescent slow waves in the ion cyclotron range of frequencies. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 59:025014. DOI : [10.1088/1361-6587/59/2/025014](https://doi.org/10.1088/1361-6587/59/2/025014).
- DEVAUX, S., FAUDOT, E., MORITZ, J. et HEURAU, S. (2017). Aline : A device dedicated to understanding radio-frequency sheaths. *Nuclear Materials and Energy*, 12:908–912. DOI : [10.1016/j.nme.2017.07.003](https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.07.003).
- D'IPPOLITO, D. A., MYRA, J. R., JACQUINOT, J. et BURES, M. (1993). Radio-frequency-sheath-driven edge plasma convection and interaction with the h mode. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, 5:3600. DOI : [10.1063/1.860832](https://doi.org/10.1063/1.860832).
- NOTE, T. et AMEMIYA, H. (1964). Negative characteristic of a cylindrical probe in magnetic field. *Journal Of The Physical Society Of Japan*, 19(10):1915–1924. DOI : [10.1143/JJAP.3.789](https://doi.org/10.1143/JJAP.3.789).
- NOTE, T. et AMEMIYA, H. (1967). Analysis of negative characteristic of a cylindrical probe in magnetic field. *Journal Of The Physical Society Of Japan*, 22(1):270–276. DOI : [10.1143/JPSJ.22.270](https://doi.org/10.1143/JPSJ.22.270).
- DRUYVESTEYN, M. (1930). Der niedervoltbogen. *Zeitschrift für Physik*, 64:781. DOI : [10.1007/BF01773007](https://doi.org/10.1007/BF01773007).
- EL-FARSY, A., LEDIG, J., DESECURES, M., BOUGDIRA, J. et DE-POUCQUES, L. (2019). Characterization of transport of titanium neutral atoms sputtered in ar and ar/n₂ hipims discharges. *Plasma Sources Science and Technology*, 28:035005. DOI : [10.1088/1361-6595/ab022b](https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab022b).
- FAUDOT, E. (2006). Modélisations de phénomènes de polarisation par gaines rf ou/et faisceau de particules dans un plasma magnétisé.
- FAUDOT, E. (2015). Capacitive and resistive double sheath model in an asymmetric radio frequency plasma discharge. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 22:083506. DOI : [10.1063/1.4928417](https://doi.org/10.1063/1.4928417).
- FAUDOT, E., DEVAUX, S., MORITZ, J., HEURAU, S., CABRERA, P. M. et BROCHARD, F. (2015). A linear radio frequency plasma reactor for potential and current mapping in a magnetized plasma. *Review of Scientific Instruments*, 86(6):063502. DOI : [10.1063/1.4921905](https://doi.org/10.1063/1.4921905).
- FAUDOT, E., HEURAU, S. et COLAS, L. (2005). 2d modeling of dc potential structures induced by rf sheaths with transverse currents in front of icrf antenna. *AIP Conference Proceedings*, 787:214. DOI : [10.1063/1.2098227](https://doi.org/10.1063/1.2098227).
- FAUDOT, E., HEURAU, S. et COLAS, L. (2006). Parametric study of two-dimensional potential structures induced by radiofrequency sheaths coupled with transverse currents in front of the ion cyclotron resonance heating antenna. *Physics Of Plasmas*, 13:042512. DOI : [10.1063/1.2186530](https://doi.org/10.1063/1.2186530).

- FAUDOT, E., HEURAU, S., KUBIC, M., GUNN, J. et COLAS, L. (2013). Fluid modeling of radio frequency and direct currents in a biased magnetized plasma. *Physics Of Plasmas*, 20:043514. DOI : [10.1063/1.4802190](https://doi.org/10.1063/1.4802190).
- FAUDOT, E., HEURAU, S., NGADJEU, A., COLAS, L., KUBIC, M. et GUNN, J. P. (2011). Influence of perpendicular rf and dc currents on i-v probe characteristics connected to icrf antennas. *AIP Conference Proceedings*, 1406:125. DOI : [10.1063/1.3664944](https://doi.org/10.1063/1.3664944).
- FAUDOT, E., LEDIG, J., MORITZ, J., HEURAU, S., LEMOINE, N. et DEVAUX, S. (2019). Experimental measurements of the rf sheath thickness with a cylindrical langmuir probe. *Physics Of Plasma*, 26:083503. DOI : [10.1063/1.5096018](https://doi.org/10.1063/1.5096018).
- FISHER, R. K. et GOULD, R. W. (1969). Resonance cones in the field pattern of a radio frequency probe in a warm anisotropic plasma. *Physical review Letters*, 22:1093. DOI : [10.1103/PhysRevLett.22.1093](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.22.1093).
- FISHER, R. K. et GOULD, R. W. (1971). Resonance cones in the field pattern of a radio frequency probe in a warm anisotropic plasma. *American Institut of Physics*, 14:857–867. DOI : [10.1063/1.1693521](https://doi.org/10.1063/1.1693521).
- GERHARD, F. (2009). *Low Pressure Plasmas and Microstructuring Technology*. Springer. First Edition, ISBN : 978-3-540-85848-5, DOI : [10.1007/978-3-540-85849-2](https://doi.org/10.1007/978-3-540-85849-2).
- GODYAK, V. (1986). *Soviet Radio Frequency Discharge Research*. Falls Church, VA : Delphic Associates, Inc.
- GODYAK, V. et DEMIDOV, V. (2011). Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas : what can we measure and how can we achieve reliable results? *Journal Of Physics D : Applied Physics*, 44:233001. DOI : [10.1088/0022-3727/44/23/233001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/23/233001).
- GODYAK, V. et STERNBERG, N. (1990). Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges. *Physical Review A*, 42:2299. DOI : [10.1103/PhysRevA.42.2299](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.42.2299).
- GODYAK, V. A. et KUZOVNIKOV, A. A. (1975). On rectification properties of hf discharges. *Fizika Plazmy*, 1:496.
- GUNTHER, K. et CARLSON, A. (1994). Fluid theory of langmuir probes in a magnetized plasma with opened flux tubes. *Contribution On Plasma Physics*, 34(2/3):484–489. DOI : [10.1002/ctpp.2150340260](https://doi.org/10.1002/ctpp.2150340260).
- HERSHKOWITZ, N. (2005). Sheaths : more complicated than you think. *Physics Of Plasmas*, 12:055502. DOI : [10.1063/1.1887189](https://doi.org/10.1063/1.1887189).
- JOHNSON, J. D. et HOLMES, A. J. T. (1990). Edge effect correction for small planar langmuir probes. *Review of Scientific Instruments*, 61:2628. DOI : [10.1063/1.1141849](https://doi.org/10.1063/1.1141849).

- KAWAMURA, E., VAHEDI, V., LIEBERMAN, M. A. et BIRDSALL, C. K. (1999). Ion energy distributions in rf sheaths ; review, analysis and simulation. *Plasma Sources Science and Technology*, 8:R45. DOI : [10.1088/0963-0252/8/3/202](https://doi.org/10.1088/0963-0252/8/3/202).
- KIKUCHI, M., LACKNER, K. et TRAN, M. (2012). *Fusion Physics*. IAEA, Austria. First Edition, ISBN : 978-92-0-130410-0.
- KLASSE, S. et TICHÝ, M. (1985). A contribution to the assessment of the influence of collisions on the measurements with langmuir probes in the thick sheath working regime. *Czechoslovak Journal of Physics B*, 35:988. DOI : [10.1007/BF01676361](https://doi.org/10.1007/BF01676361).
- KÖHLER, K., COBURN, J. W., HORNE, D. E., KAY, E. et KELLER, J. H. (1985a). Plasma potentials of 13.56-mhz rf argon glow discharges in a planar system. *Journal of Applied Physics*, 57:59. DOI : [10.1063/1.335396](https://doi.org/10.1063/1.335396).
- KÖHLER, K., HORNE, D. E. et COBURN, J. W. (1985b). Frequency dependence of ion bombardment of grounded surfaces in rf argon glow discharges in a planar system. *Journal Of Applied Physics*, 58:3350. DOI : [10.1063/1.335797](https://doi.org/10.1063/1.335797).
- KRASHENINNIKOVA, N. S., TANG, X. et ROYTERSHEYN, V. S. (2010). Scaling of the plasma sheath in a magnetic field parallel to the wall. *Physics Of Plasmas*, 17:057103. DOI : [10.1063/1.3354106](https://doi.org/10.1063/1.3354106).
- KUDRNA, P. et PASSOTH, E. (1997). Langmuir probe diagnostics of a low temperature non-isothermal plasma in a weak magnetic fields. *Contributions to Plasma Physics*, 37:417. DOI : [10.1002/ctpp.2150370504](https://doi.org/10.1002/ctpp.2150370504).
- LAFRAMBOISE, J. (1966). Theory of spherical and cylindrical langmuir probes in a collisionless, maxwellian plasma at rest. *UTIAS Report*, 100:1. Full text available at : <https://apps.dtic.mil/docs/citations/AD0634596>.
- LAFRAMBOISE, J. G. et PARKER, L. W. (1973). Probe design for orbit-limited current collection. *Physics Of Fluid*, 16(5):629. DOI : [10.1063/1.1694398](https://doi.org/10.1063/1.1694398).
- LAFRAMBOISE, J. G. et RUBINSTEIN, J. (1976). Theory of a cylindrical probe in a collisionless magnetoplasma. *Physics Of Fluid*, 19:1900. DOI : [10.1063/1.861425](https://doi.org/10.1063/1.861425).
- LEDIG, J., FAUDOT, E., MORITZ, J., HEURAU, S., LEMOINE, N. et DEVAUX, S. (2020a). Experimental and theoretical study of density, potential and current structures of a helium plasma in front of a rf antenna tilted with respect to the magnetic field lines. *Contribution to Plasma Physics*, XX:XXXX. Article accepté et déjà en ligne, DOI : [10.1002/ctpp.202000072](https://doi.org/10.1002/ctpp.202000072).
- LEDIG, J., FAUDOT, E., MORITZ, J., HEURAU, S., LEMOINE, N. et USOLTCEVA, M. (2020b). Experimental and theoretical study of bumped characteristics obtained with cylindrical langmuir probe in magnetized helium plasma. *Plasma Sources Science and Technology*, 29:035007. DOI : [10.1088/1361-6595/ab56d2](https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab56d2).

- LEE, Y.-K., KU, J.-H. et CHUNG, C.-W. (2011). Measurements of the total energy lost per electron-ion pair lost in low-pressure inductive argon, helium, oxygen and nitrogen discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, 20:015005. DOI : [10.1088/0963-0252/20/1/015005](https://doi.org/10.1088/0963-0252/20/1/015005).
- LIEBERMAN, M. (1988). Analytical solution for capacitive rf sheath. *IEEE, Transaction On Plasma Science*, 16:638. DOI : [10.1109/27.16552](https://doi.org/10.1109/27.16552).
- LIEBERMAN, M., LICHTENBERG, A. et SAVAS, S. (1991). Model of magnetically enhanced, capacitive rf discharges. *IEEE, Transaction On Plasma Science*, 19:189. DOI : [10.1109/27.106813](https://doi.org/10.1109/27.106813).
- LIEBERMAN, M. A. et LICHTENBERG, A. J. (2005). *Principles Of Plasma Discharges And Materials Processing*. Wiley - Interscience. Second Edition, ISBN : 0-471-7200-1.
- MAUSBACH, M. (1997). Parametrization of the laframboise theory for cylindrical langmuir probe analysis. *Journal of Vacuum Science And Technology A*, 15:2923. DOI : [10.1116/1.580886](https://doi.org/10.1116/1.580886).
- METZE, A., ERNIE, D. W. et OSKAM, H. J. (1986). Application of the physics of plasma sheaths to the modeling of rf plasma reactors. *Journal of Applied Physics*, 60:3081. DOI : [10.1063/1.337764](https://doi.org/10.1063/1.337764).
- MIHAILA, I., COSTEA1, S., COSTIN, C. et POPA, G. (2014). On negative slope of probe characteristics in magnetized plasmas. *Contribution Of Plasma Physics*, 54(3):291–297. DOI : [10.1002/ctpp.201410075](https://doi.org/10.1002/ctpp.201410075).
- MIHAILA, I., SOLOMOM, M., COSTIN, C. et POPA, G. (2013). On electrical probes used in magnetized plasma diagnostics. *Contribution Of Plasma Physics*, 53(1):96–101. DOI : [10.1002/ctpp.201310017](https://doi.org/10.1002/ctpp.201310017).
- MORITZ, J., FAUDOT, E., DEVAUX, S. et HEURAU, S. (2018). The plasma-wall transition layers in the presence of collisions with a magnetic field parallel to the wall. *Physics Of Plasmas*, 25:013534. DOI : [10.1063/1.5010852](https://doi.org/10.1063/1.5010852).
- MORITZ, J., LESUR, M., FAUDOT, E., DEVAUX, S., HEURAU, S. et LEDIG, J. (2019). The plasma-wall transition with collisions and an oblique magnetic field : Reversal of potential drops at grazing incidences. *Physics Of Plasmas*, 26:013507. DOI : [10.1063/1.5061832](https://doi.org/10.1063/1.5061832).
- MOTT-SMITH, H. M. et LANGMUIR, I. (1926). The theory of collectors in gaseous discharges. *Physical Review*, 28:727–763. DOI : [10.1103/PhysRev.28.727](https://doi.org/10.1103/PhysRev.28.727).
- NEDOSPASOV, A. et UZDENSKY, D. (1994). On dynamical effects on i-v characteristics of langmuir probes in tokamak edge plasma. *Contributions To Plasma Physics*, 34:478–483. DOI : [10.1002/ctpp.2150340259](https://doi.org/10.1002/ctpp.2150340259).
- NIEUWENHOVE, R. V. et OOST, G. V. (1992). Experimental study of sheath currents in the scrape-off layer during icrh on textor. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 34:525. DOI : [10.1088/0741-3335/34/4/011](https://doi.org/10.1088/0741-3335/34/4/011).

- PASSOTH, E., KUDRNA, P., CSAMBAL, C., BEHNKEY, J. F., TICHÝ, M. et HELBIG, V. (1997). An experimental study of plasma density determination by a cylindrical langmuir probe at different pressures and magnetic fields in a cylindrical magnetron discharge in heavy rare gases. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 30:1763. DOI : [10.1088/0022-3727/30/12/013](https://doi.org/10.1088/0022-3727/30/12/013).
- RAIZER, Y. P., SCHNEIDER, M. N. et YATSENKO, N. A. (1995). *Radio-Frequency Capacitive Discharges*. CRC Press LLC. First Edition, ISBN : 0-8493-8644-6.
- RAX, J. (2005). *Physique des plasmas – Cours et applications*. Dunod. ISBN : 2-1000-7250-1.
- RIEMANN, K. (1992). Plasma-sheath transition and bohm criterion. *Contribution To Plasma Physics*, 32:231. DOI : [10.1002/ctpp.2150320309](https://doi.org/10.1002/ctpp.2150320309).
- RIEMANN, K. (1994). Theory of the plasma-sheath transition in an oblique magnetic field. *Contribution To Plasma Physics*, 34:231. DOI : [10.1002/ctpp.2150340206](https://doi.org/10.1002/ctpp.2150340206).
- ROZHANSKY, V., USHAKOV, A. et VESELOVA, I. (1999a). Plasma depletion and electron current saturation for positively biased flush-mounted probe in magnetic field. *26th EPS Conference On Fusion And Plasma Physics*. EPS abstract : <http://epsppd.epfl.ch/Maas/web/pdf/p2075.pdf>.
- ROZHANSKY, V., USHAKOV, A. et VOSKOBOYNIKOV, S. (1999b). Electric fields and currents in front of a biased electrode (flush mounted probe) and the i-v characteristics of the electrode for various mechanisms of transverse conductivity. *Nuclear Fusion*, 39:613–628. DOI : [10.1088/0029-5515/39/5/304](https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/5/304).
- ROZHANSKY, V., VOSKOBOYNIKOV, S., KAVEEVA, E., COSTER, D. et SCHNEIDER, R. (2001). Simulation of tokamak edge plasma including self-consistent electric fields. *Nuclear Fusion*, 41:387. DOI : [10.1088/0029-5515/41/4/305](https://doi.org/10.1088/0029-5515/41/4/305).
- SAVITZKY, A. et GOLAY, M. (1964). Smoothing and differentiation of data by simplified squares procedures. *Analytical Chemistry*, 8:1627–1639. DOI : [10.1021/ac60214a047](https://doi.org/10.1021/ac60214a047).
- STANGEBY, P. (2000). *The Plasma Boundary Of Magnetic Fusion Devices*. IoP Publishing Ltd 2000. First Edition, ISBN : 0-7503-0559-2.
- STEINBRÜCHEL, C. (1990). A new method for analyzing langmuir probe data and the determination of ion densities and etch yields in an etching plasma. *Journal of Vacuum Science And Technology A*, 8:1663. DOI : [10.1116/1.576782](https://doi.org/10.1116/1.576782).
- STIX, T. H. (1992). *Waves in Plasmas*. AIP, New York. First Edition, ISBN : 0-88318-859-7.
- SUDIT, I. D. et CHEN, F. F. (1994). Rf compensated probes for high-density discharges. *Plasma Sources Science and Technology*, 3:162–168. DOI : [10.1088/0963-0252/3/2/006](https://doi.org/10.1088/0963-0252/3/2/006).
- SUDIT, I. D. et WOODS, R. C. (1994). A study of the accuracy of various langmuir probe theories. *Journal of Applied Physics*, 76:4488. DOI : [10.1063/1.357280](https://doi.org/10.1063/1.357280).

- SWANSON, D. (2003). *Plasma Waves*. CRC. Second Edition, ISBN : 9-780-75030-9271.
- TAKAMURA, S., OHNO, N., YE, M. et KUWABARA, T. (2004). Space-charge limited current from plasma-facing materials surface. *Contribution to Plasma Physics*, 44:126–137. DOI : [10.1002/ctpp.200410017](https://doi.org/10.1002/ctpp.200410017).
- TAKEDA, J., NEZU, A. et AKATSUKA, H. (2019). Exb drift of electrons in a radial electric field and longitudinal magnetic field. *IEEE Transactions On Plasma Science*, 47:4250. DOI : [10.1109/TPS.2019.2928845](https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2928845).
- USOLTCEVA, M. (2019). Advancements in langmuir probe diagnostic for measurements in rf sheath and in modelling of the icrf slow wave.
- USOLTCEVA, M., FAUDOT, E., DEVAUX, S., HEURAU, S., LEDIG, J., ZADVITSKIY, G. V., OCHOUKOV, R., CROMBE, K. et NOTERDAEME, J.-M. (2018a). Effective collecting area of a cylindrical langmuir probe in magnetized plasma. *Physics of Plasmas*, 25:063518. DOI : [10.1063/1.5038666](https://doi.org/10.1063/1.5038666).
- USOLTCEVA, M., FAUDOT, E., LEDIG, J., DEVAUX, S., HEURAU, S., ZADVITSKIY, G. V., OCHOUKOV, R., MORITZ, J., CROMBE, K. et NOTERDAEME, J.-M. (2018b). Theory of a cylindrical langmuir probe parallel to the magnetic field and its calibration with interferometry. *Review of Scientific Instruments*, 89:10J124. DOI : [10.1063/1.5028267](https://doi.org/10.1063/1.5028267).
- VERPLANCKE, P., CHODURA, R., NOTERDAEME, J. et WEINLICH, M. (1996). Characteristics of a langmuir probe in a magnetic field with high sweep frequencies. *Contributions To Plasma Physics*, 36:145–150. DOI : [10.1002/ctpp.19960360122](https://doi.org/10.1002/ctpp.19960360122).
- VIEHLAND, L., SKAIST, T., ADHIKARI, C. et SIEMS, W. (2017). Accurate zero-field mobilities of atomic ions in the rare gases for calibration of ion mobility spectrometers. *Contributions To Plasma Physics*, 20:1–9. Note : Scattering He ion vs. He neutral obtained from <https://fr.lxcat.net> (visited November 11th 2018).
- WESSON, J. (2004). *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford. Third Edition, ISBN : 0-19-8509227.
- ZHANG, W., XIAO, C. et HIROSE, A. (1993). Plasma autobiasing during ohmic h-mode in the storm tokamak. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, 5:3961. DOI : [10.1063/1.860616](https://doi.org/10.1063/1.860616).

Table des figures

1.1	Schéma d'un Tokamak représentant les deux jeux de bobines (toroïdales et polôïdales) ainsi que les lignes de champs. D'après le site www.fsn-fusphy.enea.it .	5
1.2	Shéma représentant les 3 principaux modes de chauffage d'un plasma de Tokamak pour la fusion, le NBI (neutral beam injection ou injection de neutres), le chauffage ohmique et le chauffage par ondes. D'après le site www.eurofusion.org .	6
1.3	Photo d'une antenne ICRF de Tore Supra (depuis rebaptisé WEST). On y voit les straps, dans lesquels circulent un courant RF qui génère l'onde. Les courants sont déphasés de π , car il a été démontré que c'est la meilleure configuration pour éviter la formation de points chauds. La cage de Faraday, alignée avec le champ magnétique, permet de filtrer la composante $\vec{E}_{\parallel B}$. D'après [Colas <i>et al.</i> , 2006].	7
1.4	Photo d'une décharge RF en procédé de pulvérisation d'une cible en silice sur un porte échantillon en cuivre dans un plasma d'argon à 2 Pa, magnétisé à 100 mT. Dans cette expérience, le porte substrat n'est pas à la masse mais est polarisé comme l'échantillon : par conséquent la pulvérisation se fait également sur le cuivre (d'où la couleur rouge vive du plasma).	11
1.5	Classement des différents plasma naturels et artificiels selon leur niveau d'énergie et leur densité.. D'après Contemporary Physics Education Project (copyright 2010).	11
1.6	Représentation d'un mouvement cyclotron dans différents types d'environnements.	15
1.7	Schéma de la gaine dans le modèle non collisionnel de Child-Langmuir.	18
1.8	Schéma d'une pré-gaine magnétique. La courbe en pointillés représente une trajectoire typique du centre guide d'un ion accéléré vers le mur. Ici, $\vec{b} = \vec{B}/ \vec{B} $. Il est à noter que le « disque cyclotron » reste orthogonal au champ magnétique (et non à la trajectoire du centre guide).	22
1.9	Transport transverse des ions et confinement des électrons dans un plasma magnétisé.	26
1.10	Transport des ions à travers une gaine RF dans différents régimes fréquentiels.	28
1.11	Schéma d'un montage pour une décharge RF en couplage capacitif.	29

1.12	Schéma expliquant l'origine de l'auto-polarisation avec la caractéristique courant-tension du plasma : $J = -J_{\text{isat}} + J_{\text{esat}} \exp(e\phi/k_B T_e)$. La mobilité des électrons plus grande que celle des ions génère un excédent de courant électronique : l'auto-polarisation permet de retrouver un courant net nul en moyenne sur une oscillation RF. D'après [Butler et Kino, 1963].	31
1.13	Schéma du montage équivalent d'une décharge RF. Les capacités C_E et C_M représentent les gaines côté électrode et côté enceinte, respectivement.	33
1.14	Résultat du modèle électronique pour une décharge à couplage capacitif et à couplage direct.	33
1.15	Schéma de collisions successives d'un électron magnétisé sur une gaine oscillante. D'après [Lieberman <i>et al.</i> , 1991].	36
1.16	Modèle du tube de flux magnétisé.	37
1.17	Solution du modèle double sonde en l'absence de courants transverses.	38
1.18	Solution du modèle double sonde en présence de courants transverses de polarisation.	43
1.19	Schéma du montage équivalent du tube de flux magnétique.	44
1.20	Photos et schéma du réacteur ALINE.	45
1.21	Plan du réacteur ALINE et de la nouvelle cathode inclinable.	46
2.1	Comparaison entre une caractéristique de sonde idéale et une caractéristique réelle (plasma He, 1.5 Pa, 20 W-RF, $n = 5.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $T = 5.18 \text{ eV}$).	51
2.2	Schéma de la théorie O.M.L.	51
2.3	Déroulement d'un algorithme O.M.L. dans le but de déterminer la densité et la température d'un plasma.	53
2.4	Projection de la sphère de rayon $ \vec{v} $ dans l'espace cartésien.	54
2.5	Résultat du calcul (même $I(V)$ qu'en fig.2.1) en bleu, et distribution en énergie type Maxwell-Boltzmann en rouge.	55
2.6	Résultat de l'algorithme après deux itérations.	58
2.7	Sonde de Langmuir dans un plasma RF.	60
2.8	Modèle double sonde pour un plasma magnétisé comparé à l'expérience.	62
2.9	Caractéristiques de sonde obtenues en augmentant graduellement la puissance RF injectée pour plusieurs valeurs de champ magnétique. Les points noirs sont les positions du potentiel plasma.	64
2.10	Évaluation de la puissance effectivement couplée avec le plasma en fonction des paramètres de la décharge.	65
2.11	Évolutions de la densité ionique déterminée par la M.A.I. en fonction de la puissance et du champ magnétique appliqué.	67
2.12	Évolutions de la température électronique déterminée par la M.A.I. en fonction de la puissance et du champ magnétique appliqué.	68

2.13	Représentation schématique (à l'échelle) de la position de la sonde par rapport au tube de flux connecté à l'électrode RF. Le diamètre du tube égale l'épaisseur de l'antenne plus un rayon de Larmor ionique de part et d'autre [Rozhansky <i>et al.</i> , 1999b].	69
2.14	Surface effective de collection des électrons : (a) première tentative et (b) dans une simulation PIC 2D (la surface latérale de la sonde est décomposée en deux, puisque bi-dimensionnelle : une face haute et une face basse, toutes deux $\parallel \vec{B}$).	71
2.15	Représentation schématique des deux approches.	73
2.16	Représentation schématique des deux cas (sonde vue de face).	74
2.17	Comparaison du modèle de section équivalente avec l'expérience.	75
2.18	Représentation schématique des flux et surfaces à prendre en compte dans le modèle.	76
2.19	Comparaison du modèle de section effective avec l'expérience. Note : ici S_{eff} ne se limite qu'à la portion latérale de la sonde (voir équation (2.39)), et tend donc vers 0 et non vers 1.	77
2.20	Photographie de la sonde inclinée avec l'axe z (la position de la sonde a été surlignée en bleu). L'angle est déterminé avec le logiciel en ligne GÉOGÉBRA	79
2.21	Allure des caractéristiques courant-tension d'une sonde cylindrique inclinée avec les lignes de champ magnétique, pour plusieurs valeurs de B à $P_{\text{inj}} = 200$ W. Les croix indiquent la position du potentiel plasma « classique », où dI/dV est maximale.	80
2.22	Schéma indiquant la surface effective de collection des électrons (à fort champ magnétique) pour une sonde de Langmuir inclinée d'un angle θ avec les lignes de champ.	80
2.23	Évolution de l'estimation des paramètres du plasma en fonction de l'inclinaison de la sonde. Les puissances indiquées dans les légendes sont les puissances couplées.	82
2.24	Comparaison de la densité ionique avec la densité électronique sur toute la gamme de champ magnétique et d'inclinaison.	82
2.25	Comportement des électrons avec le changement de l'angle d'inclinaison de la sonde. La puissance indiquée est la puissance couplée.	84
2.26	Comparaison entre l'expression (2.41) donnant l'évolution du potentiel flottant en fonction de l'angle d'inclinaison de la sonde pour $\theta \geq 18^\circ$ (en dessous, le modèle surestime la valeur réelle).	85
2.27	Évolution des caractéristiques $I(V)$ normalisée à $I(V = 70 \text{ V})$ à $B = 71 \text{ mT}$, pour plusieurs angles et une puissance couplée croissante.	88
2.28	Présence d'une bosse et comparaison avec le paramètre de magnétisation β	89
2.29	Évolution d'une caractéristique à 80 mT , 54 W de puissance couplée pour différentes pressions de gaz injecté. L'axe des pressions est donné en $\ln(p_{\text{He}}/1 \text{ Pa})$. La dernière bosse est visible à 6.48 Pa	90

2.30	Isolation de la caractéristique d'une bosse à partir d'une caractéristique complète, en utilisant l'algorithme présenté en annexe D.	91
2.31	Modèle du tube de flux en face d'une sonde de Langmuir.	94
2.32	Confrontation de notre modèle fluide avec l'expérience.	97
2.33	Résultats des simulations PIC.	100
3.1	Profil de caractéristiques acquises (ici pour 158 W couplés et où l'électrode est alignée avec la direction z) juste au dessus de l'électrode avec une sonde de Langmuir classique en couplage capacitif. Le pas de mesure est $\Delta y = 1$ mm. L'étude complète a été réalisée sur 1 104 caractéristiques de 7000 points chacune. Pour rappel, l'électrode se trouve en $y = 0$	106
3.2	Profils des potentiels plasma et flottant en couplage direct et capacitif. La puissance indiquée en légende est la puissance couplée au plasma.	107
3.3	Évolution des potentiels plasma et flottant dans le cadre d'une décharge à couplage direct en fonction des amplitudes du potentiel RF.	107
3.4	Représentation graphique des différents régimes d'évolution temporelle du potentiel plasma.	108
3.5	Profils de densité (M.A.I. et O.M.L.) en couplage direct et capacitif. La puissance indiquée en légende est la puissance couplée au plasma.	111
3.6	Évolution de la densité, température et la taille de gaine normalisé à la longueur de Debye, en fonction du potentiel RF. En couplage direct, le potentiel utilisé est A_{RF} et en couplage capacitif nous utilisons $ V_{DC} $	112
3.7	Dispositif expérimental utilisé pour l'étude du plasma en face d'une électrode RF inclinée avec les lignes de champ magnétique.	115
3.8	Photos de la décharge : He, à 8.2 W de puissance RF couplées, 94 mT, 2.4 Pa pour tous les angles étudiés dans la suite de la thèse.	116
3.9	Échantillon de mesures réalisées. Expérimentalement, la position z est tout d'abord fixée, puis se fait le balayage dans la direction y , pour enfin changer la position en z	117
3.10	Cartographie du potentiel plasma en face de l'antenne RF à $\nu_{RF} = 25$ MHz. Les conditions de décharge de chaque carte sont données en légende. De (a) à (f), seul l'angle de l'antenne est modifié. Pour (g) et (h), seule l'amplitude du champ magnétique et la pression sont changées.	118
3.11	Vitesse de dérive $\vec{E} \times \vec{B}$ en $z = 100$ mm, pour 94 mT et 2.4 Pa, dans la direction x due aux forts gradients de potentiel plasma existant aux abords du tube de flux polarisé connecté à l'électrode RF.	120
3.12	Relation entre potentiel plasma au milieu de la structure en face de l'électrode en fonction de l'inclinaison de celle-ci. Le champ magnétique est fixé à 94 mT et la pression à 2.4 Pa. La puissance indiquée en légende est la puissance couplée au plasma.	120

3.13	Modèle simplifié de tube de flux indiquant les surfaces d'échange (a) des électrons, et (b) des ions.	120
3.14	Cartographie de la densité ionique du plasma en face de l'antenne RF à $\nu_{RF} = 25$ MHz. Les conditions de décharge de chaque carte sont données en légende. De (a) à (f), seul l'angle de l'antenne est modifié. Pour (g) et (h), seule l'amplitude du champ magnétique et la pression sont changées.	122
3.15	Cartographie de la température électronique du plasma en face de l'antenne RF à $\nu_{RF} = 25$ MHz. Les conditions de décharge de chaque carte sont données en légende. De (a) à (f), seul l'angle de l'antenne est modifié. Pour (g) et (h), seule l'amplitude du champ magnétique et la pression sont changées.	124
3.16	Cartographie de l'amplitude de la vitesse de dérive électronique $u_{Dx} = -\partial_y \phi_p / B$ en face de l'antenne RF à $\nu_{RF} = 25$ MHz.	125
3.17	Géométrie de la colonne de plasma simulée dans COMSOL.	127
3.18	Mesure de l'angle d'ouverture du cône de résonance avec le logiciel GÉOGÉBRA . Notons que les bords du cône interceptent les bords de l'électrode.	128
3.19	Cartographie de l'amplitude des oscillations du potentiel électrique en face de l'antenne RF à $\nu_{RF} = 50$ MHz issue des simulations COMSOL. Le potentiel plasma moyen (donc mesuré) est proportionnel à l'amplitude de ces oscillations. Les paramètres d'entrée sont donnés dans les légendes à chaque fois qu'ils sont différents de ceux du tableau 3.2. Ces figures sont à comparer avec les cartes de potentiel plasma, fig.3.10.	129
3.20	Cartographie de l'amplitude du champ électrique se propageant au sein du plasma en face de l'antenne RF à $\nu_{RF} = 50$ MHz issue des simulations COMSOL. Les paramètres d'entrée sont donnés dans les légendes à chaque fois qu'ils sont différents de ceux du tableau 3.2. Ces figures sont à comparer avec les cartes de température électronique, fig.3.15.	130
3.21	Cartographie du potentiel flottant de la sonde de Langmuir en face de l'antenne RF à $\nu_{RF} = 25$ MHz. Les conditions de décharge de chaque carte sont données en légende. De (a) à (f), seul l'angle de l'antenne est modifié. Pour (g) et (h), seule l'amplitude du champ magnétique et la pression (resp.) sont changées.	133
3.22	Potentiel flottant reconstruit $V_{fl} \simeq \phi_p(y, z) - 1.2 \times T_e(y, z)$	134
3.23	Cartographie du plasma dans le plan (x, y) à $z = 15$ cm pour $\theta = 0^\circ$, 8.2 W couplés, 47 mT et 1.2 Pa.	134
3.24	Cartographie du potentiel flottant dans le plan (x, y) à $z = 15$ cm pour $\theta = 0^\circ$, 8.2 W couplés, 47 mT et 1.2 Pa, comparé au modèle éq.(3.20).	134
3.25	Profils de densité dans le plan $z = 15$ cm, 8.6 W couplés, 94 mT et 1.2 Pa.	138
3.26	Profil spatial du potentiel RF à $t = 0$	141
3.27	Résolution numérique de $\phi_p(y)$ à $z = 15$ cm pour $\theta = 0^\circ$, 8.2 W couplés, 94 mT et 1.2 Pa.	143

3.28	Résolution numérique de $n(y)$ à $z = 15$ cm pour 8.2 W couplés, 47 mT et 1.2 Pa.	145
3.29	Simulations PIC pour une décharge RF magnétisée.	146
C.1	Schéma du modèle.	181
C.2	Grandeurs calculées à partir du modèle global, avec comme paramètres libres P_{RF} et B (partie 1). Condition de décharge : pression d'He 0.96 Pa et température $T_g = 300$ K, taille de décharge 15 cm (pour la résolution de n uniquement).	185
C.3	Grandeurs calculées à partir du modèle global, avec comme paramètres libres P_{RF} et B (partie 2). Condition de décharge : pression d'He 0.96 Pa et température $T_g = 300$ K, taille de décharge 15 cm (pour la résolution de n uniquement).	186
D.1	Exemple d'exploitation des caractéristiques de sonde sous champ.	188
E.1	Schéma itératif d'un code PIC	196
E.2	Schéma explicatif de <i>la méthode PIC</i>	197
F.1	Simulation PIC 2D pour une sonde de Langmuir	200
G.1	Exemple de courbes obtenues.	214

Liste des tableaux

1.1	Ordre de grandeur des paramètres du plasma d'ALINE pour une pression d'hélium de 1.2 Pa, et un champ magnétique de 100 mT, où $\nu_{col,N}$ la fréquence de collision espèce chargée/neutre [Viehland <i>et al.</i> , 2017; Gerhard, 2009].	48
2.1	Résultats des différents modèles d'exploitation des caractéristiques de sonde (Méthode par Ajustements Itératifs).	58
2.2	Conditions de décharge pour l'étude préliminaire. Pour information, l'équivalent en Torricelli de 0.96 Pa est 7.2 mTorr. Nous avons utilisé une décharge à couplage direct et l'électrode est alignée avec \vec{B}	61
2.3	Paramètres principaux de la simulation PIC 2D d'une mesure de sonde de Langmuir dans un plasma magnétisé. Deux simulations ont été réalisées : une simulation lente et une rapide, où la vitesse de balayage de la rampe de potentiel ($-70 \rightarrow +70$ V) est respectivement de 1 et 2 microsecondes. Les pas de temps et d'espace permettent de décrire toutes les dynamiques des particules. La température ionique est artificiellement augmentée afin d'éviter des temps de calculs prohibitifs. Le pas de grille permet de bien modéliser la gaine (5 à 10 pas). Le mouvement cyclotron est bien décrit puisque le pas de temps est plus petit que la période cyclotron.	72
2.4	Conditions de décharge pour l'étude des effets de l'angle entre la sonde et les lignes de champ magnétique. Pour information, l'équivalent en Torricelli de 0.96 Pa est 7.2 mTorr. Nous avons utilisé une décharge à couplage direct et l'électrode est alignée avec \vec{B} . Les angles de la sonde considérés sont 0° , 6° , 12° , 18° , 40° et 94°	78
2.5	Rappel des conditions de décharge. Pour information, l'équivalent en Torricelli de 0.96 Pa est 7.2 mTorr. Nous avons utilisé une décharge à couplage direct et l'électrode est alignée avec \vec{B} . Les angles de la sonde considérés sont 0° , 6° , 12° , 18° , 40° et 94°	86
2.6	Coefficients utilisés dans la formule (2.57) pour ajuster théoriquement les mesures expérimentales présentées en fig.2.32(a). Les valeurs théoriques de la dernière colonne sont données pour 80 mT et 3 eV pour $\mu = q/M\nu_{iN}$ et $D = k_B T_e / M\nu_{iN}$. Pour rappel, $\nu_{iN} = 88$ kHz.	98

2.7	Paramètres principaux de la simulation PIC 2D d'une mesure de sonde de Langmuir dans un plasma magnétisé. Deux simulations ont été réalisées : une simulation lente et une rapide, où la vitesse de balayage de la rampe de potentiel ($-70 \rightarrow +70$ V) est respectivement de 1 et 2 microsecondes. La taille de la boîte n'est pas la même que l'enceinte du réacteur pour des raisons de limitation technique (temps de calcul important). La température ionique est artificiellement augmentée afin d'éviter des temps de calculs prohibitifs. Le pas de grille permet de bien modéliser la gaine (5 à 10 pas). Le mouvement cyclotron est bien décrit puisque le pas de temps est plus petit que la période cyclotron.	99
3.1	Conditions de décharge pour l'étude. Pour information, les équivalents en Torricelli de 2.4 et 1.2 Pa sont respectivement 18 et 9 mTorr. Nous avons utilisé une décharge à couplage direct. Le maillage des mesures est $y \in [-42 : 1 : 42] \times z \in [z_{\min} : 10 : \sim z_{\min} + 150]$ mm. La puissance couplée au plasma est respectivement 8.2 et 8.6 W pour 47 et 94 mT.	115
3.2	Paramètres utilisés dans COMSOL.	126
3.3	Paramètres principaux de la simulation PIC 2D d'une décharge RF dans un plasma magnétisé.	147
F.1	Paramètres principaux de la simulation PIC 2D d'une mesure de sonde de Langmuir dans un plasma magnétisé. Deux simulations ont été réalisées : une simulation lente et une rapide, où la vitesse de balayage de la rampe de potentiel ($-70 \rightarrow +70$ V) est respectivement de 1 et 2 microsecondes. La température ionique est artificiellement augmentée afin d'éviter des temps de calculs prohibitifs. Le pas de grille permet de bien modéliser la gaine (5 à 10 pas). Le mouvement cyclotron est bien décrit puisque le pas de temps est plus petit que la période cyclotron.	199
G.1	Paramètres principaux de la simulation PIC 2D d'une décharge RF dans un plasma magnétisé.	213

Annexe A

Calcul complet pour le courant collecté dans la région de transition d'une caractéristique de sonde.

Dans l'introduction du chapitre 2, nous avons posé que la collection du courant électronique était simplement le courant de saturation électronique, pondéré du poids de Boltzmann. Une démonstration mathématique plus rigoureuse peut être faite, et c'est ce que nous allons voir ici.

Si le potentiel de la sonde est V , alors un électron dans le plasma de vitesse v_e touchera la sonde si et seulement si sa vitesse suivant z permet de franchir la barrière de potentiel :

$$\frac{1}{2}mv_{z,\text{lim}}^2 - e\phi_p = -eV \quad \Leftrightarrow \quad v_{z,\text{lim}} = \sqrt{2e\frac{\phi_p - V}{m}} \quad (\text{A.1})$$

Puisque nous travaillons en coordonnées sphériques (voir figure 2.4 page 54) la limitation imposée sur la composante v_z se répercute sur une valeur maximale (à ne pas dépasser pour permettre la collection) de l'angle θ et une valeur minimale pour le module de la vitesse v_e ,

$$\theta \leq \theta_{\text{max}} = \arccos\left(\frac{v_{z,\text{lim}}}{v_e}\right). \quad (\text{A.2})$$

Calculons maintenant le flux moyen d'électrons dans la direction z moyennant les limitations imposées ci-dessus :

$$\Gamma_z = \iiint f_e(v_e)v_z dv_e d\theta d\varphi = \iiint f_e(v_e)v_e \cos\theta dv_e d\theta d\varphi \quad (\text{A.3})$$

Sachant que $v_e \in [v_{z,0}, +\infty[$, $\theta \in [0, \theta_{\text{max}}]$, $\varphi \in [0, 2\pi]$, et que la distribution en vitesse des électrons (supposés maxwelliens) obéit à la loi

$$f_e(\vec{v})d^3\vec{v} = n_0v_e^2 \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}\right)^{3/2} \cdot \exp\left[-\frac{m_e v_e^2}{2k_B T_e}\right] dv_e \sin\theta d\theta d\varphi, \quad (\text{A.4})$$

alors nous pouvons calculer le flux moyenné arrivant sur la sonde :

$$\begin{aligned}
\Gamma_z &= 2\pi n_0 \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \int_{v_{z,\text{lim}}}^{+\infty} v_e^3 e^{-mv_e^2/2k_B T_e} \int_0^{\theta_{\text{max}}} \sin \theta \cos \theta d\theta dv_e \\
&= 2\pi n_0 \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \int_{v_{z,\text{lim}}}^{+\infty} v_e^3 \left[\frac{\cos^2 \theta}{2} \right]_{\theta_{\text{max}}}^0 e^{-mv_e^2/2k_B T_e} dv_e \\
&= \pi n_0 \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \int_{v_{z,\text{lim}}}^{+\infty} v_e^3 \left(1 - \frac{v_{z,\text{lim}}^2}{v_e^2} \right) e^{-mv_e^2/2k_B T_e} dv_e \\
&= \pi n_0 \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \times 2 \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^2 e^{-mv_{z,\text{lim}}^2/2k_B T_e} \\
\Gamma_z &= \Gamma_{\text{esat}} \cdot \exp \left[e \frac{V - \phi_p}{k_B T_e} \right] \tag{A.5}
\end{aligned}$$

où Γ_{esat} est le flux électronique de saturation,

$$\Gamma_{\text{esat}} = \frac{1}{4} n_0 \bar{u}_e = \frac{1}{4} n_0 \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \tag{A.6}$$

Par conséquent le courant électronique collecté sur la sonde dans ces conditions est :

$$I_e(V) = e\Gamma_z S_p = \frac{1}{4} n_0 \bar{u}_e S_p \exp \left[e \frac{V - \phi_p}{k_B T_e} \right] \tag{A.7}$$

Annexe B

Algorithmes d'exploitation des caractéristiques de sonde de Langmuir

Un temps assez important de la thèse a été consacré dans la recherche bibliographique et l'élaboration d'une méthode permettant d'exploiter les caractéristiques de sonde de façon simple et automatique. Afin d'éviter au lecteur de repartir de zéro, et d'utiliser et/ou améliorer les méthodes d'exploitation décrites dans ce mémoire, voici les codes MATLAB des différents algorithmes sous forme de fonctions.

B.1 Méthode O.M.L.

Algorithme B.1 – Code pour la méthode O.M.L.

```
1 function [N,Te,Ii_new,R2] = findNeTe_OMLMeth(Vp,Vfl,I,V)
2     % Constantes :
3     e = 1.602e-19;
4     m = 9.1e-31;
5     M = 4*1.67e-27;
6     Lp = 1e-2 ; rp = 75e-6 ; Sp = 2*pi*rp*Lp;
7
8     K = 2*e^3*Sp^2/(pi^2*M);    % I^2 = K*n^2 * DV
9
10    VpmVfl = Vp-Vfl;
11
12    %% Fit de Ii^2 et calcul de n
13    dV = 20;
14    Ii = -flip(I(V<=Vfl-dV));    % Pour etre sur que Ie = 0 ici
15    Vi = V(V<=Vfl-dV);
16
17    DV = flip(Vp-Vi);
18    Ii2 = Ii.^2;
```

```

19 [fitOML,gof] = fit(DV(:),Ii2(:),'a*x',...
20     fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
21
22 N = sqrt(fitOML.a/K);           % Formule OML
23 R2 = gof.rsquare;              % Facteur de corrélation linéaire
24 Ii_new = -real(sqrt(fitOML(Vp-V)));
25
26 %% Calcul de Te
27 Ie = I(:)-Ii_new(:);
28 Iexp = Ie(and(V>=Vfl+0.5*VpmVfl,V<=Vp));
29 Vexp = V(and(V>=Vfl+0.5*VpmVfl,V<=Vp));
30
31 fitexp = fit(Vexp(:),log(Iexp(:)),'poly1',...
32     fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
33
34 Te = 1/fitexp.p1;
35 end

```

B.2 Méthode par ajustement théorique

Ici, afin de permettre un ajustement plus efficace du courant ionique, nous avons préféré effectuer le changement de variable $X=1+(V_p-V_i)/Te\theta$, et d'ajuster linéairement la fonction $\log(I_i)=\log(I_{isat})+k*\log(X)$ plutôt que d'ajuster une loi de puissance.

Algorithme B.2 – Code pour la méthode par ajustement itératif.

```

1 function [Ne,Te,k,Ii_new,R2] = findNeTe_MAI(Vp,Vfl,I,V)
2     %% Constantes
3     e = 1.602e-19;
4     M = 4*1.67e-27;
5     Lp = 1e-2 ; rp = 75e-6 ; Sp = 2*pi*rp*Lp;
6
7     VpmVfl = Vp-Vfl;
8
9     %% Trouver la densité
10    dV = 20;
11
12    Ii = I(V<=Vfl-dV);
13    Vi = V(V<=Vfl-dV);
14
15    Iexp = I(and(V>=Vfl+0.5*VpmVfl,V<=Vp));

```

```

16  Vexp = V(and(V>=Vfl+0.5*VpmVfl,V<=Vp));
17
18  fitexp = fit(Vexp(:),log(Iexp(:)),'poly1',...
19            fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
20
21  Te0 = 1/fitexp.p1;
22
23  dTe = 2;                % initialisation
24  R2 = 0;
25  compteur = 0;
26  Ii_abs = flip(-Ii);
27  while and(dTe > 0.2, compteur <=100)
28      X = flip(1+(Vp-Vi)/Te0);    % ici X = 1 + eta
29
30      [linfitIi,gof] = fit(log(X(:)),log(Ii_abs(:)),'poly1',...
31                        fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
32
33      I0 = exp(linfitIi.p2);
34      k = linfitIi.p1;
35      R2 = gof.rsquare;
36
37      Ii_new = zeros(size(V));
38      Ii_new(V<=Vp) = -I0*(1+(Vp-V(V<=Vp))/Te0).^k;
39      Ii_new(V>Vp) = 0;
40
41      Ie = I(:)-Ii_new(:);
42      Iexp = Ie(and(V>=Vfl+0.5*VpmVfl,V<=Vp));
43
44      fitexp = fit(Vexp(:),log(Iexp(:)),'poly1',...
45                fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
46
47      dTe = abs(Te0-1/fitexp.p1);
48      Te0 = 1/fitexp.p1;
49      compteur = compteur + 1;
50  end
51  Ne = I0/(e*Sp*0.61*sqrt(e*Te0/M));
52  Te = Te0;
53  end

```

B.3 Méthode de Druyvesteyn

Afin d'appliquer cette méthode, il faut tout d'abord déterminer le « meilleur courant ionique ». Pour cela, nous cherchons laquelle des deux méthodes (O.M.L. ou M.A.I.) offre le coefficient de régression linéaire le plus haut.

Algorithme B.3 – Code pour la méthode par de Druyvesteyn.

```

1  function [Ne,Te,FDEE] = findNeTe_FDEE(Vp,Ii,I,V)
2  %% Constantes
3  e = 1.602e-19;
4  m = 9.1e-31;
5  Lp = 1e-2 ; rp = 75e-6 ; Sp = 2*pi*rp*Lp;
6  coef = 2*m/(Sp*e^2)*sqrt(2*e/m);
7  ordre = 3;
8  fenetre = 701;
9
10 %% On calcule DV et Ie
11 % flip permet d'avoir le vecteur dans le bon sens
12 DV = flip(Vp-V); DV = DV(:);
13 Ie = flip(I(:)-Ii(:));
14
15 %% Calcul de la derivee seconde et on tronque la partie DV < 0
16 dIe = gradient(Ie,DV);
17 dIe = sgolayfilt(dIe,ordre,fenetre);
18
19 d2Ie = gradient(dIe,DV);
20 d2Ie = sgolayfilt(d2Ie,ordre,fenetre);
21
22 % En fonction des donnees, la FDEE diverge a la fin, et donne une
23 % valeur erronee de la temperature : retire les 20 derniers volts
24 d2Ie = d2Ie(and(DV>=0,DV<=DV(end)-20));
25 DV = DV(and(DV>=0,DV<=DV(end)-20));
26
27 %% Fonction de distribution en energie des electrons
28 g = coef*sqrt(DV).*d2Ie;
29
30 Ne = trapz(DV,g);
31 Te = (2/3) * trapz(DV,DV.*g)/Ne;
32 FDEE.G = g;
33 FDEE.U = DV;
34 end

```


Annexe C

Modèle global de Lieberman appliqué à une décharge RF magnétisée de ALINE

Dans cette annexe, nous allons donner la philosophie et les équations de base du modèle global de Lieberman, comme détaillé dans son article de 1991, [Lieberman *et al.*, 1991]. Pour des raisons géométriques, l'application de son modèle est discutable, mais permet tout de même de retrouver les mêmes tendances que l'expérience, comme présenté en section 2.2.2 et 2.2.3.

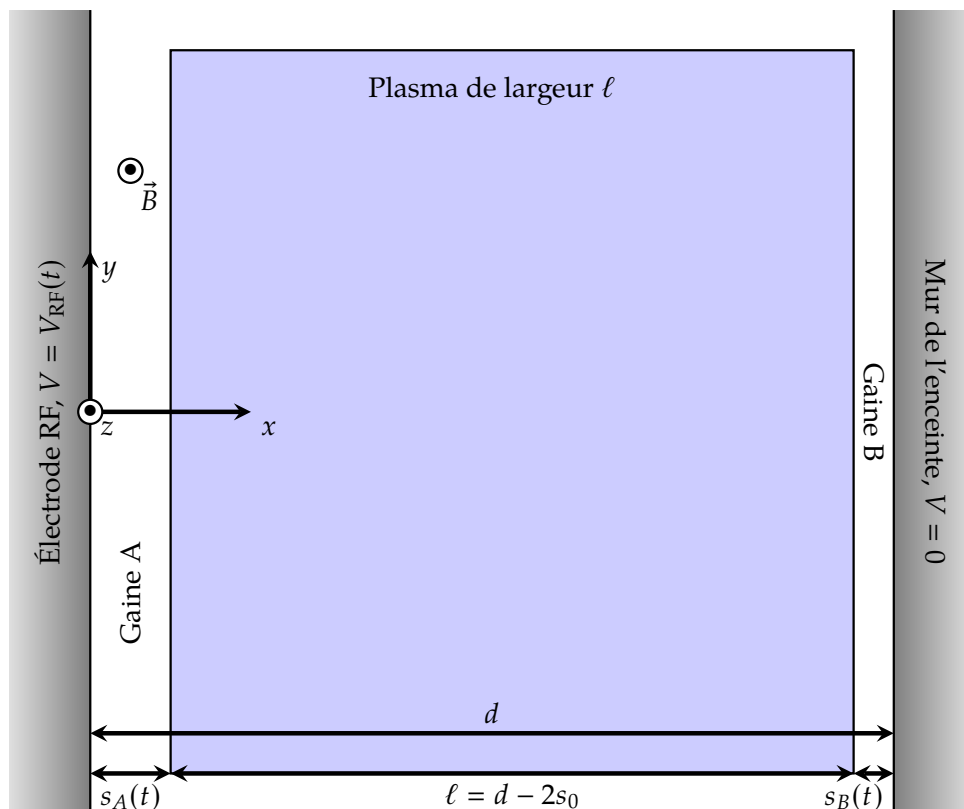


Figure C.1 – Schéma du modèle.

Dans ce qui va suivre, nous allons nous référer au schéma de la figure C.1. L'électrode est soumise à un potentiel RF oscillant à la pulsation ω , et un courant RF homogène, circule dans le plasma dans la direction x : $\vec{J}_{-RF} = J_0 e^{i\omega t} \vec{e}_x$.

Nous supposons que les ions sont immobiles et présents partout, de façon homogène, entre les deux plaques. Les électrons quant à eux ne sont pas présents dans les gaines A et B (puisque repoussés par la chute de potentiel négative de la gaine). L'étude se limite donc à la dynamique électronique. Les interfaces gaine/plasma oscillent également à la pulsation ω tel que $\underline{s}(t) = s_0(1 + e^{i\omega t})$. Les oscillations des deux gaines sont en opposition de phase, permettant ainsi de vérifier $s_A(t) + s_B(t) = 2s_0 \forall t$. En effet, puisque les ions touchent constamment les parois du réacteur et qu'un courant constant J_{isat} s'échappe de la décharge, il faut que la gaine touche les parois au moins une fois durant la période RF afin de conserver globalement l'égalité des flux ioniques et électroniques sortants.

Le modèle permet donc de déterminer les paramètres du plasma entre les deux gaines (en supposant un plasma parfaitement homogène dans la direction transverse aux lignes de champ magnétique). Pour ce faire, il faut utiliser l'équation de conservation de l'énergie du plasma entre l'énergie des particules et l'énergie nécessaire au maintien de la décharge.

C.1 Les équations du modèle

Commençons par lier le champ électrique au courant RF. Comme nous l'avons dit dans la section 2.2.2, le plasma est un milieu possédant une permittivité diélectrique relative anisotrope (en présence de champ magnétique), dépendante de la densité du plasma, de la pression du gaz, et de l'amplitude du champ magnétique. L'obtention du tenseur diélectrique n'est pas détaillée ici, mais est relativement simple à retrouver (voir section 4.4, p.110 du livre de Lieberman et Lichtenberg [2005] par exemple). Nous avons donc :

$$\bar{\bar{\epsilon}}_p = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & -i\epsilon_{\times} & 0 \\ i\epsilon_{\times} & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad \text{avec :} \quad \begin{cases} \epsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega - i\nu_{eN}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - i\nu_{eN})^2 - \omega_{ce}^2} \\ \epsilon_{\times} = \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - i\nu_{eN})^2 - \omega_{ce}^2} \\ \epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - i\nu_{eN})} \end{cases}, \quad (\text{C.1})$$

avec ν_{eN} la fréquence de collision électron/neutre (voir tableau 1.1, p.48).

Les courants électroniques au sein de plasma étant principalement des courants de déplacements dus aux oscillations RF, nous pouvons écrire que

$$\vec{J}_{\text{RF}} = \bar{\bar{\epsilon}}_p \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \vec{J}_{\text{RF}} = i\omega \bar{\bar{\epsilon}}_p \vec{E}. \quad (\text{C.2})$$

Puisque le courant est conservé à travers la décharge, $J_x = J_0$ et $J_y = J_z = 0$. La composante suivant y de (C.2) nous donne l'expression de $\underline{E}_y = -i\underline{E}_x \epsilon_{\times} / \epsilon_{\perp}$, permettant d'exprimer le champ électrique dans le plasma, dans la direction x , uniquement en fonction de \underline{J}_0 :

$$\underline{E}_x = \frac{\underline{J}_0}{i\omega \epsilon_0 \left(\epsilon_{\perp} - \frac{\epsilon_{\times}^2}{\epsilon_{\perp}} \right)} = \underline{F} \times \underline{J}_0 \quad (\text{C.3})$$

Maintenant que nous avons déterminé le champ électrique dans le plasma, faisons de même avec les gaines. Dans la gaine, entre le mur et $s(t)$ la densité de charges est $n_i = n$. En intégrant l'équation de Maxwell-Gauss (ou Poisson), nous trouvons dans la gaine A que :

$$E_{xA}(x, t) = \frac{en}{\varepsilon_0}(x - s_A(t)) + E_x. \quad (\text{C.4})$$

La chute de potentiel correspondante est donc :

$$V_{pA}(t) = -\frac{ens_A^2(t)}{2\varepsilon_0} + E_x s_A(t) \quad (\text{C.5})$$

En calculant le courant de déplacement dans la gaine (de permittivité diélectrique ε_0 cette fois-ci), nous trouvons l'évolution de la taille de gaine en fonction de J_0 seulement :

$$J_0 = \varepsilon_0 \frac{\partial E_{xA}}{\partial t} = -i\omega en \underline{s} + i\omega \varepsilon_0 \underline{E}_x \quad \Leftrightarrow \quad \underline{s}_A = \frac{J_0}{ien\omega} \left[\frac{1}{\varepsilon_\perp - \frac{\varepsilon_x^2}{\varepsilon_\perp}} - 1 \right] = \underline{G} \times J_0 \quad (\text{C.6})$$

C.2 Équilibre de la décharge

Le maintien de la décharge est régi par la conservation des particules et la conservation de l'énergie totale. En égalant le flux moyen de particules quittant la décharge (i.e. $2J_{\text{isat}}$) au taux de ionisation, nous trouvons :

$$2nc_s = nn_{\text{He}}k_{\text{iz}}\ell \quad (\text{C.7})$$

avec $n_{\text{He}} = p_{\text{He}}/k_B T_g$ la densité d'atomes He de température $T_g = 300$ K et $k_{\text{iz}} = \langle \sigma_{\text{iz}} v \rangle$ la constante cinétique d'ionisation, fonction de la température électronique T_e [Belmonte *et al.*, 2007],

$$k_{\text{iz}} = 1.5 \times 10^{-9} T_e^{0.68} e^{-24.6/T_e} \quad \text{avec } T_e \text{ en eV.} \quad (\text{C.8})$$

Puisque $c_s = \sqrt{k_B T_e / M}$, il est possible de résoudre (C.7) pour T_e . Comme la décharge est fortement asymétrique dans ALINE, nous avons choisi une largeur de décharge de $d = 1$ m plutôt que 15 cm afin de trouver une température plus proche de l'expérience (avec 15 cm, $T_e \simeq 12$ eV). En supposant enfin que la taille de la gaine est faible face à celle de la décharge, il est possible de prendre $\ell \simeq d$. Nous trouvons donc $T_e = 6.3$ eV.

Dans la décharge, les électrons sont chauffés par effet joule et par collisions avec la gaine RF (resp. chauffage ohmique et stochastique). Cette énergie gagnée est alors convertie ou perdue lorsqu'un électron quitte la décharge ou lorsqu'il réalise tout type de collisions au sein du plasma avec les atomes He (ionisation, excitation, collisions élastiques). L'énergie perdue lorsqu'un électron quitte le plasma est de l'ordre de $\mathcal{E}_p = 2T_e \simeq 12.6$ eV [Lieberman et Lichtenberg, 2005]. En revanche, l'énergie convertie en impulsion lors des processus col-

lisionnels est compliquée à évaluer, car elle dépend des coefficients cinétiques de tous les types de collisions entrant en jeu. Cependant, Lee *et al.* [2011] a tabulé cette énergie perdue à cause des collisions, et nous trouvons $\mathcal{E}_C \simeq 40.2$ eV. Ainsi, en égalant les pertes (limités par le courant de saturation ionique) et les gains nous trouvons¹ :

$$P_{e^-} \equiv P_\Omega + 2P_{\text{stoch}} = 2enc_s(\mathcal{E}_C + \mathcal{E}_P) \quad (\text{C.9})$$

avec $P_\Omega = d\langle \vec{J} \cdot \vec{E} \rangle$ la puissance ohmique gagnée au sein du plasma, et $2P_{\text{stoch}}$ le chauffage stochastique qui a lieu au niveau des deux gaines, donné en équation (1.64) du chapitre 1.

A ce stade il est possible d'exprimer la puissance RF absorbée par la décharge en sommant la puissance absorbée par les électrons (C.9) avec celle absorbée par les ions. Comme les ions sont insensibles au champ RF, la seule énergie qu'ils acquièrent provient de leur accélération dans la chute de potentiel moyenne au niveau des deux gaines, $\langle V_{pA} \rangle$. Ainsi,

$$P_{\text{RF}} = 2enc_s(\mathcal{E}_C + \mathcal{E}_P + \langle V_{pA} \rangle). \quad (\text{C.10})$$

C.3 Résolution du système

Il ne reste plus qu'à résoudre notre système d'équations afin de déterminer n pour une puissance P_{RF} donnée. Pour ce faire, nous allons commencer par ré-exprimer toutes les puissances en fonction de J_0 . La puissance ohmique (en notation complexe) s'écrit alors :

$$P_\Omega = d\langle \vec{J} \cdot \vec{E} \rangle = \frac{d}{2} \text{Re} \left\{ \underline{J}_0 \underline{E}_x^* \right\} = \frac{d}{2} \text{Re} \left\{ \underline{F}^* \right\} \times |\underline{J}_0|^2. \quad (\text{C.11})$$

Pour la puissance stochastique, sachant que la vitesse l'interface gaine/plasma est $|v_{0g}| = |\partial_t s| = \omega|\underline{s}|$ nous trouvons :

$$P_{\text{stoch}} = \frac{1}{4} m |v_{0g}|^2 n \bar{u}_e \times \frac{\omega_{ce} \left(v_{eN} + \frac{\omega_{ce}}{\pi} \right)}{\pi (v_{eN}^2 + \omega^2)} = \frac{1}{4} mn \bar{u}_e \Omega^2 |\underline{G}|^2 \times |\underline{J}_0|^2, \quad (\text{C.12})$$

avec $\Omega^2 = \omega^2 \omega_{ce} (v_{eN} + \omega_{ce}/\pi) / \pi (v_{eN}^2 + \omega^2)$. Enfin, la chute de potentiel moyennée devient :

$$\langle V_{pa} \rangle = \frac{3en}{4\varepsilon_0} s_0^2 + \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \underline{s}_A \underline{E}_x^* \right\} = \left[\frac{3en}{4\varepsilon_0} |\underline{G}|^2 + \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \underline{GF}^* \right\} \right] |\underline{J}_0|^2. \quad (\text{C.13})$$

Ainsi, en remplaçant tous les termes de la puissance électronique, éq.(C.9), nous trouvons l'expression du courant \underline{J}_0 en fonction de la densité de particule :

$$P_{e^-} = P_\Omega + P_{\text{stoch}} \Leftrightarrow \underline{J}_0^2 = \frac{2P_{e^-}}{mn \bar{u}_e \Omega^2 |\underline{G}|^2 + d \text{Re} \left\{ \underline{F}^* \right\}}. \quad (\text{C.14})$$

Il ne reste donc plus qu'à résoudre numériquement (par dichotomie ou méthode de

1. Toutes les puissances sont indiquées par unité de surface (W/m²).

Newton) l'équation (C.10) pour une puissance RF, un champ magnétique et une température électronique donnée afin de déterminer n :

$$P_{\text{RF}} = P_{e^-} + 2enc_s \langle V_{pA} \rangle \Leftrightarrow 0 = 1 + 2enc_s \frac{\frac{3en}{\varepsilon_0} |\underline{G}|^2 + \text{Re} \{ \underline{GF}^* \}}{mn\bar{u}_e \Omega^2 |\underline{G}|^2 + d \text{Re} \{ \underline{F}^* \}} - \frac{P_{\text{RF}}}{P_{e^-}} \quad (\text{C.15})$$

C.4 Quelques solutions du problème

Pour plusieurs valeurs de puissance RF absorbée et de champ magnétique appliqué, nous avons calculé les différentes grandeurs du modèle et les avons représentés dans les figures C.2 et C.3. Nos solutions sont en accord avec ceux proposés par Lieberman *et al.* [1991].

L'évolution de la densité en fonction de la puissance RF couplée est également en accord avec les mesures expérimentales de la section 2.2.3 : la densité du plasma augmente à mesure que le champ et la puissance RF augmente. Il est maintenant clair que cette observation est due à l'amélioration du chauffage stochastique à fort champ magnétique. En revanche, l'augmentation du champ magnétique confine de plus en plus les particules le long des lignes de champ, diminuant de ce fait la taille de la gaine dans la direction transverse et la contribution du chauffage ohmique des électrons au sein du plasma.

L'échange entre puissance injectée et absorbée se faisant principalement sur l'électrode A , nous pouvons définir P_{stoch} comme étant la puissance effectivement couplée au plasma. En traçant l'évolution de P_{stoch} en fonction de la puissance RF et du champ magnétique, nous retrouvons les mêmes tendances que les mesures expérimentales de la section 2.2.2. Cependant, comme ce modèle a été élaboré pour une décharge symétrique, loin des conditions d'ALINE, une loi théorique $P_{\text{Cpl}} = f(P_{\text{inj}}, B)$ ne peut pas être proposée de façon fiable pour déterminer la puissance effectivement couplée au plasma en fonction des paramètres de la décharge. C'est pourquoi nous utilisons notre loi empirique (2.24) établie expérimentalement tout au long de cette thèse.

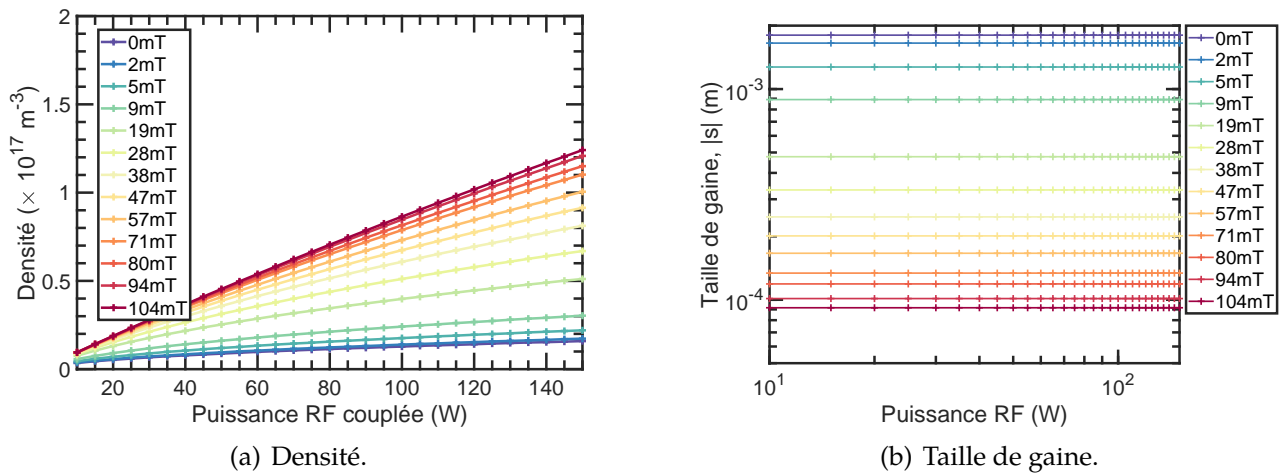
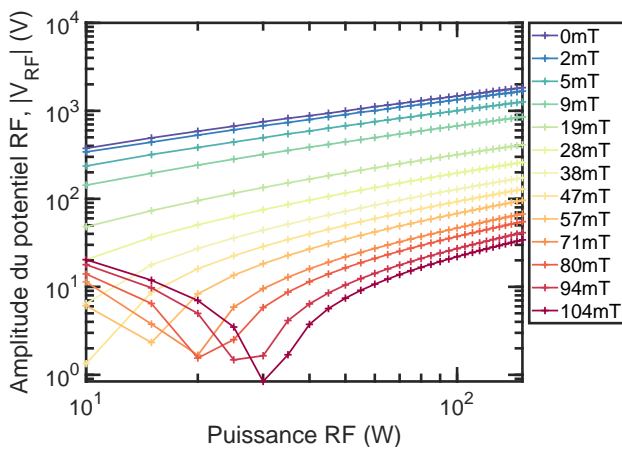
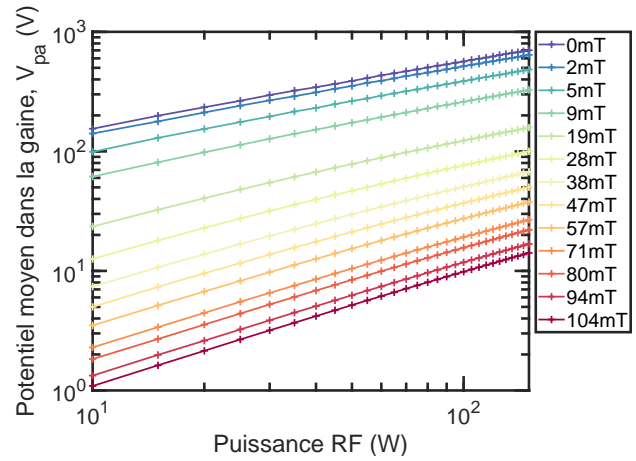


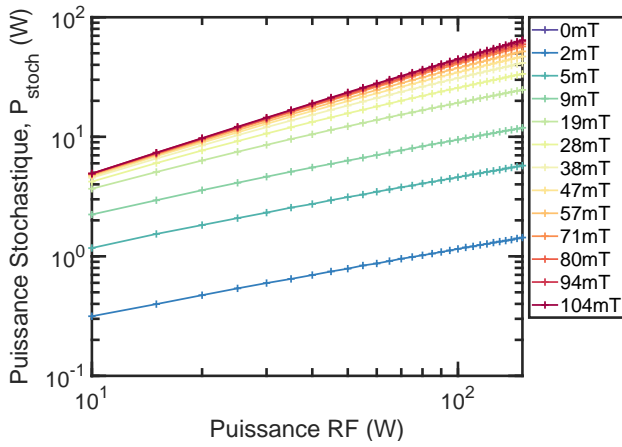
Figure C.2 – Grandeurs calculées à partir du modèle global, avec comme paramètres libres P_{RF} et B (partie 1). Condition de décharge : pression d'He 0.96 Pa et température $T_g = 300 \text{ K}$, taille de décharge 15 cm (pour la résolution de n uniquement).



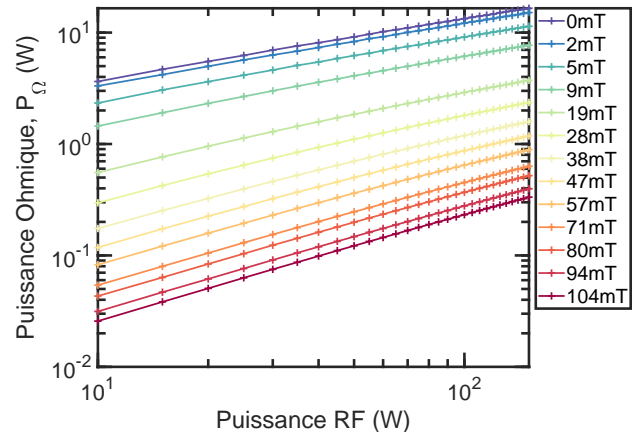
(a) Amplitude du potentiel RF.



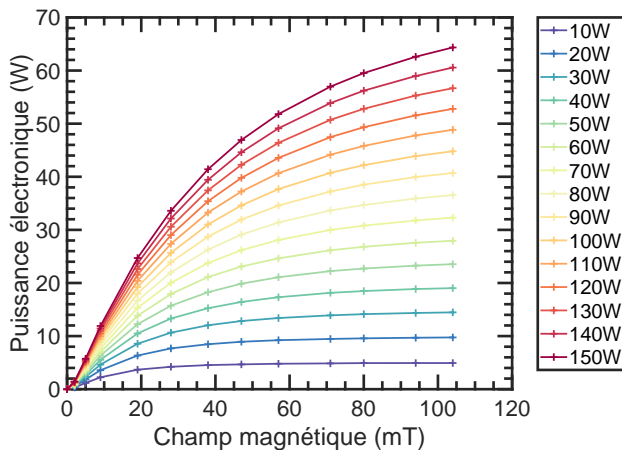
(b) Chute de potentiel dans la gaine.



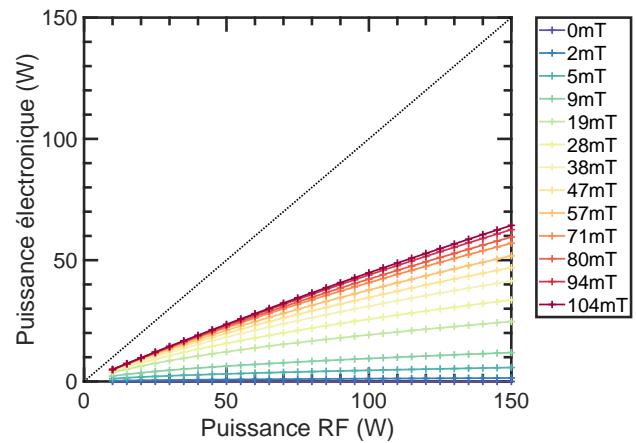
(c) Puissance Stochastique.



(d) Puissance Ohmique.



(e) Puissance électronique couplée au plasma en fonction du champ magnétique.



(f) Puissance électronique couplée au plasma en fonction de la puissance RF.

Figure C.3 – Grandeurs calculées à partir du modèle global, avec comme paramètres libres P_{RF} et B (partie 2). Condition de décharge : pression d'He 0.96 Pa et température $T_g = 300$ K, taille de décharge 15 cm (pour la résolution de n uniquement).

Annexe D

Algorithme de détermination du potentiel plasma par méthode d'intersection, et exploitation des bosses

Un algorithme nous a permis de calculer le nouveau potentiel plasma, à l'aide de la méthode d'intersection entre la partie exponentielle et le courant de saturation. On suppose pour cela, d'une part, que le courant de saturation électronique obéit à la théorie O.M.L., mais en se limitant aux premiers termes de son développement en série entière :

$$I_{\text{esat}}(V) \simeq aV + b + c\sqrt{V}, \quad (\text{D.1})$$

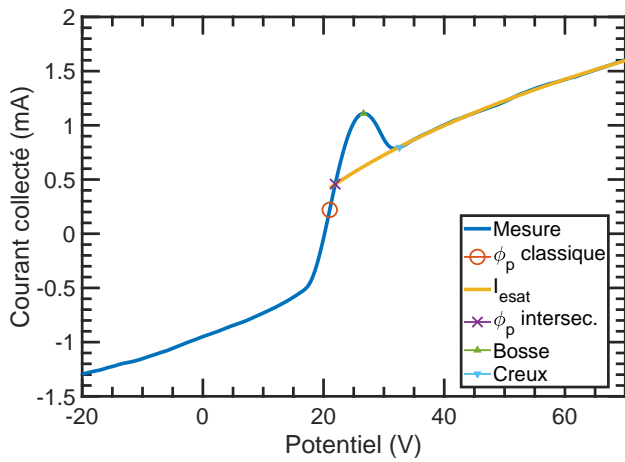
et d'autre part, que la partie exponentielle décrit une droite entre le potentiel plasma classique et le potentiel flottant,

$$I_{\text{exp}}(V) \simeq \frac{I_{p,\text{classique}}}{\phi_p - V_{\text{fl}}} V \quad (\text{D.2})$$

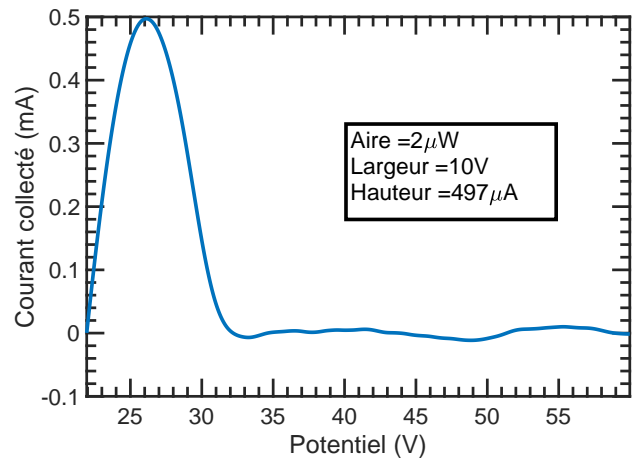
N.B. : par « classique » nous entendons, potentiel plasma déterminé au maximum de la dérivée première.

L'intersection de ces deux courbes donne la position du nouveau potentiel plasma. Si la dérivée première change de signe au delà de cette nouvelle valeur de potentiel plasma, alors l'algorithme va chercher la présence d'une bosse, puis détermine sa hauteur, sa largeur, ainsi que son aire. La caractéristique de la bosse est obtenue en retranchant le courant de saturation électronique calculé de la caractéristique mesurée.

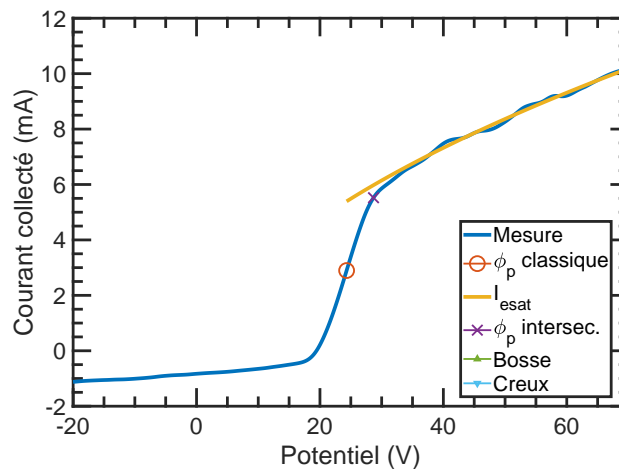
Attention, l'utilisation de cet algorithme pour des caractéristiques acquise sans champ magnétique peut mener à une mauvaise détermination du potentiel plasma. Il est préférable d'utiliser cet algorithme pour des caractéristiques bossues.



(a) Exemple de caractéristiques bossues et de la détermination du « nouveau potentiel plasma ».



(b) Isolation de la bosse $I_B = I - I_{esat}$.



(c) Exemples de caractéristiques sans bosse avec détermination du « nouveau potentiel plasma ».

Figure D.1 – Exemple d'exploitation des caractéristiques de sonde sous champ.

Algorithme D.1 – Exploitation de caractéristiques sous champ.

```

1  function [Bump,Vp1,Ip1,Vp2,Ip2] = OMLApprox(V0,I0,Vfl)
2      V = V0(V0>=Vfl);
3      I = I0(V0>=Vfl);
4      dI = gradient(I,V);
5      dI = sgolayfilt(dI,3,501);
6
7      % La position du potentiel plasma classique
8      Vp1 = V(dI == max(dI));
9      Ip1 = I(V == Vp1);
10
11     Ve = V(V>=Vp1);
12     Ie = I(V>=Vp1);
13     dIe = dI(V>=Vp1);
14

```



```

15 % La position du potentiel plasma par intersection
16 Vp2 = Ve(dIe <= 0);
17 Vb1 = NaN;
18 Vb2 = NaN;
19 Bump = struct('I',NaN,'V',NaN,'Aire',NaN,'Hauteur',NaN,...
20             'Largeur',NaN);
21
22 if isempty(Vp2)
23     bosse = 0;
24     % Pas de bosse
25     dV = (Vp1-Vfl);
26
27     dV = max(dV,10);
28
29     % La croissance exponentielle = une droite
30     Vexp = V(and(V>=Vp1-dV/4,V<=Vp1+dV/4));
31     Iexp = I(and(V>=Vp1-dV/4,V<=Vp1+dV/4));
32
33     fitexp = fit(Vexp(:),Iexp(:),'poly1',...
34               fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
35
36     Iexplin = fitexp(Ve);
37
38     Vp2 = [];
39     err = 0;
40     k = 1;
41     while and(isempty(Vp2),err ==0)
42         % On isole le courant de saturation
43         try
44             Vsat = V(V>=Vp1 + k*dV);
45             Isat = I(V>=Vp1 + k*dV);
46
47             if Vsat(end) - Vsat(1) < 10
48                 err = 1;
49             end
50
51             if isempty(Vsat)
52                 err = 1
53             end
54

```

```

55     % On le fit avec un DL de OML a l'ordre 1
56     fitsat = fit(Vsat(:),Isat(:),'a*x+b+c*sqrt(x)',...
57         fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
58
59     Isatfit = fitsat(Ve);
60
61     Vp2 = Ve(Isatfit <= Iexplin);
62
63     if or(Isatfit(1) > I(end),fitsat.c < 0)
64         Vp2 = [];
65     end
66
67     if length(Vp2) == length(Ve)
68         Vp2 = [];
69     end
70 catch
71     err = 1;
72 end
73 k = k+0.5;
74
75 try
76     if Vsat(end)-Vsat(1) <= 15
77         err = 1;
78     end
79 catch
80     err = 1;
81 end
82 end
83
84 if err == 1
85     k = 1;
86     err = 0;
87     while and isempty(Vp2),err ==0)
88         % On isole le courant de saturation
89         try
90             Vsat = V(V>=Vp1 + k*dV);
91             Isat = I(V>=Vp1 + k*dV);
92
93             if isempty(Vsat)
94                 Vsat = V(V>=Vp1);

```

```

95         Isat = I(V>=Vp1);
96     end
97
98     % On le fit avec une droite
99     fitsat = fit(Vsat(:),Isat(:),'a*x+b',...
100         fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
101
102     Isatfit = fitsat(Ve);
103
104     Vp2 = Ve(Isatfit <= Iexplin);
105
106
107     if Isatfit(1) > I(end)
108         Vp2 = [];
109     end
110     catch
111         err = 1;
112     end
113     k = k+0.5;
114 end
115 end
116
117 if err == 1
118     Vp2 = NaN;
119     Ip2 = NaN;
120 else
121     Vp2 = Vp2(1);
122     Ip2 = I(V == Vp2);
123 end
124 else
125     % Presence d'une bosse
126     bosse = 1;
127     dV = (Vp1-Vfl);
128
129     dV = max(dV,10);
130
131     % La croissance exponentielle = une droite
132     Vexp = V(and(V>=Vp1-dV/4,V<=Vp1+dV/4));
133     Iexp = I(and(V>=Vp1-dV/4,V<=Vp1+dV/4));
134

```

```
135 fitexp = fit(Vexp(:),Iexp(:),'poly1',...
136         fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
137
138 Iexplin = fitexp(Ve);
139
140 Vb1 = Ve(dIe <= 0);
141 Vb1 = Vb1(1);
142
143 Vb = Ve(Ve>=Vb1);
144 dIb = dIe(Ve>=Vb1);
145
146 Vb2 = Vb(dIb >= 0);
147 Vb2 = Vb2(1);
148
149 Vp2 = [];
150 err = 0;
151 k = 0;
152 while and(isempty(Vp2),err ==0)
153     % On isole le courant de saturation
154     try
155         Vsat = V(V>=Vb2 + k*dV);
156         Isat = I(V>=Vb2 + k*dV);
157
158         if Vsat(end) - Vsat(1) < 10
159             err = 1;
160         end
161
162         % On le fit avec un DL de OML a l'ordre 1
163         fitsat = fit(Vsat(:),Isat(:),'a*x+b+c*sqrt(x)',...
164             fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
165
166         Isatfit = fitsat(Ve);
167
168         Vp2 = Ve(Isatfit <= Ie);
169
170
171         if or(Isatfit(1) > I(end),fitsat.c < 0)
172             Vp2 = [];
173         end
174
```

```
175         if length(Ve(Isatfit <= Iexplin)) == length(Ve)
176             Vp2 = [];
177         end
178     catch
179         err = 1;
180     end
181     k = k+0.5;
182 end
183
184 if err == 1
185     k = 1;
186     err = 0;
187     nb_try = 0;
188     while and(isempty(Vp2),err ==0)
189         % On isole le courant de saturation
190         try
191             Vsat = V(V>=Vb2 + k*dV);
192             Isat = I(V>=Vb2 + k*dV);
193
194             if isempty(Vsat)
195                 Vsat = V(V>=Vb2);
196                 Isat = I(V>=Vb2);
197             end
198
199             % On le fit avec une droite
200             fitsat = fit(Vsat(:),Isat(:),'a*x+b',...
201                 fitoptions('Method','LinearLeastSquares'));
202
203             Isatfit = fitsat(Ve);
204
205             Vp2 = Ve(Isatfit <= Ie);
206
207
208             if Isatfit(1) > I(end)
209                 Vp2 = [];
210             end
211         catch
212             err = 1;
213         end
214         k = k+0.5;
```

```
215         if nb_try >=25
216             err = 1
217         end
218         nb_try = nb_try + 1;
219     end
220 end
221
222 if err == 1
223     Vp2 = NaN;
224     Ip2 = NaN;
225
226     if bosse
227         Bump.V = NaN;
228         Bump.I = NaN;
229
230         Bump.Aire = NaN;
231         Bump.Hauteur = NaN;
232         Bump.Largeur = NaN;
233     end
234 else
235     Vp2 = Vp2(1);
236     Ip2 = I(V == Vp2);
237
238     if bosse
239         Bump.V = Ve(and(Ve >= Vp2, Ve <= Ve(end)-10));
240         Bump.I = Ie(and(Ve >= Vp2, Ve <= Ve(end)-10))-fitsat(Bump.V);
241
242         Bump.Aire = trapz(Bump.V, Bump.I);
243         Bump.Hauteur = max(Bump.I);
244         Bump.Largeur = Vb2 - Vp2;
245     end
246 end
247 end
248 end
```

Annexe E

Introduction aux simulations PIC

Dans cette thèse, nous avons à plusieurs reprises eu recours à des simulations PIC dans le but d'avoir matière à discuter nos résultats expérimentaux de façon qualitative. En effet, une simulation permet de visualiser ce qu'il se passe au sein du plasma, puisque le code résout – grossièrement – les équations du mouvement des particules. Afin de donner la philosophie du code au lecteur non initié, nous allons ici exposer les bases d'un code PIC (sans trop entrer dans le détail, car les simulations sont plus un outil de visualisation qu'une *pseudo expérience* dans le cadre de cette thèse).

E.1 Introduction

Afin de connaître l'état d'un plasma *il suffit* de connaître les fonctions de distribution des électrons et des ions en tout temps t et en tout lieu \vec{r} . Pour un plasma non collisionnel, la fonction de distribution d'une espèce chargée, $f(x, v, t)$ est donnée par l'équation de Vlasov,

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = 0. \quad (\text{E.1})$$

où F est la somme des forces s'appliquant sur l'espèce chargée (notamment la force électromagnétique). Plusieurs approches sont ainsi possibles pour résoudre cette équation. On se doute que résoudre cette équation pour l'ensemble des particules du plasma n'est techniquement pas faisable. En revanche il est possible de regrouper les particules en plusieurs ensembles (que l'on appelle des super-particules) : c'est l'approche PIC pour **Particule In Cell**. Si nous formons N_p super-particules, il faudra alors résoudre les $2N_p$ équations du mouvement qu'il faut coupler à l'équation de Poisson.

E.2 Structure du code PIC

La résolution ne pouvant pas se faire analytiquement, il faut opter pour un schéma numérique de différences finies, ce qui nécessite alors une discrétisation de l'espace des phases en N_g points de grille. La résolution des équations se fait par étape, et de façon

itérative (voir schéma en figure E.1) : on part d'une condition initiale à $t = t_0$, puis on calcule les densités correspondantes. De là il nous est possible de résoudre l'équation de Poisson et d'en déduire les champs électromagnétiques. Enfin, connaissant les champs en t_0 , ce qui nous permet de calculer la position des particules à l'instant $t_0 + dt$ grâce aux équations du mouvement. Ces nouvelles positions changent la densité, et par conséquent les champs qui doivent être calculer à nouveau, et ainsi de suite.

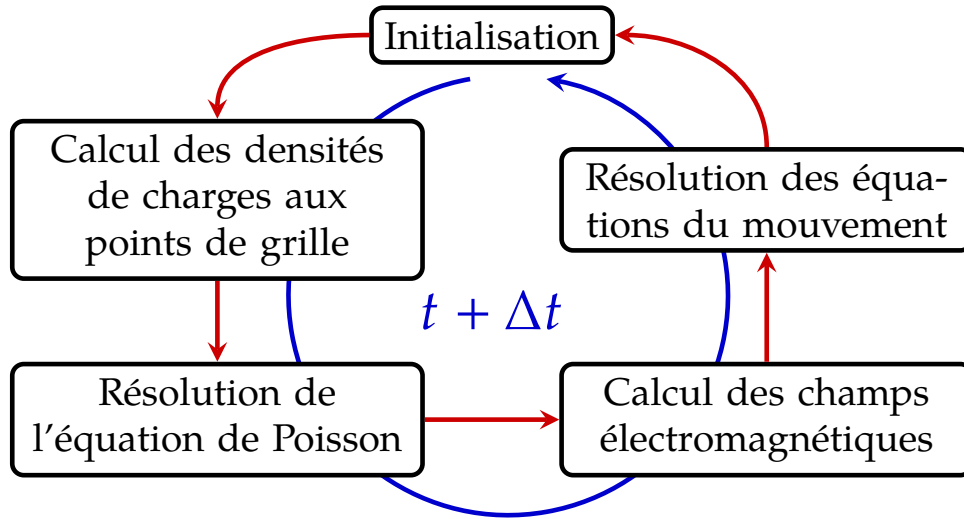


Figure E.1 – Schéma itératif d'un code PIC

E.2.1 Les paramètres importants

Le pas de temps dt est à choisir de telle sorte à ce que plusieurs pas de temps soient nécessaires pour décrire une période de tout phénomène physique présent dans le plasma (période cyclotron, période plasma, etc.). La longueur de la boîte L et le nombre de point de grille N_g doit être choisi de sorte à ce que plusieurs pas d'espaces $\Delta x = L/N_g$ soient nécessaires pour arriver à toute longueur caractéristique du plasma (longueur de Debye, rayon de Larmor, libre parcours moyen, etc.)

Pour chaque population, nous noterons N le nombre de super-particules. Une particule a une charge Q et une masse M , de telle sorte à ce que $Q/M = q/m$. Ainsi, $\omega_p = (NQ^2/LM\epsilon_0)^{1/2}$. Enfin, la vitesse thermique est notée v_t et la vitesse de dérive, v_0 .

E.2.2 Initialisation

Selon la température des particules, chaque espèce possède une distribution maxwellienne des vitesses autour d'une vitesse de dérive v_0 . La distribution se fait uniformément sur toute la longueur de la boîte. Le plasma existe car les particules présentes initialement ne disparaissent pas : des conditions périodiques sont appliquées aux frontières du plasma. Pour toute grandeur physique A , si l'indice de grille varie de 0 à $(N_g - 1)$, on aura $A(0) = A(N_g - 1)$. D'autre part, le code ne tient pas compte des collisions autres que coulombiennes. Il n'y a pas de processus d'ionisation pris en compte.

E.2.3 Calcul de la densité de charges

On calcule tout d'abord Q pour chaque espèce :

$$Q = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 L}{q/m N} \quad (\text{E.2})$$

On note X_k la position du k -ième point de grille et x_k la position de la k -ième super-particule. Il est important de noter qu'une super-particule n'est pas forcément sur un point de grille, mais entre deux points X_j et X_{j-1} . Pour faire le calcul, il faut cependant déterminer la densité en ces points,

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_j = \sum_{X_{j-1} < x_i < X_j} \frac{Q_i}{\Delta x} \frac{x_i - X_{j-1}}{\Delta x} \\ \rho_{j-1} = \sum_{X_{j-1} < x_i < X_j} \frac{Q_i}{\Delta x} \frac{X_j - x_i}{\Delta x} \end{array} \right. \quad (\text{E.3})$$

où i est l'indice relatif à la particule, j l'indice relatif aux points de grille. Notons que Q_i est constante pour toutes les super-particules d'une même espèce. C'est cette méthode qu'on appelle *méthode PIC*.

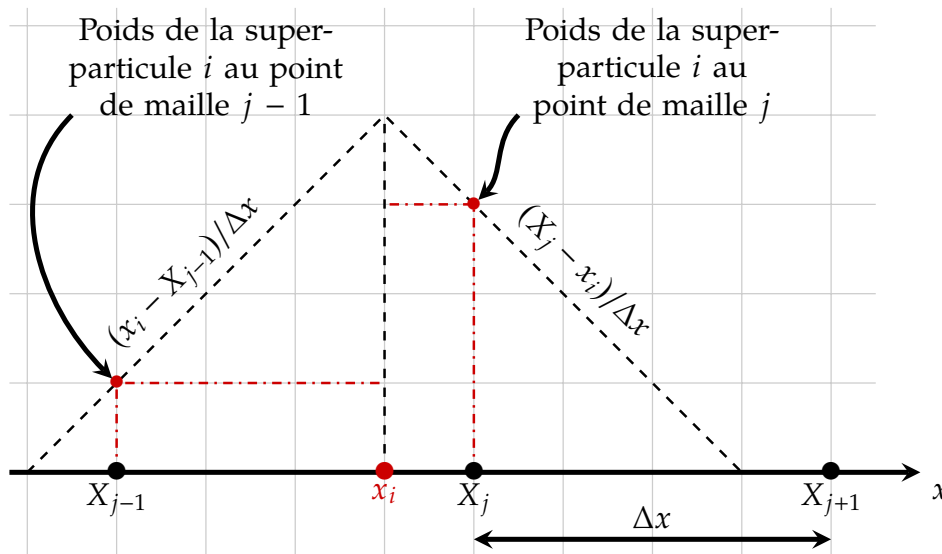


Figure E.2 – Schéma explicatif de la méthode PIC.

E.2.4 Résolution de l'équation de Poisson

Maintenant que nous connaissons la densité de charges, nous pouvons résoudre l'équation de Poisson pour des électrons Boltzmanniens,

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{\rho_{\text{ions}} - \rho_{\text{électron}}}{\varepsilon_0} \quad (\text{E.4})$$

En approximant le Laplacien comme une différence finie, nous trouvons pour le point de maille X_i :

$$\phi_{i-1} - 2\phi_i + \phi_{i+1} = -\frac{\Delta x^2}{\varepsilon_0} \left(\rho_i - \rho_e e^{e\phi/k_B T_e} \right) \quad (\text{E.5})$$

avec comme conditions de bords $\phi_0 = \phi_{N_g}$ et $\phi_1 = \phi_{N_{g+1}}$. Comme les électrons sont répartis uniformément sur le maillage,

$$\rho_e = \frac{1}{N_g + 1} \sum_i \rho_i. \quad (\text{E.6})$$

Cette équation génère N_g équations, qui peuvent s'écrire sous forme d'une matrice tri-diagonale :

$$\begin{bmatrix} -2 & 1 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 1 \\ 1 & -2 & 1 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ & & & \ddots & & & \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 1 & -2 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 1 & -2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \phi_{N_g} \end{bmatrix} = -\frac{\Delta x^2}{\varepsilon_0} \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \rho_{N_g} \end{bmatrix} + \frac{\Delta x^2 \rho_e}{\varepsilon_0} \begin{bmatrix} e^{e\phi_1/k_B T_e} \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ e^{e\phi_{N_g}/k_B T_e} \end{bmatrix} \quad (\text{E.7})$$

soit de façon plus compacte, $\vec{A}\vec{\phi} = \vec{B} + C(\vec{\phi})$. Pour résoudre cette équation on peut par exemple la résoudre en supposant que le ϕ dans l'exponentielle est le ϕ déterminé au pas précédent (donc connu), linéarisant ainsi l'équation, tout en limitant les risques de divergence : $\vec{A}\vec{\phi}_t = \vec{B} + C(\vec{\phi}_{t-1})$.

E.2.5 Calcul des champs et des trajectoires

Puisque nous connaissons le potentiel électrostatique en tout point du maillage, il est possible de calculer le champ dans tout l'espace (y compris entre les nœuds de la grille) via une interpolation (spline cubique par exemple).

Enfin, maintenant que nous connaissons le champ électrique en tout point de l'espace, il est possible de résoudre les équations de Newton pour chaque super-particule k en utilisant l'algorithme *saute mouton* (ou *leap frog*),

$$v_k^{t+\Delta t/2} = v_k^{t-\Delta t/2} + \frac{q}{m} E_i^t \Delta t \quad \text{et} \quad x_k^{t+\Delta t} = x_k^t + v_k^{t+\Delta t/2} \Delta t \quad (\text{E.8})$$

Annexe F

Fichier d'initialisation d'une simulation PIC pour modéliser la sonde de Langmuir

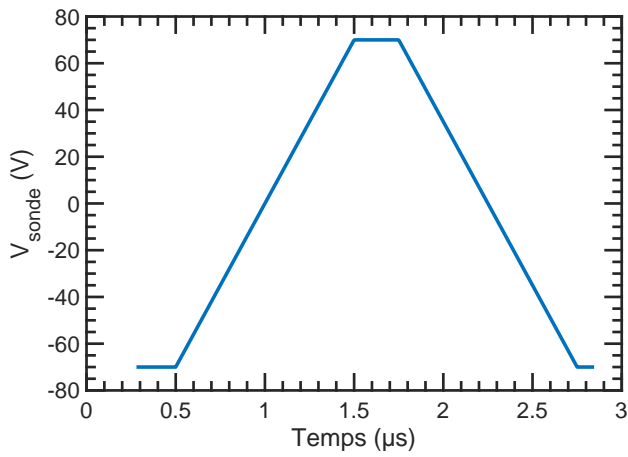
Des simulations PIC ont été réalisées dans le but de mieux comprendre ce qu'il se passe au voisinage d'une sonde de Langmuir en visualisant les particules, et ainsi affirmer/infirmes nos hypothèses. Le code a été utilisé à des fins de visualisation et de compréhension de la physique et de discuter qualitativement des résultats, mais jamais pour générer des données expérimentales.

Paramètre	Valeur
Champ magnétique	100 mT
Pas de temps	40 ps
Pas d'espace	150 μm
Taille de la <i>boîte</i>	400 par 350 pts, 6 par 5.2 cm
Taille de la sonde	67 par 1 pts, 1 cm par 150 microns (taille réelle)
T_i et T_e	20 et 10 eV
Nombre de particules	1.1 million de particules
Temps de simulation	6 μs pour la simulation <i>lente</i> et 3 μs pour la <i>rapide</i>

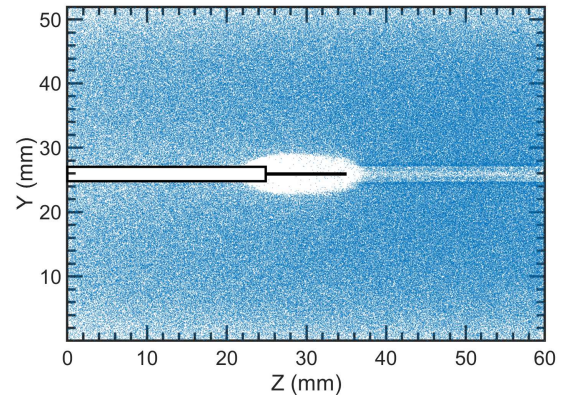
Tableau F.1 – Paramètres principaux de la simulation PIC 2D d'une mesure de sonde de Langmuir dans un plasma magnétisé. Deux simulations ont été réalisées : une simulation lente et une rapide, où la vitesse de balayage de la rampe de potentiel ($-70 \rightarrow +70$ V) est respectivement de 1 et 2 microsecondes. La température ionique est artificiellement augmentée afin d'éviter des temps de calculs prohibitifs. Le pas de grille permet de bien modéliser la gaine (5 à 10 pas). Le mouvement cyclotron est bien décrit puisque le pas de temps est plus petit que la période cyclotron.

Algorithme F.1 – Fichier d'input pour le logiciel OOPICpro : Sonde de Langmuir.

```
1 xytest
2 {
3   This input file tests of the ALINE probe
4 }
5 Variables
```



(a) Rampe de potentiel appliqué à la sonde.



(b) Carte des macroparticules d'électrons à la fin de la simulation.

Figure F.1 – Simulation PIC 2D pour une sonde de Langmuir .

```

6 {
7   PI = 3.141592654
8   sourcerate=1e21
9   V0 = -70
10  Vend = 70
11  t0 =0.5e-6
12  tup = 1e-6
13  teq = 0.25e-6
14  tdown = 1e-6
15 }
16 Region
17 {
18 Grid
19 {
20  J = 400
21  x1s = 0.0
22  x1f = 0.06
23  n1 = 1.0
24  K = 350
25  x2s = 0.0
26  x2f = 0.052
27  n2 = 1.0
28  Geometry = 1
29 }
30 Species
31 {
32  name = electron

```

```
33 m = 9.11E-31
34 q = -1.6e-19
35 }
36 Species
37 {
38 name = ion
39 m = 4*1.67e-27
40 q = 1.6e-19
41 subcycle=5
42 }
43 Control
44 {
45 dt = 4e-11
46 B01= .10
47
48 ElectrostaticFlag = 1
49 BoltzmannFlag=0
50 BoltzmannTemp=2
51 BoltzmannDensity=1
52
53 }
54
55 Conductor
56 {
57 j1 = 0
58 j2 = 400
59 k1 = 350
60 k2 = 350
61 normal=-1
62 IddiagFlag = 1
63 Ihist_avg = 100
64 name = edgehaut
65 }
66
67 Conductor
68 {
69 j1 = 0
70 j2 = 400
71 k1 = 0
72 k2 = 0
```

```
73 normal=1
74 IdiagFlag = 1
75 Ihist_avg = 100
76 name = edgebas
77 }
78
79 Conductor
80 {
81 j1 = 0
82 j2 = 0
83 k1 = 0
84 k2 = 167
85 normal = 1
86 IdiagFlag = 1
87 Ihist_avg = 100
88 name = bordleftbas
89 }
90 Conductor
91 {
92 j1 = 0
93 j2 = 0
94 k1 = 182
95 k2 = 350
96 normal = 1
97 IdiagFlag = 1
98 Ihist_avg = 100
99 name = bordlefthaut
100 }
101
102 Conductor
103 {
104 j1 = 400
105 j2 = 400
106 k1 = 0
107 k2 = 350
108 normal = -1
109 reflection=.9
110 refMaxE=1.0e3
111 IdiagFlag = 1
112 Ihist_avg = 100
```

```
113 name =edgeright
114 }
115
116 Equipotential
117 {
118   normal = 1
119   j1=166
120   j2=233
121   k1= 175
122   k2=175
123 a0=V0
124 a1=Vend
125 tdelay=t0
126 trise=tup
127 tpulse=teq
128 tfall=tdown
129 name= sondeup
130 IddiagFlag = 1
131 Ihist_avg = 100
132 nxbins = 67
133 nenergybins = 100
134 nthetabins = 90
135 }
136
137 Equipotential
138 {
139   normal = -1
140   j1=166
141   j2=233
142   k1= 174
143   k2=174
144 a0=V0
145 a1=Vend
146 tdelay=t0
147 trise=tup
148 tpulse=teq
149 tfall=tdown
150 name=sondedown
151 IddiagFlag = 1
152 Ihist_avg = 100
```

```
153 nxbins = 67
154 nenergybins = 200
155 nthetabins = 90
156 }
157
158 Equipotential
159 {
160   normal = 1
161   j1=233
162   j2=233
163   k1=174
164   k2=175
165   a0=V0
166   a1=Vend
167   tdelay=t0
168   trise=tup
169   tpulse=teq
170   tfall=tdown
171   name= sondend
172   IdiaFlag = 1
173   Ihist_avg = 100
174   nxbins = 2
175   nenergybins = 100
176   nthetabins = 90
177 }
178
179 Dielectric
180 {
181   QuseFlag = 0
182   j1 =0
183   j2 = 166
184   k1 = 182
185   k2 = 182
186   normal = 1
187 }
188
189 Dielectric
190 {
191   QuseFlag = 0
192   j1 = 0
```



```
193 j2 = 166
194 k1 = 167
195 k2 = 167
196 normal = -1
197 }
198
199 Dielectric
200 {
201   QuseFlag = 0
202   j1 =166
203   j2 = 166
204   k1 = 175
205   k2 = 182
206   normal = 1
207 }
208
209 Dielectric
210 {
211   QuseFlag = 0
212   j1 =166
213   j2 = 166
214   k1 = 167
215   k2 = 174
216   normal = 1
217 }
218
219 PlasmaSource
220 {
221   units1=EV
222   v1drift1=0
223   v2drift1=0
224   v3drift1=0
225   temperature1=10
226   v1thermal1=10
227   v2thermal1=10
228   v3thermal1=10
229   name = plasmaSource
230   speciesName1=electron
231 units2=EV
232 v1drift2=0
```

```
233 v2drift2=0
234 v3drift2=0
235 temperature2=20
236 v1thermal2=20
237 v2thermal2=20
238 v3thermal2=20
239
240 speciesName2=ion
241
242 j1 = 1
243 j2 = 399
244 k1 =183
245 k2 = 349
246 sourceRate = sourcerate
247 np2c=5e6
248 }
249
250 PlasmaSource
251 {
252 units1=EV
253 v1drift1=0
254 v2drift1=0
255 v3drift1=0
256 temperature1=10
257 v1thermal1=10
258 v2thermal1=10
259 v3thermal1=10
260 name = plasmaSource
261 speciesName1=electron
262 units2=EV
263 v1drift2=0
264 v2drift2=0
265 v3drift2=0
266 temperature2=20
267 v1thermal2=20
268 v2thermal2=20
269 v3thermal2=20
270
271 speciesName2=ion
272
```

```
273 | j1 = 1
274 | j2 = 399
275 | k1 =1
276 | k2 = 166
277 | sourceRate = sourcerate
278 | np2c=5e6
279 | }
280 |
281 | PlasmaSource
282 | {
283 |   units1=EV
284 |   v1drift1=0
285 |   v2drift1=0
286 |   v3drift1=0
287 |   temperature1=10
288 |   v1thermal1=10
289 |   v2thermal1=10
290 |   v3thermal1=10
291 |   name = plasmaSource
292 |   speciesName1=electron
293 | units2=EV
294 |   v1drift2=0
295 |   v2drift2=0
296 |   v3drift2=0
297 |   temperature2=20
298 |   v1thermal2=20
299 |   v2thermal2=20
300 |   v3thermal2=20
301 |
302 |   speciesName2=ion
303 |
304 |   j1 = 168
305 |   j2 = 399
306 |   k1 = 176
307 |   k2 = 183
308 |   sourceRate = sourcerate
309 |   np2c=5e6
310 | }
311 |
312 | PlasmaSource
```

```
313 {
314   units1=EV
315   v1drift1=0
316   v2drift1=0
317   v3drift1=0
318   temperature1=10
319   v1thermal1=10
320   v2thermal1=10
321   v3thermal1=10
322   name = plasmaSource
323   speciesName1=electron
324 units2=EV
325   v1drift2=0
326   v2drift2=0
327   v3drift2=0
328   temperature2=20
329   v1thermal2=20
330   v2thermal2=20
331   v3thermal2=20
332
333   speciesName2=ion
334
335   j1 = 168
336   j2 = 399
337   k1 = 166
338   k2 = 173
339 sourceRate = sourcerate
340 np2c=5e6
341 }
342
343 PlasmaSource
344 {
345   units1=EV
346   v1drift1=0
347   v2drift1=0
348   v3drift1=0
349   temperature1=10
350   v1thermal1=10
351   v2thermal1=10
352   v3thermal1=10
```

```
353   name = plasmaSource
354   speciesName1=electron
355   units2=EV
356   v1drift2=0
357   v2drift2=0
358   v3drift2=0
359   temperature2=20
360   v1thermal2=20
361   v2thermal2=20
362   v3thermal2=20
363
364   speciesName2=ion
365
366   j1 = 234
367   j2 = 399
368   k1 = 173
369   k2 = 176
370   sourceRate = sourcerate
371   np2c=5e6
372 }
373
374 Diagnostic
375 {
376   HistMax=1000
377   j1=200
378   j2=200
379   k1=1
380   k2=349
381   Comb=1
382   VarName= electron
383   windowName= densite electrons
384   title= n_electron
385   x1_Label=longueur
386   x2_Label=t
387   x3_Label=electron
388 }
389
390 Diagnostic
391 {
392   HistMax=1000
```

```
393 j1=200
394 j2=200
395 k1=1
396 k2=349
397 Comb=1
398 VarName= ion
399 windowName= densite ions
400 title= n_ion
401 x1_Label=longueur
402 x2_Label=t
403 x3_Label=electron
404 }
405
406 Diagnostic
407 {
408 HistMax=1000
409 j1=200
410 j2=200
411 k1=1
412 k2=349
413 Comb=1
414 VarName= phi
415 windowName= potentiel pt1
416 title=phi per
417 x1_Label=t
418 x2_Label=phi per
419 }
420
421 Diagnostic
422 {
423 HistMax=1000
424 j1=200
425 j2=200
426 k1=176
427 k2=176
428 Comb=1
429 VarName= phi
430 windowName= potentiel sonde
431 title=V_sonde
432 x1_Label=t
```

```
433 x2_Label=V_sonde
434 }
435
436 }
```


Annexe G

Fichier d'initialisation d'une simulation PIC pour modéliser le tube de flux magnétique en face d'une électrode RF

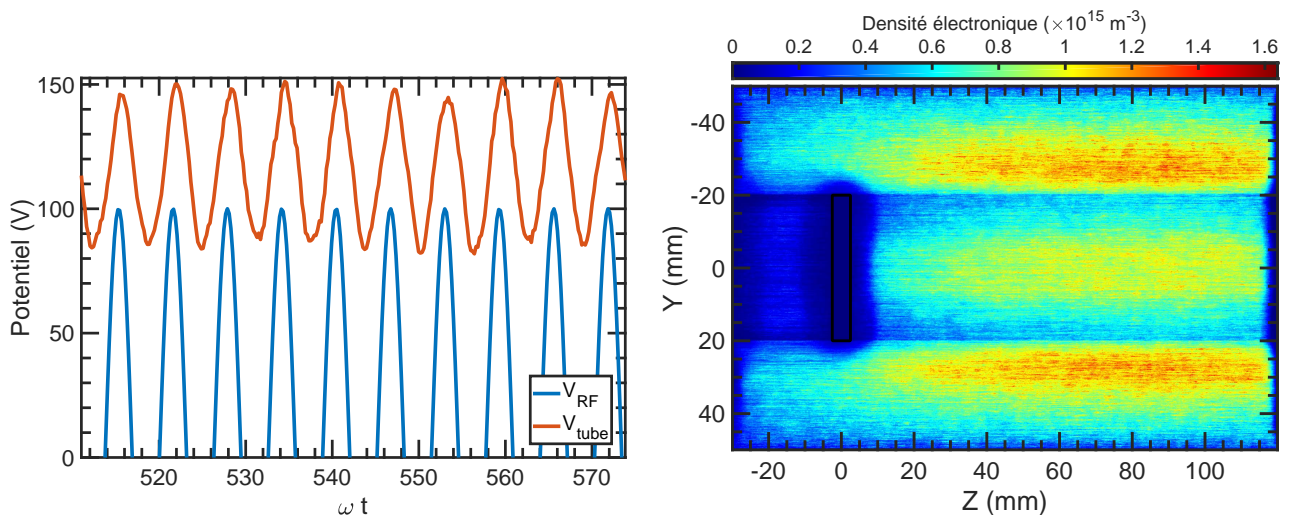
Des simulations PIC ont été réalisées dans le but de mieux comprendre ce qu'il se passe au voisinage antenne RF en visualisant les particules. Le code a été utilisé à des fins de visualisation et de compréhension de la physique, mais jamais pour générer des données expérimentales.

Paramètre	Valeur
Champ magnétique	100 mT
Pas de temps	40 ps
Pas d'espace	100 μm
Taille de la <i>boîte</i>	1500 par 1000 pts, 15 par 10 cm
Taille de l'antenne T_i et T_e	50 par 400 pts, 0.5 par 4 cm (taille réelle/2) 20 et 5 eV
Nombre de particules	4.2 millions de particules
Temps de simulation	2.3 μs

Tableau G.1 – Paramètres principaux de la simulation PIC 2D d'une décharge RF dans un plasma magnétisé.

Algorithme G.1 – Fichier d'input pour le logiciel OOPICpro : Antenne RF.

```
1 xytest
2 {
3   This input file tests of the ALINE antenna
4 }
5
6
7 Variables
8 {
```



(a) Évolution temporelle du potentiel plasma et RF, $\theta = 0^\circ$. (b) Carte de densité moyennée, $\theta = 90^\circ$ (l'effet de rayures est dû à la moyenne des électrons se déplaçant le long des lignes de champ magnétique).

Figure G.1 – Exemple de courbes obtenues.

```

9  PI = 3.141592654
10 sourcerate=2e20
11  nu = 5e6
12  Vrf = 100
13  Te = 5
14  vthi = 20
15  dephasage = -2*PI*nu*1.10620e-7 // permet de commencer le sinus ? 0
16 }
17
18
19 Region
20 {
21 Grid
22 {
23  J = 1500// pts en X, et tailles r?elles :
24  x1s = 0.0
25  x1f = 0.15
26  n1 = 1.0
27  K =1000 // pts en Y, et tailles r?elles :
28  x2s = 0.0
29  x2f = 0.1
30  n2 = 1.0
31  Geometry = 1
32 }
33

```

```
34 Species
35 {
36   name = electron
37   m = 9.11E-31
38   q = -1.6e-19
39 }
40
41 Species
42 {
43   name = ion
44   m = 1.67e-27
45   q = 1.6e-19
46   subcycle=5
47 }
48
49 Control
50 {
51   dt = 4e-11
52   B01= .10
53
54   ElectrostaticFlag = 1
55   BoltzmannFlag=0
56   BoltzmannTemp=2
57   BoltzmannDensity=1
58 }
59
60 Conductor
61 {
62   j1 = 0
63   j2 = 1500
64   k1 = 1000
65   k2 = 1000
66   normal=-1
67   IdiaFlag = 1
68   Ihist_avg = 100
69   name = BordHaut
70 }
71
72 Conductor
73 {
```

```
74 | j1 = 0
75 | j2 = 1500
76 | k1 = 0
77 | k2 = 0
78 | normal=1
79 | IdiagFlag = 1
80 | Ihist_avg = 100
81 | name = BordBas
82 | }
83 |
84 | Conductor
85 | {
86 |   j1 = 0
87 |   j2 = 0
88 |   k1 = 0
89 |   k2 = 1000
90 |   normal = 1
91 |   IdiagFlag = 1
92 |   Ihist_avg = 100
93 |   name = BordGauche
94 | }
95 |
96 | Conductor
97 | {
98 |   j1 = 1500
99 |   j2 = 1500
100 |   k1 = 0
101 |   k2 = 1000
102 |   normal = -1
103 |   reflection=.9
104 |   refMaxE=1.0e3
105 |   IdiagFlag = 1
106 |   Ihist_avg = 100
107 |   name = BordDroit
108 | }
109 |
110 | // Electrode align?e avec le champ magn?tique. 1 cm de haut, 8 cm de diam?tre
111 | // HAUT :
112 | Equipotential
113 | {
```

```
114 normal = 1
115 j1= 275
116 j2= 325
117 k1= 700
118 k2= 700
119
120 A = Vrf
121 frequency = nu
122 phase = dephasage
123 C = 0
124
125 name= CathHaut
126 IddiagFlag = 1
127 Ihist_avg = 100
128 nxbins = 67
129 nenergybins = 100
130 nthetabins = 90
131 }
132
133 // BAS :
134 Equipotential
135 {
136 normal = -1
137 j1= 275
138 j2= 325
139 k1= 300
140 k2= 300
141
142 A = Vrf
143 frequency = nu
144 phase = dephasage
145 C = 0
146
147 name=CathBas
148 IddiagFlag = 1
149 Ihist_avg = 100
150 nxbins = 67
151 nenergybins = 200
152 nthetabins = 90
153 }
```

```
154
155 // DROITE :
156 Equipotential
157 {
158   normal = 1
159   j1= 325
160   j2= 325
161   k1= 300
162   k2= 700
163
164   A = Vrf
165   frequency = nu
166   phase = dephasage
167   C = 0
168
169
170   name= CathDroite
171   IddiagFlag = 1
172   Ihist_avg = 100
173   nxbins = 2
174   nenergybins = 100
175   nthetabins = 90
176 }
177
178 // GAUCHE
179 Equipotential
180 {
181   normal = -1
182   j1= 275
183   j2= 275
184   k1= 300
185   k2= 700
186
187   A = Vrf
188   frequency = nu
189   phase = dephasage
190   C = 0
191
192   name= CathGauche
193   IddiagFlag = 1
```

```
194 Ihist_avg = 100
195 nxbins = 2
196 nenergybins = 100
197 nthetabins = 90
198 }
199
200 // SOURCE 1 :
201 PlasmaSource
202 {
203   units1=EV
204   v1drift1=0
205   v2drift1=0
206   v3drift1=0
207   temperature1=Te
208   v1thermal1=Te
209   v2thermal1=Te
210   v3thermal1=Te
211   name = plasmaSource
212   speciesName1=electron
213
214   units2=EV
215   v1drift2=0
216   v2drift2=0
217   v3drift2=0
218   temperature2=vthi
219   v1thermal2=vthi
220   v2thermal2=vthi
221   v3thermal2=vthi
222   speciesName2=ion
223
224   j1 = 326
225   j2 = 1499
226   k1 = 1
227   k2 = 999
228
229   sourceRate = sourcerate
230   np2c=5e7
231 }
232
233
```

```
234 // SOURCE 2 :
235 PlasmaSource
236 {
237     units1=EV
238     v1drift1=0
239     v2drift1=0
240     v3drift1=0
241     temperature1=Te
242     v1thermal1=Te
243     v2thermal1=Te
244     v3thermal1=Te
245     name = plasmaSource
246     speciesName1=electron
247
248     units2=EV
249     v1drift2=0
250     v2drift2=0
251     v3drift2=0
252     temperature2=vthi
253     v1thermal2=vthi
254     v2thermal2=vthi
255     v3thermal2=vthi
256     speciesName2=ion
257
258     j1 = 1
259     j2 = 274
260     k1 = 1
261     k2 = 999
262
263     sourceRate = sourcerate
264     np2c=5e7
265 }
266
267 // SOURCE 3 :
268 PlasmaSource
269 {
270     units1=EV
271     v1drift1=0
272     v2drift1=0
273     v3drift1=0
```



```
274 temperature1=Te
275 v1thermal1=Te
276 v2thermal1=Te
277 v3thermal1=Te
278 name = plasmaSource
279 speciesName1=electron
280
281 units2=EV
282 v1drift2=0
283 v2drift2=0
284 v3drift2=0
285 temperature2=vthi
286 v1thermal2=vthi
287 v2thermal2=vthi
288 v3thermal2=vthi
289 speciesName2=ion
290
291 j1 = 275
292 j2 = 1
293 k1 = 325
294 k2 = 999
295
296 sourceRate = sourcerate
297 np2c=5e7
298 }
299
300 // SOURCE 4 :
301 PlasmaSource
302 {
303 units1=EV
304 v1drift1=0
305 v2drift1=0
306 v3drift1=0
307 temperature1=Te
308 v1thermal1=Te
309 v2thermal1=Te
310 v3thermal1=Te
311 name = plasmaSource
312 speciesName1=electron
313
```

```
314 units2=EV
315 v1drift2=0
316 v2drift2=0
317 v3drift2=0
318 temperature2=vthi
319 v1thermal2=vthi
320 v2thermal2=vthi
321 v3thermal2=vthi
322 speciesName2=ion
323
324 j1 = 275
325 j2 = 325
326 k1 = 701
327 k2 = 999
328
329 sourceRate = sourcerate
330 np2c=5e7
331 }
332
333
334
335 Diagnostic
336 {
337 HistMax=1000
338 j1=800
339 j2=800
340 k1=1
341 k2=999
342 Comb=1
343 VarName= electron
344 windowName= densite electrons
345 title= n_electron
346 x1_Label=longueur
347 x2_Label=t
348 x3_Label=electron
349 }
350
351 Diagnostic
352 {
353 HistMax=1000
```

```
354 j1=800
355 j2=800
356 k1=1
357 k2=999
358 Comb=1
359 VarName= ion
360 windowName= densite ions
361 title= n_ion
362 x1_Label=longueur
363 x2_Label=t
364 x3_Label=electron
365 }
366
367 Diagnostic
368 {
369 HistMax=1000
370 j1=1000
371 j2=1000
372 k1=1
373 k2=999
374 Comb=1
375 VarName= phi
376 windowName= potentiel pt1
377 title=phi per
378 x1_Label= y
379 x2_Label=t
380 }
381
382 Diagnostic
383 {
384 HistMax=1000
385 j1=1499
386 j2=1
387 k1=500
388 k2=500
389 Comb=1
390 VarName= phi
391 windowName= potentiel pt2
392 title=phi para
393 x1_Label= z
```

```
394 x2_Label=t
395 }
396
397 Diagnostic
398 {
399 HistMax=1000
400 j1 =300
401 j2= 300
402 k1=500
403 k2=500
404 Comb=1
405 VarName= phi
406 windowName= potentiel pt3
407 title= V_applique
408 x1_Label=t
409 x2_Label= Voltage
410 }
411
412 Diagnostic
413 {
414 HistMax=1000
415 j1=1000
416 j2=1000
417 k1=500
418 k2=500
419 Comb=1
420 VarName= phi
421 windowName= potentiel pt4
422 title=Tube_potential
423 x1_Label= t
424 x2_Label= Voltage
425
426 }
427
428 }
```

Résumé court

La fusion thermonucléaire contrôlée est une solution envisageable pour la production d'une énergie propre quasi inépuisable pour les générations à venir. Cependant, les températures requises pour procéder à la fusion des noyaux sont de l'ordre de la centaine de millions de degrés. À ces températures la matière se trouve dans l'état de plasma, un gaz ionisé, ce qui nous permet de le confiner dans des champs magnétiques puissants. Parmi les moyens de chauffage utilisés dans les réacteurs à fusion magnétique (les Tokamaks et les Stellarator), nous nous intéresserons au chauffage par résonance cyclotron ionique via des antennes émettant un champ électromagnétique dans la gamme des radio-fréquences. La compréhension du comportement du plasma autour de ces antennes ICRH ou plus généralement en présence d'ondes RF et d'un champ magnétique est un enjeu majeur pour minimiser les flux de particules accélérées dans les gaines RF au contact d'une antenne ou d'une électrode. Le réacteur expérimental ALINE (**a linear experiment**) a été justement conçu dans le but d'étudier les gaines RF et les structures se générant autour des antennes. Cette thèse présente les résultats expérimentaux obtenus dans ALINE par le biais de mesures de sonde de Langmuir. Un bras manipulateur permet de bouger automatiquement la sonde dans toute l'enceinte, et de dresser une cartographie des paramètres du plasma. Après avoir étudié en profondeur le problème des mesures de sonde sous champ (surface effective de collection électronique, caractéristiques bossues), la mise au point d'un algorithme itératif d'exploitation du courant ionique de saturation des caractéristiques de sonde a permis d'exploiter automatiquement toutes les données acquises. Les mesures sont confrontées à plusieurs théories et simulations, afin de modéliser et de comprendre au mieux les structures de paramètres plasma en face d'une électrode RF inclinée par rapport aux lignes de champ magnétique.

Mots clefs : antenne RF, plasma magnétisé, plasma RF, tube de flux, mesures de sonde de Langmuir, structure de potentiel, structure de densité, structure de température, modélisation.

Short abstract

CONTROLLED thermonuclear fusion is a possible solution for the production of almost inexhaustible clean energy for future generations. However, the temperatures required to carry out the fusion of the nuclei are of the order of one hundred million degrees. At these temperatures matter is in the state of plasma, an ionized gas, which allows us to confine it in strong magnetic fields. Among the heating means used in magnetic fusion reactors (Tokamaks and Stellarators), we will be interested in ion cyclotron resonance heating via antennas emitting an electromagnetic field in the radio frequencies range. Understanding the behavior of plasma around these ICRH antennas or more generally in the presence of RF waves and a magnetic field is a major issue to minimize the flow of accelerated particles in RF sheaths in contact with an antenna or an electrode. The ALINE experimental reactor (**a linear experiment**) was precisely designed with the aim of studying the RF sheaths and the structures generated around the antennas. This thesis presents the experimental results obtained in ALINE by means of Langmuir probe measurements. A manipulator arm makes allows us to automatically move the probe within the whole device, and to draw up a map of the plasma parameters. After having studied in depth the problem of probe measurements under field (effective surface of electronic collection, bumpy characteristics), the development of an iterative algorithm of exploitation only using the ionic saturation current of the probe characteristics made it possible to exploit automatically all acquired data. The measurements are confronted with several theories and simulations, in order to model and to better understand the plasma parameter structures in front of an RF electrode inclined with respect to the magnetic field lines.

Key words : RF antenna, magnetized plasma, RF plasma, flux tube, Langmuir probe measurements, potential structure, density structure, temperature structure, modelization.