



**HAL**  
open science

**Etude des effets de gaine induites par une antenne de chauffage à la fréquence cyclotronique ionique (FCI, 30-80 MHz) et de leur impact sur les mesures par sondes dans les plasmas de fusion**

Alain Narcisse Ngadjeu Djomzoue

► **To cite this version:**

Alain Narcisse Ngadjeu Djomzoue. Etude des effets de gaine induites par une antenne de chauffage à la fréquence cyclotronique ionique (FCI, 30-80 MHz) et de leur impact sur les mesures par sondes dans les plasmas de fusion. Autre [cond-mat.other]. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 2010. Français. NNT : 2010NAN10118 . tel-01746374

**HAL Id: tel-01746374**

**<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01746374>**

Submitted on 29 Mar 2018

**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](mailto: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.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

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

## Thèse

Présentée pour l'obtention du titre de  
**Docteur en Physique**  
de l'Université Henri Poincaré, Nancy I  
Spécialité : Plasma – Optique – Electronique – Microsystèmes

Par

**Alain Narcisse NGADJEU DJOMZOUÉ**

### **Etude des effets de gaine induits par une antenne de chauffage à la Fréquence Cyclotronique Ionique (FCI, 30-80MHz) et de leur impact sur les mesures par sondes dans les plasmas de fusion**

Soutenue le 16 décembre 2010 devant le jury suivant :

Président : **Prof. Michel VERGNAT**..... Professeur à l'UHP, IJL, Nancy  
Rapporteurs : **Prof. Guido VAN OOST**..... Professeur, Université de Gand - Belgique  
**Dr. Raymond KOCH (HDR)**..... Président du CCIC, Ecole Royale Militaire Bruxelles  
Examineurs : **Dr. Laurent COLAS (HDR)**..... Ingénieur CEA, Cadarache  
**Dr. Eric FAUDOT**..... Maître de conférences à l'UHP, IJL, Nancy  
Directeur de thèse : **Prof. Stéphane HEURAUX**..... Professeur à l'UHP, IJL, Nancy  
Invité : **Dr. Vladimir Bobkov**..... Chercheur IPP, Garching - Germany





*À mon père et ma mère  
qui m'ont dirigé dans cette grande école qu'est la vie.  
Je vous remercie d'avoir fait de moi un homme*

*Si quelqu'un te parle avec des flammes, répond lui avec de l'eau.  
Si quelqu'un te parle avec de l'eau, n'hésite pas à boire ses mots.*

*Ce qu'il faudrait, c'est toujours concéder à son prochain  
qu'il a une parcelle de vérité et de ne jamais prétendre  
que toute la vérité est à soi.*

*Citations inspirées de vie et enseignements ...  
Amadou Hampâté Bâ*



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction</b> .....	<b>I-3</b>
I.1	Plasma de fusion.....	I-3
I.2	La fusion thermonucléaire.....	I-4
I.2.1	Confinement magnétique.....	I-5
I.2.2	Les tokamaks .....	I-6
I.2.3	Equilibre d'un plasma de tokamak .....	I-7
I.2.4	Chauffage et génération de courant .....	I-8
I.2.5	Les tokamaks : exempli gratia .....	I-12
I.3	Problématique de la thèse.....	I-14
<b>II</b>	<b>Physique du plasma de bord : SOL et gaines RF</b> .....	<b>II-17</b>
II.1	Les gaines .....	II-18
II.1.1	Le critère de Bohm .....	II-19
II.1.2	La pré-gaine .....	II-22
II.1.3	Grandeurs physiques dans la pré-gaine et la gaine .....	II-23
II.1.3.1	Distribution de vitesse dans la pré-gaine.....	II-23
II.1.3.2	Densité dans la pré-gaine .....	II-24
II.1.3.3	Chute de potentiel dans la pré-gaine .....	II-25
II.1.3.4	Chute de potentiel dans la gaine : le potentiel flottant.....	II-25
II.1.4	Modélisation cinétique – Distribution maxwellienne.....	II-27
II.1.5	Caractéristique courant-tension d'une gaine .....	II-28
II.1.6	Transition plasma-paroi magnétisée : pré-gaine magnétique .....	II-30
II.2	Le plasma de bord dans les tokamaks : La SOL .....	II-31
II.2.1	Limiteurs et divertors.....	II-31
II.2.2	Caractéristiques du plasma de SOL.....	II-33
II.3	Mesures de sonde : Sonde de Langmuir.....	II-35
II.4	Modèle double sonde.....	II-37
II.5	Les gaines RadioFréquences .....	II-40
II.5.1	La rectification du potentiel RF.....	II-41
II.5.2	Effet de la capacité parallèle des gaines .....	II-43
II.5.3	La dynamique transverse .....	II-46
II.6	Effets des champs proches devant les antennes ICRF.....	II-48
II.6.1	Polarisation des tubes de flux devant les antennes ICRF .....	II-48
II.6.2	Modèle de tube de flux symétrique .....	II-50
II.6.3	Les points chauds.....	II-53
II.7	Conclusion.....	II-54
<b>III</b>	<b>Génération de courants parallèles continus par des sources RF dans la SOL</b> .....	<b>III-56</b>
III.1	Modèles analytiques .....	III-57
III.1.1	Etablissement des modèles .....	III-58
III.1.2	Expression du courant transverse .....	III-59
III.1.3	Résolution analytique du modèle asymétrique .....	III-61
III.1.3.1	Evaluation des courants DC avec courants transverses RF.....	III-61
III.1.3.2	Evaluation de $C_{\perp}$ .....	III-63
III.1.3.3	Les courants DC sur les électrodes sonde et antenne.....	III-65
III.1.4	Résolution du modèle analytique symétrique.....	III-65
III.2	L'hypothèse flûte pour l'onde lente .....	III-67
III.2.1	Partie DC du potentiel .....	III-67
III.2.2	Partie RF du potentiel .....	III-68
III.3	Simulations numériques du modèle asymétrique .....	III-69
III.3.1	Paramètres des simulations.....	III-71

III.3.2	Les potentiels .....	III-72
III.4	Courants instantanés et DC collectés sur les électrodes sonde et antenne RF .....	III-77
III.4.1	Les courants électroniques et ioniques .....	III-77
III.4.2	Courants instantanés issus des simulations et du modèle analytique .....	III-79
III.4.3	Etudes paramétriques des courants DC en fonction de $V_o$ et $f$ .....	III-82
III.4.4	Courants DC en fonction de la densité – comparaison avec les mesures expérimentales.....	III-84
III.5	Conclusion.....	III-86
<b>IV</b>	<b>Etude du profil transverse des courants DC.....</b>	<b>IV-89</b>
IV.1	Construction d'une distribution spatiale des courants DC .....	IV-89
IV.2	Etude de la pénétration radiale des courants DC.....	IV-92
IV.2.1	Cas 1 : électrode RF perpendiculaire au champ magnétique.....	IV-92
IV.2.1.1	Evaluation de $L_{\perp}$ .....	IV-92
IV.2.1.2	Comparaison avec les résultats de D'Ippolito.....	IV-95
IV.2.2	Cas 2 : électrode RF parallèle au champ magnétique.....	IV-96
IV.2.2.1	Résultats des simulations PIC .....	IV-97
IV.3	Etude de la validité de l'hypothèse flûte pour de grandes longueurs de connexion .....	IV-99
IV.4	Conclusion.....	IV-103
<b>V</b>	<b>Mesures de sonde en environnement RF.....</b>	<b>V-105</b>
V.1	Principe de la méthode .....	V-105
V.2	Comportement sans courant transverse .....	V-105
V.3	Comportement avec courant transverse RF.....	V-107
V.3.1	Résolution analytique du modèle.....	V-107
V.3.2	Etude paramétrique .....	V-110
V.3.3	Comparaison du modèle et des simulations numériques.....	V-113
V.3.3.1	Comparaison modèle analytique/code SEM .....	V-114
V.3.3.2	Comparaison modèle analytique/code PIC .....	V-116
V.4	Conclusion.....	V-118
<b>VI</b>	<b>Résumé .....</b>	<b>VI-120</b>
<b>VII</b>	<b>Références Bibliographiques.....</b>	<b>VII-124</b>
<b>VIII</b>	<b>Annexes .....</b>	<b>VIII-129</b>
Annexe 1	: OOPIC .....	VIII-129
Annexe 2	: Le code fluide SEM .....	VIII-138
Annexe 3	: Résolution analytique du modèle de sonde .....	VIII-140
Annexe 4	: Résolution analytique du modèle symétrique.....	VIII-144
Annexe 5	: Terme correctif de l'expression de $L_{\perp}$ .....	VIII-148

# I Introduction

Depuis le début de l'ère industrielle, la consommation d'énergie a évolué de manière constamment croissante. Cette croissance va perdurer. Ceci s'explique par plusieurs facteurs, tels que l'accroissement de la population mondiale, l'augmentation de la consommation d'énergie par habitant ou la forte croissance que connaissent les pays émergents (e.g : Brésil, Russie, Inde, Chine). Les sources d'énergie actuelles reposent essentiellement sur les combustibles fossiles (pétrole, charbon, gaz) et radioactifs (fission nucléaire des noyaux d'Uranium). La nature non renouvelable de ces combustibles et les effets néfastes qu'ils induisent sur l'environnement (augmentation des gaz à effet de serre, déchets radioactifs) imposent de se tourner vers des solutions complémentaires. Les énergies renouvelables bien qu'écologiquement attractives ne semblent pas pouvoir, à l'heure actuelle, subvenir aux importants besoins en énergie. La fusion nucléaire pourrait être à moyen terme une solution à ce problème énergétique.

Depuis la découverte du processus de création d'énergie dans le soleil par Hans Bethe en 1939, les scientifiques ambitionnent de recréer et de contrôler sur terre les réactions de fusion nucléaire qui se produisent au cœur du soleil. Le soleil y « brûle » des noyaux d'Hydrogène en Hélium. Les efforts de recherche menés, depuis les années 1950 afin de domestiquer la fusion des noyaux, n'ont pas encore permis de rendre disponible l'énergie de fusion. La seule application « réussie » reste les bombes H où il n'est nullement utile de contenir et maîtriser l'énergie produite par la fusion. Toutefois ce type d'application ne répond pas aux critères de développement durable. Malgré ces difficultés, construire un réacteur capable de réaliser la fusion afin de produire de l'électricité reste une perspective réaliste. Ce réacteur devra en outre répondre aux critères de développement durable.

## I.1 Plasma de fusion

Dans les conditions de la fusion, la matière se trouve à l'état de Plasma. Cet état est considéré comme le quatrième état de la matière après l'état solide, liquide et gazeux [Rax2005]. Il s'agit d'un état singulier de la matière où des électrons se trouvent dissociés des noyaux laissant alors des électrons libres et des ions chargés positivement, l'ensemble restant globalement neutre (neutralité électrique). Ainsi un plasma peut être vu comme un gaz, partiellement ou totalement ionisé.

C'est en 1928 que le physicien Irving Langmuir utilisa pour la première fois le terme plasma. Il signifie « qui possède sa propre forme ». Ce terme trouve tout son sens lorsqu'on étudie les principaux paramètres des plasmas, comme la longueur de Debye ou la pulsation plasma. Ceux-ci caractérisent les phénomènes collectifs générés par le plasma afin de conserver sa « forme » lorsqu'il subit des contraintes extérieures [Rax2005].

Lorsqu'un gaz est suffisamment chauffé, un nombre important des particules peuvent perdre des électrons de leurs couches extérieures afin de former le plasma. Celui-ci devient alors un bon conducteur, du fait de la présence de ces particules chargées extrêmement mobiles, qui peut interagir avec des champs électromagnétiques.

La description de l'état d'un plasma se fait, comme pour les gaz, à l'aide de modèles fluides ou cinétiques. Les modèles fluides font appel aux moments de la fonction de distribution des vitesses (densité, vitesse du fluide, température, pression). L'approche des modèles cinétiques est de garder les détails de la fonction de distribution de vitesse. Cette fonction dépend de la position dans l'espace des coordonnées et l'espace des vitesses. Ces modèles permettent ainsi de mieux modéliser le plasma, mais en contrepartie ils nécessitent

des calculs plus importants et sont donc plus exigeants que les modèles fluides. Afin de bien décrire le comportement d'un plasma, il est souvent nécessaire de faire appel à la simulation numérique.

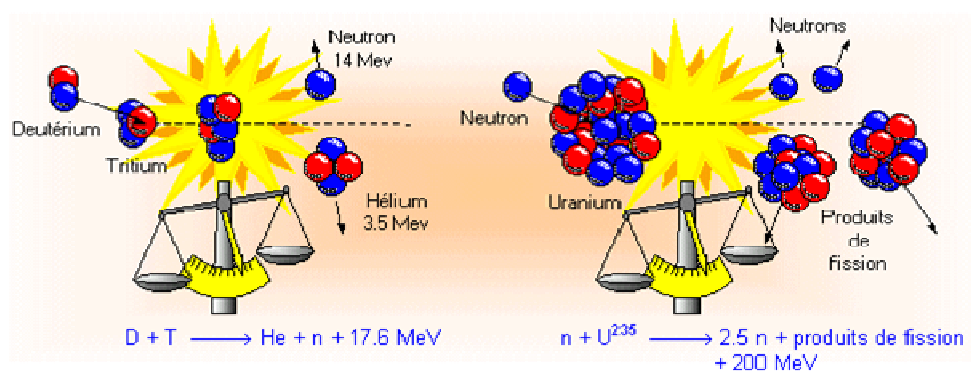
Cet état, bien que peu connu, est le plus abondant dans l'univers observable. Il représente en effet plus de 99% de la matière « connue ». Les étoiles, le milieu interstellaire, les ionosphères et magnétosphères planétaires sont ainsi constitués de plasmas. Les rares exemples sur Terre de plasmas naturels sont la foudre et les aurores boréales. De nombreux plasmas artificiels sont cependant produits par l'homme. Ils sont principalement créés au moyen de décharges électriques dans les gaz. Nous les trouvons par exemples dans les tubes luminescents (néons), les ampoules basse-consommation de première génération et les propulseurs spatiaux. Ils sont aussi utilisés dans l'industrie notamment en micro-électronique, pour les dépôts de couches ou la gravure de composants. L'application des plasmas qui va nous intéresser, est celle qui vise à rendre exploitable la fusion nucléaire.

## I.2 La fusion thermonucléaire

Deux types de réactions nucléaires permettent d'obtenir de l'énergie de manière importante : les réactions de fission et de fusion nucléaires. Le principe de la fission est de casser un noyau lourd afin de former des noyaux plus légers alors que celui de la fusion est d'assembler deux noyaux légers afin de former un noyau plus lourd. Dans les deux cas, la masse des réactifs est supérieure à celle des produits. Le défaut de masse  $\Delta m$  ainsi induit est converti en énergie selon la célèbre formule d'Einstein  $E = \Delta m \cdot c^2$ . L'importante quantité d'énergie qui peut être ainsi produite est directement associée à l'attraction entre les nucléons due à l'interaction forte.

La réaction de fusion la plus facile à réaliser est celle qui fait appel à un mélange réactif d'isotopes de l'hydrogène : le deutérium et le tritium (D-T). Elle a en effet la section efficace la plus élevée. Les produits de cette réaction sont un noyau d'hélium et un neutron avec respectivement 3.5 MeV et 14.1 MeV d'énergie. Le deutérium est l'isotope de l'hydrogène le plus abondant sur terre, il est présent dans l'eau de mer à raison de 33 g/m<sup>3</sup>. Le tritium peut être produit par une réaction mettant en jeu le lithium et les neutrons (de la réaction D-T). C'est donc sur cette réaction D-T que les recherches sur la fusion contrôlée sont basées.

La figure I.1 compare les réactions de fusion (D-T) et de fission (de l'Uranium). Si ces deux types de réactions libèrent une quantité d'énergie du même ordre de grandeur, les produits de la fusion ont l'avantage de ne pas être radioactifs sur des temps longs.



**Figure I.1 :** Comparaison d'une réaction de fusion (à gauche) et d'une réaction de fission (à droite).

Les atouts que présente la fusion sont pondérés par les difficultés de sa réalisation. En effet alors que les noyaux se repoussent naturellement, il faut d'abord leur fournir l'énergie

(cinétique) nécessaire à leur rapprochement. Les noyaux devront alors être assez proches les uns des autres, afin que l'interaction forte intervienne et domine la répulsion électrostatique. Pour cela une température considérable est nécessaire, celle-ci est réduite par effet tunnel à une valeur de l'ordre 100 millions de degrés (~ 10 keV) soit plus de 6 fois la température au cœur du soleil. De plus pour que ces réactions se produisent en grand nombre, la densité du plasma doit être assez grande pour assurer un taux de collisions entre noyaux suffisant. Le critère de Lawson résume les conditions nécessaires à la rentabilité de la fusion (Eq I.1).

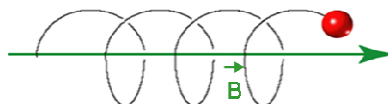
$$n_e.T.\tau_e > 3.10^{21} m^{-3}.keV.s \quad \text{Eq I.1}$$

Cette condition impose une valeur seuil au produit de la densité du plasma, de sa température T et du temps de confinement  $\tau_e$ . Ce critère rempli, l'énergie produite par la fusion excède alors les pertes thermiques (par rayonnement, convection ou conduction).  $\tau_e$  le temps de confinement de l'énergie synthétise l'ensemble de ces pertes. Il est défini par le temps que met le plasma à se vider de son contenu énergétique si l'on coupe les sources d'énergie qui maintiennent sa température. L'objectif visé est donc de concevoir un réacteur dans lequel ce critère sera respecté dans des conditions stationnaires et reproductibles. Le plasma confiné dans un tel réacteur pourra alors s'auto-entretenir en produisant toute l'énergie dont il a besoin pour faire perdurer les réactions de fusion. Il aura alors atteint l'ignition.

### I.2.1 Confinement magnétique

Dans le soleil, les conditions nécessaires à la fusion sont atteintes grâce à la pression exercée par la force de gravitation. Ce mode de confinement étant irréalisable sur terre, deux voies sont alors envisageables : les confinements inertiel et magnétique. Le confinement inertiel est hors de propos ici mais est réalisé dans un petit volume de plasma, lancé en compression rapide ( $\tau_e$  court) pour le chauffer et le comprimer très fortement ( $n_e$  élevée) avec des rayonnements laser très puissants ou des faisceaux de particules. Au contraire le confinement magnétique est réalisé en chauffant fortement (T élevée) un grand volume de plasma à basse pression ( $n_e$  faible), ce plasma se trouvant sous la pression exercée par des champs magnétiques intenses. Cette voie est actuellement la plus prometteuse.

Plongés dans un champ magnétique, les ions et électrons du plasma vont être « piégés » et vont s'enrouler autour des lignes de champ magnétique en suivant des trajectoires en forme d'hélices comme illustré sur la figure I.2. Ce mouvement de giration s'effectue à la pulsation  $\omega_c$  dite cyclotron et a un rayon de giration  $r_L$  (appelé rayon de Larmor) pour une particule de masse m ayant une vitesse thermique (température T en K). Les expressions de  $\omega_c$  et de  $r_L$  sont données dans les équations Eq I.2 et Eq I.3.



**Figure I.2 :** trajectoire d'une particule chargée autour d'une ligne de champ magnétique. La trajectoire du centre-guide de la particule suit la ligne magnétique en vert.

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad \text{Eq I.2}$$

$$r_L = \frac{V_{\perp}}{\omega_c} = \frac{\sqrt{k_b T m}}{|q|B} \quad \text{Eq I.3}$$

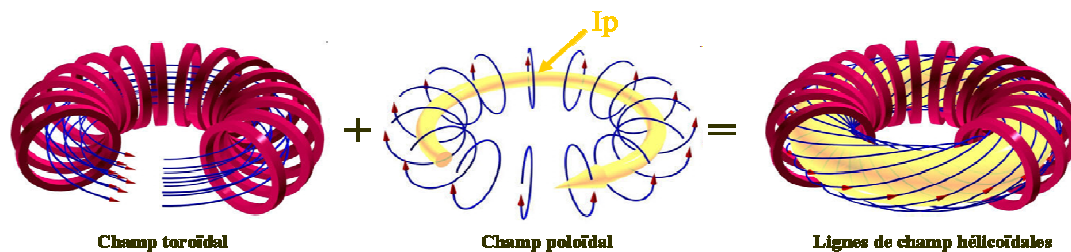
La pression exercée par des champs magnétiques intenses peut ainsi confiner le plasma. Celle-ci équivaut à 10 atm pour un champ magnétique de l'ordre du Tesla. Ce principe est utilisé dans les machines toriques appelées tokamaks.

## I.2.2 Les tokamaks

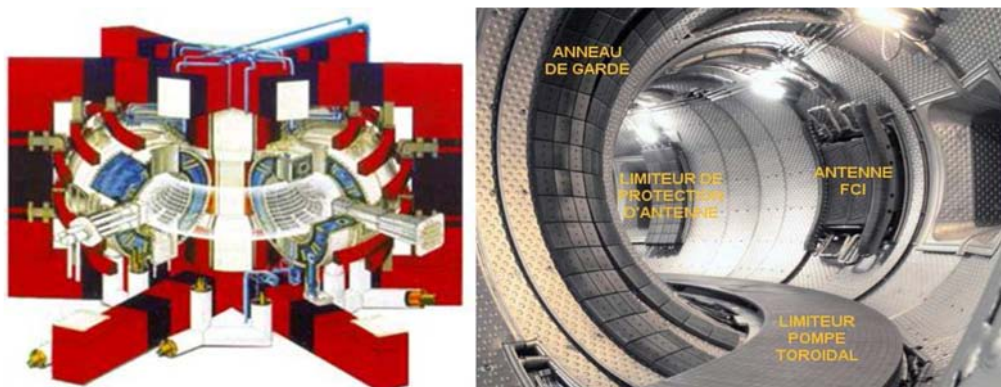
Il existe différentes structures magnétiques pour confiner le plasma. Celle du tokamak que l'on peut voir sur la figure I.3, avec sa forme toroïdale, permet d'obtenir les plasmas les plus performants en matière de confinement. Les géométries de types droites (ou cylindriques), contrairement à une géométrie torique, ont l'inconvénient de laisser échapper du plasma aux extrémités.

Le tokamak est une invention des russes Igor Yevgenyevich Tamm et Andreï Sakharov. Le mot tokamak vient d'ailleurs du russe « **toroidalnaya Kamera magnitnaya katoushka** » qui signifie chambre toroïdale à confinement magnétique. La figure I.4 montre le tokamak Tore Supra. Il est localisé à Cadarache dans le sud de la France.

La figure I.3 représente la structure magnétique d'un tokamak. Celle-ci est la combinaison d'un champ magnétique toroïdal généré par les bobines de champ toroïdal, et d'un champ magnétique poloïdal induit par le courant plasma, lui-même généré par des bobines de champ poloïdal. Les particules se trouvant dans le champ toroïdal subissent des dérives verticales. Ces dérives sont causées par la force centrifuge créée par la courbure et l'inhomogénéité du champ magnétique (décroissance en  $1/R$ ). Les ions et les électrons se dirigent alors dans des directions opposées, les uns vers le haut et les autres vers le bas. L'ajout d'un champ poloïdal et d'un champ vertical permet de compenser ces dérives et d'assurer la stabilité du plasma. Les lignes de champ magnétique sont alors hélicoïdales. Les particules passent alors successivement en haut et en bas de la configuration magnétique ce qui compense en moyenne l'effet de dérive.



**Figure I.3 :** structure magnétique d'un tokamak : Combinaison d'un champ toroïdal et poloïdal qui donne une configuration où les lignes de champ sont hélicoïdales.



**Figure I.4 :** (a) Maquette du tokamak Tore Supra situé à Cadarache (France).  
(b) photo de l'intérieur de Tore Supra (sur laquelle apparaît une antenne ICRF, voir I.2.4). [Image CEA]



Ces lignes de champ hélicoïdales s'enroulent autour de surfaces toriques emboîtées (surface magnétiques) avec un facteur de sécurité  $q(r)$  (Eq I.4). Ce taux d'enroulement appelé facteur de sécurité dépend du petit rayon du tore  $r$  et représente le nombre de tours toroïdaux que fait une particule au cours d'une révolution poloïdale.

$$q(r) = \frac{d\varphi}{d\theta} \quad \text{Eq I.4}$$

$$q(r) = \frac{2\pi r^2 B_0}{\mu_0 R_0 I_p(r)} \quad \text{Eq I.5}$$

où  $\varphi$  est l'angle toroïdal et  $\theta$  l'angle poloïdal comme représenté sur la figure I.4.

Le profil radial de ce facteur de sécurité dépend essentiellement du profil radial du courant plasma  $I_p(r)$ . Le théorème d'Ampère permet d'obtenir en coordonnées cylindriques  $q(r)$ . Dans un tokamak, ce facteur varie typiquement de 1 au centre à 3 au bord du tokamak.

Les lignes de champ magnétique qui possèdent le même facteur de sécurité peuvent être regroupées en surfaces magnétiques concentriques de même flux telles que présentées sur la figure I.5. L'ensemble formé par les surfaces fermées sur elles-mêmes va assurer le confinement plasma. Cet ensemble est borné par la dernière surface magnétique fermée (LCFS : Last Closed Flux Surface). Cette limite marque la transition entre le plasma confiné situé à l'intérieur de la LCFS et celui situé au-delà dans la zone appelée la Scrape-off Layer ou SOL.

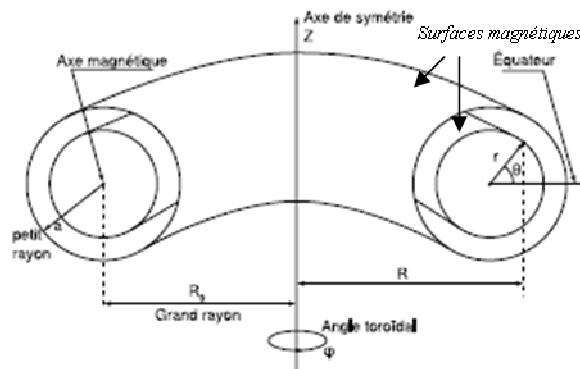


Figure I.5 : Définition des coordonnées. Schéma des surfaces magnétiques.

La figure I.5 présente les systèmes de coordonnées couramment utilisés dans les tokamaks. Le système cylindrique  $(R, \varphi, Z)$  et le système torique  $(r, \theta, \varphi)$ . Le premier est lié à la géométrie de la machine (la position dans le plan horizontal est défini par  $R$  : la distance par rapport au grand axe et  $\varphi$  : l'angle toroïdal autour de ce même axe. La position dans le plan vertical est quant à elle définie par  $Z$  : coordonnée d'altitude sur l'axe de symétrie de la machine), le second est plus adapté à la forme du plasma (la position dans le plan poloïdal est définie par  $r$  : la distance à l'axe magnétique du tokamak et  $\theta$  : l'angle avec le plan équatorial. La troisième coordonnée est ici l'angle toroïdal  $\varphi$ ). Dans la suite du manuscrit, nous pourrions bien souvent nous limiter à l'étude suivant les deux directions privilégiées que sont les directions parallèle et perpendiculaire aux lignes de champ. Elles seront respectivement notées // et  $\perp$ .

### I.2.3 Equilibre d'un plasma de tokamak

Le plasma comme les gaz exerce une pression cinétique  $p$  (dépendante de la température et de la densité), de l'intérieur vers l'extérieur. Pour confiner le plasma, cette pression doit être équilibrée par une pression exercée vers l'intérieur. C'est le rôle du champ magnétique qui va astreindre le plasma autour des lignes de champ magnétique. Cette pression (magnétique)

dépend directement de l'intensité du champ magnétique. La magnétohydrodynamique (MHD) permet de décrire cet équilibre entre pression cinétique et magnétique.

La MHD décrit le plasma comme un fluide magnétisé. La pression cinétique  $p$  et la densité de courant  $j$  sont les grandeurs physiques qui caractérisent le plasma (et  $B$  le champ magnétique). L'équation Eq I.6 traduit l'équilibre entre le gradient de pression cinétique du plasma ( $\vec{\nabla}p$ ) et la force magnétique (force de Laplace).

$$\vec{j} \wedge \vec{B} = \vec{\nabla}p \quad \text{Eq I.6}$$

L'efficacité du confinement du plasma (par le champ magnétique) est donnée par le facteur  $\beta$  (Eq I.7). C'est le rapport de la pression cinétique sur la pression magnétique au centre du plasma.

$$\beta = \frac{p}{B^2 / 2\mu_0} = \frac{n_e T_e + n_i T_i}{B^2 / 2\mu_0} \quad \text{Eq I.7}$$

où  $n_{i,e}$  et  $T_{i,e}$  sont respectivement la densité et la température (en eV) des ions ( $i$ ) et des électrons ( $e$ ),  $\mu_0$  la perméabilité du vide.

Plus  $\beta$  sera faible, meilleur sera le confinement. Pour éviter l'apparition d'instabilités hydrodynamiques  $\beta$  ne doit pas excéder quelques pour cent [Vermare2005]. L'obtention de décharges performantes nécessite donc un contrôle de la densité moyenne et une optimisation de la température afin que la pression cinétique ( $n_e T_e + n_i T_i$ ) puisse être importante tout en respectant la limitation de  $\beta$ . Pour y arriver, les tokamaks disposent entre autres, d'injecteurs de gaz uniformément répartis en périphérie du plasma, d'un dispositif de pompage et de dispositifs de chauffage (Tore Supra dispose ainsi d'une puissance cumulée de l'ordre de 20MW). Ce dispositif est important dans la mesure où le plasma doit être chauffé à des températures de l'ordre de 100 millions de degré.

## I.2.4 Chauffage et génération de courant

### Chauffage

Nous avons vu qu'un courant toroïdal induit (courant plasma) circulait dans le plasma. Celui-ci, créé par le solénoïde central qui correspond au primaire d'un transformateur (avec le plasma comme secondaire), sert à générer le champ magnétique poloïdal dans les tokamaks. De l'ordre de plusieurs MégaAmpères (Tab I.1) ce courant chauffe également le plasma par effet Joule. Cet effet n'est cependant efficace qu'à des températures limitées, en effet la résistivité du plasma liée aux collisions coulombiennes diminue avec l'accroissement de la température du plasma. En plus de ce régime de chauffage dit Ohmique, il convient alors d'utiliser des systèmes de chauffage additionnels afin d'espérer atteindre les températures requises pour les réactions de fusion. Ces types de chauffages additionnels se décomposent en deux familles : le chauffage par injection de neutres et le chauffage par ondes (figure I.6).

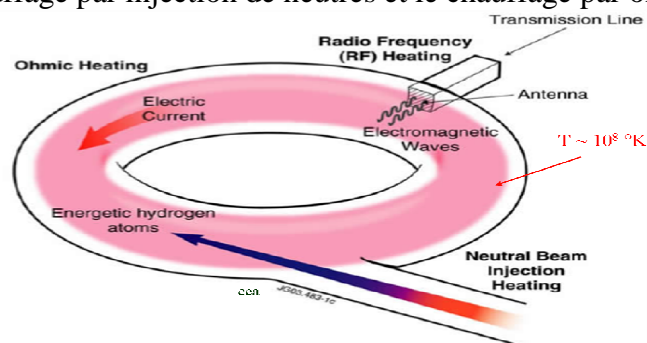
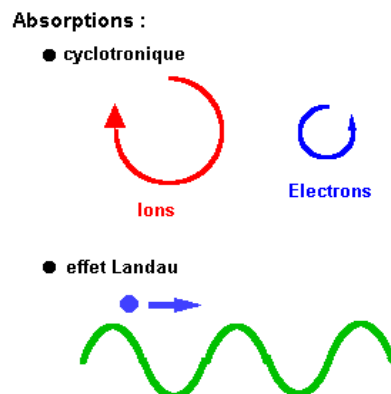


Figure I.6 : systèmes de chauffage utilisés dans les tokamaks.[image CEA]

Le chauffage par injection de particules neutres très énergétiques (énergie > 300 keV), généralement du deutérium, consiste à produire et à accélérer un faisceau d'ions hors de la chambre du réacteur. Ce faisceau après avoir été neutralisé sera envoyé dans le réacteur. Ces particules énergétiques vont entrer profondément dans le plasma avant d'être ionisées et piégées par le champ magnétique. Les collisions qui s'ensuivront vont redistribuer l'énergie et donc chauffer le plasma. Cette méthode contribue également à l'injection de combustible (e.g : deutérium) dans la machine [CEA2004].

Le chauffage par ondes électromagnétiques hautes fréquences consiste à coupler au plasma une onde à une fréquence résonante avec une catégorie de particules présente dans le plasma. Le choix de la fréquence permet ainsi de définir l'espèce de particules qui sera chauffée et la région où se fera l'absorption de l'onde et donc le chauffage. Des antennes émettrices situées sur les parois de l'enceinte de confinement transmettent (Figure I.4) au plasma l'énergie des ondes. Les types de chauffage utilisés se subdivisent en 2 catégories [CEA2004].

1) Le chauffage à la fréquence hybride basse (de l'ordre de 3-5 GHz) où l'onde cède de l'énergie aux électrons par effet Landau. L'onde et les particules du plasma ont pour cela quasiment la même vitesse de propagation. La situation peut être comparée à celle d'un surfeur qui se déplace quasiment à la même vitesse qu'une vague et profite de son énergie (Figure I.7). Ce type d'onde, générée dans des klystrons, est efficace pour le chauffage des électrons. La vitesse parallèle d'une partie de ceux-ci est en effet proche de la vitesse de phase de l'onde hybride.



*Figure I.7 : Absorption d'onde cyclotronique pour un ion et un électron.  
Absorption par effet Landau pour le chauffage par onde hybride*

2) Le chauffage aux fréquences cyclotrons électronique et ionique : le transfert d'énergie s'effectue dans ce cas lorsque la fréquence de l'onde est proche de celle de la fréquence de giration d'une des particules chargées, autour des lignes magnétiques. Le cas le plus favorable à l'absorption (ou au transfert d'énergie) correspondant à la situation où le champ électrique de l'onde tourne en phase avec la particule, c'est-à-dire pour une onde polarisée circulairement, tournant dans le sens de giration des électrons ou des ions. La particule subit alors une accélération continue, ce qui conduit à un transfert d'énergie de l'onde à la particule. Les pulsations cyclotroniques ioniques  $\Omega_{ci}$  et électroniques  $\Omega_{ce}$  sont définies respectivement par les équations Eq I.8 et Eq I.9.

$$\Omega_{ci} = \frac{ZeB}{m_i} \quad \text{Eq I.8}$$

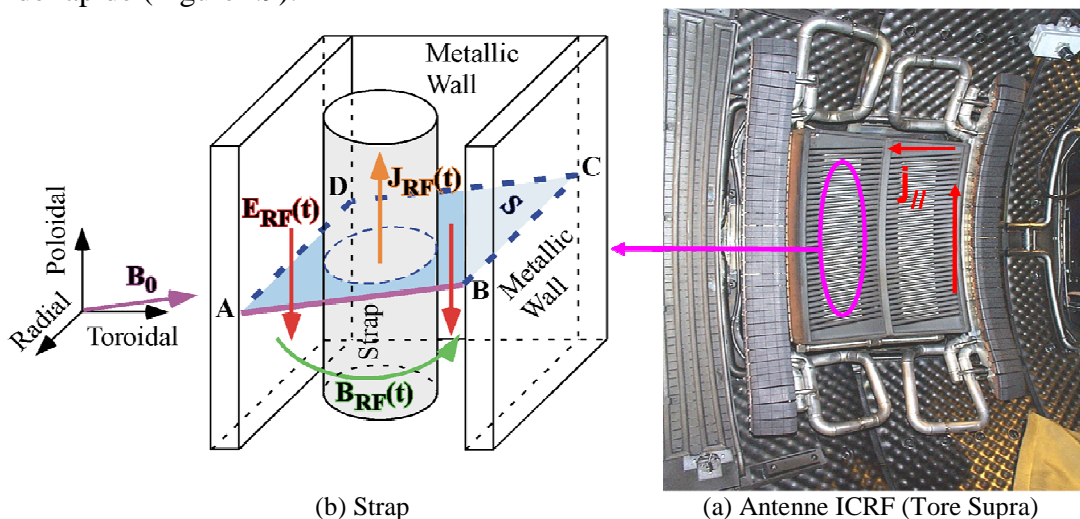
$$\Omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \quad \text{Eq I.9}$$

Où e est la charge élémentaire, Z le nombre de charges de l'ion,  $m_i$  et  $m_e$  respectivement la masse des ions et des électrons du plasma.

Les ondes cyclotroniques électroniques sont générées par des gyrotrons. Leur fréquence est de l'ordre de la centaine de gigahertz et leur longueur d'onde est millimétrique, ce qui rend leur effet localisé. L'inconvénient majeur de ce procédé est qu'il ne permet de chauffer directement que les électrons et non le plasma dans son ensemble.

Dans le cadre des travaux présentés dans cette thèse, nous allons nous intéresser particulièrement au cas du chauffage par ondes cyclotroniques ioniques. Celles-ci sont injectées à l'aide d'antennes ICRF (Ion Cyclotron Range of Frequency) ou FCI (fréquence cyclotronique ionique) encastrées dans des boîtes métalliques. La fréquence de ces ondes est comprise entre 30 et 80 MHz. La Figure I.8 montre la structure d'une telle antenne. Celle-ci est constituée de 2 straps qui sont situés derrière l'écran de Faraday qui couvre l'antenne. L'antenne est bordée par deux protections latérales (bumpers) qui la protègent du plasma (de bord), des tuyaux d'eau sont également visibles. Ils sont destinés à refroidir la face de l'antenne qui doit faire face à la charge thermique du plasma (plusieurs MW/m<sup>2</sup>). Une boîte métallique encastrée soutient l'ensemble.

Chaque strap (Figure I.8.b) va rayonner un champ électrique oscillant dont la composante principale est dans la direction poloïdale. L'écran de Faraday sert à éliminer la composante parallèle du champ électrique rayonné. Les antennes FCI de Tore Supra ont leurs straps déphasés de  $\pi$ , les courants y circulent en sens inverse l'un par rapport à l'autre. L'orientation du champ électromagnétique induit par le courant oscillant qui circule dans les straps va déterminer le mode sur lequel l'onde va se propager. Deux cas sont possibles : l'onde lente et l'onde rapide (Figure I.9).



**Figure I.8 :** (a) antenne ICRF sur laquelle apparaît les deux straps derrière l'écran de Faraday. L'antenne est protégée de part et d'autre par des protections latérales (bumpers). (b) schématisation d'un strap avec le courant, le champ électrique et le champ magnétique oscillant à la fréquence RF. [Image CEA]

L'onde se propageant dans la direction radiale et dont le champ électrique est dans la direction poloïdale est appelée onde magnéto-sonique de compression ou onde rapide. L'onde lente est celle dont le champ électrique est parallèle aux lignes de champs magnétiques. L'onde rapide transporte l'énergie à déposer dans le plasma. En se propageant de manière perpendiculaire aux surfaces de champ magnétique, elle peut arriver au cœur de la chambre torique et interagir avec le plasma s'y trouvant en le chauffant au niveau de la couche de résonance.

Avant d'arriver au cœur de la chambre, cette onde devra au préalable traverser une zone évanescente située près de la paroi du tokamak. En effet, la relation du tenseur diélectrique (pour un plasma froid et homogène) fait apparaître une densité limite en dessous de laquelle l'onde rapide se trouve évanescente (Figure I.10). La densité du plasma devant cette antenne

est un paramètre critique car si elle est trop faible, la puissance transmise au cœur sera trop faible. D'autre part, lors de sa propagation, une partie de la puissance de l'onde rapide est réfléchie vers l'antenne risquant ainsi de l'endommager. Un système de sécurité consistant à modifier l'impédance de l'antenne par une capacité variable veille cependant à la protéger contre de telles situations.

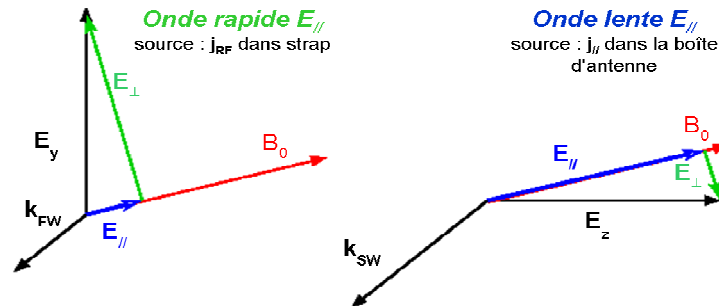


Figure I.9 : Onde rapide et lente induit oscillant

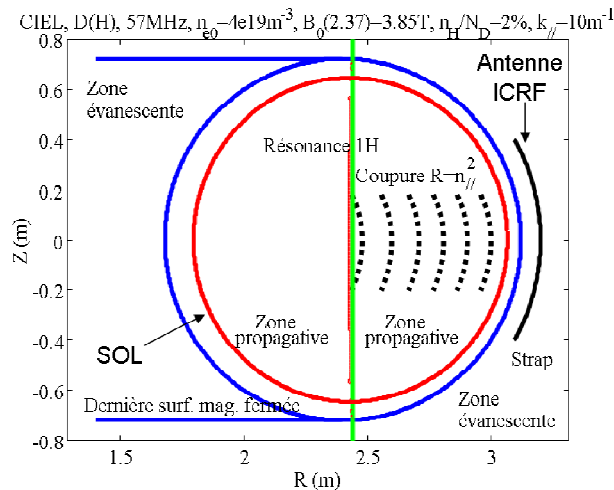


Figure I.10 : Coupe poloidale représentant la zone évanescente et de résonance de l'onde FCI dans le plasma [image CEA]

L'absorption cyclotronique résonante est plus efficace avec un plasma possédant au moins deux espèces d'ions différentes (afin d'éviter l'effet de blindage). La méthode dite du chauffage minoritaire est alors utilisée. Elle utilise un plasma composé d'un mélange d'ions hydrogène et d'ions deutérium. Le rapport des densités d'hydrogène et de deutérium  $n_H/n_D$  étant très faible (1 à 2 %). La fréquence de l'onde utilisée est celle de l'hydrogène qui est l'espèce minoritaire. L'onde se trouve alors fortement absorbée, dans la zone de résonance, par les ions hydrogène. Ces hydrogènes seront alors fortement accélérés, leur énergie va croître et va être transmise au reste du plasma par collisions.

D'autres méthodes existent : le chauffage par conversion d'onde et le chauffage cyclotronique harmonique. Dans le premier cas, l'onde magnéto-sonique est convertie en une onde lente électrostatique qui va chauffer les électrons. Cette méthode est utilisée dans le cas d'une situation où aucune espèce d'ions minoritaire n'est présente dans le plasma. Dans le second cas, la fréquence de l'onde utilisée est une harmonique de la fréquence cyclotronique (en pratique le second).

Le chauffage par onde cyclotronique ionique est le système de chauffage le plus efficace pour chauffer le plasma. Les 3 antennes FCI présentent sur Tore Supra une puissance totale de 12 MW. L'utilisation de ce type d'antenne engendre cependant de nombreux problèmes tels l'apparition de points chauds sur les coins de l'antenne (Chapitre II).

Les différentes méthodes de chauffages que nous venons de présenter ont un autre intérêt que le chauffage du plasma. Ils permettent également de générer du courant toroïdal.

### **Génération de courant**

Nous avons vu précédemment que le champ magnétique dans le tokamak est la somme d'un champ magnétique toroïdal et poloïdal. La génération de ce dernier est cependant limitée par le fait qu'il est induit par un courant toroïdal dû à une variation de flux dans un circuit primaire. Il est donc nécessaire de pouvoir générer de manière permanente du courant toroïdal afin d'envisager la réalisation de décharges longues.

La génération de courant non inductif peut se faire en utilisant les chauffages par injection de particules énergétiques ou par ondes. Dans le premier cas, de l'impulsion est transmise aux particules du plasma dans la direction toroïdale en dirigeant le faisceau de particules de manière convenable. Dans le second cas, le transfert d'impulsion dans la direction toroïdale se fait en ajoutant un effet de directionnalité au spectre des ondes. Ainsi, elles n'entreront en résonance qu'avec des particules ayant la direction souhaitée. Les ondes les plus efficaces pour générer du courant sont celles à la fréquence hybride.

Il est aussi possible de générer du courant à l'aide d'une antenne FCI disposant de plusieurs straps déphasés entre eux de façon à créer une somme d'onde dont la vitesse de phase toroïdale permet d'accélérer les particules.

### **I.2.5 Les tokamaks : exempli gratia**

Tore Supra (Figure I.4) est le seul tokamak actuellement installé en France à Cadarache, il sera suivi dans « quelques » années par ITER qui est en cours de construction sur le même site. De nombreux autres tokamaks sont disséminés dans le monde. Toutes ces machines sont répertoriées dans le tableau Tab I.1 qui fournit aussi leurs caractéristiques.

Le projet Tore Supra fut lancé en 1978 à la même période que la construction de nombreux autres tokamaks (TFTR (USA), JET (Angleterre), JT-60U (Japon)). Mis en service en 1988, son objectif assumé était d'explorer la physique et la technologie des décharges longues. Pour cela, il est constitué de bobines supra-conductrices (18 bobines toroïdales) refroidies en permanence à l'hélium liquide et d'un limiteur pompé toroïdal (le plancher de Tore Supra visible sur la Figure I.4) pouvant supporter jusqu'à 20 MW/m<sup>2</sup>. Ces éléments permettent respectivement de fournir un champ permanent et d'extraire la chaleur du plasma par l'intermédiaire d'un circuit d'eau sous pression. Ainsi l'échauffement des éléments du réacteur qui se trouvent face au plasma sera limité et la durée des décharges sera prolongée. Ce dispositif a permis à Tore Supra d'établir le record mondial de la plus longue décharge dans un tokamak (une durée de 6min30s) et de la plus grande quantité d'énergie extraite du plasma lors de cette même décharge (plus d'un Gigajoules), ceci bien que ce soit un réacteur de taille moyenne comparé aux autres tokamaks (Tab I.1). Le rendement de Tore Supra est cependant négligeable, ceci dû au fait que son plasma est composé d'hydrogène et de deutérium dont la probabilité de fusion est faible. Les résultats obtenus par Tore Supra restent pourtant importants. Des compétences ont été acquises dans des domaines de hautes technologies telles que ceux du refroidissement des aimants supraconducteurs, des techniques d'extraction de la chaleur avec des parois capables de résister, en continu, à des flux de chaleur proche de ceux présents à la surface du soleil et des méthodes de chauffage du plasma par ondes. Toutes ces résultats seront indispensables dans l'établissement d'un réacteur industriel de longue durée.

D'autres problématiques de la fusion sont étudiées sur les diverses machines existantes. Le plus grand tokamak à l'heure actuelle est JET (Joint European Torus) qui se trouve à Culham en Angleterre. Il est constitué de 32 bobines en cuivre, son plasma est composé de



deutérium et de tritium ce qui impose un équipement spécifique nécessaire à la gestion du tritium (stockage, injection dans l'enceinte de confinement, séparation des hydrogènes des gaz extraits) et à la télé-manipulation de ses composants internes afin d'entretenir la chambre intérieure. Ce système a notamment permis en 1998 de remplacer entièrement le divertor (qui gère l'extraction des déchets de la fusion). Ce tokamak étudie la physique des plasmas à haut rendement sur des temps courts (quelques secondes). Les aspects liés au chauffage du plasma par les particules alpha sont aussi étudiés. C'est le seul tokamak qui a presque réussi à atteindre les conditions du « breakeven » avec un facteur d'amplification  $Q = 0.69$ . Ce facteur est le rapport entre la puissance de fusion produite et la puissance extérieure fournie au plasma pour le chauffer.

La figure I.11 présente l'intérieur du tokamak allemand ASDEX Upgrade. Il s'agit d'un tokamak de taille moyenne (Tab I.1). Il est installé à Garching depuis 1991. Son nom vient de la configuration magnétique spéciale appelée divertor (Axially Symmetric Divertor Experiment). La conception de ce tokamak combine ainsi le concept réussi de divertor avec les conditions d'un réacteur à fusion de prochaine génération, en particulier le besoin d'avoir un plasma de forme ovale. La configuration de ce tokamak est ainsi proche de celle qui sera installé sur ITER. La puissance de chauffage installée est de l'ordre de 28 MW. Elle permet d'avoir des flux d'énergie, dans le plasma de bord, équivalents à ceux qui surviendront dans ITER. Les propriétés de son plasma sont aussi adaptées aux conditions qui régneront dans les futurs réacteurs industriels. Ce tokamak offre la possibilité d'étudier le comportement du divertor face au plasma pour des décharges de fortes puissances.



*Figure I.11 : Photo de l'intérieur d'ASDEX Upgrade [image IPP]*

Parmi les autres tokamaks on peut également citer JT-60 au Japon qui fait parti des plus grands tokamaks (avec JET). TFTR aux USA a lui été fermé en 1997. Les études menées sur les différents tokamaks ont en outre permis d'effectuer de nombreux progrès notamment sur les méthodes d'amélioration du confinement.

Grace à ces machines, la physique et la technologie de la fusion ont connu des avancées considérables. Les différentes questions posées par la problématique de la fusion ont en majeure partie obtenu des réponses, mais bien souvent de manière indépendante. Un objectif majeur est de pouvoir intégrer tous les résultats et développements établis dans une même structure, c'est l'un des buts du projet international ITER qui doit montrer la « voie » à suivre afin de concevoir un réacteur industriel. Réussir cette entreprise permettrait alors à l'humanité de disposer d'une source d'énergie abondante et peu polluante au monde.

machine	pays	petit rayon a(m)	grand rayon R(m)	courant plasma I (MA)	champ magnétique B (T)
ITER	international	2	6,2	15	5,3
JET	Union européenne	1	2,96	7	3,5
JT-60U	Japon	0,85	3,2	4,5	4,4
TFTR (fermée)	USA	0,85	2,5	2,7	5,6
Tore Supra	France	0,8	2,4	2	4,2
T-15	Russie	0,7	2,4	2	4
DIII-D	USA	0,67	1,67	3	2,1
ASDEX-U	Allemagne	0,5	1,67	1,4	3,5
TEXTOR-94	Allemagne	0,46	1,75	0,8	2,6
FT-U	Italie	0,31	0,92	1,2	7,5
TCV	Suisse	0,24	0,875	1,2	1,43
C-MOD	USA	0,22	0,67	1,5	8,07
MAST	GB	0,5	0,7	2	0,63
NSTX	USA	0,67	0,85	1	0,6

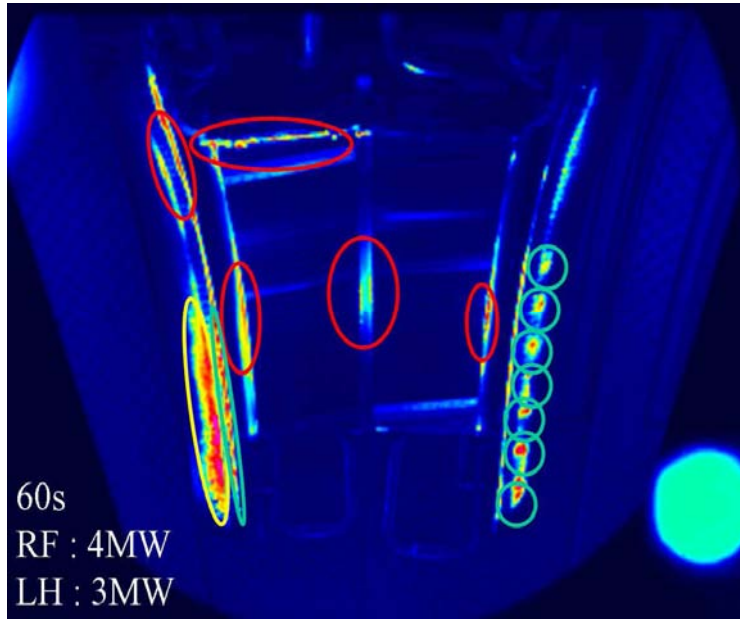
*Tab I.1 : Caractéristique des principaux tokamaks.*

### I.3 Problématique de la thèse

Les problèmes majeurs de la fusion sont : la compréhension de la dynamique des populations supra-thermiques en régime thermonucléaire, la génération et le contrôle du courant en régime continu, la compréhension de la turbulence et du transport associé et enfin le problème de l'interaction du plasma avec les parois matérielles, qui est l'aspect sur lequel notre thèse est axé. L'objectif de réaliser un réacteur électrogène, ayant par conséquent une décharge de longue durée, passe par la résolution de ces quatre grands problèmes.

L'interaction du plasma avec les parois du réacteur est un point important, dans la mesure où les flux de chaleur arrivant sur les parois d'un tokamak vont constituer un facteur fortement limitant pour son fonctionnement [Colas2005]. Les expériences menées sur Tore Supra et le stellarator LHD ont ainsi montré que pour les décharges de longue durée, il est nécessaire de réduire les points chauds induits par les champs électromagnétiques RF intenses émis par les antennes de chauffage. La figure I.12 présente quelques exemples de points chauds qui ont été observés sur Tore Supra [Colas2006]. Ceux-ci ont longtemps été négligés du fait de l'utilisation de décharges de courtes durées et de l'absence de diagnostics, tels que les caméras infrarouges, permettant de les détecter. Afin d'éliminer et de contrôler ces points chauds, il est nécessaire de comprendre comment des particules du plasma peuvent heurter des éléments de la paroi d'un tokamak.





*Figure 1.12 : points chauds observés par imagerie infrarouge sur l'antenne ICRF de Tore Supra (image CEA)*

Pour réaliser cet objectif il est primordial d'étudier les phénomènes physiques qui apparaissent dans le voisinage des parois d'un tokamak, notamment dans le voisinage (proche et lointain) des antennes ICRF. Cette zone, proche des parois, où ont lieu des pertes de particules du plasma est la SOL (Scape-off Layer) [Stangeby2000]. L'étude menée doit tenir compte des gaines (se formant devant toute paroi matérielle), des champs électriques et des courants dans la SOL.

Les gaines RF générées par les champs proches devant les antennes RF [Noterdaeme1993] induisent une rectification des potentiels [Colas2002]. Cette rectification a été identifiée comme l'un des mécanismes capables d'induire une augmentation du flux de chaleur déposé sur la structure de l'antenne, d'une part et d'autre part de générer une distribution de potentiel continu DC dit "rectifié" capable de générer des cellules de convection juste devant l'antenne. Ces cellules sont susceptibles de modifier la densité devant les antennes [Dippolito1993]. Ces cellules de convection vont se retrouver plus précisément aux coins supérieur et inférieur de l'antenne RF de Tore Supra [Colas2005]. En considérant que les tubes de flux devant l'antenne RF ne sont pas indépendants mais qu'ils peuvent échanger des courants, notamment des courants de polarisation, une augmentation de la valeur du potentiel rectifié est déduite [Faudot2006]. Un tube de flux est une portion de plasma longeant une ligne magnétique ouverte pour lequel il est possible de dissocier la dynamique parallèle et perpendiculaire puisque le champ magnétique tend à réduire le mouvement dans la direction transverse.

La gaine dont les propriétés découlent de celles du plasma de bord a ainsi une forte influence sur les quantités de flux qui peuvent se déposer sur les parois. La gaine, épaisse de quelques longueurs de Debye, est une zone chargée positivement qui naît de la différence d'inertie entre les ions et les électrons. Elle équilibre, en régime stationnaire, les flux ionique et électronique et permet de maintenir le plasma quasi-neutre. La taille de la gaine et son potentiel sont fixés par les paramètres du plasma de bord (température, densité).

Un autre effet inhérent aux gaines RF est l'apparition de courants DC électronique sur les structures d'antenne ICRF [Van Nieuwenhove1992] et ionique sur la sonde [Gunn2008] magnétiquement connectée à l'antenne. Un des objectifs de la thèse a été d'établir un modèle analytique permettant d'expliquer l'apparition de ces courants en tenant compte des gaines de façon auto-cohérente pour des fréquences RF cyclotronique ionique. La validation des

hypothèses du modèle ainsi que ses prédictions doivent être faites notamment par des simulations numériques ou par des mesures de sondes.

Le chapitre II rappelle les éléments nécessaires à la compréhension de l'interaction de flux de particules du plasma avec la paroi. Il introduit pour cela la physique du plasma de bord dans la SOL. La gaine et ses paramètres sont ainsi étudiés. Le modèle double sonde est présenté dans ce chapitre. Celui-ci servira de base au modèle analytique que nous développerons pour expliquer la génération de courants DC par des sources RF. La dernière partie de ce chapitre est consacrée aux gaines en présence de RF. Celles-ci induisent le processus de rectification des potentiels RF à l'origine des points chauds qui apparaissent sur l'antenne ICRF pendant son fonctionnement.

La rectification des potentiels RF se traduit par la création de potentiels DC élevés devant l'antenne ICRF. La valeur de ces potentiels DC, moyennes des potentiels sur une période ICRF, peut être du même ordre que l'amplitude des potentiels RF. Ces forts potentiels DC sont capables d'accélérer et de dévier les flux de particules sur l'antenne. La conséquence de cela est l'apparition de points chauds aux coins de l'antenne mais aussi des courants DC le long des lignes de champ.

Le chapitre III contient les résultats des principaux travaux que nous avons menés sur les courants DC circulant le long des lignes de champ connectées aux antennes. Les évaluer est nécessaire dans l'optique d'effectuer des mesures de sonde fiable. Afin de comprendre comment de tels courants peuvent être générés, nous avons modélisé deux types de connexion magnétique à une antenne ICRF : la connexion d'une ligne ouverte aux bumpers de l'antenne et la connexion de l'antenne à une sonde de Langmuir ou à un autre point de la paroi interne du tokamak. La dynamique des particules dans ces cas a été intégrée dans un modèle de tube de flux dit de sonde double. Ce modèle est bien adapté aux plasmas magnétisés. Le plasma reste ainsi confiné le long des lignes de champ magnétique et la dynamique parallèle se dissocie de la dynamique perpendiculaire. Ce modèle est adaptable aux situations que nous souhaitons modéliser. En effet, la polarisation peut être établie de manière symétrique (deux électrodes en opposition de phase à chaque extrémité du tube de flux [Godiak1986]) ou asymétrique (une seule électrode excitée). L'objet principal du travail est alors la résolution du modèle double sonde avec courants transverses pour un modèle symétrique ou asymétrique appliqué devant une antenne ICRF en tenant compte des importants courants de polarisation. La résolution de ces modèles doit permettre d'évaluer les courants instantanés et moyens collectés sur les différentes électrodes.

Les résultats du modèle seront confrontés aux résultats des simulations numériques et aux récentes mesures expérimentales faites sur ASDEX Upgrade. Pour les simulations, un code fluide et un code PIC seront utilisés.

Le chapitre IV étudie les courants collectés sur les électrodes du modèle en s'intéressant à la distribution spatiale de ces courants, notamment à la longueur transverse sur laquelle ils s'établissent. L'objectif est de connaître les dépendances de cette longueur avec des paramètres tels que la longueur de connexion magnétique et la fréquence de l'électrode RF. Ce comportement sera comparé à l'évaluation théorique que l'on peut trouver dans la littérature.

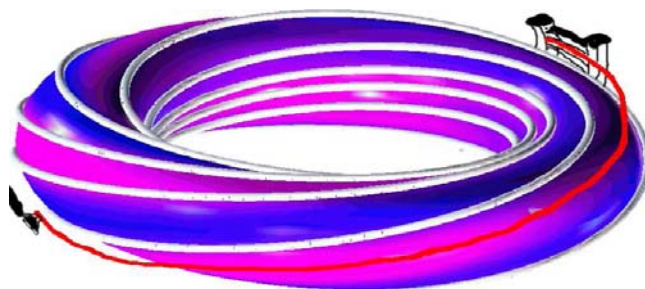
Le chapitre V étend la compréhension des mesures de sonde en présence d'une source RF. Dans ce cas l'objectif est de déterminer les propriétés d'une caractéristique Courant DC-Tension DC d'une sonde, notamment le potentiel flottant, la pente à l'origine et les valeurs limites des courants collectés par la sonde en environnement RF. Pour cela on s'aidera du modèle asymétrique développé au chapitre III. Dans ce cas, l'électrode sonde sera polarisée à différents potentiels DC. Les résultats analytiques obtenus seront également comparés aux simulations numériques.

## II Physique du plasma de bord : SOL et gaines RF

Dans ce premier chapitre, nous introduirons de façon générale les phénomènes de base de la physique des plasmas de bord et en particulier ceux qui régissent les interactions entre un plasma et une paroi. Ce chapitre abordera ainsi particulièrement la physique des gaines. L'effet d'une source RF (RadioFréquence) sur les gaines sera décrit. Nous présenterons également un modèle de sonde double appliqué à ces gaines RF. Ce modèle permet d'étudier la situation qui correspond à notre travail de thèse. L'objectif n'est pas de faire ici une étude exhaustive de ces phénomènes, mais de donner les éléments essentiels à la compréhension des chapitres suivants. L'étude des phénomènes de base de la physique des plasmas et en particulier de celle des plasmas de bord de tokamaks apparaissant dans ce chapitre est issue des références [Chen1983] [Stangeby2000] [Rax2005].

Les situations que nous allons étudier font intervenir le problème de l'interaction plasma/paroi. Ce type de problème apparaît également dans de nombreuses applications des plasmas de décharges, en effet ces plasmas artificiels sont générés et confinés à l'intérieur d'enceintes. Cette situation se retrouve aussi bien dans le domaine des plasmas froids (gravure, dépôt sur un substrat) que celui des plasmas de fusion. Ces derniers, même s'ils sont confinés par le puissant champ magnétique (quelques teslas) présent dans les tokamaks, interagissent néanmoins avec les parois matérielles du réacteur.

Dans les tokamaks, deux types de lignes magnétiques se distinguent. Les Lignes Magnétiques Fermées (LMF) sur elles mêmes et les Lignes Magnétiques Ouvertes (LMO) connectées à la paroi du tokamak (Figure II.1). Les premières assurent le confinement des particules et sont bornées par la Dernière Surface Magnétique Fermée (DSMF), les secondes quant à elles vont guider les particules, qui se retrouvent à l'extérieur de la DSMF, vers les parois. Nous considérerons les LMO comme des tubes de flux dont la dynamique perpendiculaire est négligeable par rapport à la dynamique parallèle. Cette fine zone, englobant les LMO, est située entre la DSMF et la paroi est appelée Scrape-off Layer ou SOL (« Section à l'Ombre du Limiteur »). La figure I.10 (du chapitre I) fait apparaître cette SOL et la zone du plasma de cœur (confiné) limitée par la DSMF. C'est dans la SOL que va se faire la majeure partie des interactions plasma/paroi. Par ailleurs, les mesures de différents paramètres du plasma (densité, potentiel flottant, température, vitesse moyenne) sont, en partie, réalisées par des sondes qui interagissent avec le plasma dans lequel elles sont plongées.



*Figure II.1 : Types de lignes magnétiques dans un tokamak.  
Exemples de Lignes Magnétiques Fermées (en blanc) et de Ligne Magnétique Ouverte (en rouge).*

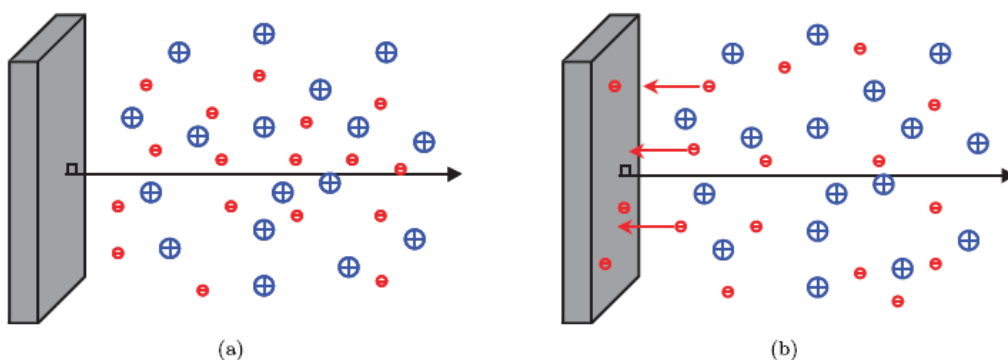
Ces interactions (plasma/paroi) ne sont pas sans incidence sur la paroi, en particulier sur la longévité des éléments faisant face au plasma et sur celle des décharges. Les parois, bombardées par les ions (pulvérisation ionique) du plasma, vont être érodées. Les atomes

« rejetés » lors de ce processus d'érosion sont ensuite rapidement ionisés, ce qui génère des impuretés dans le plasma. Ces impuretés peuvent contaminer le cœur du plasma et donc dégrader son confinement [Matthews1994] [Stangeby1990]. Ces phénomènes vont ainsi être à l'origine de la limitation des performances des machines actuelles ce qui rend leurs études cruciales pour les machines futures. Les études menées dans ce domaine ont commencé en 1929 avec les travaux de Tonks et Langmuir [Tonks1929], les nombreuses publications recensées chaque année montrent l'importance de ce sujet.

## II.1 Les gaines

Afin de comprendre la transition entre un plasma et une paroi, nous allons réaliser l'expérience de pensée où une paroi matérielle non polarisée fait face à un plasma au repos (figure II.2). Pour cela nous allons supposer que cette paroi est quasi-infinie et parfaitement collectrice de sorte que toutes les particules arrivant à sa surface sont neutralisées par celle-ci. Ces particules se recombinaient alors en atomes neutres. Cette collection de particules constitue un puit de particules pour le plasma. Afin de maintenir un état stationnaire, une source plasma est nécessaire. Le plasma utilisé, dans cette expérience, est un plasma d'hydrogène constitué de protons et d'électrons à l'équilibre thermodynamique dont la vitesse moyenne des charges est nulle (figure II.2.a). Dans la section II.3 nous aborderons le cas où un champ magnétique est présent.

Lorsque le plasma est mis en contact avec la paroi, des ions et électrons vont se diriger et s'accumuler sur celle-ci. En effet si à l'échelle macroscopique la vitesse des particules est nulle (plasma au repos), à l'échelle microscopique les particules du plasma sont en mouvement du fait de leur agitation thermique. La vitesse de ces particules est alors de l'ordre de la vitesse thermique  $v_{ths} = (k_B T_s / m_s)^{1/2}$ .  $T_s$  et  $m_s$  étant respectivement la température et la masse de l'espèce  $s$  (ions ou électrons). Les électrons possédant une masse très inférieure à celle des ions, leur vitesse thermique est ainsi bien plus importante pour des températures électronique et ionique du même ordre de grandeur. Comme la figure II.2.b le montre, pour une durée donnée, beaucoup plus d'électrons que d'ions vont alors arriver sur la surface de la paroi et y être collectés.

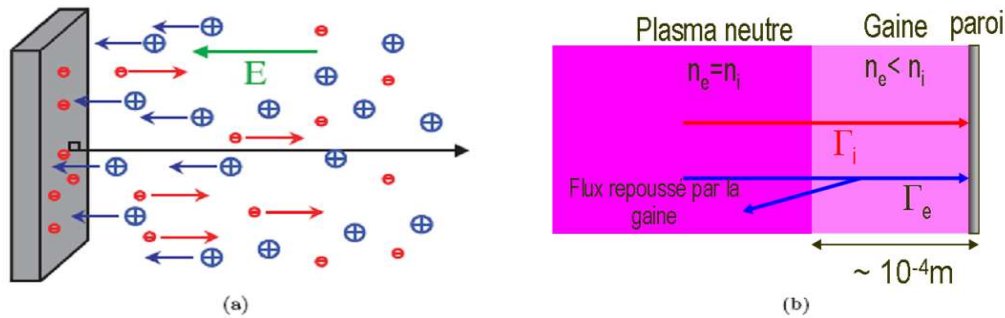


**Figure II.2 :** (a) paroi collectrice mis en contact avec un plasma d'hydrogène. Ions (en bleu) et électrons (en rouge). (b) les électrons sont (principalement) collectés sur la paroi du fait de leur mobilité plus importante.

En s'accumulant sur la paroi, les électrons la polarisent négativement par rapport au plasma et un champ électrique orienté vers la paroi apparaît (figure II.3.a). Ce champ électrique a pour effet de freiner voire de repousser, vers le plasma, les électrons incidents et par contre il va accélérer les ions vers la paroi (figure II.3.b). Étant acquis que le plasma demeure quasi-neutre, le flux électronique incident va diminuer pendant que le flux ionique

incident va lui augmenter. Un équilibre va s'établir lorsque ces flux vont s'égaliser au niveau de la paroi (diffusion ambipolaire). La charge électrique de la paroi n'évoluera alors plus. L'état final sera constitué d'une paroi chargée négativement écrantée par une région de l'espace dans laquelle les ions sont majoritairement présents. Cette zone de charge d'espace positive porte le nom de *gaine de Debye* ou *gaine* (figure II.3.b).

Le plasma restant au repos, une zone appelée *prégaine*, située entre le plasma et la gaine, va permettre aux ions d'être accélérés et d'entrer dans la gaine avec une certaine vitesse dirigée (voir section II.2.1). Cette prégaine sera décrite que dans la section II.2.2.



**Figure II.3 :** (a) champ électrique créé par la collection des électrons sur la paroi. Les flèches bleues et rouges montrent le mouvement des ions et des électrons qui en découle. (b) schéma d'une gaine (chargée positivement) située entre le plasma neutre et la paroi.  $\Gamma_i$  et  $\Gamma_e$  sont respectivement les flux ionique et électronique. La longueur de gaine est de l'ordre de  $10^{-4}$  m dans les conditions de bord d'un tokamak.

L'équation de Poisson (Eq II.1) permet, en statique, de comprendre cet équilibre. Cette équation permet de déterminer la longueur caractéristique sur laquelle toute perturbation de potentiel dans le plasma est masquée. Cette longueur d'écrantage  $\lambda_D$  est appelée *longueur de Debye* (Eq II.2). Elle donne l'ordre de grandeur de la longueur de gaine, même si en fait elle vaut plusieurs longueurs de Debye du fait que la densité électronique n'est jamais nulle dans la gaine comme cela est supposé dans l'approximation de la longueur de Debye par l'équation de Poisson.

$$\frac{d^2V}{dz^2} = \frac{e}{\epsilon_0}(n_e - n_i) \quad \text{Eq II.1} \quad \lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2 n_0} \right)^{1/2} \quad \text{Eq II.2}$$

Dans les conditions de bord,  $T_e \approx 20$  eV et  $n_0 \approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , la longueur de la gaine est ainsi de l'ordre de  $10^{-4}$  m. Cette longueur est négligeable devant les longueurs des LMO (~ quelques mètres) dans la SOL. Dans les plasmas de bord de tokamak, cette longueur plus petite que le libre parcours moyen [Wesson1997] permet de considérer la gaine comme un milieu peu collisionnel (Tab II.1). Malgré sa petite taille, la gaine a une importance capitale sur la physique du plasma de bord.

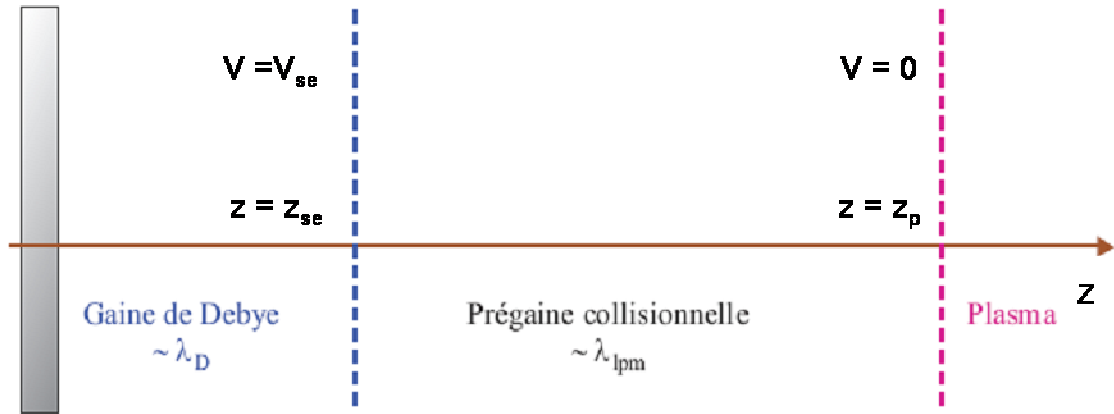
### II.1.1 Le critère de Bohm

Afin de mieux décrire la gaine nous allons recourir ici à une modélisation fluide. La figure II.4 donne l'allure générale d'une transition entre un plasma et une paroi (non magnétisée). Proche de la paroi se trouve la gaine déficitaire en électrons. Entre cette gaine et le plasma se trouve la prégaine. Nous étudierons uniquement la gaine ici, nous nous intéresserons à la prégaine dans la section suivante.

L'étude théorique la plus simple des gaines se fait en considérant une distribution de Boltzmann pour les électrons. Cette hypothèse permet d'établir les paramètres importants de la gaine comme le critère de Bohm ou sa caractéristique courant-tension [Stangeby2000]. Les



électrons dont l'inertie est alors négligée sont soumis à un équilibre entre l'action du potentiel électrique (champ répulsif présent dans la gaine) et leur force de pression. La densité électronique varie alors instantanément avec le potentiel pour maintenir cet équilibre.



**Figure II.4** : les différentes zones de la transition plasma – paroi (non magnétisée). La paroi bordée par la gaine qui écranse sa charge ; la longueur de gaine est de l'ordre de  $\lambda_D$ . La prégaine collisionnelle, dominée par les collisions, est située entre la gaine et le plasma ; sa longueur est donnée par le libre parcours moyenne  $\lambda_{lpm}$ . Puis le plasma quasi-neutre.

$V_{se}$  est le potentiel à l'entrée de la gaine (l'indice *se* pour sheath edge),  $n_{se}$  sa densité.  $V$  est le potentiel à un point de coordonnée  $z$ . Le plasma étant neutre, il va servir de référence de potentiel, et son potentiel sera considéré comme étant nul (ainsi à partir du début de la prégaine  $V = 0$  V). Sa densité sera  $n_0$ . La relation de Boltzmann s'écrit alors :

$$n_e(z) = n_0 \exp\left(\frac{eV}{kT_e}\right) = n_{se} \exp\left(\frac{e(V - V_{se})}{kT_e}\right) \quad \text{Eq II.3}$$

Le plasma demeurant au repos, la vitesse des ions  $y$  est supposée nulle. De plus, nous supposons que les ions ne subissent aucune collision dans la prégaine tout comme dans la gaine. La conservation de l'énergie des ions s'écrit alors :

$$\frac{1}{2}m_i v_{se}^2 + eV_{se} = \frac{1}{2}m_i v_{plasma}^2 + eV_{plasma} = 0 \quad \text{Eq II.4}$$

Ainsi :

$$\frac{1}{2}m_i v_{se}^2 = -eV_{se} \quad \text{Eq II.5}$$

Cette conservation s'écrit pour les ions à  $z$  :

$$\frac{1}{2}m_i v_i^2(z) = -eV(z) \quad \text{Eq II.6}$$

L'équation de continuité [Eq II.7](#) couplée aux deux équations précédentes permet d'obtenir l'équation [Eq II.8](#) qui relie la densité ionique et le potentiel.

$$n_i(z)v_i(z) = n_{se}v_{se} \quad \text{Eq II.7}$$

$$n_i(z) = n_{se}v_{se} / v_i(z) = n_{se}(V_{se} / V(z))^{1/2} \quad \text{Eq II.8}$$

En utilisant les équations [Eq II.3](#) et [Eq II.8](#) avec l'équation de Poisson [Eq II.1](#) nous obtenons la relation non linéaire [Eq II.9](#) qui donne le profil de potentiel sur toute la longueur de la gaine.

$$\frac{\partial^2 \Delta V}{\partial z^2} = -\frac{en_{se}}{\epsilon_0} \left( \left( \frac{V_{se}}{V} \right)^{1/2} - \exp \left( \frac{e(V - V_{se})}{kT_e} \right) \right) \quad \text{Eq II.9}$$

Nous allons nous intéresser à la lisière de l'entrée de la gaine. Avec  $\Delta V = V_{se} - V > 0$ , nous pouvons ainsi faire un développement limité des deux termes non linéaires de la partie droite de l'expression Eq II.9. Au premier ordre l'équation Eq II.10 est alors obtenue.

$$\frac{\partial^2 \Delta V}{\partial z^2} \approx \frac{en_{se}}{\epsilon_0} \Delta V \left( \frac{e}{kT_e} - \frac{1}{2|V_{se}|} \right) \quad \text{Eq II.10}$$

L'équation Eq II.10 est de la forme  $y'' + a.y = 0$ . Ce type d'équation différentielle a des solutions sinusoïdales lorsque  $a > 0$ , or physiquement une solution où nous aurions des gaines spatialement oscillantes est inacceptable. Dans notre cas  $a < 0$  soit :

$$\frac{e}{kT_e} \geq \frac{1}{2|V_{se}|} \quad \text{Eq II.11}$$

Avec la relation Eq II.5, la condition de stabilité de la gaine :

$$v_{se} \geq c_s = \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad \text{Eq II.12}$$

La vitesse acoustique ionique s'écrit  $c_s = (kT_e/mi)^{1/2}$  dans le cas d'ions monocinétique à température nulle  $T_i = 0$ . Dans le cas où  $T_i \neq 0$ , un résultat similaire est obtenu et le critère de Bohm prend la forme (voir section II.2.4) :

$$v_{se} \geq c_s = \left( \frac{k(T_e + T_i)}{m_i} \right)^{1/2} \quad \text{Eq II.13}$$

Cette condition appelée critère de Bohm, impose que la vitesse des ions à l'entrée de la gaine soit supérieure à la vitesse acoustique ionique. Nous verrons dans le cadre de l'étude de la pré-gaine que  $v_{se} \leq c_s$  dans cette zone (Figure II.6). Nous pouvons dès lors dire que la vitesse des ions à l'entrée de la gaine  $v_{se} = c_s$ . À partir de l'équation Eq II.9, nous pouvons constater que le potentiel diminue dans la gaine ce qui signifie, en tenant compte de l'équation de Poisson, que  $n_i > n_e$  dans la gaine. La gaine est donc bien une zone de charge d'espace positive comme vu dans la construction du modèle.

Nous pouvons remarquer qu'avec l'équation Eq II.10, la valeur caractéristique  $L_{gaine}$  de la longueur de la gaine peut être évaluée. Nous obtenons :

$$\frac{\Delta V}{L_{gaine}^2} \approx \frac{en \Delta V}{\epsilon_0} \frac{e}{kT_e} \quad \text{Eq II.14}$$

La longueur  $L_{gaine}$  s'écrit alors :

$$L_{gaine} \approx \left( \frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2 n} \right)^{1/2} \equiv \lambda_D \quad \text{Eq II.15}$$

Ceci confirme que  $\lambda_D$  est bien la longueur caractéristique de la gaine.

Pour les gaines DC, les électrodes étant à des potentiels continus, la loi de Child-Langmuir évalue la longueur de la gaine à :

$$L_{gaine} = \lambda_D \left( \frac{eV_{DC}}{kT_e} \right)^{3/4} \quad \text{Eq II.16}$$

Les travaux menés par Lieberman [Lieberman1988] ont permis de raffiner cette valeur, ainsi que les autres paramètres de gaines comme la valeur du potentiel rectifié et la capacité, pour des gaines capacitatives et collisionnelles.

Le critère de Bohm justifie l'existence de la pré-gaine. En effet la vitesse (moyenne) des ions étant nulle dans le plasma, le fait que la vitesse de ces mêmes ions soit  $c_s$  à l'entrée de la gaine impose l'existence d'une zone intermédiaire, appelée pré-gaine, entre le plasma et la gaine, où les ions vont être accélérés afin d'avoir la vitesse adéquate à l'entrée de la gaine.

## II.1.2 La pré-gaine

Dans la section II.2.1 l'étude de la gaine a été faite et a permis de définir le critère de Bohm. Ce critère, comme nous l'avons expliqué, met en évidence l'existence d'une pré-gaine entre le plasma et la gaine.

Il s'agit d'une région quasi-neutre. Cette quasi-neutralité n'est rompue qu'à l'entrée de la gaine. Contrairement à la gaine, le champ électrique sera donc faible dans cette région. En général, dans les tokamaks la pré-gaine s'étend sur plusieurs mètres tandis que la gaine est longue de quelques dixièmes de millimètres.

Les collisions (entre les ions ou entre les ions et neutres) et l'ionisation jouent un rôle déterminant dans cette région. Les références [Riemann1991] [Riemann2000] permettent de mieux comprendre cette région.

Nous allons développer l'étude de la pré-gaine. Pour écrire les équations de conservation pour les ions, en plus de la quasi-neutralité nous allons faire l'hypothèse que  $v_i = v_e$  (flux ambipolaire) et que le taux de création des ions est identique à celui des électrons (autant de charges positives et négatives créées lors de l'ionisation d'un neutre). Ainsi :

$$\frac{d(nv)}{dz} = S_p \quad \text{Eq II.17}$$

$$nm_i v \frac{dv}{dz} = -\frac{dp_i}{dz} + enE - m_i v S_p \quad \text{Eq II.18}$$

Les hypothèses faites sur la densité, la vitesse et le taux de création ( $n$ ,  $v$ ,  $S_p$ ) ne rendent plus nécessaire la présence des indices sachant que ces valeurs sont égales aussi bien pour les ions que les électrons. En supposant de plus que les ions sont isothermes nous pouvons écrire :

$$\frac{dp_i}{dz} = kT_i \frac{dn}{dz} \quad \text{Eq II.19}$$

La relation de Boltzmann (Eq II.3) permet d'écrire :

$$enE = en \left( -\frac{dV}{dz} \right) = -kT_e \frac{dn}{dz} \quad \text{Eq II.20}$$

Les équations Eq II.19 et Eq II.20 permettent d'obtenir :

$$nm_i v \frac{dv}{dz} = -m_i c_s^2 \frac{dn}{dz} - m_i v S_p \quad \text{Eq II.21}$$

En introduisant le nombre de Mach, défini comme le rapport de la vitesse des ions à la vitesse acoustique ionique :

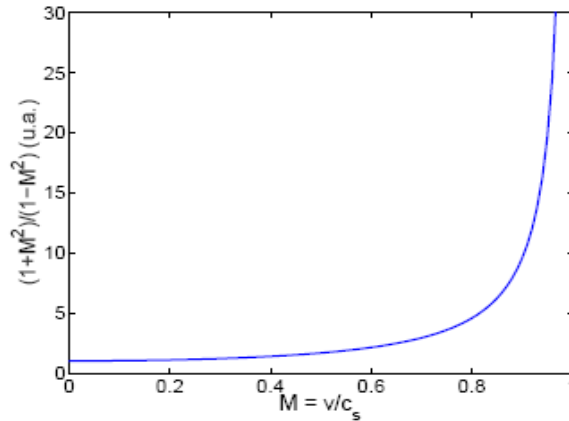
$$M \equiv \frac{v}{c_s} \quad \text{Eq II.22}$$

Les équations Eq II.17 et Eq II.21 peuvent être combinées. En éliminant le terme  $dn/dz$  l'équation Eq II.23 est obtenue.



$$\frac{dM}{dz} = \frac{S_p}{nc_s} \frac{(1+M^2)}{(1-M^2)} \quad \text{Eq II.23}$$

Dans cette équation le terme  $S_p/nc_s$  est forcément positif, ainsi la variation de  $M$  dépend directement de  $(1+M^2)/(1-M^2)$  dont le comportement est représenté sur la [figure II.5](#). Il apparait que  $dM/dz > 0$ , ainsi les ions dont la vitesse est nulle dans le plasma vont être accélérés vers la paroi. L'équation [Eq II.23](#) montre que cette augmentation est proportionnelle au terme source  $S_p$ , d'où le nom de *prégaine collisionnelle* donné souvent à la prégaine. L'[Eq II.23](#) et la [figure II.5](#) présentent en  $M = 1$  une singularité mathématique non physique, la vitesse des ions ne peut ainsi atteindre la vitesse acoustique dans la prégaine. Ceci montre que les hypothèses du modèle, comme le maintien de la quasi-neutralité dans la prégaine, ne sont plus valide à l'orée de la gaine.



**Figure II.5** : comportement de la variation de  $M$  en fonction du nombre de Mach.

Dans la section précédente, nous avons montré que la vitesse des ions à l'entrée de la gaine était la vitesse acoustique. Nous savons maintenant que ces mêmes ions parties du plasma sans vitesse initiale ont subi une accélération dans la prégaine collisionnelle, zone quasi-neutre, avant d'atteindre la gaine, zone de charge d'espace positive, à la vitesse du son.

### II.1.3 Grandeurs physiques dans la prégaine et la gaine

Les sections II.2.1 et II.2.2 ont donné une vision générale de la transition plasma-paroi, nous allons ici déterminer différentes grandeurs physiques (vitesse moyenne, potentiel électrique, densité,...) des particules et du plasma le long de cette transition.

#### II.1.3.1 Distribution de vitesse dans la prégaine

Afin de déterminer le profil de vitesse, nous allons réécrire l'équation [Eq II.23](#)

$$\frac{(1+M^2)}{(1-M^2)} dM = \frac{S_p}{nc_s} dz \quad \text{Eq II.24}$$

L'intégration de cette équation donne :

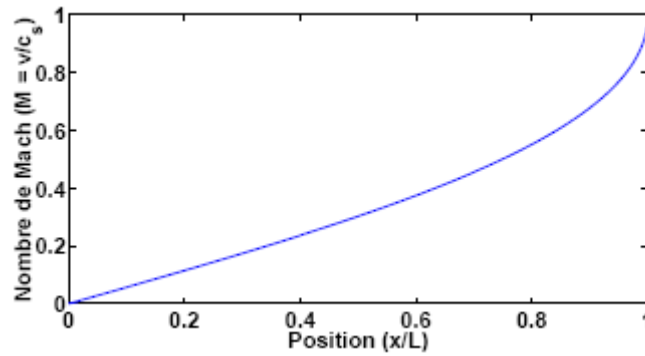
$$\int_0^M \frac{1+M^2}{1-M^2} dM = \int_0^z \frac{S_p}{nc_s} dz \quad \text{Eq II.25}$$

Une estimation du terme source  $S_p$  peut être faite, en rappelant que les électrons sont bien souvent les responsables de la formation du plasma par leur aptitude à ioniser les gaz neutres lorsqu'ils possèdent suffisamment d'énergie. Ainsi nous pouvons estimer que  $S_p$  est

proportionnel à la densité (électronique). Le terme  $S_p/n$  de l'équation Eq II.25 est dans ce cas une constante (notée C). L'intégration de l'équation Eq II.25 donne alors :

$$2 \arctan M - M = \frac{S_p z}{nc_s} \quad \text{Eq II.26}$$

Cette équation n'a pas de solution explicite, une résolution numérique permet cependant d'obtenir la courbe de la figure II.6. Le comportement singulier des ions au niveau de l'entrée de la gaine y est clairement visible. L'équation Eq II.23 permet de comprendre la valeur importante que prend la pente de la courbe près de l'entrée de la gaine. D'autres formes pour le terme source [Stangeby2000] peuvent donner des résultats différents, mais le comportement près de la gaine demeure divergent.



**Figure II.6 :** évolution du nombre de Mach le long de la pré-gaine collisionnelle en fonction de la position normalisée à L la distance entre le cœur du plasma ( $x=0$ ) et l'entrée de la gaine ( $x=L$ ).

Un autre paramètre que nous pouvons déterminer est la constante de proportionnalité  $C = S_p/n$ . Sachant qu'à l'entrée de la gaine  $M = 1$ , l'équation Eq II.26 permet d'obtenir :

$$\frac{\pi}{2} - 1 = \frac{S_p L}{nc_s} = C \frac{L}{c_s} \quad \text{Eq II.27}$$

L étant la longueur de la pré-gaine. La remarque que nous pouvons faire est que la source, la longueur de la transition et la température du plasma via  $c_s$  (ou du moins C, L et  $c_s$ ) doivent satisfaire à une contrainte.

### II.1.3.2 Densité dans la pré-gaine

En réécrivant l'équation Eq II.20 (qui devient en fait l'équation du mouvement des électrons dans le cas où l'inertie des électrons est négligée) nous obtenons :

$$0 = -enE - kT_e \frac{dn}{dz} = -enE - \frac{dp_e}{dz} \quad \text{Eq II.28}$$

En additionnant cette équation à l'équation Eq II.22, il vient :

$$nm_i v \frac{dv}{dz} = -\frac{dp_e}{dz} - \frac{dp_i}{dz} - m_i v S_p \quad \text{Eq II.29}$$

En utilisant l'équation de conservation Eq II.17, nous pouvons écrire la forme conservative de l'équation de conservation de la quantité de mouvement qui montre que la dynamique du plasma est régie par les gradients de pression :

$$\frac{d}{dz} (p_e + p_i + m_i n v^2) = 0 \quad \text{Eq II.30}$$

Avec  $p_e = nkT_e$  et  $p_i = nkT_i$  nous déduisons :

$$nk(T_e + T_i) + m_i n v^2 = nm_i c_s^2 + nm_i v^2 = nm_i c_s^2 \left( 1 + \frac{v^2}{c_s^2} \right) = K \quad \text{Eq II.31}$$

$K$  étant une constante. Avec  $n(0) = n_0$ , la densité au sein du plasma et  $v(0)=0$ , la densité  $n(z)$  s'écrit :

$$n(z) = \frac{n_0}{1 + M^2(z)} \quad \text{Eq II.32}$$

Compte tenu des résultats obtenus dans la section précédente sur  $M(z)$ , nous pouvons désormais déterminer la densité en tout point de la pré-gaine. Avec  $M(z_{se}) = 1$ , nous pouvons en particulier déterminer la densité à l'entrée de la gaine :  $n(z_{se}) = n_0/2$ . Ainsi dans les conditions isothermes, la densité ne diminue que d'un facteur deux entre le début de la pré-gaine et l'entrée de la gaine. A partir de ce résultat, nous pouvons écrire le flux ionique à l'entrée de la gaine et donc aussi sur la paroi (la conservation du flux découlant du fait que la gaine soit non collisionnelle) :

$$\Gamma_i = \Gamma_{se} = \frac{1}{2} n_0 c_s \quad \text{Eq II.33}$$

### II.1.3.3 Chute de potentiel dans la pré-gaine

Le profil du potentiel électrique dans la pré-gaine s'obtient avec les équations [Eq II.3](#) et [Eq II.32](#) qui lient respectivement la densité au potentiel  $V(z)$  et au nombre de Mach  $M(z)$ .

$$n(z) = \frac{n_0}{1 + M^2(z)} = n_0 \exp\left(\frac{eV(z)}{kT_e}\right) \quad \text{Eq II.34}$$

$$\text{Ainsi le long de la pré-gaine : } V(z) = -\frac{kT_e}{e} \ln(1 + M^2(z)) \quad \text{Eq II.35}$$

Nous avons donc déterminé le profil de potentiel dans la pré-gaine. À l'entrée de la gaine :

$$V_{se} \equiv V(z_{se}) = -\frac{kT_e}{e} \ln 2 \approx -0.7 \frac{kT_e}{e} \quad \text{Eq II.36}$$

Avec le plasma comme référence, cette valeur du potentiel correspond à la chute de potentiel entre le plasma et l'entrée de la gaine. Elle correspond également à l'« énergie » nécessaire pour accélérer les ions jusqu'à  $c_s$  à l'entrée de la gaine.

### II.1.3.4 Chute de potentiel dans la gaine : le potentiel flottant

La chute de potentiel devrait être plus importante dans la gaine. Nous allons estimer la valeur du potentiel sur la paroi, en supposant toujours qu'elle puisse se charger librement.

Nous avons vu précédemment que la gaine se stabilise dès que les flux électronique et ionique sont égaux, la charge de la paroi n'évoluant alors plus. Il faut donc évaluer ces flux.

Le flux d'ions sur la paroi est donné par l'équation [Eq II.33](#). La situation des électrons est différente. Le résultat donné par l'équation [Eq II.37](#) provient d'un calcul cinétique présenté à la section suivante. Dans le cas d'une population maxwellienne d'électrons de densité  $n_e$  nous montrerons que :

$$\Gamma_e = \frac{1}{4} n_e \bar{c}_e \quad \text{Eq II.37}$$

Où 
$$\bar{c}_e = \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \quad \text{Eq II.38}$$

L'équation de Boltzmann permet d'avoir la densité d'électrons près de la paroi, le flux d'électrons s'écrit donc :

$$\Gamma_e = \frac{1}{4} n_e \bar{c}_e = \frac{1}{4} n_0 \bar{c}_e \exp\left(\frac{e(V_w)}{kT_e}\right) \quad \text{Eq II.39}$$

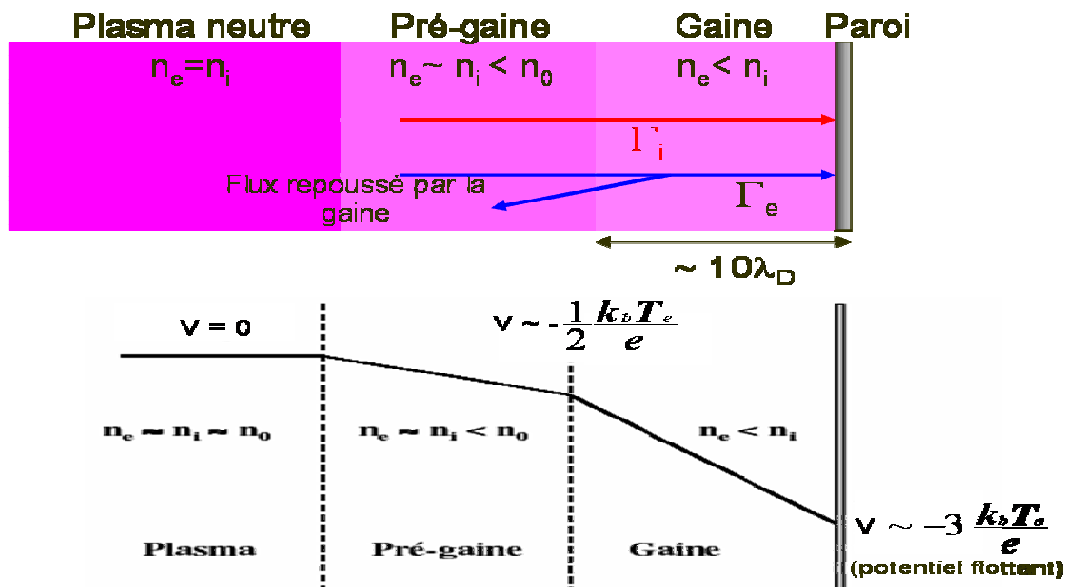
Avec  $V_w$  le potentiel de la paroi. En égalisant les flux électronique et ionique nous avons :

$$\frac{1}{4} n_0 \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{eV_w}{kT_e}\right) = \frac{1}{2} n_0 \left( \frac{k(T_e + T_i)}{m_i} \right) \quad \text{Eq II.40}$$

Ce qui conduit à :

$$V_{fl} = V_w = \frac{1}{2} \frac{kT_e}{e} \ln \left( 2\pi \frac{m_e}{m_i} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \right) \quad \text{Eq II.41}$$

Ce potentiel de la paroi est dit « flottant » puisqu'aucune force autre que celles créées par le plasma n'agit sur la paroi.



**Figure II.7 :** schéma générale de la transition plasma-paroi. Les différentes zones et caractéristiques de la gaine et de la pré-gaine y apparaissent.

Ce potentiel flottant représente la chute de potentiel dans la gaine, sa valeur dépend des rapports de masse et de température entre les ions et les électrons. La masse des électrons étant faible comparée à celle des ions, le potentiel flottant est négatif. La paroi sera ainsi attractive pour les ions et répulsive pour les électrons. La dépendance en  $T_i$  et  $1/T_e$  s'explique aisément. En effet plus la température des ions est importante, plus leur flux vers la paroi va être important et donc moins important sera le champ électrique dont ils auront besoin pour

effectuer le trajet vers la paroi. Le potentiel flottant sera alors moins important. Le raisonnement inverse permet d'expliquer la dépendance en  $1/T_e$ .

Ainsi une paroi isolée électriquement au contact d'un plasma va se charger négativement jusqu'à  $V_{fl}$ . Par contre dans le cas d'une paroi conductrice (à la masse), c'est le plasma qui se chargera mais au potentiel  $-V_{fl}$ .

Nous allons maintenant donner, en fonction des espèces d'ions présentes dans le plasma, quelques ordres de grandeurs du potentiel flottant. Pour le plasma d'hydrogène qui a servi à notre étude des gaines,  $V_{fl} \approx -3kT_e/e$ . Pour un plasma dont la température des ions est égale à celle des électrons, on trouve respectivement pour l'hydrogène, le deutérium, le tritium et l'argon :  $-2.49kT_e/e$ ,  $-2.84kT_e/e$ ,  $-3.04kT_e/e$ ,  $-4.33kT_e/e$ . La nature des ions n'a donc que peu d'influence.

La [figure II.7](#) rappelle les points importants que nous venons de voir sur la transition plasma-paroi.

## II.1.4 Modélisation cinétique – Distribution maxwellienne

Dans les sections II.1.1 à II.1.3, nous avons décrit l'interaction plasma-paroi à l'aide de modèles fluides. Nous avons pu ainsi prédire les valeurs de diverses grandeurs physiques (densités, potentiel, vitesse, etc.) dans les zones de la transition plasma-paroi. En ne tenant pas compte des effets cinétiques, les modèles fluides ne décrivent pas toujours correctement les phénomènes survenant dans les plasmas. Or, ces effets ne peuvent être négligés lorsque la fonction de distribution subit de fortes distorsions, ce qui est notamment le cas pour les ions dans la pré-gaine et surtout dans la gaine. Dans une modélisation cinétique, les différentes espèces du plasma (ions, électrons) sont décrites par une fonction de distribution qui va prendre en compte la répartition des particules (définie sur l'espace des phases). De ce fait les modèles cinétiques contiennent plus d'informations que ce qu'il est possible d'avoir avec les modèles fluides. Cependant si ces modèles sont plus précis, leur complexité les rend plus difficiles à manipuler.

Dans cette section, nous n'allons pas reprendre en détail la notion de fonction de distribution, ni les liens qui existent entre cette fonction et les différentes grandeurs du plasma. Ces éléments ainsi que les équations clés de la théorie cinétique appliquée adaptée aux plasmas peuvent être retrouvées dans la littérature (e.g : [\[Chen1983\]](#)). Nous allons juste rappeler quelques résultats sur les fonctions de distributions des vitesses de Maxwell-Boltzmann [\[Stangeby2000\]](#). Cette distribution est liée à l'état stationnaire d'un système à température  $T$  où les interactions entre particules sont nombreuses ou du moins que celles entre particules de même nature soient très nombreuses.

A l'équilibre thermodynamique, chaque particule du plasma (ions et électrons) voit sa fonction de distribution des vitesses (ou d'énergie) décrite par une maxwellienne de la forme :

$$f^{Max}(\vec{v}) = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m}{2kT} (\vec{v} - \vec{v}_0)^2 \right) \quad \text{Eq II.42}$$

Cette maxwellienne est ici donnée en 3 dimensions dans le cas où les particules, de masse  $m$  de température  $T$  et de vitesse microscopique (d'agitation thermique)  $\vec{v}$ , sont entraînées dans un mouvement d'ensemble de vitesse  $\vec{v}_0$ . Nous pouvons dès lors déterminer les vitesses caractéristiques de ce type de distribution. La vitesse moyenne (sans vitesse d'entraînement  $\vec{v}_0 = \vec{0}$ ) donne :

$$\langle v \rangle = \frac{1}{n} \int_0^\infty v f^{Max}(v) dv = \left( \frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} = \bar{c} \quad \text{Eq II.43}$$

L'autre grandeur importante, qui a servi à déterminer la chute de potentiel dans la gaine (Eq II.37) est le flux de particules traversant une surface dans un sens donné. L'équation Eq II.44 donne le flux électronique arrivant sur la paroi. Il s'agit de l'intégrale sur une maxwellienne centrée sur 0 et  $\bar{c}_e$  est la vitesse moyenne des électrons (donnée par l'équation Eq II.44).

$$\Gamma_e = \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f^{Max}(v) v_z dv_x dv_y dv_z = \frac{1}{4} n \bar{c}_e \quad \text{Eq II.44}$$

Pour les ions les choses sont différentes, ceux-ci entrent dans la gaine avec une vitesse, dirigée vers la paroi, centrée sur  $c_s$  (voir section II.2.1). En tenant compte de cette dérive la fonction de distribution s'écrit pour les ions :

$$f^{drift\ ions}(\vec{v}) = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{m(v_x^2 + v_y^2 + (v_z - c_s)^2)}{2kT} \right) \quad \text{Eq II.45}$$

Dans ce cas  $\langle v \rangle = c_s$  et le flux ionique devient :

$$\Gamma_i = \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f^{drift\ ions}(v) v_z dv_x dv_y dv_z = n c_s \quad \text{Eq II.46}$$

Nous retrouvons ainsi les résultats utilisés dans les sections II.2.1 et II.2.2. La modélisation cinétique permet également de retrouver les équations utilisées dans les modèles fluides des sections précédentes. Le critère de Bohm *cinétique* [Stangeby2000] s'écrit alors :

$$\int_0^{\infty} \frac{f_{se}^i(v) dv}{v^2} \leq \frac{m_i}{kT_e} \quad \text{Eq II.47}$$

Avec la fonction de distribution 1D des ions à l'entrée de la gaine. Pour  $T_i = 0$  l'intégrale devient  $v_{se}^{-2}$ , ce qui permet d'obtenir l'équation Eq II.12 :  $v_{se} \geq kT_e / m_i$ . Dans le cas  $T_i \neq 0$ , l'approximation d'une fonction de distribution porte pour les ions à l'entrée de la gaine et de largeur  $(kT_i / m_i)^{1/2}$  (la vitesse thermique des ions) permet de retrouver le résultat général de l'équation Eq II.13 :  $v_{se} \geq c_s = (k(T_e + T_i) / m_i)^{1/2}$ .

### II.1.5 Caractéristique courant-tension d'une gaine

Une notion importante que nous utiliserons souvent dans cette thèse, notamment dans toute la partie qui traite de l'étude des sondes, est la dépendance entre courant et tension dans la gaine. L'analyse présentée ici permet de déterminer cette dépendance.

Nous avons vu que lorsqu'une paroi fait face à un plasma, celle-ci va collecter des ions et électrons du plasma. Les relations Eq II.48 et Eq II.49 définissent respectivement, pour une espèce  $s$ , la densité de courant et le courant collectés par une surface  $S$  qui reçoit le flux de particules  $\Gamma_s$  de  $s$ .  $q_s$ ,  $v_s$  et  $n_s$  étant la charge, la vitesse et la densité de l'espèce  $s$ .

$$\vec{j}_s = q_s n_s \vec{v}_s \quad \text{Eq II.48} \quad I_s = j_s S = q_s \Gamma_s S \quad \text{Eq II.49}$$

En utilisant les résultats obtenus précédemment, nous pouvons évaluer les densités de courants ionique  $j_{isat}$  et électronique  $j_e$  collectées par la paroi :

$$j_{isat} = e \Gamma_i = \frac{1}{2} e n_0 c_s \quad \text{Eq II.50}$$

$$j_e = -e\Gamma_e = -\frac{1}{4}en_e\bar{c}_e = -\frac{1}{4}en_0\bar{c}_e \exp\left(\frac{-e\Delta V}{kT_e}\right) = -j_{esat} \exp\left(\frac{-e\Delta V}{kT_e}\right) \quad \text{Eq II.51}$$

$\Delta V$  est la différence de potentiel entre la plasma et la paroi.  $V$  est donc positif ( $-V_w$ ). Pour  $\Delta V=0$ ,  $j_e$  est maximal (en valeur absolue) et égale à  $j_{esat}$ .

La densité de courant total  $\Delta j$  collectée par la paroi est donc :

$$j_{isat} - j_{esat} \exp\left(\frac{-e\Delta V}{kT_e}\right) = \Delta j \quad \text{Eq II.52}$$

L'expression de  $\Delta V$  en fonction de la densité de courant est alors :

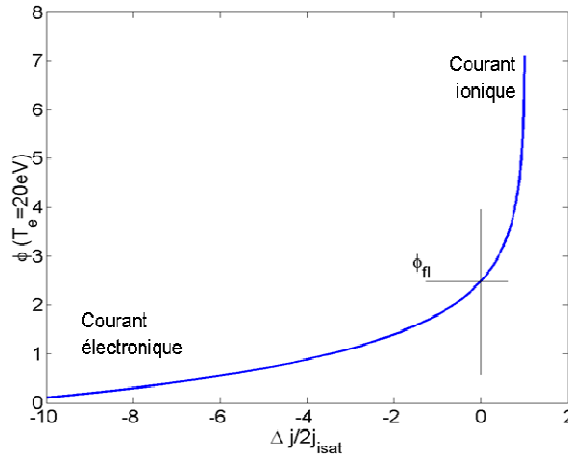
$$\Delta V = \frac{kT_e}{e} \left[ \ln\left(\frac{j_{esat}}{j_{isat}}\right) - \ln\left(1 - \frac{\Delta j}{j_{isat}}\right) \right] \quad \text{Eq II.53}$$

Lorsque la densité de courant total est nul,  $\Delta j = 0$ , les flux ionique et électronique sont égaux donc le potentiel  $\Delta V$  devient le potentiel flottant. En fait  $V$  devient la valeur absolue du potentiel flottant défini par la relation Eq II.41, mais c'est cette valeur positive que nous appellerons désormais le potentiel flottant. C'est en fait le potentiel auquel se charge le plasma lorsque la paroi est à la masse (paroi conductrice). Ainsi :

$$V_{fl} = \frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{j_{esat}}{j_{isat}}\right) \quad \text{Eq II.54}$$

La caractéristique tension-courant d'une gaine s'écrit alors :

$$\Delta V = V_{fl} - \frac{kT_e}{e} \ln\left(1 - \frac{\Delta j}{j_{isat}}\right) \quad \text{Eq II.55}$$



**Figure II.8** : Caractéristique tension-courant d'une gaine (Eq II.60). Le potentiel  $\phi$  est normalisé à  $kT_e / e$ .

Cette caractéristique est fortement non linéaire comme le montre la figure II.8. Elle est également séparée en deux régions :

- Lorsque  $\Delta V > V_{fl}$  le courant est positif, le flux ionique dépasse le flux électronique. Les ions sont plus accélérés tandis que les électrons sont repoussés par la gaine dans le plasma. Le courant ionique tend à saturer à  $j_{isat}$ . D'où le nom de courant de saturation ionique. Cette saturation est atteinte lorsque tous les électrons sont repoussés par la gaine, néanmoins elle

impose pour les potentiels d'avoir des énergies plus élevées que celles des électrons les plus énergétiques de la fonction de distribution. Ceci explique pourquoi la caractéristique s'incurve en tendant vers des valeurs très importantes. Ainsi qualitativement une petite variation  $\delta j$  correspondra à une grande variation  $\delta V$ .

- Lorsque  $\Delta V < V_{fl}$  le courant est négatif, le flux ionique ne compense pas le flux électronique. Les électrons ayant une mobilité plus importante que les ions, la limite du courant électronique  $j_{esat}$  est supérieure à  $j_{isat}$  et les électrons réagiront plus que les ions à toute variation de potentiel. Ainsi, dans ce régime c'est le potentiel qui sature et une petite variation  $\delta V$  correspondra à une grande variation  $\delta j$ .

Dans le cas où un potentiel très fortement positif est appliqué à la paroi, les ions vont être repoussés et vont suivre une distribution de Boltzmann dans la gaine tandis que les électrons vont être accélérés formant ainsi une gaine de charge d'espace négative pour laquelle la caractéristique s'écrira :  $\Delta V = V_{fl} + \frac{kT_e}{e} \ln\left(1 + \frac{\Delta j}{j_{esat}}\right)$ . Ainsi lorsque  $\Delta V < V_{fl}$ , le courant est négatif. Celui-ci va saturer à  $-j_{esat}$ . La saturation sera, dans ce cas, atteinte lorsque tous les ions seront repoussés par la gaine. Cela impose pour les potentiels d'avoir des énergies plus élevées que celles des ions les plus énergétiques de la fonction de distribution.

Nous verrons à la section II.6, qu'un des effets majeurs de ces caractéristiques non linéaires est de fortement contraindre la dynamique du potentiel de gaine lorsque celle-ci est soumise à un champ RF. La conséquence principale qui en découle est la rectification (ou auto-polarisation) du potentiel appliqué dans le sens où la valeur moyenne du potentiel de gaine devient égale à  $V_{RF} / \pi$  [Godiak1975].

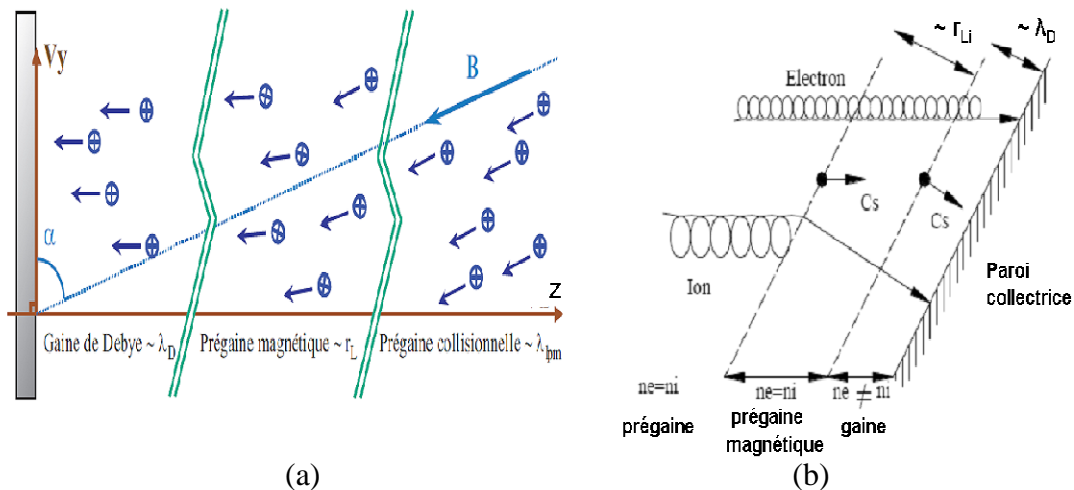
### II.1.6 Transition plasma-paroi magnétisée : pré-gaine magnétique

Nous avons jusqu'à présent décrit la transition plasma-paroi non magnétisée. Nous allons présenter ici quelques résultats importants sur les effets produits par la présence d'un champ magnétique extérieur, une étude détaillée peut être trouvée dans les références [Ahedo1997] [Chodura1982] [Chodura1986] [Riemann1994] [Tskhakaya2005]. L'intérêt de cette situation est bien sûr la présence de champ magnétique dans les tokamaks. La référence [Ahedo1997] évalue l'importance des phénomènes jouant un rôle essentiel dans ce type de transition. Parmi ceux-ci nous retrouvons évidemment l'effet du champ électrique, créant la gaine, dont la longueur caractéristique est la longueur de Debye  $\lambda_D$  et des collisions avec la pré-gaine collisionnelle caractérisée par le libre parcours moyen  $\lambda_{lpm}$ . Un rôle important sera tenu par le champ magnétique dont la longueur caractéristique est le rayon de Larmor  $r_L$  [Stangeby2000] [Ahedo1997] vu au chapitre 1 (Eq I.3). Dans la description qui va suivre nous supposons implicitement que les échelles de grandeurs de ces trois grandeurs est différente, de sorte que :  $\lambda_{lpm} \gg r_L \gg \lambda_D$ .

La transition plasma-paroi en présence de champ magnétique est dotée d'une gaine similaire à celle sans champ magnétique. Le rayon de Larmor ionique est suffisamment grand comparé à la dimension de la gaine, pour qu'à l'échelle de celle-ci le mouvement de giration ionique soit imperceptible. Le critère de Bohm est toujours valide. Ainsi, pour que la gaine soit stable les ions doivent pénétrer dans la gaine avec une vitesse dirigée, en direction de la paroi, supérieure à  $c_s$ . Pour la pré-gaine, les choses sont à peu près semblables au cas non magnétisé. Les ions vont se retrouver accélérés dans celle-ci jusqu'à la vitesse acoustique. La différence majeure vient du fait que ce mouvement des particules se fera suivant la direction



des lignes de champ magnétique. Ainsi, en sortant de la prégaîne la vitesse des ions sera la vitesse acoustique suivant la direction parallèle au champ magnétique. Pourtant, pour que le critère de Bohm soit respecté c'est suivant la direction perpendiculaire à la paroi que les ions doivent atteindre  $c_s$ . De ce fait, si les lignes de champ ne sont pas perpendiculaire à la paroi, une nouvelle région est nécessaire afin de modifier la trajectoire des ions et de leur permettre de respecter le critère de Bohm. Cette région est appelée la prégaîne magnétique ou la gaîne de Chodura. La transition Plasma-paroi magnétisée est alors constituée de trois régions comme montré sur la [figure II.9](#).



**Figure II.9 :** (a) Transition plasma-paroi magnétisée. Le champ  $B$  fait un angle  $\alpha$  avec la paroi. (b) analyse de Chodura. Critère de Bohm-Chodura (vitesse d'entrée dans la prégaîne magnétique suivant  $B$  :  $c_s$ ) et critère de Bohm (vitesse d'entrée dans la gaîne :  $c_s$ ). [Image Stangeby2000]

Les premières études sur les prégaînes magnétiques ont été menées par Chodura [Chodura1982] [Chodura1986]. En utilisant un modèle prenant en compte la séparation de charges (mais sans collisions ni ionisation), les simulations numériques qu'il a faites ont permis de mettre en évidence la prégaîne magnétique. Cette zone est quasi-neutre, comme la prégaîne classique, et sa longueur typique est de l'ordre de quelques rayons de Larmor des ions  $r_{Li}$ .

Pour les régimes habituellement rencontrés dans le plasma de bord des tokamaks, le rayon de Larmor ionique est largement supérieur à la longueur de Debye de telle sorte que la séparation entre la gaîne et la prégaîne magnétique se fait de manière distincte.

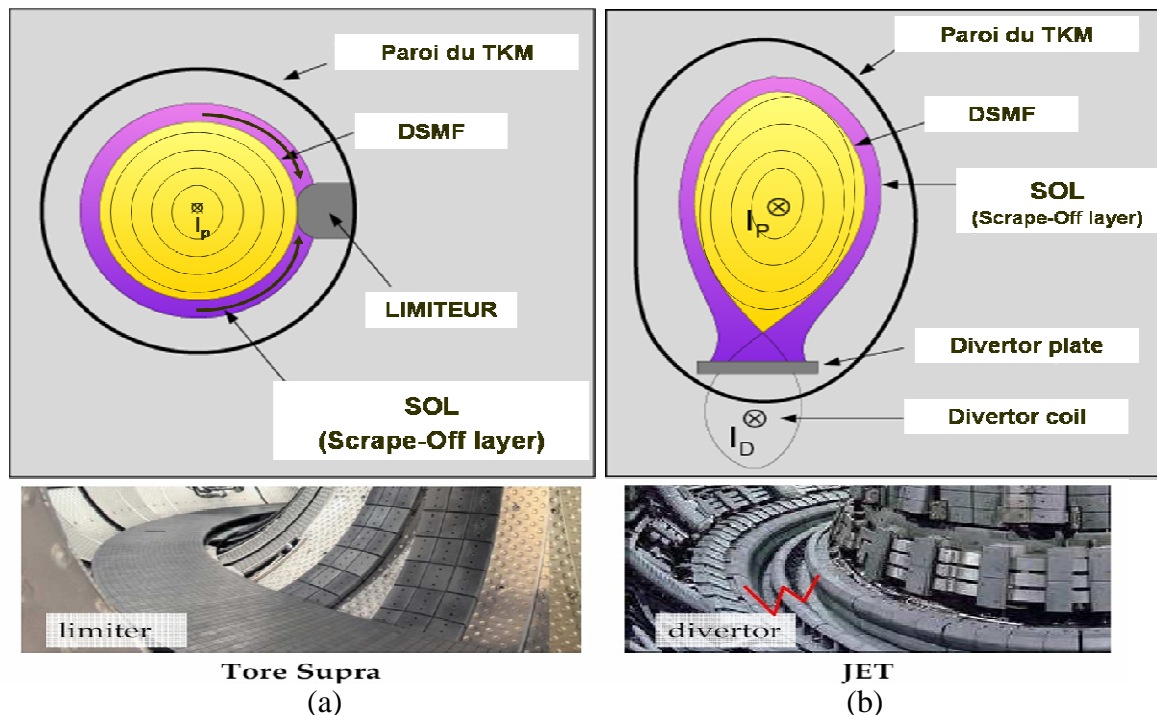
Les simulations de Chodura ont montré que le potentiel sur la paroi, est peu dépendant de l'angle  $\alpha$  entre la paroi et le champ magnétique. Ces simulations confirmèrent également le critère d'entrée des ions dans la prégaîne magnétique ([figure II.9.b](#)):  $v_{||} = c_s$  soit  $v_z = c_s \sin \alpha$ . Ce critère est appelé critère de Bohm-Chodura.

## II.2 Le plasma de bord dans les tokamaks : La SOL

### II.2.1 Limiteurs et divertors

Comme nous l'avons vu au début de chapitre, la SOL est la zone comprise entre la paroi du tokamak et la Dernière Surface Magnétique Fermée ([figure II.10](#)). Les Lignes Magnétiques Ouvertes (LMO) qui s'y trouvent vont guider des particules du plasma vers la paroi du réacteur. En étant le lieu des interactions plasma-paroi dans le tokamak, cette SOL est donc

aussi une zone de perte du plasma. Deux types de dispositifs permettent de recevoir ces flux de particules sur la paroi : les limiteurs et les divertors (figure II.10).



**Figure II.10 :** (a) : section radiale d'un tokamak muni d'un limiteur poloïdal (haut), toroïdal (bas).  
(b) : section radiale d'un tokamak muni d'un divertor.

Les limiteurs sont des éléments recouverts de tuiles en carbone capables de résister à d'importants flux de chaleur. Ils servent donc à limiter les flux de chaleurs qui atteignent les parois de l'enceinte ainsi que les dispositifs actifs comme les antennes de chauffage ou les diagnostics. Ils peuvent être disposés toroïdalement (limiteur pompé toroïdal) ou de manière poloïdale (limiteurs poloïdaux situés à différentes positions toroïdales) comme le montre la figure II.10.a.

Le second dispositif permet de créer une sorte de diversion afin d'éloigner la zone d'interaction plasma-paroi du cœur du plasma. Il est ainsi appelé : divertor axisymétrique. Dans ce cas de figure, un champ poloïdal auxiliaire généralement à la base de la chambre torique va permettre de créer une frontière magnétique en X (figure II.10.b). La DSMF sera alors définie par cette frontière et non plus par le point de contact avec un solide comme dans le cas du limiteur. Ce dispositif permet d'écranter les impuretés en amenant vers ses plaques de neutralisations les particules ionisées du plasma qui diffusent. En effet, toute nouvelle ionisation de ces dernières, après neutralisation, se fera dans la zone de bord de manière à empêcher les impuretés d'aller perturber le cœur de la décharge.

Le divertor ergodique (figure II.11) est une variante du divertor décrit précédemment. Si celui-ci repose sur le même principe, éloigner la zone d'interaction plasma-paroi du plasma central, il utilise cependant une perturbation magnétique qui "ergodise" les lignes de champ au bord de la machine, c'est à dire qu'au lieu de la structure bien ordonnée en tores emboîtés, on obtient au bord un mélange chaotique des lignes de champ. Pour obtenir cela, le champ magnétique principal est perturbé en faisant circuler un courant dans des bobines poloïdales à l'extérieur de la paroi dans le sens inverse du courant plasma de façon à dévier les lignes magnétiques. La déviation est telle que les lignes magnétiques interceptent les limiteurs (figure II.11).

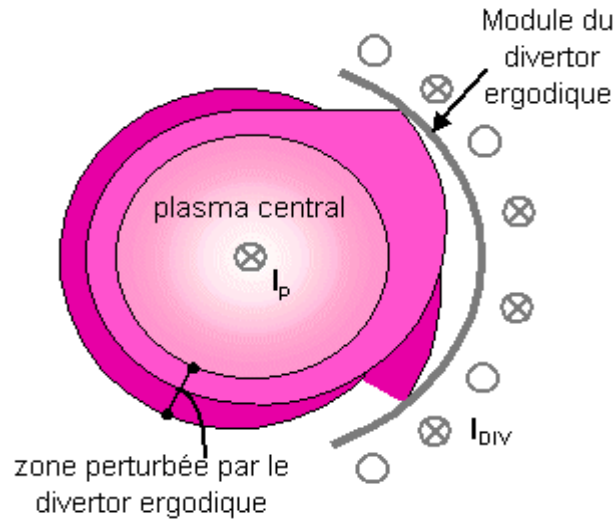


Figure II.11 : Schéma de la configuration du plasma devant un divertor ergodique (image CEA)

### II.2.2 Caractéristiques du plasma de SOL

Dans cette partie nous allons essayer d'évaluer les grandeurs importantes qui caractérisent le plasma de la SOL.

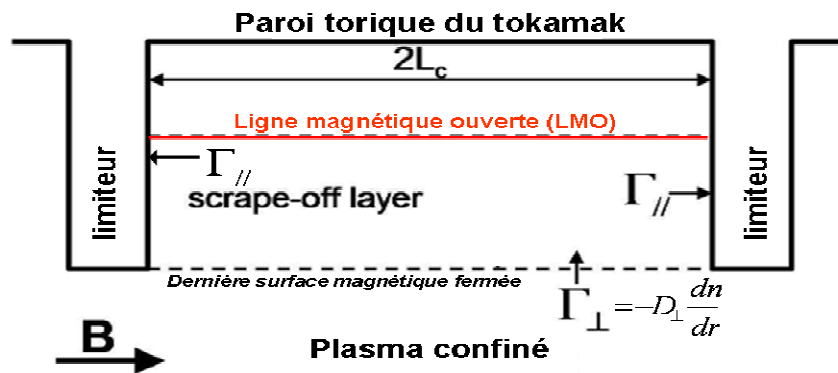


Figure II.12 : Section toroïdale du bord d'un tokamak. Le plasma s'écoule de la région confinée vers la SOL et suit ensuite les lignes de champ magnétiques.

La section toroïdale du bord d'un tokamak de la figure II.12 permet de présenter la première grandeur importante. Il s'agit de  $L_c$ , la demi-longueur des lignes magnétiques ouvertes, c'est la longueur typique parallèle à  $B$  que doit parcourir une particule pour rejoindre un limiteur. Pour une inclinaison faible du champ magnétique par rapport à la surface de la paroi, la valeur du facteur de sécurité  $q$  (Eq I.4) est bien plus grande que 1 et la longueur de connexion magnétique s'écrit alors :

$$L_c \approx \frac{\pi R}{n} \quad \text{Eq II.56}$$

Avec  $n$  le nombre de divertors poloïdaux et  $R$  le grand rayon du tore.

Dans le cas d'un limiteur toroïdal, cette longueur s'écrit :

$$L_c \approx \pi R q \quad \text{Eq II.57}$$

Cette longueur typique est de l'ordre du mètre pour les grands tokamaks avec divertors poloïdaux (Tore Supra) et de l'ordre de la centaine de mètre pour les tokamaks à divertors (JET).

A partir de  $L_c$ , le temps de transit des ions dans la SOL  $\tau_{iSOL}$  peut être estimé.

$$\tau_{isOL} \approx \frac{L_c}{c_s} \quad \text{Eq II.58}$$

La vitesse acoustique ionique correspondant à la vitesse parallèle suivant la direction des lignes de champ magnétique. La température de la SOL étant comprise entre 1 et 100eV. Ce temps est supérieur à celui des électrons dont l'inertie est inférieure à celle des ions.

Dans la direction transverse au champ magnétique, le transport est plus faible. Pour étudier ce transport, nous pouvons écrire la loi de Fick pour un transport de type diffusif. Ainsi :

$$\Gamma_{\perp} = -D_{\perp} \frac{dn}{dr} \quad \text{Eq II.59}$$

Avec  $D_{\perp}$  le coefficient de diffusion perpendiculaire. Son évaluation dans la SOL fait appel à la physique du transport transverse dans un plasma magnétisé. Les valeurs données dans la littérature sont souvent de l'ordre de  $1m^2/s$  [Stangeby2000] [Wesson1997] pour le transport anormal (qui est plutôt convectif d'ailleurs). Avec l'approximation Eq II.60, et en exprimant le flux transverse en fonction de la vitesse transverse,  $\Gamma_{\perp} \equiv nv_{\perp}$ , l'évaluation de la vitesse transverse  $v_{\perp}$  est alors donnée par Eq II.61.

$$\frac{dn}{dr} \approx \frac{n}{l_{\perp}} \quad \text{Eq II.60} \quad v_{\perp} \approx D_{\perp} / l_{\perp} \quad \text{Eq II.61}$$

$l_{\perp}$  est la longueur radiale caractéristique de la densité, sa valeur est de l'ordre de celle du libre parcours moyen d'ionisation.  $v_{\perp}$  est ainsi de l'ordre du  $m/s$ .  $v_{\perp}$  est donc négligeable devant  $c_s$  qui est comme nous l'avons vu de l'ordre de  $10^4 m/s$ . De ce fait, la largeur de la SOL  $\lambda_{SOL}$  va aussi rester très faible devant la longueur de connexion des lignes magnétiques  $L_c$ . Avec  $\tau_{isOL}$  le temps de transit dans la SOL, la largeur radiale de la SOL s'écrit alors :

$$\lambda_{SOL} \approx v_{\perp} \tau_{isOL} \quad \text{Eq II.62}$$

La largeur moyenne de la SOL est alors de l'ordre du cm dans les plasmas de bord des tokamaks. Le taux de variation moyen de la densité dans la SOL, donné par Eq II.63, permet d'obtenir l'évaluation Eq II.64 de la densité du plasma dans la SOL.

$$\frac{dn}{dr} \approx -\frac{n}{\lambda_{SOL}} \quad \text{Eq II.63} \quad n(r) = n_{DSMF} \exp\left(\frac{-(r-a)}{\lambda_{SOL}}\right) \quad \text{Eq II.64}$$

Avec  $r$  la position radiale à laquelle est faite la mesure,  $a$  la position radiale de la DSMF et  $n_{DSMF}$  la densité du plasma à l'entrée de la SOL (DSMF). De manière analogue (en négligeant toutes sources de chaleurs dans la SOL) une estimation de la température des ions et électrons donne [Stangeby2000] :

$$T_i(r) = T_{iDSMF} \exp\left(\frac{-(r-a)}{\lambda_{Ti}}\right) \quad \text{Eq II.65} \quad T_e(r) = T_{eDSMF} \exp\left(\frac{-(r-a)}{\lambda_{Te}}\right) \quad \text{Eq II.66}$$

$\lambda_{Ti}$  et  $\lambda_{Te}$  sont respectivement les longueurs caractéristiques de décroissance de la température des ions et des électrons.

Nous allons pour terminer, sur ces grandeurs caractéristiques de la SOL, parler de la collisionnalité. Celle-ci peut être définie comme une fréquence de collision entre électrons  $\nu_{ee}$ , entre ions  $\nu_{ii}$ , entre électrons et ions  $\nu_{ei}$  ou encore entre électrons et neutres  $\nu_{en}$  ou entre ions et neutres  $\nu_{in}$ . Elle peut être aussi définie comme une longueur de libre parcours moyen, c'est-à-dire la distance entre deux collisions successives. L'évaluation de ce libre parcours

moyen [Wesson1997] le long d'une ligne magnétique entre collisions de particules identiques est alors donnée par :

$$\lambda_{ee} \approx \lambda_{ii} \approx \frac{10^{16} T^2}{n_e} \quad \text{Eq II.67}$$

Lorsque ce libre parcours moyen est inférieur à la longueur de connexion  $L_c$ , la SOL est dite collisionnelle. Pour un plasma fortement collisionnel, un modèle fluide travaillant sur des vitesses moyennes sera justifié puisque les collisions permettent de redistribuer les vitesses des particules selon une maxwellienne à l'équilibre thermodynamique. Au contraire, un plasma peu collisionnel nécessitera l'utilisation d'un modèle cinétique tenant compte de la distribution des vitesses. Cette situation se retrouve dans les plasmas de bord de tokamaks pour la direction perpendiculaire puisque le libre parcours perpendiculaire est de l'ordre de la distance dans la direction transverse soit le rayon de Larmor.

Le tableau Tab II.1 reprend certaines grandeurs caractéristiques de la SOL pour JET et Tore Supra. Il apparaît que la SOL est faiblement collisionnel, mais suffisamment dans la direction parallèle pour nécessiter un traitement fluide pour l'étude des profils parallèles de densité et de potentiel.

Grandeurs Caractéristiques	Tore Supra	JET
$T_e$ [eV]	20	50
$n$ [ $m^{-3}$ ]	$10^{18}$	$10^{19}$
$c_s$ [m/s]	$5 \cdot 10^4$	$10^4$
$L_c$ [m]	8	40
$\lambda_{ee}, \lambda_{ii}$ [m]	4	2.5
$\tau_{SOL} \approx L/c_s$ [ms]	0.2	0.6

Tab II.1 : Grandeurs caractéristiques de plasmas de tokamak dans la SOL.

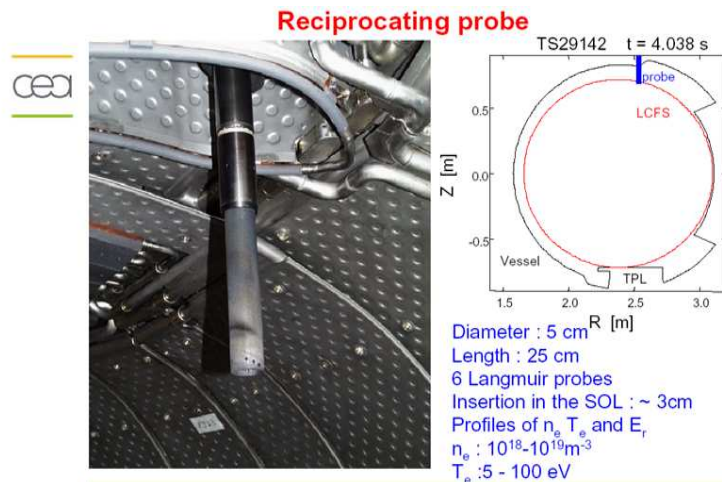
### II.3 Mesures de sonde : Sonde de Langmuir

Afin de mesurer les performances des tokamaks et de mieux appréhender la ribambelle de phénomènes qui peuvent se produire dans ces machines, les physiciens ont besoin d'outils de diagnostic fiable. Un nombre important de ces outils est présent dans les tokamaks. Ces diagnostics sont des instruments de mesure variés et très spécifiques.

Des fibres optiques et des endoscopes installés sur les composants face au plasma permettent d'avoir des infos locales sur les rayonnements présents dans les machines. Les rayons X donnent des informations sur la distribution en énergie des électrons et donc de connaître l'efficacité d'un chauffage, l'ultraviolet va mesurer le rayonnement des impuretés lourdes (métaux), le visible permet d'observer l'ensemble de la chambre toroïdale et le halo rosé caractéristique des interactions plasma-paroi. Des réflectomètres étudient la réponse du plasma à la propagation d'ondes. Ce système permet de mesurer la turbulence et la densité du plasma, mais aussi ses profils de courant et de température. Les sondes de Langmuir [Gunn2008] [Bechu2003] introduites dans le plasma périphérique sont également utilisées. L'étude de leurs mesures, dans le plasma magnétisé des tokamaks, constitue une part importante de ce travail de thèse.

Une sonde de Langmuir (figure II.13) est un diagnostic relativement facile à construire et à utiliser. Il s'agit d'une tige métallique robuste qui va collecter du courant dans le bord du

plasma. Un bras articulé permet de rendre la sonde rétractile afin d'éviter toute détérioration causée par une présence prolongée dans le plasma (de bord).

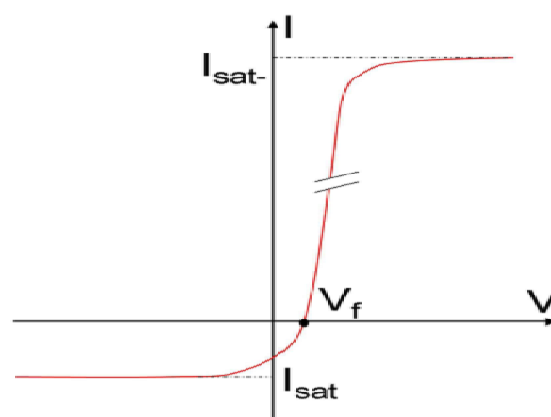


**Figure II.13** : exemple de sonde de Langmuir utilisée sur Tore Supra. Sonde rétractile introduite radialement d'une longueur de 25 cm et d'un diamètre de 5 cm (image Jamie Gunn).

La présence d'une sonde dans un plasma provoque l'apparition d'une gaine comme dans n'importe quelle interaction plasma-paroi. La caractéristique courant-tension ( $I$ - $V$ ) de la sonde est obtenue en faisant varier la tension de la sonde par rapport au plasma. En reprenant les résultats de la section II.2 et particulièrement de la section II.2.5, la caractéristique  $I$ - $V$  idéale d'une sonde s'écrit :

$$I_s = I_{isat} - I_{esat} \exp\left(\frac{-e(V_p - V_s)}{kT_e}\right) \quad \text{Eq II.68}$$

Où  $V_p$  est le potentiel plasma,  $V_s$  le potentiel appliqué à la sonde et  $I_s$  le courant collecté par celle-ci. La caractéristique (figure II.14) ainsi obtenue permet d'obtenir, après analyse, la densité, la température électronique et le potentiel du plasma. Avec une distribution spatiale des sondes, ces données peuvent permettre d'évaluer les profils du courant de saturation ionique, du potentiel plasma ou de la température électronique.



**Figure II.14** : forme idéale de la caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir.

Ce fonctionnement des sondes n'est cependant valable que dans le cas des plasmas non-magnétisés. La théorie des sondes permet dans ces situations de caractériser de manière fiable la collection de courant et de prévoir la forme de la caractéristique  $I$ - $V$ . La connaissance de différents paramètres, tels que le libre parcours moyen (de Coulomb, d'ionisation, ion-neutre,



etc.), la longueur de Debye, et les dimensions de la sonde, est cependant nécessaire [Roshansky2001]. Dans les tokamaks, par contre, les choses ne sont pas si simples. La présence de champs magnétiques intenses rendent difficile la description de la collection des charges par une sonde. Le rayon de Larmor est une nouvelle échelle de distance à prendre en compte, le transport des particules devient anisotrope ; les charges se déplacent librement le long des lignes de champ magnétique, mais leur mouvement perpendiculaire au champ est limité (section II.3). Nous verrons également que la présence des ondes RF, générées par les antennes ICRF, perturbe également les mesures de sonde dans les tokamaks. Malgré ces aléas, de nombreuses expériences menées en particulier sur les antennes ICRF en présence de champ magnétique sont faites avec des sondes comme outil de diagnostic. La compréhension de ces résultats va de pair avec celle de toutes les interactions qu'il peut y avoir entre une sonde et le plasma et les phénomènes liées notamment à la présence d'ondes RF.

La physique des gaines a permis le développement de modèles permettant de calculer les courants et potentiels mesurés par les sondes de Langmuir dans ces conditions. Parmi les études faites sur ce sujet, nous pouvons citer celles de Carlson [Carlson2001], de Gunther [Gunther1994] et de Rozhansky [Rozhansky1998] qui ont développé des modèles tenant compte des courants dus à la friction, à la viscosité ou l'inertie des particules. Une étude importante sur le sujet a été menée par Verplancke lors de sa thèse [Verplancke1997]. Il a utilisé un modèle développé par Nedospasov [Nedospasov1994] qu'il a amélioré afin de voir l'impact des courants transverses de polarisation sur le potentiel d'un tube de flux. Nous reparlerons de ces modèles dans les sections suivantes. Afin de comprendre certaines mesures de sonde, nous avons également développé un modèle analytique qui est présenté au chapitre III.

## II.4 Modèle double sonde

Dans cette partie nous allons présenter un modèle important qui sert à l'étude de tubes de plasmas magnétisés compris entre deux parois. Ce type de plasma ainsi borné est appelé tube de flux avec une gaine se formant à chacune des extrémités du tube. Le plasma étant confiné le long des lignes de champ magnétique, les dynamiques parallèle et perpendiculaire (au champ magnétique) peuvent être dissociées. L'origine du nom double sonde vient du fait qu'une paroi mise en contact avec un plasma se comporte comme l'électrode d'une sonde au niveau de la caractéristique courant-tension. Ce modèle va ainsi permettre de décrire le plasma le long d'une LMO (ligne magnétique ouverte) connectée à ses deux extrémités aux parois ou éventuellement à d'autres éléments (e.g : sondes, antennes) du tokamak. Ce modèle peut tenir compte des échanges de courants transverses qui peuvent survenir entre tubes de flux voisins (figure II.15). Cette modélisation ne considère que les lignes de champ magnétique perpendiculaires aux parois sur lesquelles elles se connectent. Ces parois seront matérialisées par des électrodes à la masse ou à un potentiel donné que nous imposerons.

La conservation du courant fluide s'écrit :

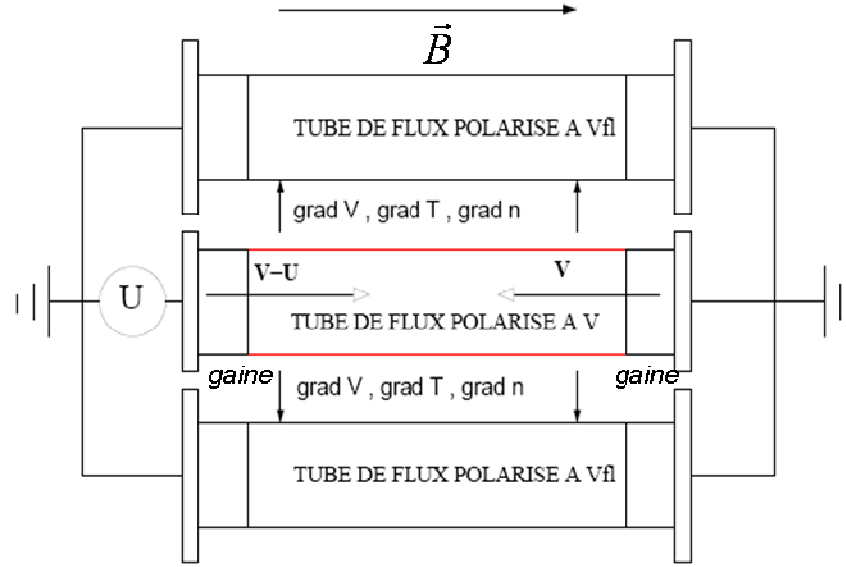
$$\nabla \cdot (j_{\parallel} + j_{\perp}) = 0 \quad \text{Eq II.69}$$

Avec  $j_{\parallel}$  et  $j_{\perp}$  les densités de courant parallèle et transverse.

Les hypothèses qui seront faites lors de l'analyse des courants sont les suivantes : le champ magnétique et la densité du plasma (excepté dans la gaine) sont constants le long d'un tube de flux. Les électrons n'ont pas d'inertie, la relation de Boltzmann est alors valide. Les particules arrivant sur les parois sont toutes neutralisées. La pré-gaine est négligée (pour respecter le critère de Bohm la vitesse parallèle des particules sources du plasma est donc égale à



$c_s = \sqrt{k(T_e + T_i)/m_i}$ ) de sorte que la chute de potentiel dans la gaine peut être mesurée au milieu du tube de flux.



**Figure II.15** : schéma d'un tube de flux polarisé entouré de tubes de flux dont les parois sont à la masse. Les flèches, dans la direction transverse au champ magnétique, matérialisent les courants perpendiculaires que peuvent générer les gradients temporels et spatiaux de potentiel et les gradients spatiaux de densité, de température, de viscosité.

De plus les champs électriques dérivent d'un potentiel, ce qui rend valide la notion de masse que nous aurons souvent à utiliser. Il est également supposé que le potentiel est constant le long du tube de flux excepté dans la gaine, on parle alors d'hypothèse flûte. Cette hypothèse sera remise en cause dans le chapitre III. En utilisant les notations de la section II.2, l'intégrale de l'équation Eq II.69 sur un tube de flux donne alors :

$$j_{isat} - j_{esat} \exp\left(-\frac{e(V-U)}{kT_e}\right) + j_{isat} - j_{esat} \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) = L_{||} \nabla_{\perp} \cdot j_{\perp} \quad \text{Eq II.70}$$

$L_{||}$  étant la longueur du tube de flux.  $j_{\perp}$  reste à expliciter.

La conservation de la quantité de mouvement (Eq II.71) permet de comprendre la nature possible de  $j_{\perp}$ . Elle s'écrit pour un type de particules (ions ou électrons) de masse  $m$  et de charge  $q$  :

$$nm \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = nm \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + nq(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) - \nabla \cdot \boldsymbol{\pi} - \mathbf{F}_{ei} - nm\nu_c \mathbf{v} + m\nu S_p \quad \text{Eq II.71}$$

$p$  est la pression,  $\boldsymbol{\pi}$  le tenseur de viscosité,  $\mathbf{F}_{ei}$  la force de friction ion-électron,  $\nu_c$  la fréquence collision des ions ou électrons avec les neutres dont la vitesse moyenne est supposée nulle, et  $S_p$  est un terme source du type  $\nabla(n\nu)$ .

Pour obtenir le courant transverse, il faut appliquer cette équation aux ions et aux électrons puis multiplier le résultat par  $en_0$ . Le courant transverse apparaît en appliquant le produit vectoriel  $(\mathbf{B}/B^2) \wedge$ . Le résultat (Eq II.72) fait apparaître différentes composantes du courant transverse :

- L'inertie des charges peut être décomposée en deux termes  $j_{\perp}^{pol}$  (Eq II.73) et  $j_{\perp}^{conv}$  (Eq II.74). Le premier est le courant de polarisation, il caractérise la dynamique temporelle (variation temporelle du potentiel) [Nedospasov1994], le second est quant à lui le courant de convection et caractérise la dynamique spatiale (variation spatiale du potentiel), il est aussi appelé terme inertiel [Carlson2001] [Rozhansky1999].

- Le courant  $j_{\perp}^{press}$  dû aux gradients de pression (Eq II.75). Le gradient de pression inclut les gradients de densité et de température puisque  $p = nkT$ . Ces gradients combinés au champ magnétique vont créer une dérive de flux électronique et ionique [Braginsky1965] qui peuvent ne pas se compenser et ainsi créer un courant diamagnétique.

- Le courant dû à la viscosité  $j_{\perp}^{vis}$  (Eq II.76). La viscosité caractérise la friction interne du plasma due à la déformation intrinsèque d'un volume de plasma. En supposant que la vitesse perpendiculaire ne dépend que des gradients de potentiel [Rozhansky1999], Eq II.80 est obtenue. Elle permet de simplifier l'expression du courant de viscosité [Braginsky1965] et d'obtenir l'équation Eq II.81.

- Le courant dû aux collisions électrons-ions  $j_{\perp}^{fei}$  (Eq II.77). Dans un milieu magnétisé ce courant est nul si on suppose toujours que la vitesse ne dépend que des gradients de potentiel (Eq II.80) pour les différentes particules et non pas de leur masse et leur charge électrique.

- Le courant dû aux collisions ions-neutres et électrons-neutres  $j_{\perp}^{feiN}$  (Eq II.78). Ce second terme de friction va générer un courant de type collisionnel dans un plasma magnétisé.

- Le terme source peut engendrer un apport net de flux électronique ou ionique, celui-ci est caractérisé en termes de courant  $j_{\perp}^{Sp}$  (Eq II.79).

Les relations Eq II.72 à Eq II.79 expriment tous ces courants.

$$j_{\perp} = j_{\perp}^{vis} + j_{\perp}^{pol} + j_{\perp}^{conv} + j_{\perp}^{fei} + j_{\perp}^{feiN} + j_{\perp}^{Sp} \quad \text{Eq II.72}$$

$$j_{\perp}^{pol} = \frac{n_0 B}{B^2} \wedge \left( m_i \left( \frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} \right) + m_e \left( \frac{\partial \mathbf{V}_e}{\partial t} \right) \right) \quad \text{Eq II.73}$$

$$j_{\perp}^{conv} = \frac{n_0 B}{B^2} \wedge \left( m_i \mathbf{v}_i \cdot \nabla \mathbf{V}_i + m_e \mathbf{v}_e \cdot \nabla \mathbf{V}_e \right) \quad \text{Eq II.74}$$

$$j_{\perp}^{pres} = \frac{n_0 B}{B^2} \wedge \left( \nabla p_i - \nabla p_e \right) \quad \text{Eq II.75}$$

$$j_{\perp}^{vis} = \frac{n_0 B}{B^2} \wedge \left( \nabla \pi_i - \nabla \pi_e \right) \quad \text{Eq II.76}$$

$$j_{\perp}^{fei} = \frac{n_0 B}{B^2} \wedge \left( m_e \mathbf{v}_{ei} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \right) \quad \text{Eq II.77}$$

$$j_{\perp}^{feiN} = \frac{n_0 B}{B^2} \wedge \left( m_i \mathbf{v}_{iN} \mathbf{v}_i + m_e \mathbf{v}_{eN} \mathbf{v}_e \right) \quad \text{Eq II.78}$$

$$j_{\perp}^{Sp} = \frac{n_0 B}{B^2} \wedge \left( m_i \mathbf{v}_i \mathbf{S}_i - m_e \mathbf{v}_e \mathbf{S}_e \right) \quad \text{Eq II.79}$$

$$\mathbf{v}_{\perp} = \frac{\mathbf{B} \wedge \nabla_{\perp} V}{B^2} \quad \text{Eq II.80}$$

$$j_{\perp}^{vis} = \frac{\eta_{\perp}}{B^2} \nabla_{\perp} (\Delta_{\perp} V) \quad \text{Eq II.81}$$

Ces courants transverses dépendent de la densité, de la température et de la collisionnalité du plasma, des gradients de ces grandeurs, du champ magnétique et de l'amplitude des potentiels appliqués, ainsi l'importance de chacun de ces courants transverses va dépendre du type de plasma utilisé. Evaluer leurs effets, pour les types de plasma étudiés, permet de faire des simplifications lors d'établissement de modèles fluide.

Nous verrons au chapitre III que ce modèle double sonde peut être excité de façon symétrique (2 électrodes à chaque extrémité déphasées de  $\pi$  [Godiak1986]) ou asymétrique (une électrode seule électrode excitée ou simplement asymétrie entre les deux électrodes). Ce modèle nous a servi de base pour le travail de thèse, notamment pour l'établissement du modèle analytique qui permet de décrire les courants continus collectés par une sonde magnétiquement connectées à une antenne ICRF (voir chapitre III).

## II.5 Les gaines RadioFréquences

Nous avons vu que la gaine était une fine zone chargée positivement qui est intercalée entre le plasma et l'enceinte qui le contient. C'est elle qui maintient l'équilibre entre les flux sortant d'ions et d'électrons en polarisant la paroi négativement par rapport au plasma. L'étude théorique des gaines s'est faite en considérant une distribution de Boltzmann pour les électrons. Ainsi furent établies les paramètres importants de la gaine comme le critère de Bohm, sa caractéristique courant-tension ou le potentiel flottant (potentiel auquel se polarise la paroi par rapport à la gaine). Nous allons maintenant étudier le comportement des gaines lorsqu'elles sont soumises à des potentiels RF. Ces potentiels peuvent provenir d'une électrode polarisée dans le cas des plasmas de décharges ou d'une antenne ICRF rayonnant des champs électriques (proches) RF dans le cas d'un plasma de fusion [Noterdaeme1993].

Lorsque qu'une gaine est soumise à un potentiel RF, d'amplitude supérieure au potentiel flottant, elle se met à son tour à osciller ; on parle alors de gaine RF. Ces gaines RF sont capables d'induire des potentiels continus (DC) importants dans le plasma [Godiak1975]. Ce phénomène est appelé auto-polarisation dans le cas des plasmas de décharges ou simplement rectification du potentiel RF. Son effet est grossièrement de tronquer la partie négative de l'oscillation (figure II.17). Ceci vient de la mobilité très importante des électrons le long des lignes de champ magnétique par rapport à celle des ions. Nous verrons que ces gaines RF peuvent être à l'origine de points chauds dans les tokamaks. De nombreuses publications récentes montrent que l'étude des gaines RF est importante et toujours d'actualité dans la communauté plasma [D'Ippolito2010] [Heil2009] [Ikkurthi2010] [Yaroshenko2009] [Boerner2009] [Krashennnikova2010].

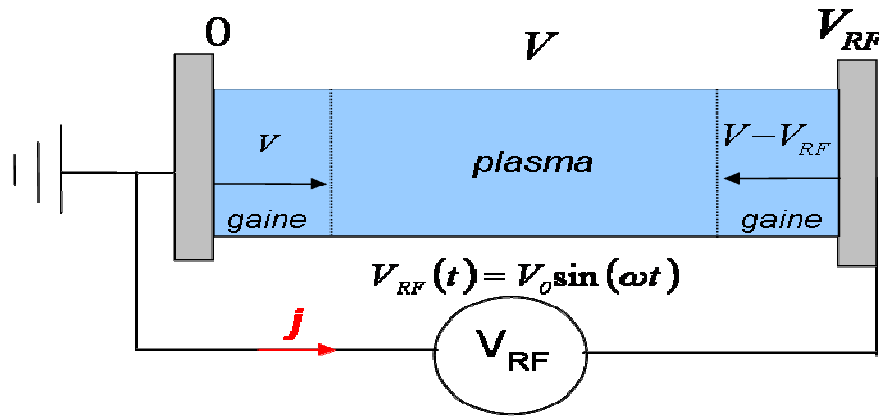
Le problème des gaines RF est assez complexe puisqu'il faut prendre en compte toute la dynamique des particules du plasma. L'influence du potentiel oscillant sur les paramètres importants de la gaine doit être étudiée. Pour cela il faut tenir compte de l'effet de ce potentiel RF sur chaque espèce du plasma. Cette problématique a été plus souvent traitée dans les plasmas de décharge (froids), où les mesures sont plus facilement accessibles, que dans les plasmas de fusion. Les études menées par Riemann [Riemann1992] ont montré que le critère de Bohm est toujours applicable dans le cas de gaines RF. Dans les tokamaks la fréquence RF est presque toujours inférieure à la fréquence plasma ionique ( $\omega \ll \omega_{pi}$ ), avec cette condition la caractéristique courant-tension dynamique de la gaine est similaire aux caractéristiques en statique [Khler1985] [Pointu1986]. Cette approche sera présentée dans le paragraphe qui suit. Pour les fréquences proches de  $\omega_{pi}$ , il faut tenir compte de la capacitance de la gaine qui va modifier le signal RF sinusoïdal [Metze1986]. Le modèle doit alors être raffiné pour prendre en compte les effets inertiels des particules (effets capacitifs) et les effets de courants. Ceci

sera établi pour des « modèles électriques équivalents » au niveau des équations de conservation du courant qui seront explicitées dans les sections qui suivent. Le cas des potentiels RF haute fréquence ( $\omega \gg \omega_{pi}$ ) ne sera pas abordé. Ce travail est ainsi essentiellement axé sur les régimes oscillatoires quasi-stationnaires.

### II.5.1 La rectification du potentiel RF

Afin d'étudier le phénomène de rectification de potentiel abordé précédemment, nous allons utiliser le modèle double sonde (section II.5) pour la modélisation des gaines RF. Dans un premier temps nous allons présenter un modèle sans échange transverse (figure II.16), c'est dans la section II.5.3 que nous verrons les effets de ce type d'échange.

Pour cette modélisation des gaines RF, les hypothèses présentées lors de la description du modèle double sonde sont conservées. En plus d'elles, la fréquence RF est supposée faible devant la fréquence plasma ionique ( $\omega \ll \omega_{pi}$ ), l'oscillation peut donc être considérée comme étant quasi-statique (i.e. pas d'effet capacitif parallèle). Nous négligerons dans un premier temps toute la dynamique transverse, le schéma électrique de cette configuration est présenté sur la figure II.16. Une électrode est à la masse, alors qu'un potentiel  $V_{RF} = V_0 \sin(\omega t)$  est appliqué sur l'autre électrode.



**Figure II.16** : schéma électrique équivalent d'un tube de plasma.  
Le potentiel  $V_{RF}$  est appliqué à l'électrode de gauche, celle de droite est à la masse.

La conservation du courant intégrée sur un tube de flux (Eq II.70), avec  $j_{\perp} = 0$  et  $U = V_{RF}$ , s'écrit :

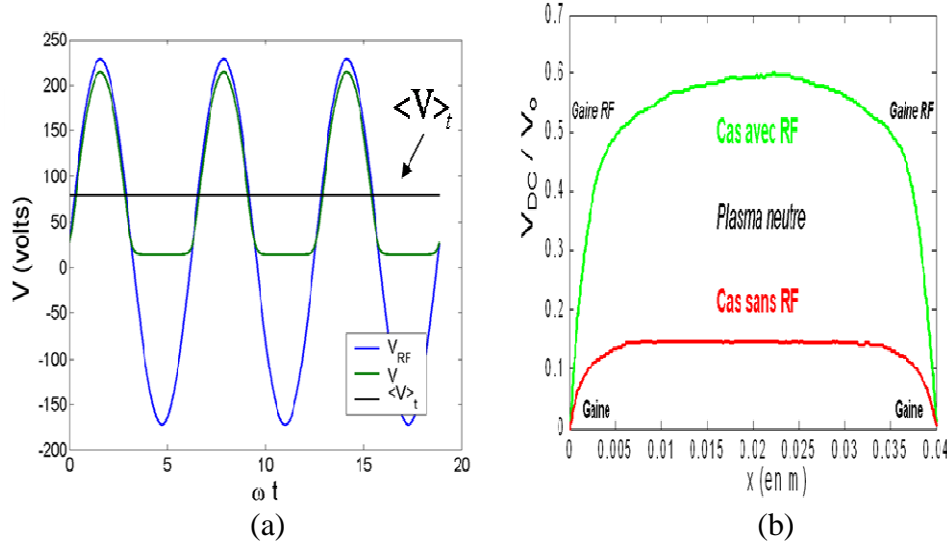
$$j_{isat} - j_{esat} \exp\left(-\frac{e(V - V_{RF})}{kT_e}\right) + j_{isat} - j_{esat} \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) = 0 \quad \text{Eq II.82}$$

Cette expression permet d'exprimer  $V$ , le potentiel dans le plasma (Eq II.83).

$$V = \frac{kT_e}{e} \left[ \ln\left(\frac{j_{esat}}{j_{isat}}\right) - \ln 2 - \ln\left(1 + \exp\left(\frac{eV_{RF}}{kT_e}\right)\right) \right] = V_{fl} + \frac{kT_e}{e} \left[ -\ln 2 - \ln\left(1 + \exp\left(\frac{eV_{RF}}{kT_e}\right)\right) \right] \quad \text{Eq II.83}$$

Le potentiel plasma est donc différent de celui obtenu sans RF (Eq II.54). En plus du potentiel flottant, deux nouveaux termes viennent rectifier la valeur du potentiel, leur effet sera essentiellement de tronquer la partie négative de la sollicitation RF. Ce potentiel dit rectifié est présenté sur la figure II.17.a, il oscille entre sa valeur minimale  $V_{fl} - (kT_e/e) \ln 2$  et sa valeur maximale  $V_{fl} + (kT_e/e) (-\ln 2 + \ln(1 + (eV_0/kT_e)))$ . La valeur du potentiel DC du

plasma est quant à elle égale à l'intégrale du potentiel rectifié sur une période RF. Lorsque  $V_0 \ll (kT_e/e)\ln 2$ , elle vaut  $V_{fl} + V_0/\pi - (kT_e/e)\ln 2$  [Godiak1990]. La figure II.17.b présente le profil du potentiel DC le long du tube. Elle permet également de bien montrer la différence avec le cas classique sans RF (en rouge) et de voir que le potentiel DC généré peut atteindre l'amplitude du potentiel RF.



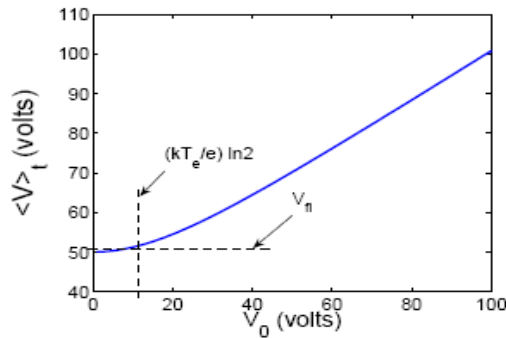
**Figure II.17 :** (a) évolution temporelle du potentiel rectifié dans le plasma  $V$  (en vert) comparé au potentiel appliqué  $V_{RF}$  (en bleu). (b) le profil du potentiel continu (normalisé à  $V_0$ ) le long d'une ligne de tube de flux. En rouge le cas sans RF (les deux électrodes à la masse), en vert le cas avec une électrode RF (figure II.14). ( $T_e=T_i=20$  eV,  $V_0=200$  volts,  $m_i/m_e=183$ ).

La différence de mobilité entre les électrons et les ions est la raison de cette rectification du potentiel par les gaines RF. Ainsi lorsque le potentiel RF est positif les ions sont repoussés et les électrons attirés par l'électrode polarisée. Comme il est beaucoup plus facile pour les électrons de sortir du plasma que d'y entrer, le potentiel dans le plasma va tendre à suivre le potentiel RF positif imposé par l'électrode. Au contraire, si le potentiel RF imposé devient inférieur au potentiel flottant, les ions vont être attirés et les électrons repoussés par l'électrode polarisée. Dans ce cas, comme il est difficile de ramener les électrons dans le plasma, son potentiel  $V$  va rester positif tant que la gaine dispose d'assez de place pour se développer. En effet, la longueur de la gaine varie avec son potentiel (*loi de Child-Langmuir*). Pour écranter un potentiel très élevé au niveau de l'électrode, la gaine va grandir pour disposer d'assez de charges d'espaces. Ce problème a été étudié dans le cadre des gaines RF non collisionnelles [Zhong2002].

La figure II.18 montre la dépendance de la polarisation DC du plasma à  $V_0$  l'amplitude du potentiel RF. On peut constater que la dépendance est linéaire pour des valeurs de  $V_0$  supérieures à  $(kT_e/e)\ln 2$ . Pour les valeurs inférieures à  $(kT_e/e)\ln 2$ , la valeur DC du potentiel rectifié reste constante. Ceci est dû au fait que la dépendance qui est une exponentielle demeure quasi-linéaire lorsque  $eV_0/kT_e \ll 1$  et ne contribue pas à modifier la moyenne de  $\sin(\omega t)$  du potentiel RF.

La caractéristique courant-tension du modèle double sonde s'obtient en utilisant la relation Eq II.83 dans celle du courant collecté par l'électrode RF (Eq II.84) :

$$j = j_{isat} - j_{esat} \exp\left(-\frac{e(V - V_{RF})}{kT_e}\right) \quad \text{Eq II.84}$$

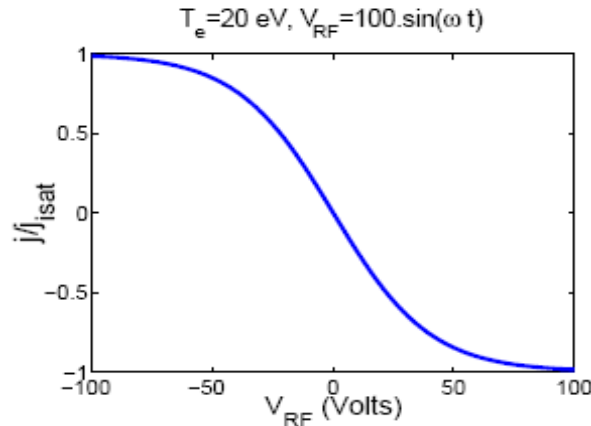


**Figure II.18** : dépendance du potentiel DC en fonction de  $V_0$  l'amplitude du potentiel RF ( $T_e = 20\text{eV}$ ).

En remplaçant  $V$ , l'expression de la densité de courant, normalisé au courant de saturation ionique  $j_{\text{isat}}$ , en fonction de  $V_{\text{RF}}$  peut être déduite (Eq II.85).

$$\frac{j}{j_{\text{isat}}} = \frac{1 - \exp\left(\frac{eV_{\text{RF}}}{kT_e}\right)}{1 + \exp\left(\frac{eV_{\text{RF}}}{kT_e}\right)} = -\tanh\left(\frac{eV_{\text{RF}}}{2kT_e}\right) \quad \text{Eq II.85}$$

L'information qui ressort de cette caractéristique, représentée sur la [figure II.19](#), est que la densité de courant dans un modèle double sonde est limitée à  $j_{\text{isat}}$  pour chaque électrode.



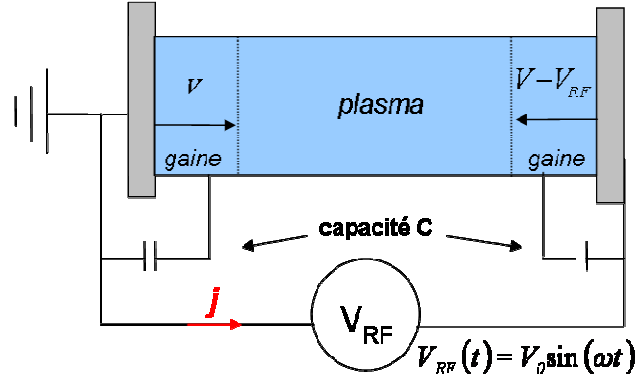
**Figure II.19** : caractéristique courant-tension d'un modèle double sonde.

## II.5.2 Effet de la capacité parallèle des gaines

L'étude menée précédemment a négligé les courants de déplacements dans les gaines dus à la dynamique de ces gaines. Dans cette section, nous allons tenir compte de ces courants. Pour les modéliser une capacité, telle que présentée sur la [figure II.20](#), est rajoutée dans le circuit électrique utilisé à la section précédente [[Riemann1989](#)] [[Waelbroeck2002](#)] [[Lieberman1988](#)] [[Metze1986](#)].

En tenant compte de la capacité  $C$  de chaque gaine RF, les termes dus aux courants de déplacement (qui s'écrivent  $CdV/dt$ ) apparaissent dans la conservation du courant intégrée sur le tube de flux de l'Eq II.82. On obtient alors :

$$j_{\text{isat}} - j_{\text{esat}} \exp\left(-\frac{e(V - V_{\text{RF}})}{kT_e}\right) + C \frac{d(V - V_{\text{RF}})}{dt} + j_{\text{isat}} - j_{\text{esat}} \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) + C \frac{dV}{dt} = 0 \quad \text{Eq II.86}$$



**Figure II.20** : schéma électrique équivalent d'un tube de plasma polarisé par une tension RF. Les 2 gaines non collisionnelles ont une capacité notée C.

L'étude menée par Verplancke estime que C est de l'ordre de  $\epsilon_0 A / \lambda_D$  [Verplancke1997]. Avec  $\epsilon_0 A / \lambda_D \approx e j_{\text{isat}} / (\omega_{pi} k T_e)$  on peut estimer C pour les plasmas devant les antennes ICRF. Les paramètres typiques  $n = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 20 \text{ eV}$  et  $B \approx 2 \text{ T}$ . L'ordre de grandeur de la capacité C est alors de  $0.1 \mu\text{F}$ . Une approximation du potentiel rectifié V (Eq II.87) est déterminée en considérant que le courant de déplacement  $j_d \approx j_{\text{isat}} (eV_0 / kT_e) (\omega / \omega_{pi})$  est petit devant les autres termes de courant, ce qui est le cas pour  $\omega \ll \omega_{pi}$ . Cette condition est vérifiée dans le cadre des antennes ICRF. Dans ce cas on peut considérer que le potentiel rectifié V est faiblement perturbé et est proche de  $V_{RF}$ , de sorte qu'une approximation de V est donnée par  $V_{RF} + \delta V$  (le paramètre de correction  $\delta V$  étant négligeable devant  $V_{RF}$ ). En éliminant les termes en  $\delta V$  le courant de déplacement devient alors  $C dV_{RF} / dt$ . Le potentiel rectifié V s'écrit alors :

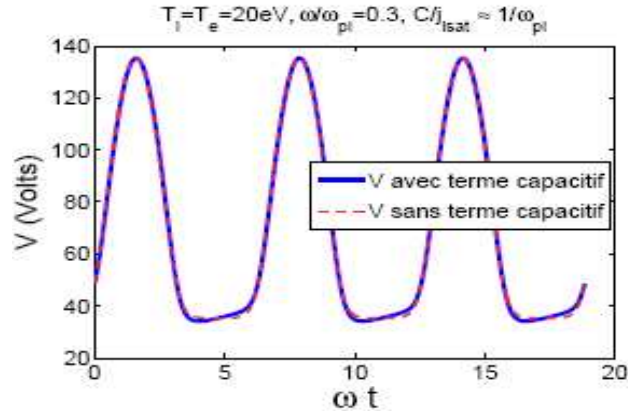
$$V = \frac{kT_e}{e} \left[ \ln \left( \frac{j_{\text{esat}}}{j_{\text{isat}}} \right) - \ln 2 - \ln \left( 1 + \exp \frac{eV_{RF}}{kT_e} \right) - \ln \left( 1 - \frac{C}{2j_{\text{isat}}} \frac{dV_{RF}}{dt} \frac{1 - \exp \left( \frac{eV_{RF}}{kT_e} \right)}{1 + \exp \left( \frac{eV_{RF}}{kT_e} \right)} \right) \right] \quad \text{Eq II.87}$$

En plus des termes obtenus dans l'équation Eq II.83, cette équation fait apparaître un terme correspondant à l'effet capacitif des gaines. La représentation graphique de ces équations (avec et sans C) apparaît sur la figure II.21. L'effet de la capacité a été tracé avec les paramètres typiques, du plasma de bord, donnés précédemment.

Comme dans le cas sans C, nous pouvons déterminer la caractéristique courant-tension pour des gaines capacitives (non collisionnelle). Pour cela on peut écrire l'expression de la densité de courant collecté sur une des électrodes, comme cela a été fait avec Eq II.84, et utiliser ensuite l'expression du potentiel rectifié. Dans ce cas, la densité de courant collecté sur l'électrode de gauche permet d'obtenir :

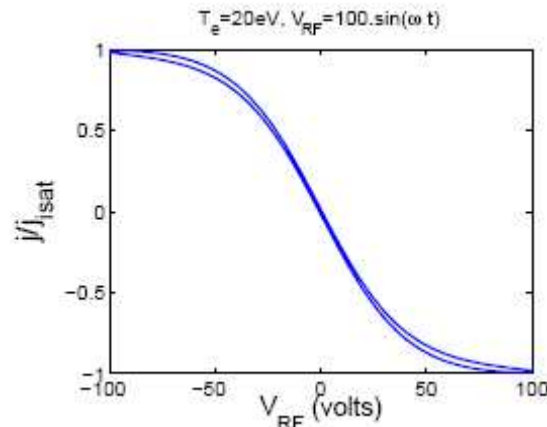
$$\frac{j}{j_{\text{isat}}} = \frac{1 - \exp \left( \frac{eV_{RF}}{kT_e} \right)}{1 + \exp \left( \frac{eV_{RF}}{kT_e} \right)} + \frac{C}{2j_{\text{isat}}} \frac{dV_{RF}}{dt} \left( 1 + \frac{1 - \exp \left( \frac{eV_{RF}}{kT_e} \right)}{1 + \exp \left( \frac{eV_{RF}}{kT_e} \right)} \right)^2 \quad \text{Eq II.88}$$





**Figure II.21** : évolution temporelle du potentiel rectifié dans le plasma  $V$  dans le cas des gaines capacitives avec  $C \sim \epsilon_0 A / \lambda_D \approx e j_{\text{isat}} / (\omega_{pi} k T_e)$  et  $\omega \ll \omega_{pi}$ .

Cette équation est pour les gaines dont la capacitance est faible, c'est-à-dire tant que  $\omega C / j_{\text{isat}} \approx \omega / \omega_{pi} \ll 1$ . La **figure II.22** représente cette caractéristique. On peut observer que la capacité, simulant les courants de déplacement dans les gaines, induit de l'hystérésis dans la caractéristique courant-tension. L'hystérésis va augmenter avec la valeur de la capacité, mais celle-ci doit toutefois respecter le critère de validité d'**Eq II.88**. Le courant de déplacement reste alors faible devant  $j_{\text{isat}}$ . Sur la **figure II.22**  $\omega / \omega_{pi} = 0.3$ , on est dans le cas limite de validité d'**Eq II.88**.



**Figure II.22** : caractéristique courant-tension d'un modèle double sonde avec des gaines capacitives.  $C=0.1\mu F$ .

Nous nous sommes particulièrement intéressés au régime où  $\omega \ll \omega_{pi}$ . Il correspond au cas des plasmas de bord que nous allons étudier par la suite. Néanmoins, Il existe deux autres régimes de fonctionnement des gaines RF caractérisés par les fréquences plasma ionique  $\omega_{pi}$  et  $\omega_{pe}$ . Lorsque  $\omega$  devient comparable à  $\omega_{pi}$ , les courants de déplacement dans la gaine ne sont plus négligeable devant  $j_{\text{isat}}$  et déforment de façon significative le signal présenté sur la **figure II.21**.

Dans le cadre de la physique des plasmas de décharge le régime où  $\omega_{pi} < \omega < \omega_{pe}$  a été largement étudié. Tant que  $\omega \ll \omega_{pe}$ , les électrons sont considérés comme maxwelliens. La dynamique des gaines RF non collisionnelles a d'abord été étudiée dans des plasmas non magnétisés et pour des décharges symétriques, c'est-à-dire que les deux électrodes induisant la

tension RF ont la même taille. Dans ce cas, le signal de courant RF reste symétrique d'une demi-période à l'autre (au signe près) puisque la quantité de courant dépend directement de la surface de l'électrode [Lieberman1988a] [Riemann1989]. Dans le cas des décharges hautes pression, les collisions ne sont plus négligeables ( $\lambda_{ee} > L$ ,  $\lambda_{ii} > L$ ). Godiak [Godiak1990] et Lieberman [Lieberman1988b] en ont tenu compte dans leurs modèles. Pour tous ces plasmas, le courant de déplacement est bien plus grand que le courant de conduction  $j_i + j_e$ . Zhang [Zhang2004] et Xiang [Xiang2005] se sont intéressés respectivement à l'évolution de la largeur de la gaine en fonction de la fréquence et à partir d'un modèle cinétique. Ceci a une importance dans les techniques de gravure plasma. Sobolewski [Sobolewski1997] s'est intéressé aux décharges asymétriques, toujours pour des plasmas non magnétisés. Dans le cadre de plasmas magnétisés, on retrouve des études portant sur la largeur de gaine durant une oscillation RF et en fonction de l'angle du champ magnétique [Riyopoulos1998] ou portant sur une électrode non plate [Hou2004]. Enfin, lorsque  $\omega$ , les ions sont considérés comme insensibles à la fréquence RF et seule la dynamique électronique compte.

Dans les études que nous venons de présenter, les courants collectés par les parois sont en moyenne nuls. Aucun courant continu DC n'est alors généré. Ceci est vrai même en tenant compte de la dynamique transverse. Dans le chapitre III, nous avons évalué les courants DC en fonction de la valeur de la capacité C (figure III.7). Nous avons alors pu conclure qu'étant donné l'ordre de grandeur des capacités parallèles des gaines, les courants DC sont négligeables ( $\sim 10^{-3} j_{isat}$ ). Nous verrons également dans le chapitre III que la rectification et la génération de courant DC deviennent non négligeables pour des capacités importantes d'origines transverses.

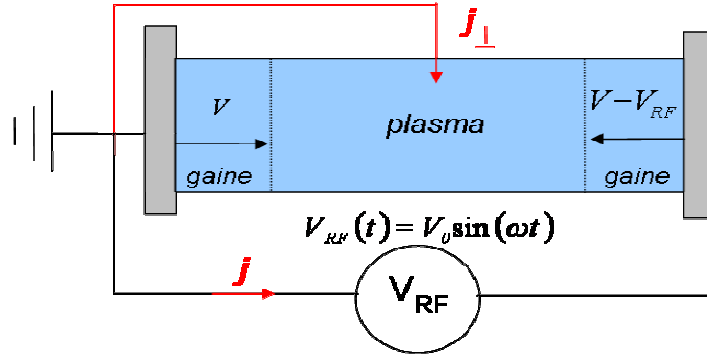
### II.5.3 La dynamique transverse

Dans les deux dernières sections nous n'avons pas tenu compte de la dynamique transverse. Dans le cas de plasmas magnétisés, nous avons vu à la section II.5 qu'en plus des courants dans la direction parallèle au champ magnétique, des courants peuvent être échangés dans la direction perpendiculaire. Ces phénomènes de transport perpendiculaire sont d'autant plus présents, dans cette étude des gaines RF, que l'effet d'une polarisation d'un tube de flux par une tension RF est de faire osciller et d'accroître le potentiel du plasma via le processus de rectification (figures II.17 (a) et (b)). Ceci va engendrer des gradients transverses de potentiel qui vont ensuite générer des courants transverses dont nous allons reparler plus loin.

Pour tenir compte de la dynamique transverse nous allons, tel que présenté sur la figure II.23, adjoindre une branche de courant transverse au schéma électrique présenté à la section II.6.1. Celle-ci va nous permettre de simuler l'échange d'un courant perpendiculaire. Le modèle présenté ici suppose que  $\omega \ll \omega_{pi}$ , de telle sorte que la dynamique parallèle vu dans la section précédente soit négligée. De plus, les phénomènes de transport liés à la turbulence ou au transport de plasma neutre ne seront pas traités.

Avant d'étudier l'effet éventuel des courants transverses, nous allons discuter des différents modèles élaborés avec ces courants.

La section II.5 a montré que les gradients spatiaux et temporels spatio-temporels opérant entre les tubes de flux, la viscosité du plasma et la friction des ions et électrons avec les neutres peuvent induire les courants transverses à prendre en compte pour toute évaluation du potentiel du plasma dans un tube de flux en milieu magnétisé. Dans le cas de la problématique de l'utilisation des sondes de Langmuir dans les tokamaks, de nombreuses études ont permis d'évaluer l'importance relative de ces différents phénomènes en fonction des caractéristiques du plasma.



**Figure II.23** : schéma électrique équivalent d'un tube de plasma polarisé par une tension RF. La branche rajoutée (en rouge) permet de simuler le courant échangé dans la direction transverse.

Günther [Günther1994] a proposé un modèle pour expliquer pourquoi le courant de saturation électronique « mesuré » par les sondes était bien inférieur à sa valeur théorique. Son modèle est fluide et tient compte de la friction avec neutres et de l'ionisation de ces mêmes neutres.

Nedospasov [Nedospasov1994] a proposé un modèle tenant compte des courants de polarisation transverses toujours dans le cadre des sondes de Langmuir qui fonctionne en mesurant le courant. Ce modèle a d'ailleurs été repris et amélioré dans la thèse de Verplancke qui s'est intéressé aux caractéristiques des sondes de Langmuir pour différentes fréquences, explicitant la capacitance de celles-ci et déterminant les différents phénomènes de transport susceptibles de modifier le courant reçu par la sonde [Verplancke1997]. Il propose notamment différents modèles de circuit électrique reproduisant les caractéristiques d'une sonde double avec du courant de polarisation transverse [Verplancke1997]. Rozhansky a proposé des modèles tenant compte de la viscosité et des collisions ions-neutres pour les petites sondes et les sondes larges tenant compte du rayon de Larmor ionique [Rozhansky1996] [Rozhansky1997]. La viscosité en question se basait sur un coefficient de transport anormal la rendant non négligeable. Son modèle inclut trois mécanismes capables de générer du courant transverse toujours dans le cadre des sondes : la viscosité, l'inertie ionique et la friction avec les neutres [Rozhansky1999]. De même Carlson [Carlson2001] a proposé un modèle fluide linéarisé tenant compte des termes de viscosité, de friction et de polarisation qui permet d'estimer les longueurs caractéristiques perpendiculaires sur lesquelles s'appliquent chacune des composantes et de déduire que le terme de viscosité sans transport anormal est le plus faible pour un plasma de quelques eV dont la densité est comprise entre  $10^{18}$  et  $10^{20} m^{-3}$ .

Pour poursuivre notre étude de la dynamique transverse, nous allons réécrire la conservation du courant le long d'un tube de flux en tenant cette fois ci compte de  $j_{\perp}$ , le courant transverse injecté dans le tube de flux. La nouvelle relation donnant le potentiel de gaine est :

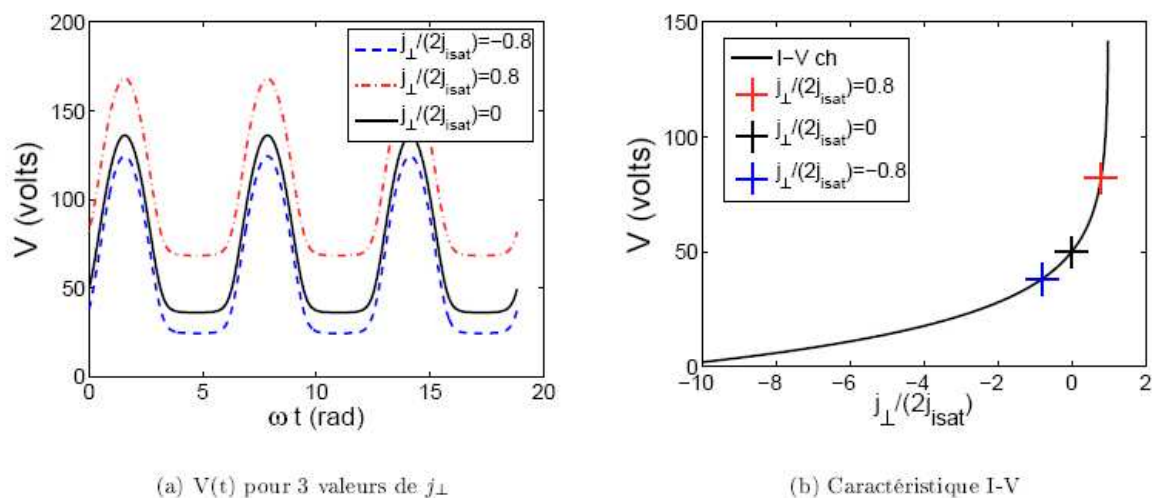
$$j_{isat} - j_{esat} \exp\left(-\frac{e(V - V_{RF})}{kT_e}\right) + j_{isat} - j_{esat} \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) = j_{\perp} \quad \text{Eq II.89}$$

L'expression du potentiel rectifié devient alors :

$$V = \frac{kT_e}{e} \left[ \ln\left(\frac{j_{esat}}{j_{isat}}\right) - \ln 2 + \ln\left(1 + \exp\frac{eV_{RF}}{kT_e}\right) - \ln\left(1 - \frac{j_{\perp}}{2j_{isat}}\right) \right] \quad \text{Eq II.90}$$

La figure II.24.a représente l'évolution temporelle du potentiel rectifié, pour différentes valeurs du courant perpendiculaire. On peut voir que l'effet principal de  $j_{\perp}$  est de décaler le

potentiel rectifié dans le plasma par rapport à la masse. La figure II.24.b représente la caractéristique tension-courant ( $V$  en fonction de  $j_{\perp}$  normalisé à  $2j_{\text{isat}}$ ).



**Figure II.24 :** (a) évolution temporelle du potentiel rectifié dans le plasma  $V$  pour trois valeurs de courant perpendiculaire injecté dans le tube de flux. (b) Caractéristique tension-courant d'un modèle de sonde double sur laquelle les points caractéristiques correspondant aux courbes de la figure a sont reportés.

L'injection d'un courant positif augmente le potentiel, alors que dans le cas d'un courant négatif, le potentiel se trouve diminué. Ceci s'explique simplement par le fait que l'injection d'un courant positif correspond à une augmentation du flux ionique dans le plasma ce qui induit une augmentation du potentiel de la gaine afin de mieux réduire le flux électronique et de ramener l'électroneutralité dans le plasma. Dans le cas de l'injection d'un courant négatif le potentiel de gaine va diminuer afin que moins d'électrons soient repoussés par la gaine. L'inertie des électrons étant plus faible que celle des ions, pour une même valeur de courant en valeur absolue, l'augmentation du potentiel dans le cas d'un courant positif sera plus importante que sa diminution pour un courant négatif.

## II.6 Effets des champs proches devant les antennes ICRF

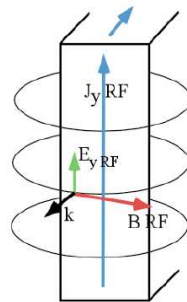
Nous allons, dans cette section, présenter les modifications du plasma périphérique qui peuvent survenir dans l'environnement immédiat des antennes émettrices ICRF. Ces modifications sont dues à la présence de champs proches RF intenses devant de telles antennes. L'interaction plasma – paroi va alors se faire, dans ce cas, par l'intermédiaire de gaines RF au comportement électrique non-linéaire. Celles-ci vont induire une polarisation du plasma périphérique.

On verra alors que ces processus sont nuisibles (non seulement) au bon fonctionnement des antennes, mais aussi des objets qui leur sont magnétiquement connectés (sondes, limiteurs).

### II.6.1 Polarisation des tubes de flux devant les antennes ICRF

Nous avons vu au chapitre I que les antennes ICRF représentent un moyen efficace de chauffer le plasma et de produire du courant non-inductif dans les tokamaks. Elles constituent ainsi une méthode de chauffage essentielle aux tokamaks actuels Tore Supra (TS) et JET et au futur tokamak ITER. Les ondes RF de forte puissance utilisées sont celles dont la fréquence est de l'ordre de la Fréquence Cyclotron Ionique (30-80MHz).

Dans le premier chapitre nous avons également rappelé que l'onde rapide, de par sa capacité à transporter beaucoup d'énergie jusqu'au cœur du plasma, est la candidate parfaite pour le chauffage du plasma. Celle-ci, tout comme l'onde lente, est induite par le courant qui circule dans les straps (figure II.25). Ces straps sont les éléments rayonnant de l'antenne. Ainsi selon les lois de l'induction électromagnétique le courant poloïdal RF ( $\mathbf{J}_{yRF}$ ) traversant un strap va induire un champ magnétique RF  $\mathbf{B}_{RF}$  qui sera à son tour à l'origine d'un champ poloïdal électrique  $\mathbf{E}_{yRF}$  qui va servir à chauffer le plasma. Ce schéma représente cependant une situation idéale, car dans le cas réel les straps induisent également un champ électrique  $E_{RF}$  dans la direction des lignes de champ. Cette composante parallèle du champ électrique RF rayonné à proximité de l'antenne (champs proches) le long d'une ligne magnétique ouverte va induire un potentiel excitateur à l'origine des gaines RF sur l'antenne RF [Colas2005].



**Figure II.25 :** Configuration d'un strap d'une antenne ICRF avec le courant, le champ électrique et le champ magnétique oscillant à la fréquence RF.

En effet malgré la présence d'écran de Faraday, disposé devant les straps, absorbant en partie la composante parallèle du champ électrique, une composante de ce champ subsiste. Ceci est dû au fait que les lignes magnétiques ne sont pas exactement perpendiculaire à la composante poloïdale  $E_{yRF}$  à cause du facteur  $q$  (voir chapitre I). L'angle entre la direction des lignes magnétiques et la direction perpendiculaire au strap est d'environ  $7^\circ$  ; c'est pourquoi la projection de la composante principale  $E_{yRF}$  n'est pas nulle et est capable de créer  $E_{RF}$  la composante suivant  $z$  (figure II.26.b) qui va polariser les gaines [Noterdaeme1993] [Colas2009]. Comme le montre le profil de potentiel RF de la figure II.27, cette composante du champ parallèle est capable de produire de forts potentiels RF devant l'antenne. Ceux-ci résultent de l'intégration du champ  $E_{RF}$  le long d'une ligne magnétique [D'Ippolito1993] tel que présenté par Eq II.94.

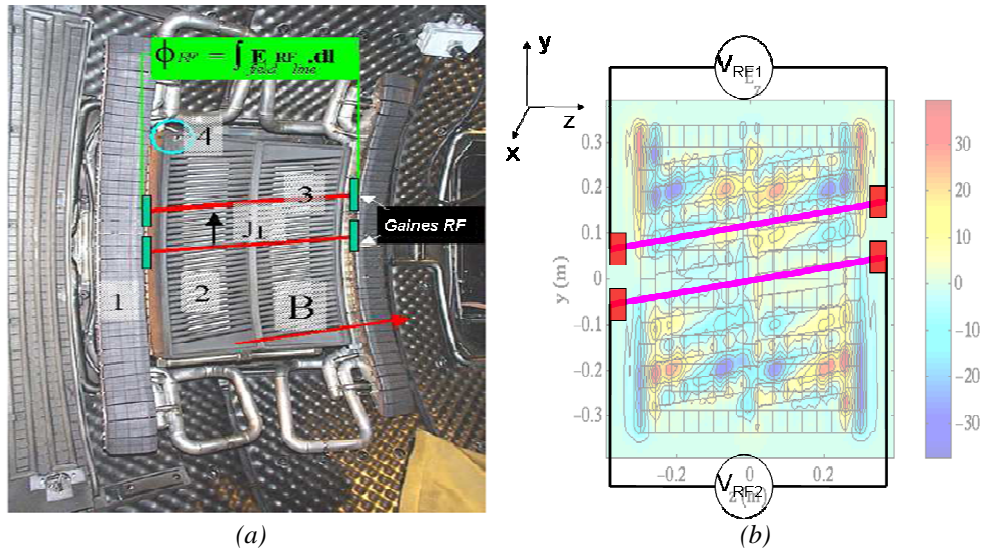
$$V_{RF} = \int_L E_{//RF} dl \quad \text{Eq II.94}$$

Les champs proches et les potentiels RF ainsi induits sont à l'origine de gaines RF sur la structure de l'antenne RF. Ces gaines sont localisées à l'extrémité de lignes magnétiques ouvertes connectées aux bumpers de l'antenne (figure II.26).

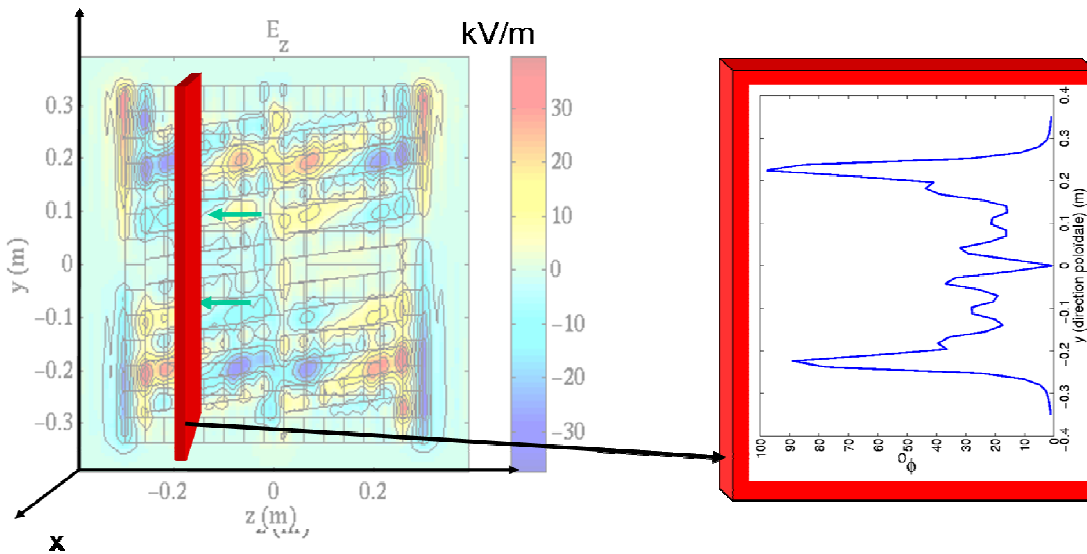
Dans le modèle du tube de flux polarisé présenté à la section II.5, le potentiel RF est appliqué à une seule des deux électrodes, l'autre étant à la masse. Si cette modélisation convient bien aux plasmas de décharges ou, comme nous allons le voir dans le chapitre III, au cas d'une sonde de Langmuir magnétiquement connectée à une antenne ICRF, elle ne s'applique pas au tube de flux présent entre les bumpers d'une antenne ICRF (figure II.26). Pour établir l'expression du potentiel rectifié, un modèle adéquat a été développé [Faudot2006].

Le code 3D ICANT [Pecoul2002] utilisé pour les figures ci-dessus permet de calculer de manière auto-cohérente les champs proches





**Figure II.26 :** Tubes de flux connectés aux bumpers d’une antenne ICRF de Tore supra.  
 (a) : (1) bumper de protection de l’antenne. (2) straps rayonnant l’onde électromagnétique. (3) LMO (en rouge) connectées aux bumpers, les gaines RF sont situées aux extrémités de chaque LMO. (4) coin où apparaît un point chaud. (Image CEA).  
 (b) care de la composante z (parallèle) des champs RF dans un plan parallèle à la surface de l’écran de Faraday devant et autour de l’antenne ICRF (déterminé avec le code ICANT).



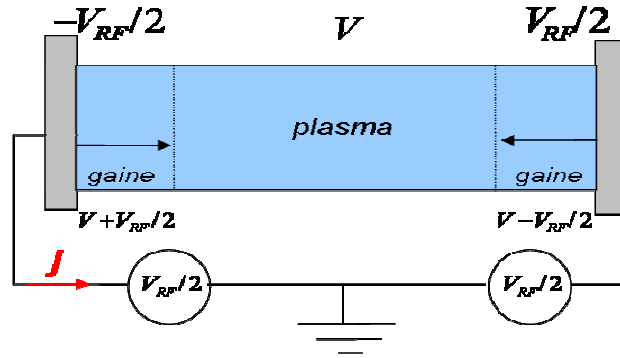
**Figure II.27 :** exemple de profil de potentiel RF devant une antenne ICRF (dans la direction poloidale y) obtenue avec le code ICANT.

### II.6.2 Modèle de tube de flux symétrique

Nous venons de voir que dans le tube de flux présent entre les bumpers d’une antenne ICRF, le potentiel RF résulte de l’intégration du champ  $E_{RF}$  généré par l’antenne le long d’une ligne magnétique [D’Ippolito1993]. Dans nos modèles et simulations, les potentiels induits par la source RF qu’est l’antenne ICRF seront modélisés par des électrodes oscillantes à un potentiel sinusoïdal [Faudot2006][Faudot2010].

Dans le cas d’un tube de flux entre les bumpers, le champ électrique joue le même rôle pour chaque bumper sur lequel le tube de flux vient se connecter. Le modèle adéquat est donc le modèle symétrique [Faudot2006] présenté sur la figure II.28. La seule différence entre les deux sources de tension étant leur déphasage de  $\pi$ . Ce modèle est d’autant plus applicable au

cas des lignes magnétiques ouvertes connectées aux bumpers que la surface des bumpers est quasi perpendiculaire ( $\sim 7^\circ$ ) aux lignes magnétiques, on peut alors aussi dissocier les dynamiques parallèle et transverse.



**Figure II.28** : schéma électrique équivalent d'un tube de flux à polarisation symétrique. Ce schéma est équivalent à un tube de flux soumis à un champ extérieur  $E_{RF}$ . Les sources de tension sont déphasées de  $\pi$

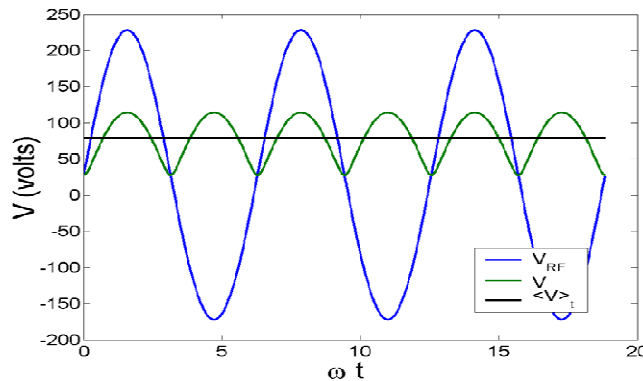
La conservation des courants le long d'un tube de flux en tenant compte de  $j_{\perp}$  (courant transverse) s'écrit :

$$j_{isat} - j_{esat} \exp\left(-\frac{e\left(V - \frac{V_{RF}}{2}\right)}{kT_e}\right) + j_{isat} - j_{esat} \exp\left(-\frac{e\left(V + \frac{V_{RF}}{2}\right)}{kT_e}\right) = j_{\perp} \quad \text{Eq II.91}$$

L'expression du potentiel rectifié devient alors :

$$V = \frac{kT_e}{e} \left[ \ln\left(\frac{j_{esat}}{j_{isat}}\right) + \ln\left(\cosh\left(\frac{eV_{RF}}{2kT_e}\right)\right) - \ln\left(1 - \frac{j_{\perp}}{2j_{isat}}\right) \right] \quad \text{Eq II.92}$$

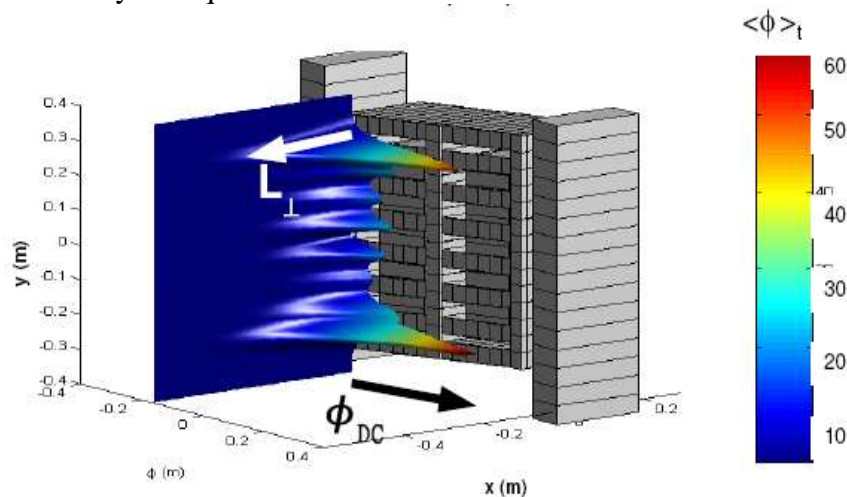
Cette expression peut être comparée à [Eq II.90](#). Dans ce cas, la partie négative du potentiel n'est plus tronquée, comme dans le cas asymétrique, mais redressé par le terme  $\ln\left(\cosh\left(\frac{eV_{RF}}{2kT_e}\right)\right)$ . On peut voir ce redressement sur la [figure II.29](#) ( $j_{\perp}=0$ ).  $\ln\left(1 - \frac{j_{\perp}}{2j_{isat}}\right)$  va induire ici un décalage du potentiel rectifié comme dans le cas asymétrique (avec courant transverse).



**Figure II.29** : évolution temporelle du potentiel rectifié dans le plasma  $V$  pour une polarisation asymétrique. ( $T_e=T_i=20$  eV,  $V_o=200$  volts,  $m_i/m_e=183$ ).



La modélisation de ces potentiels rectifiés appliqués aux antennes ICRF a été faite par Faudot [Faudot2006]. Son modèle permet de tenir compte des courants transverses devant ces antennes. Ces courants transverses, entre les différents tubes de flux devant une antenne, se justifient par le fait que chaque ligne peut se polariser différemment en fonction de la structure de champ électrique qui se développe devant l'antenne. Les calculs menés avec le code ICANT et TOPICA [Pecoul2002] [Milanesio2007] ont permis de confirmer que la structure de ces champs est inhomogène et que des gradients de potentiels peuvent exister entre les bandes métalliques de l'écran de l'antenne ICRF. Les courants de polarisation ( $j_{\perp}^{pol}$ ) ont été identifiés comme étant la composante essentielle des courants transverses générés par ces gradients [Faudot2006]. L'ajout des courants de polarisation sous l'action d'effets non-linéaires des gaines RF conduit à l'augmentation de la valeur du potentiel rectifié [Faudot2006]. Ces effets ont été montrés théoriquement et numériquement en utilisant deux types de description, l'une basée sur un code particulaire dit PIC (Annexe 1) contenant intrinsèquement tous les effets physiques et une autre utilisant un formalisme fluide incluant les courants de polarisation, il s'agit du code SEM (Annexe 2). La figure II.30 présente un exemple de structures de potentiel DC, devant une antenne ICRF, obtenu avec le code SEM en tenant compte des courants transverses. Un autre résultat de cette résolution est que le potentiel rectifié peut atteindre  $V_0/2$  pour un tube de flux à sollicitation RF symétrique et  $V_0$  pour une sollicitation asymétrique.



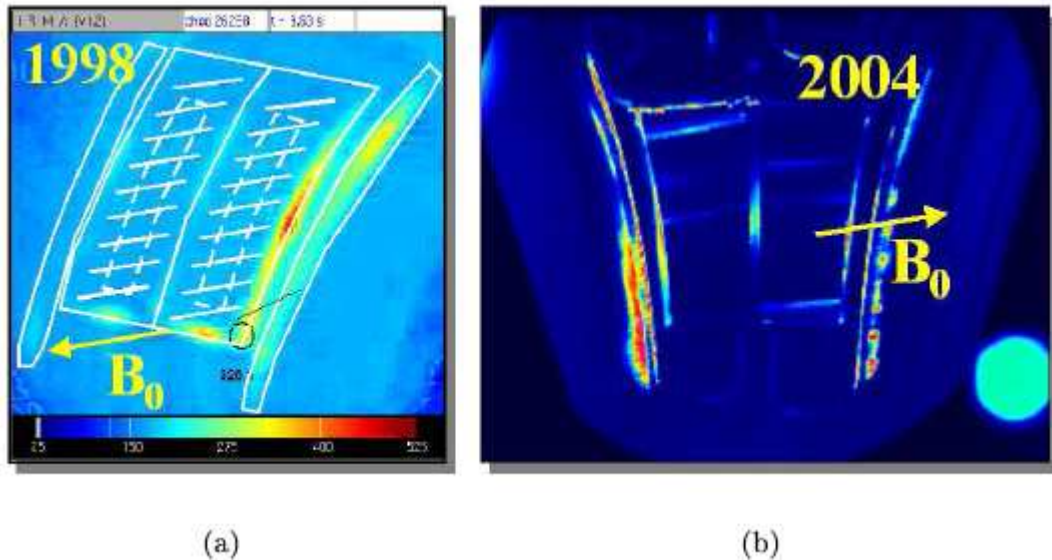
**Figure II.30** : exemple de carte des structures de potentiel rectifié DC avec courants transverses dans un plan perpendiculaire au champ magnétique (plan  $(x,y)$ ) devant l'antenne FCI dans un plan poloidal.  
Carte issue du code SEM [Faudot2006]

Nous allons dans le chapitre III, adapter le modèle Faudot afin de comprendre comment des courants DC peuvent survenir en présence de sources RF. Ce modèle présente un intérêt particulier par rapport à la plupart des modèles de transport de courant, utilisés dans le cas des sondes de Langmuir, qui négligent les courants de polarisation en travaillant avec des potentiels DC [Carlson2001] [Rozhansky2001]. Dans leurs études, les gradients spatiaux ( $j_{\perp}^{comv}$ ) deviennent majoritaires. Dans le cadre du transport de courant devant les antennes ICRF, d'autres modèles assez proches de celui développé par Faudot ont été proposés par D'Ippolito [D'Ippolito1993] [D'Ippolito2000] [D'Ippolito2002].

La présence de gaines RF devant les antennes ICRF va générer des effets néfastes pour le fonctionnement de ces antennes. Ces gaines sont, en effet, directement responsable de points chauds sur les antennes.

### II.6.3 Les points chauds

Nous allons ici aborder la question de l'apparition des points chauds (figure II.31) sur les coins des antennes ICRF lors de leur utilisation. Ce phénomène fortement limitatif a été observé, par des caméras infrarouges, sur Tore supra dans le cadre des décharges de longue durée [Faudot2006]. Qu'est ce qui peut ainsi modifier et accroître l'énergie des particules qui arrive sur ces coins de l'antenne ?

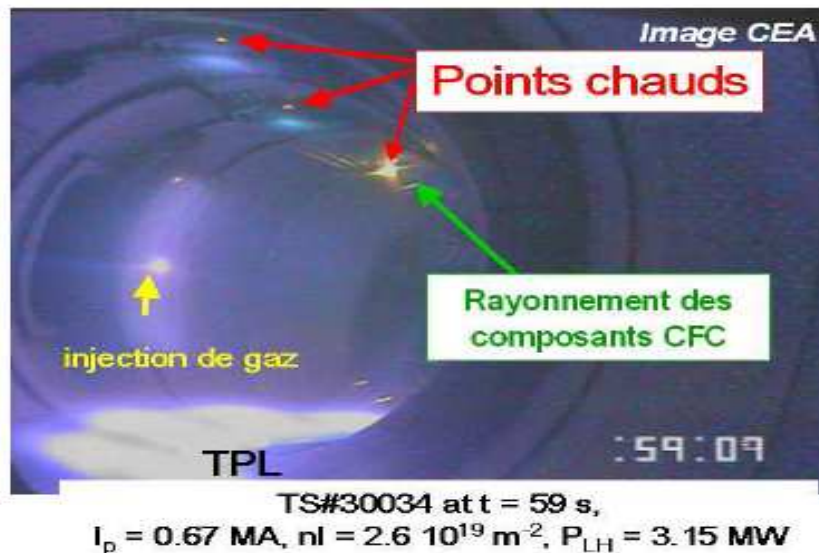


**Figure II.31** : points chauds observés par imagerie infrarouge sur l'antenne ICRF de Tore Supra pour des orientations inversées du champ magnétique  $B_0$ . (a) le point chaud apparaît dans le coin inférieur droit de l'antenne. (b) le point chaud apparaît dans le coin inférieur gauche de l'antenne. (image CEA)

Les explications sont données par la création de gaines RF par les champs proches devant l'antenne [Colas2005] [Faudot2006]. En effet, la rectification par les gaines RF a été identifiée comme l'un des mécanismes capables d'induire une augmentation du flux de chaleur (Eq II.94) déposé sur la structure de l'antenne, d'une part et d'autre part de générer de forts potentiels rectifiés continus DC (section II.6.4) devant l'antenne. Ces potentiels DC, dont l'ordre de grandeur est celle de l'amplitude du potentiel RF, peuvent dépasser 1000V. Ils sont capables d'accélérer les ions du plasma vers l'antenne et de générer des cellules de convection [Becoulet2002] (dérive de type  $E \wedge B$ ) juste devant celle-ci. Ces cellules sont susceptibles de modifier la densité devant les antennes [Becoulet2002] [Colas2005]. Elles font également circuler le plasma vers le haut ou le bas de l'antenne en fonction du sens du champ magnétique et sont ainsi à l'origine de points chauds aux coins supérieurs ou inférieurs de l'antenne RF [Colas05]. Ceci a été observé expérimentalement sur Tore Supra lorsque le changement d'orientation du champ magnétique a fait basculer la position du point chaud du coin inférieur droit au coin supérieur gauche de l'antenne. Le calcul des cartes de potentiels rectifiés DC montre que dans les parties supérieure et inférieure de l'antenne une part substantielle du champ électrique parallèle existe [Colas2006], les courants dans la structure d'antenne sont aussi à l'origine du champ parallèle. Celle-ci est causée par l'inclinaison des lignes qui les empêche de parcourir le même chemin devant les straps qui créent alors sans compenser ces champs électriques. Les forts potentiels DC qui en découle vont accélérer et faire converger les flux de particules vers les bords de l'antenne.

$$Q_{//}^{chaleur} = \Gamma_{bohm} \cdot (eV_{DC}) = n_0 c_s \cdot eV_s \quad \text{Eq II.94}$$

Nous avons ici parlé et décrit les points chauds observés sur la structure des antennes ICRF. Des points chauds apparaissent également à d'autres endroits de la paroi interne du tokamak comme le montre la [figure II.32](#) (e.g : pertes ripples sur la face interne supérieure). Parmi ces endroits, on peut notamment citer l'entrée des queusots qui permettent l'introduction d'outils de diagnostic dans le tokamak. Ces points chauds demeurent liés aux flux de particules énergétiques et à la rectification du potentiel du plasma par la gaine [Colas2005] [Colas2006].



*Figure II.32 : Autres points chauds observés sur la paroi interne de Tore Supra. (Image CEA)*

## II.7 Conclusion

Ce chapitre a permis d'introduire les notions importantes que nous allons employer dans les chapitres suivants. La compréhension de la physique du plasma de bord, de la SOL, et de la polarisation du plasma devant les parois par les gaines est essentielle pour le développement de la physique des gaines RF, notamment pour l'établissement et la résolution analytique des modèles qui seront établis dans le chapitre III. Ces modèles nous permettront de comprendre l'apparition de courant DC sur les structures d'antenne ICRF et certaines mesures de sondes menées dans les tokamaks.

La SOL est ainsi la zone, centimétrique, située entre la paroi interne d'un tokamak et la dernière surface magnétique fermée. Les lignes magnétiques qui s'y trouvent sont alors connectées à cette paroi, elles vont d'ailleurs y conduire des particules chargées du plasma. La densité dans cette zone de perte pour le plasma va décroître de manière importante. Au bord de l'enceinte va apparaître, sur quelques longueurs de Debye, une fine couche chargée essentiellement d'ions appelée gaine. Celle-ci sépare tout plasma de l'enceinte qui le contient. Elle provient de la différence d'inertie entre les ions et électrons qui, beaucoup plus mobiles, sont collectés bien plus vite par la paroi qui se charge alors négativement et permet l'établissement d'une charge d'espace positive. Subséquemment la caractéristique courant-tension est fortement non-linéaire. Lorsque la gaine s'établit et donc que les flux ionique et électronique s'équilibrent, le plasma se trouve polarisé (par rapport à la paroi) au potentiel dit flottant. En présence d'un potentiel RF d'amplitude  $V_0$ , la dynamique du potentiel de la gaine va être fortement modifiée. La gaine, qui devient RF, rectifie dans le plasma le potentiel RF qui lui est imposé de l'extérieur. L'effet principal est l'établissement d'un potentiel DC qui est la moyenne du potentiel RF sur une période ICRF. La valeur de ce potentiel rectifié DC peut atteindre  $V_0/2$  pour un tube de flux excité, avec une tension RF, de manière symétrique et  $V_0$

pour une sollicitation RF asymétrique. C'est la dynamique parallèle des particules qui régit ce processus de rectification. La prise en compte des échanges de courant dans la direction transverse conduit à une modification de cette rectification. C'est ainsi que l'ajout des courants de polarisation échangés entre les tubes de flux, connectés aux bumpers d'une antenne RF, accroît la valeur du potentiel rectifié. Les fortes structures de potentiel DC, ainsi créés, seront à même d'accélérer et de dévier les flux de particules sur la structure d'antenne. La conséquence de cela est l'apparition de points chauds aux coins de l'antenne mais aussi de courants DC circulant le long des lignes de champ. Afin d'éviter ces flux de chaleurs il est nécessaire de diminuer les potentiels rectifiés devant les antennes et d'étudier leur dynamique et comment elles interagissent avec le plasma. D'autre part il est important de connaître les courants DC circulant le long des lignes de champ connectés aux antennes pour faire des mesures de sonde fiable.

### III Génération de courants parallèles continus par des sources RF dans la SOL

Le but de ce chapitre est d'apporter des réponses à la difficile question de l'interprétation des mesures de sondes de Langmuir plongées dans un plasma magnétisé et connectées à une antenne ICRF pendant son fonctionnement (figure III.1). Dans ce cas de figure, de nombreuses expériences ont montré que les sondes présentaient des résultats inattendus. En effet, il a été mis en évidence l'apparition des courants continus (courants DC) circulant dans la SOL entourant les antennes ICRF. Du courant électronique DC est recueilli sur la structure de l'antenne ICRF sous tension [VanNieuwenhove1992] [D'Ippolito2002], tandis qu'un courant ionique DC (figure III.2.a) est recueilli par une sonde de Langmuir à l'autre bout du tube de flux magnétique ouvert connecté à l'antenne, lorsque la sonde est au potentiel de la machine [Gunn2008]. Ces courants n'apparaissent que lors du fonctionnement d'une antenne ICRF. Les courants RF semblent, alors, directement impliqués dans la génération de ces courants DC.

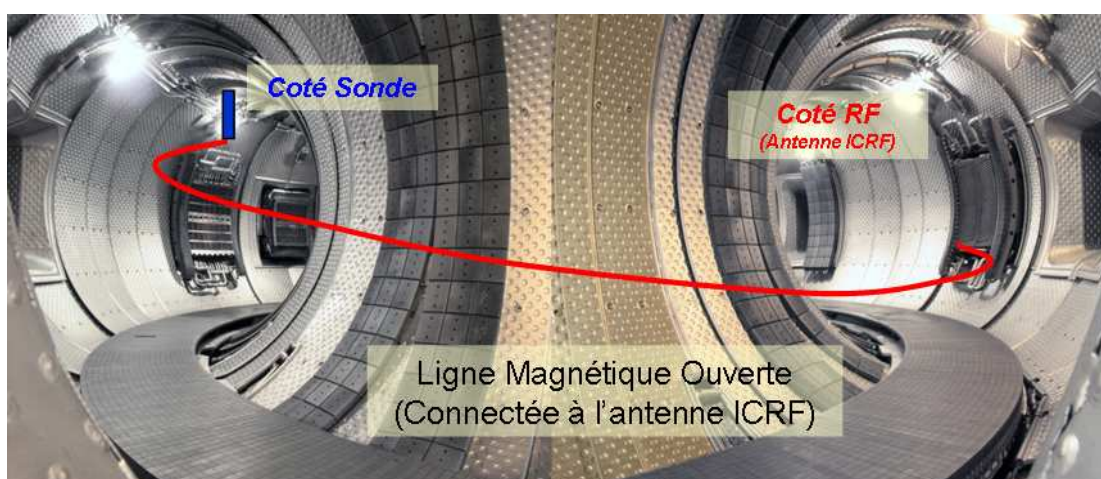


Figure III.1 : Photographie de l'intérieur de Tore Supra. La ligne rouge représente une ligne magnétique connectée à une antenne ICRF et à une sonde.

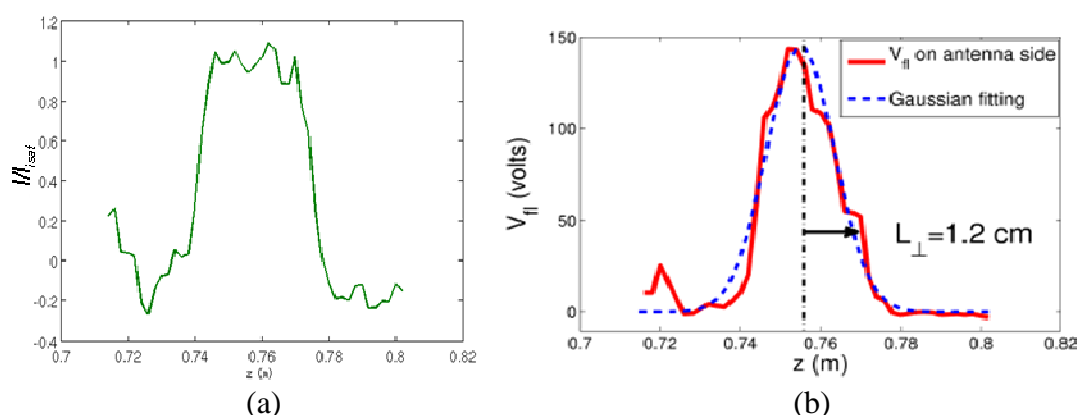


Figure III.2 : a) profil de la distribution des courants DC sur la sonde, normalisés au courant de saturation ionique local. b) profil du potentiel flottant. Mesures faites avec une sonde de Langmuir magnétiquement connectée à l'antenne ICRF et pénétrant (quasi) radialement dans la SOL de Tore Supra (J. Gunn).

Les mesures de courants DC, dans cette situation, ne sont pas évidentes à comprendre. Des explications doivent être données aux nombreuses interrogations et observations suivantes :



comment générer du courant continu avec une sollicitation RF du plasma ?

quelle explication peut-on donner aux signes des courants collectés ?

les mesures effectuées le long du trajet de la sonde montrent que le courant DC mesuré reste positif. Une source de courant de signe opposé doit dès lors exister quelque part.

à certains endroits le courant semble aller contre le gradient radial local de potentiel, ce qui est contre-intuitif [Gunn2008].

selon les théories classiques, la conductivité parallèle du plasma sans collision est infinie [Spitzer1953], alors que la conductivité transverse (au champ magnétique) sous sollicitation continue dans ce type de plasma est nulle [Myra1990] [Rozhansky2001]. Quel type de processus est donc à l'origine de ces courants ?

Cette problématique est importante dans la mesure où l'apparition de ces courants DC modifie le potentiel mesuré par les sondes. Un des objectifs majeurs de la thèse a dès lors été le développement d'un modèle faisant apparaître des courants DC. Pour cela, le modèle de sonde double (section II.5) a été utilisé. Les résultats fournis par le modèle analytique développé seront comparés aux résultats produits par des simulations numériques et aux résultats expérimentaux [Bobkov2010]. Les codes utilisés sont les codes 2D, OOPIC [Verboncoeur1995] et SEM [Faudot2006]. OOPIC est un code PIC électrostatique et le code SEM est un code fluide (voir Annexes 1 et 2).

### III.1 Modèles analytiques

La base de la modélisation est d'insérer un tube de flux entre l'antenne ICRH et une sonde de Langmuir comme sur la figure III.3. Or il est nécessaire de faire quelques approximations sur le comportement électrique de ces éléments.

Ainsi la sonde sera supposée à un potentiel fixe ou à la masse. En réalité le potentiel de la sonde soumis à une polarisation RF n'est pas rigoureusement constant ou à la masse puisque la sonde peut être électriquement associée à un circuit RLC dont les valeurs de R, L et C sont finies. Il faut faire appel à la théorie des lignes pour connaître la réponse de celle-ci à une sollicitation RF. Il en va de même pour la structure d'antenne dans laquelle circule des courants RF qui peuvent eux-mêmes rayonner une composante de l'onde lente dans le plasma [Colas2005]. Néanmoins pour des raisons de simplicité nous nous limitons ici à négliger la réponse RF de ces éléments en supposant que la sonde est à une masse fixe et imperturbable dans notre modèle. Elle sera alors approximée à un conducteur parfait ou une équipotentielle dont on peut fixer le potentiel dans les simulations.

En ce qui concerne les courants DC qui apparaissent le long des lignes de champ magnétique pendant un tir d'antenne, on peut les expliquer par l'existence d'une différence de potentiel DC entre les extrémités de la ligne magnétique ainsi que d'une conductivité DC non nulle. Si l'antenne ICRH crée effectivement un potentiel DC positif de l'ordre du potentiel RF [Godiak75] dans le plasma, le potentiel moyen sur la structure d'antenne reste à 0, celle-ci devrait donc drainer un courant positif. Or les mesures montrent le contraire. D'autre part la quantité de courant mesuré ne s'explique pas par des courants de type collisionnel, ils seraient trop faibles. En effet les courants mesurés sont localement de l'ordre du courant de saturation (voir figure III.2).

En supposant cette fois une conductivité DC nulle dans le plasma, seule la conductivité RF serait à même de résoudre cette problématique. Cette conductivité permettrait en effet d'alimenter en courant le tube de flux, celui-ci se répartirait ensuite le courant en fonction de l'amplitude des 2 sources RF (à chaque extrémité du tube de flux). Néanmoins si le potentiel RF appliqué à chaque extrémité du tube de flux est de même amplitude, pour des raisons de

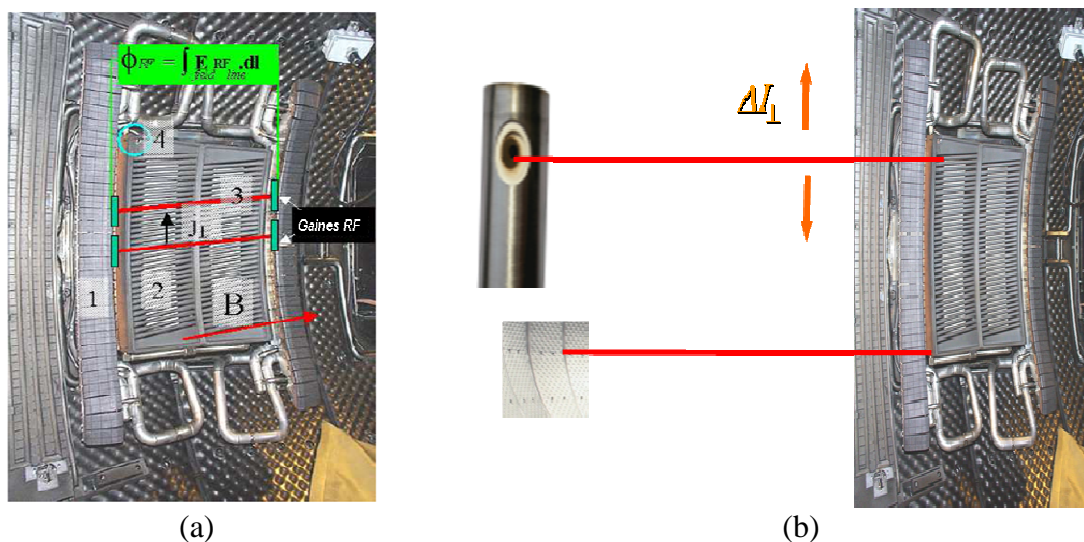
symétrie la moyenne temporelle des courants échangés à chaque côté de la ligne sera nulle, il faut donc qu'il y ait une asymétrie des potentiels RF sources.

En conclusion, pour obtenir des courants DC, on émet l'hypothèse qu'il faut à la fois une asymétrie de la source RF par rapport à une masse fixe, une conductivité RF transverse non nulle autorisant des courants RF transverses ainsi qu'une caractéristique courant-tension non linéaire due aux gaines pour favoriser des courants négatifs du côté RF et des courants positifs côté sonde. C'est cette hypothèse que nous allons vérifier dans cette partie, tout d'abord par un modèle associé à des simulations fluides et PIC.

C'est un tel modèle minimal qui est développé ci-dessous. Idéalement il faudrait aussi travailler en géométrie réaliste, exciter le système par une carte de champ proche de l'antenne et la nature électrostatique ou électromagnétique de l'onde devrait être également discutée.

### III.1.1 Etablissement des modèles

Afin de comprendre comment des courants continus peuvent être produits en présence de RF, nous allons modéliser les différents types de connexion magnétique à une antenne ICRF. Comme montré sur la [figure III.3](#), il s'agit des cas où les lignes magnétiques ouvertes sont connectées aux bumpers (section II.6) et celui où une seule extrémité est connectée à l'antenne, l'autre étant connecté à un autre point de la paroi interne du tokamak (e.g : sonde, limiteur ou autres points de la paroi). Le terme d'échange de courant transverse devra être pris en compte afin de coupler la dynamique transverse à la dynamique parallèle [[Nedospasov1994](#)] [[Verplancke1997](#)]. Il s'agit essentiellement de courant de polarisation (chapitre II) dû à la variation temporelle de potentiel entre des tubes voisins autour de la fréquence cyclotron ionique ( $f_{ci}$ ).



**Figure III.3 :** Lignes magnétiques ouvertes (LMO) connectées à une antenne ICRF. (a) connexion aux bumpers de protection de l'antenne. (b) connexion magnétique entre l'antenne et une sonde et l'antenne et un autre point de la paroi interne du tokamak. Dans les deux cas, les gaines RF sont situées aux extrémités des LMO et des échanges de courant transverse sont possibles entre les différents tubes de flux. (Image CEA).

Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, le modèle de sonde double est bien adapté aux plasmas magnétisés. De plus, il intègre la dynamique du potentiel de gaine lorsque celle-ci est soumise à un champ RF (processus de rectification). Ce modèle permet ainsi de modéliser les situations que nous souhaitons étudier.

L'objectif est ici de montrer que la physique des gaines et ces modèles peuvent être utilisés afin de calculer les courants et les potentiels mesurés par les sondes de Langmuir.



Les configurations que nous venons de présenter (figure III.3) permettent d'envisager deux modèles fluides (figure III.4). Ces deux modèles partagent les mêmes hypothèses sur le plasma. En plus de celles évoquées pour le modèle double sonde (section II.5), les hypothèses suivantes sont faites :

Dans les conditions de notre étude :

- La conductivité parallèle est beaucoup plus importante que la conductivité perpendiculaire. Ainsi il n'y a pas de gradient de potentiel dans la direction parallèle dans le plasma (sauf dans la gaine).

- La masse des électrons est négligeable devant celle des ions de sorte que dans la direction transverse, le courant transverse des électrons est négligeable [Faudot2006].

- Le courant de dérive de polarisation est la principale composante du courant transverse à la fréquence du générateur FCI, pas à fréquence nulle. Les courants DC de type collisionnel et induits par le cisaillement transverse de vitesse sont négligés pour les structures, de tailles centimétriques, que nous allons considérer [Faudot2006]. Les collisions sont négligeables et le courant de convection (dû au cisaillement) ne devient comparable au courant de polarisation que pour les petites structures ( $\sim 1\text{mm}$ ). Ainsi  $j_{\perp} \approx j_{\perp}^{pol}$  [Faudot2006].

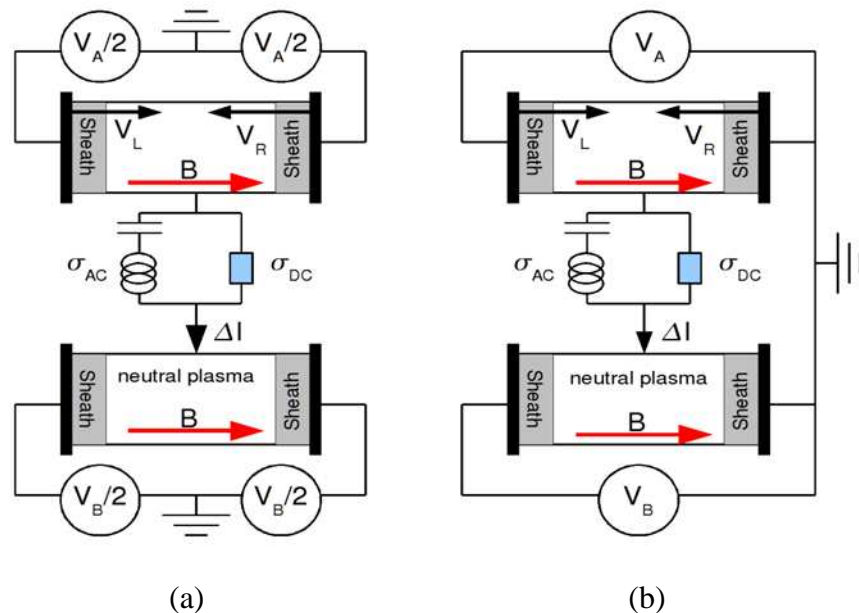


Figure III.4 : Schéma électrique des modèles symétrique (a) et asymétrique (b) avec échange de courant transverse avec un autre tube de flux.

Les deux modèles ne sont différenciés que par la position de la masse électrique : dans le cas symétrique (figure III.4.a) les deux extrémités d'une ligne de champ subissent la même excitation mais avec un déphasage de  $\pi$ . Ils jouent ainsi des rôles symétriques. Dans le cas asymétrique (figure III.4.b) une seule extrémité se trouve excitée, l'autre jouant le rôle de masse électrique. On peut intervertir la situation de ces deux parois ou créer une situation intermédiaire qui maintient toutefois l'asymétrie entre les deux extrémités. Ce modèle postule que les champs électriques dérivent d'un potentiel. Il est alors possible de définir une référence de potentiel, la notion de masse électrique a ainsi un sens.

L'objet du travail est ainsi la résolution du modèle double sonde avec courants transverses pour ces modèles symétrique et asymétrique appliqués devant une antenne ICRF là où les courants de polarisation sont les plus importants.

### III.1.2 Expression du courant transverse

A partir de l'expression du terme de polarisation  $j_{\perp}^{pol}$  de l'équation Eq II.73 associée à l'équation Eq II.80, l'expression du courant transverse de polarisation en fonction du potentiel plasma instantané  $V$  est obtenue, en supposant que la vitesse  $v$  de Eq II.73 est majoritairement convective, soit  $v = \frac{E \wedge B}{B^2}$  (donc en négligeant les flux de polarisation par rapport aux flux convectés) :

$$j_{\perp} = n_0 \frac{B}{B^2} \wedge \left[ m_i \frac{\partial v}{\partial t} \right] = \frac{n_0 m_i}{B^2} \frac{\partial \nabla V}{\partial t} \quad \text{Eq III.1}$$

Avec l'hypothèse flûte, on évalue alors  $\Delta I_{\perp}$  le courant de polarisation, le long du tube de flux, par  $\Delta I_{\perp} = L_{\parallel} \nabla_{\perp} \cdot j_{\perp}$ .  $L_{\parallel}$  est la longueur de la ligne magnétique ou du tube de flux. On peut donc écrire :

$$\Delta I_{\perp} = L_{\parallel} \nabla_{\perp} \cdot j_{\perp} = L_{\parallel} \frac{n_0 m_i}{B^2} \frac{\partial \nabla^2 V}{\partial t} \quad \text{Eq III.2}$$

L'expression du courant de polarisation normalisé au courant de saturation ionique est donnée par l'équation Eq III.3. Ici le potentiel  $V$  est remplacé par le potentiel  $\phi$  normalisé à  $e/kT_e$ . Par la suite nous travaillerons souvent avec ce potentiel normalisé.

$$\frac{\Delta I_{\perp}}{2 j_{isat}} = \frac{L_{\parallel} \rho_{ci}}{2 \Omega_{ci}} \frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial t} \quad \text{Eq III.3}$$

Afin de faciliter la résolution analytique, la dynamique transverse des ions est simplifiée en une réponse capacitive donnée par les équations Eq III.4 et Eq III.5 [Nedospasov94] [Faudot2006].

$$\Delta I_{\perp} = C_{\perp} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad \text{Eq III.4} \quad \frac{C_{\perp}}{2 j_{isat}} = \frac{\alpha L_{\parallel} \rho_{ci}}{2 \Omega_{ci} r_0^2} \quad \text{Eq III.5}$$

$\alpha$  dépend de la forme de la structure spatiale du potentiel.  $r_0$  est la demi-largeur transverse du potentiel. Dans le cas d'une structure de potentiel de forme gaussienne  $\alpha=2$  [Faudot2006].

$C_{\perp}$  n'est pas réellement une capacité vu que  $\phi$  est normalisé à  $e/kT_e$ . La « capacité » réelle associée est donc  $C_{\perp} * kT_e / e$  [Lieberman1988] [Verplancke1997].

Si on résout l'équation de quantité de mouvement pour les ions sans négliger les flux de polarisations (dus à l'inertie des ions) par rapport aux flux convectés de type  $E \times B$ , on obtient [Faudot2006] :

$$\frac{1}{\Omega_{ci}^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\Delta I_{\perp}}{2 j_{isat}} \right) + \frac{\Delta I_{\perp}}{2 j_{isat}} = \frac{L_{\parallel} \rho_{ci}}{2 \Omega_{ci}} \frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial t} \quad \text{Eq III.6}$$

Ainsi dans le cas où  $\omega \ll \Omega_{ci}$ , le premier terme de la partie gauche de l'équation devient négligeable et on retrouve l'équation Eq III.3. La méthode de résolution analytique que nous allons développer dans les sections suivantes n'est donc valide qu'à basse fréquence ( $\omega \ll \Omega_{ci}$ ).

### III.1.3 Résolution analytique du modèle asymétrique

#### III.1.3.1 Evaluation des courants DC avec courants transverses RF

Pour résoudre le modèle, nous reprenons le modèle asymétrique de la [figure III.4.b](#) pour un tube de flux ([figure III.5](#)). Les électrodes appelées *sonde* et *antenne RF* sont celles utilisées pour représenter le comportement de la sonde et d'une antenne RF. Les potentiels sont normalisés à  $e/kT_e$ . Nous allons nous servir de la physique des gaines présentées dans le chapitre II, afin d'évaluer les courants instantanés collectés par la sonde et l'antenne. Celle-ci prend en compte les dépendances non-linéaires (exponentielles). Le courant transverse dû à la polarisation et le potentiel rectifié dans le plasma sont calculés de manière auto-cohérente. Il faut pour cela coupler la résolution de la conservation du courant le long du tube de flux ([Eq III.7.\(a\)](#)) et l'équation régissant la dynamique des ions à basse fréquence ([Eq III.4](#)).

$$j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF}) + j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi) = \Delta I_{\perp} \quad \text{Eq III.7.(a)}$$

Les variables  $\phi$ ,  $\phi_{RF} = \phi_0 \cos(\omega t)$  et  $\Delta I_{\perp}$  dépendent implicitement du temps.

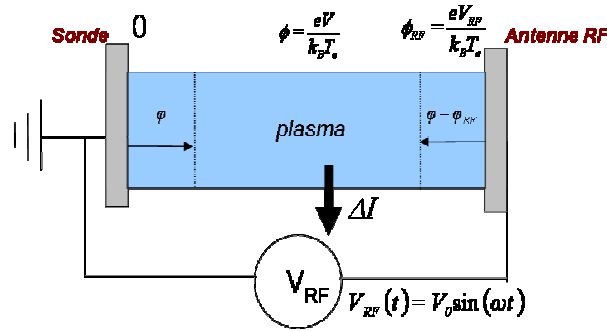


Figure III.5 : Schéma du modèle asymétrique avec échange de courant transverse.

Cette équation peut se réécrire :

$$1 - \frac{j_{esat}}{2j_{isat}} \exp(-\phi)(1 + \exp(\phi_{RF})) = \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad \text{Eq III.7.(b)}$$

En multipliant cette expression par  $\exp\left(\phi - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)$  on obtient :

$$-\frac{j_{esat}}{2j_{isat}} (1 + \exp(\phi_{RF})) \exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) = \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} + \frac{\partial \phi}{\partial t}\right) \exp\left(\phi - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) \quad \text{Eq III.7.(c)}$$

Cette équation peut être intégrée et résolue comme présenté dans l'[Annexe 3](#) (dans le cas  $V_{DC} = 0$ ). On peut alors déterminer l'expression de  $\phi(t)$  ([Eq III.8](#)).

$$\phi(t) = \phi_{fl} - \log(2) + \log[1 + I_0(\phi_0) + B(t) + G(\omega t)] \quad \text{Eq III.8}$$

Avec :

$$G(\omega t) = -\frac{4j_i^2}{C_{\perp}^2} \sum \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \text{ et}$$

$$B(t) = \exp\left(\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}}\right) \left[ \frac{2j_{isat}}{j_{esat}} - (1 + I_0(\phi_0)) - \frac{8j_{isat}^2}{C_{\perp}^2} \sum \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \right]$$

$\phi_0$  et  $\phi_{fl}$  sont l'amplitude du potentiel RF et le potentiel flottant normalisé à  $e/kT_e$ .  $I_0$  est la fonction de Bessel modifiée de premier ordre,  $B(t)$  et  $G(\omega t)$  sont les termes transitoire et oscillatoire.

Nous pouvons alors déduire  $j_{so}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi)$  et  $j_{ant}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF})$ , les courants instantanés collectés sur les électrodes sonde (Eq III.9.(a)) et antenne RF (Eq III.9.(b)).

$$\frac{j_{so}(t)}{j_{isat}} = 1 - \frac{j_{esat}}{j_{isat}} \exp(-\phi(t)) = 1 - \left\{ \frac{1}{2} [1 + I_0(\phi_0)] - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} \quad \text{Eq III.9.(a)}$$

$$\frac{j_{ant}(t)}{j_{isat}} = 1 - \frac{j_{esat}}{j_{isat}} \exp(-\phi(t) + \phi_{RF}) = 1 - \exp(\phi_{RF}) \left\{ \frac{1}{2} [1 + I_0(\phi_0)] - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} \quad \text{Eq III.9.(b)}$$

Les expressions des courants DC (normalisés à  $j_{isat}$ ) de ces courants sont déterminées en faisant les moyennes sur une période de ces courants. Elles s'écrivent sur la sonde et sur l'antenne RF :

$$\left\langle \frac{j_{so}(t)}{j_{isat}} \right\rangle = 1 - \frac{1}{T} \int_0^T \left\{ \frac{1}{2} [1 + I_0(\phi_0)] - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} dt \quad \text{Eq III.10.(a)}$$

$$\left\langle \frac{j_{ant}(t)}{j_{isat}} \right\rangle = 1 - \frac{1}{T} \int_0^T \exp(\phi_{RF}) \left\{ \frac{1}{2} [1 + I_0(\phi_0)] - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} dt \quad \text{Eq III.10.(b)}$$

Comme montré dans l'Annexe 3, les équations Eq III.9.(a) et Eq III.9.(b) peuvent s'écrire respectivement Eq III.9.(c) et Eq III.9.(d) :

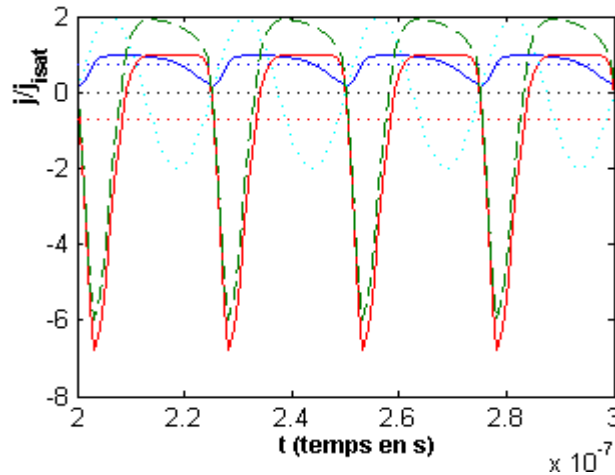
$$j_{so}(t) = -j_{isat} \tanh\left[\frac{-F(t)}{2}\right] \quad \text{Eq III.9.(c)}$$

$$j_{ant}(t) = j_{isat} \left(1 - \frac{2\exp(\phi_{RF})}{1 + \exp(F(t))}\right) \quad \text{Eq III.9.(d)}$$

$$\text{Avec : } F(t) \equiv \ln \left[ I_0(\phi_0) - \frac{4j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right]$$

Cette écriture simplifiée permet déjà de prédire que les courants instantanés collectés sur les électrodes seront inférieurs (en valeur absolue) à  $j_{isat}$  et donc leur moyenne temporelle aussi.

Notre modèle permet ainsi de prévoir l'évolution temporelle des courants sur les électrodes sonde et antenne et leur valeur DC. La figure III.6 présente un exemple d'évolution temporelle des courants sur ces électrodes et du courant transverse. Ces courants oscillent à la même fréquence que celle de la tension RF. On peut déjà remarquer que pour cet exemple, la moyenne temporelle du courant RF est non nulle et est équivalente à un courant DC positif sur l'électrode sonde pendant qu'un courant DC négatif de même valeur absolue est collecté sur l'électrode antenne RF. Le courant transverse (en pointillé vert) à ainsi une valeur moyenne nulle.



**Figure III.6 :** évolutions temporelles des courants collectés (normalisés au courant de saturation ionique) sur les électrodes sonde (bleu) et antenne (rouge) et du courant transverse (en pointillé vert). Les valeurs moyennes sont en pointillées. ( $T_e=20$  eV,  $\phi_0=5$ ,  $f=40$ Mhz,  $n=3.10^{15} m^{-3}$ ,  $C=-7.10^{-9} F$ ).

Avant d'étudier le comportement de ces courants et leurs valeurs moyennes (DC), nous allons estimer la valeur de  $C_{\perp}$  dans le cas des plasmas de bord d'un tokamak. Nous pourrons alors voir l'effet de  $C_{\perp}$  et  $\Delta I_{\perp}$  sur les courants collectés sur les différentes électrodes.

### III.1.3.2 Evaluation de $C_{\perp}$

Dans l'étude que l'on vient de faire, la capacité  $C_{\perp}$  aurait pu aussi bien être interprétée comme une capacité parallèle, qu'une capacité perpendiculaire. Dans la direction du champ magnétique, la capacité parallèle est celle de la gaine. Ainsi le même type de relation a été donnée au chapitre II, lorsqu'on a tenu compte de l'inertie dans la dynamique parallèle (Eq II.86). Dans la direction perpendiculaire, comme nous venons de le voir, la capacité perpendiculaire correspond à l'inertie perpendiculaire des courants RF transverses. Dans cette section, nous allons évaluer l'ordre de grandeur de  $C_{\perp}$  [Lieberman1988a] et comparer avec les valeurs de  $C_{\parallel}$  normalisé à  $kT_e/e$  pour des paramètres typiques du plasma de bord d'un tokamak.

Comme nous l'avons vu à la section II.6.2, une évaluation simple de  $C_{\parallel}$  est donnée par Verplancke [Verplancke1997]. L'ordre de grandeur de  $C_{\parallel}$  est  $\epsilon_0 A / \lambda_D \approx e j_{isat} / (\omega_{pi} kT_e)$ . Ainsi :

$$\frac{C_{\parallel}^*}{j_{isat}} \approx \frac{1}{\omega_{pi}} \quad \text{Eq III.11}$$

L'évaluation de  $C_{\perp}$  est donné par l'équation Eq III.5. En normalisant à  $j_{isat}$  on obtient pour le sommet d'une structure gaussienne :

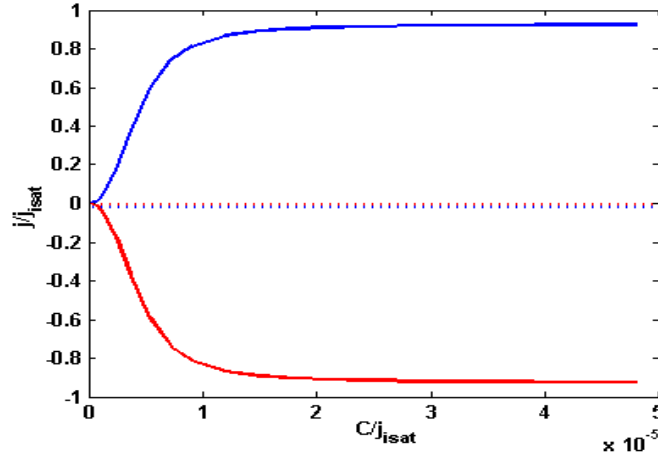
$$\frac{C_{\perp}}{2 j_{isat}} = \frac{2 L_{\parallel} \rho_{ci}}{\Omega_{ci} r_0^2} \quad \text{Eq III.12}$$

Les paramètres typiques du plasma de bord sont donnés dans le tableau Tab III.1.

Grandeurs Caractéristiques	Valeurs
$\rho_{ci}$ [m]	$10^{-3}$ - $10^{-4}$
$r_0$ [m]	$10^{-2}$
$\Omega_{ci}$ [rad/s]	$10^7$ - $10^8$
$\omega_{pi}$ [rad/s]	$10^8$ - $10^9$
$L_{\parallel}$ [m]	$\sim 2$

Tab III.1 : paramètres typiques du plasma de bord d'un tokamak.  $L_{\parallel}$  déduit expérimentalement.

La valeur de  $\frac{C_{\parallel}^*}{j_{isat}}$  est alors de l'ordre de  $10^{-8}$ , celle de  $\frac{C_{\perp}}{j_{isat}}$  est quant à elle plus grande et de l'ordre de  $10^{-7}$  à  $10^{-6}$ . La figure III.7 présente, pour une fréquence de 40Mhz, la dépendance des courants DC collectés sur les électrodes sonde et antenne avec la capacité (normalisée à  $j_{isat}$ ). Cette courbe provient des résultats analytiques obtenus avec les relations Eq III.9.(a) et Eq III.9.(b) en faisant varier la capacité.



**Figure III.7 :** Courants DC collectés sur les électrodes sonde (bleu) et antenne RF (rouge) en fonction de la capacité (ces paramètres sont normalisés à  $j_{isat}$ ). En pointillés, les résultats obtenus dans le cas du modèle symétrique (voir section III.1.4).  $T_e=20$  eV,  $\phi_0=5$ ,  $f=40$ Mhz.

En absence de courant transverse ( $C = 0$ ), aucun courant DC n'apparaît. Pour les valeurs des capacités parallèles les courants DC collectés sont faibles devant le courant de saturation ionique ( $j_{DC} / j_{isat} \approx 10^{-3}$ ). Dans le cas transverse, les études paramétriques (voir aussi section III.3) menées montrent que les courants DC générés deviennent significatifs et saturent même pour une capacité normalisée supérieure à  $10^{-5}$  et pour les paramètres de la figure III.7.

On a donc ici la preuve que les courants transverses RF proportionnels à la capacité  $C$  sont nécessaires pour créer un courant DC dans la direction parallèle au champ magnétique.

### III.1.3.3 Les courants DC sur les électrodes sonde et antenne

Nous allons poursuivre, dans les sections suivantes, cette étude sur les courants DC que l'on voit apparaître sur les électrodes. Cependant les premières études paramétriques (figures III.6 et 7) semblent amenées à la génération de courants DC positifs sur l'électrode à la masse et négatifs sur l'électrode au potentiel RF. De plus on peut remarquer que ces courants ont la même valeur absolue. La conservation du courant imposant que la somme des courants échangés dans la direction parallèle soit égale à celle échangée dans la direction transverse, on peut en déduire que la valeur moyenne du courant transverse est alors nulle. Soit :

$$\langle j_{so}(t) \rangle = \langle -j_{ant}(t) \rangle \neq 0 \quad \text{Eq III.13} \quad \left\langle \frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}} \right\rangle = \frac{L_{//}\rho_{ci}}{2\Omega_{ci}} \left\langle \frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial t} \right\rangle = 0 \quad \text{Eq III.14}$$

Les études paramétriques menées dans la section III.3, nous permettront de valider ces relations. Nous comparerons également les résultats fournis par ce modèle avec ceux obtenus avec des simulations numériques et les mesures expérimentales faites sur ASDEX.

Mais avant cela, nous allons présenter les résultats du modèle analytique dans le cas d'un modèle symétrique.

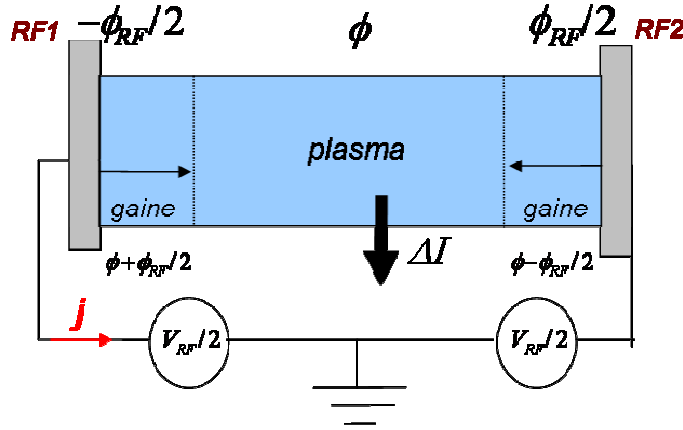
### III.1.4 Résolution du modèle analytique symétrique

Au début de cette section (III.1) nous avons vu que dans une situation, où un potentiel RF de même amplitude est appliqué aux extrémités d'un tube flux, aucun courant DC ne peut être généré. Nous essaierons ici de confirmer cela par la résolution analytique du modèle



symétrique de la [figure III.4.a](#) pour un tube de flux ([figure III.8](#)). Les électrodes sont appelées ici *RF1* et *RF2*. Les potentiels sont toujours normalisés à  $e/kT_e$ . Dans ce cas, il faut également coupler la résolution de la conservation du courant le long du tube de flux ([Eq III.15](#)) et l'équation régissant la dynamique des ions à basse fréquence ([Eq III.4](#)).

$$j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF}/2) + j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi - \phi_{RF}/2) = \Delta I_{\perp} \quad \text{Eq III.15}$$



**Figure III.8 :** Schéma du modèle symétrique avec échange de courant transverse.

La résolution analytique développée dans l'[Annexe 4](#) donne pour le potentiel rectifié :

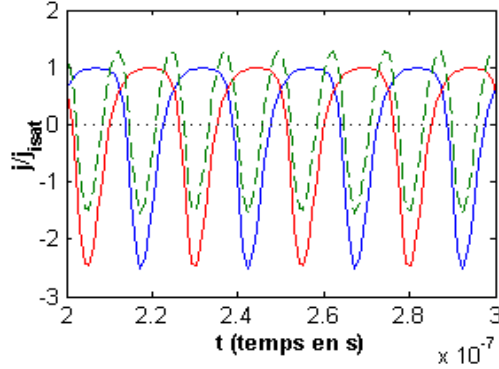
$$\phi(t) = \phi_{fl} - \log(2) + \log[I_0(\phi_0/2) + I_0(-\phi_0/2) + B(t) + G(\omega t)] \quad \text{Eq III.16}$$

Le terme oscillatoire  $G(\omega t)$  à la même forme que dans le cas asymétrique, et le terme transitoire  $B(t)$  devient :

$$B(t) = \exp\left(\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}}\right) \left[ \frac{2j_{isat}}{j_{esat}} - (I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)) - \frac{8j_{isat}^2}{C_{\perp}^2} \sum \frac{I_k(\phi_0/2) + I_k(-\phi_0/2)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{sati}^2}{C_{\perp}^2}} \right]$$

Les notations sont évidemment les mêmes que celles utilisées dans le cas asymétrique.

Nous avons alors  $j_{RF1}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi - \phi_{RF}/2)$  et  $j_{RF2}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF}/2)$ , les courants instantanés collectés sur les électrodes RF1 et RF2 (voir [Annexe 4](#) pour leur expression). Les expressions des courants DC (normalisés à  $j_{isat}$ ) de ces courants sont également déterminées en faisant les moyennes des courants instantanés sur une période RF. La [figure III.9](#) présente un exemple d'évolution temporelle des courants sur RF1 et RF2 et du courant transverse. Les paramètres utilisés sont les mêmes que pour la [figure II.6](#). L'étude montre, comme attendu, que les moyennes des courants sur les deux électrodes et la moyenne du courant transverse sont nulles. De plus, dans ce cas symétrique l'évolution des courants DC en fonction de la capacité présentée sur la [figure III.7](#) (en pointillés), confirme que ces courants restent nuls quelque soit la valeur de la capacité (pour les paramètres utilisés).



**Figure III.9** : évolutions temporelles des courants collectées (normalisés au courant de saturation ionique) sur les électrodes RF1 (bleu) et RF2 (rouge) et du courant transverse (en pointillé vert). Les valeurs moyennes de ces trois courants sont nulles. ( $T_e=20$  eV,  $\phi_0=5$ ,  $f=40$ Mhz,  $n=3.10^{15}$  m<sup>-3</sup>,  $C=-7.10^{-9}$  F).

Ainsi dans ce cas aucun courant DC n'est ainsi généré. Soit :

$$\langle j_{RF1}(t) \rangle = \langle j_{RF2}(t) \rangle = \langle \Delta I_{\perp} \rangle = 0 \quad \text{Eq III.17}$$

De par la géométrie même du modèle symétrique, ces résultats étaient prévus. L'électrode de droite joue en effet ici le même rôle que celle de gauche à une demi-période près. Ainsi, comme le montre la [figure III.9](#), tout courant instantané collecté par une électrode va l'être par l'autre une demi-période plus tard et les valeurs moyennes de ces courants seront nulles.

## III.2 L'hypothèse flûte pour l'onde lente

L'hypothèse flûte a été un élément clé dans la résolution analytique des modèles de tubes de flux asymétrique et symétrique que nous venons de faire. Le potentiel a été ainsi supposé constant le long des tubes de flux (excepté dans les gaines). Les simulations que nous avons faites ont validé cette hypothèse pour des courtes longueurs de tube de flux (section III.3). Cependant l'augmentation de la longueur du tube de flux permet d'observer des distorsions sur le profil du potentiel le long des lignes magnétiques. Ainsi cette hypothèse doit être remise en cause notamment dans les cas où la longueur de connexion magnétique est supérieure aux longueurs d'ondes axiales qui pouvant se propager dans le plasma [[Chen 1979](#)] [[D'Ippolito2006](#)] [[D'Ippolito2009](#)]. Cette problématique relève de la théorie des ondes dans les plasmas couplés aux gaines. Nous allons étudier la validité de cette hypothèse dans le cadre d'une théorie purement électrostatique 2D qui sera ensuite confrontée à des simulations PIC de longs tubes de flux dans la section III.5.

### III.2.1 Partie DC du potentiel

Dans un plasma sans collision chaque tube de flux est électriquement déconnecté de ses voisins tant que la conductivité DC transverse aux lignes de champ est nulle. Le long des lignes magnétiques la théorie standard dit que le potentiel DC chute de l'ordre de  $kT_e \ln(2)$  [[Stangeby2000](#)] dans la pré-gaine, ce qui est faible comparé aux potentiels rectifiés devant les antennes. Etant admis que les gaines n'occupent qu'une petite fraction de la longueur de connexion magnétique  $L_{//}$ , on s'attend à ce que le potentiel plasma DC soit quasi constant toroïdalement.

### III.2.2 Partie RF du potentiel

Pour l'étude de la partie RF du potentiel, deux cas sont possibles :

Le cas où l'onde lente est générée par un port parallèlement au champ magnétique  $\mathbf{B}$ . Dans cette situation la distribution toroïdale du potentiel plasma est principalement imposée par la forme toroïdale de l'excitation RF. L'approximation flûte est alors valide si l'excitation est homogène tout le long de la ligne de champ. Ce cas n'est pas développé ici bien qu'il soit plus réaliste.

Le cas où la sollicitation des gaines RF se fait par les extrémités des lignes magnétiques. Dans ce cas la validité de l'hypothèse flûte dépend seulement des propriétés du plasma et de la distribution radiale de l'excitation RF.

La relation de dispersion électromagnétique de l'onde lente à la pulsation RF  $\omega$  est donnée par Eq III.18. Cette relation s'établit à partir des équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère liées à la structure du champ électromagnétique RF ( $\vec{E}, \vec{B}$ ).

$$\varepsilon_{\perp}(\omega)\Delta_{\perp}E_{\parallel} + \varepsilon_{\parallel}(\omega)\Delta_{\parallel}E_{\parallel} + \varepsilon_{\parallel}(\omega)\varepsilon_{\perp}(\omega)k_0^2E_{\parallel} = 0 \quad \text{Eq III.18}$$

Dans cette expression  $\Delta$  est l'opérateur laplacien.  $k_0 = \omega/c$  est le nombre d'onde dans le vide.  $(\varepsilon_{\parallel}(\omega), \varepsilon_{\perp}(\omega))$  sont les composantes parallèle et perpendiculaire du tenseur diélectrique à la fréquence RF  $\omega$ . Les notations // et  $\perp$  désignent évidemment les directions parallèle et transverse au champ magnétique.

A la pulsation  $\omega$ , le tenseur diélectrique qui caractérise le plasma de SOL est donné, dans le cadre de l'approximation plasma froid, par Eq III.19 [Brambilla1998] [Stix1962]. De plus, la dynamique parallèle au champ magnétique est supposée être régie par les électrons tandis que la dynamique transverse est supposée dépendre principalement des ions.

$$\varepsilon_r = \begin{bmatrix} 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \Omega_{ci}^2} & -\frac{i\Omega_{ci}\omega_{pi}^2}{\omega(\omega^2 - \Omega_{ci}^2)} & 0 \\ \frac{i\Omega_{ci}\omega_{pi}^2}{\omega(\omega^2 - \Omega_{ci}^2)} & 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \Omega_{ci}^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \end{bmatrix} \quad \text{Eq III.19}$$

Les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  utilisées, pour l'écriture de ce tenseur, sont respectivement les directions radiale, poloïdale et toroïdale. Le champ magnétique  $\mathbf{B}$  étant orienté suivant  $z$ .

Dans le cas des simulations 2D, qui seront faites dans la section III.3, les directions sont celle de  $\mathbf{B}$  ( $z$ ) et une direction transverse à  $\mathbf{B}$  ( $x$ ). Les codes 2D utilisés étant électrostatique, la partie RF du potentiel plasma  $V(x, z)$  est décrite par la relation de dispersion (électrostatique) de l'onde lente :

$$\text{div}(\varepsilon \nabla V) = \varepsilon_{\perp}(\omega) \frac{d^2V}{dx^2} + \varepsilon_{\parallel}(\omega) \frac{d^2V}{dz^2} = 0 \quad \text{Eq III.20}$$

avec

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{[V_{RF}(x)/2 + V_f - V]}{L_{\perp}^2(\omega)} \quad \text{Eq III.21}$$

$L_{\perp}^2(\omega) = \frac{L_{\parallel} \rho_{ci}}{2} \frac{i\omega / \Omega_{ci}}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2}$  est le carré de la longueur de pénétration radiale (voir chapitre

IV).

Or l'hypothèse flûte est vérifiée tant que la variation longitudinale du potentiel reste faible devant l'amplitude maximum de celui-ci. Le critère de validité de l'hypothèse flûte s'exprime alors :

$$\left| \frac{L_{\parallel}^2}{V} \frac{d^2V}{dz^2} \right| = \left| \frac{\varepsilon_{\perp}(\omega)}{\varepsilon_{\parallel}(\omega)} \frac{L_{\parallel}^2}{V} \frac{d^2V}{dx^2} \right| \ll 1 \quad \text{Eq III.22}$$

On obtient un critère plus simple pour le modèle flûte en supposant  $\varepsilon_{\parallel}(\omega) \approx -\varepsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$  et que  $\varepsilon_{\perp}(\omega) \approx \varepsilon_0 \frac{\omega_{pi}^2 / \Omega_{ci}^2}{1 - (\omega / \Omega_{ci})^2}$  dans la mesure où la fréquence plasma ionique est bien plus grande que la fréquence RF et la fréquence cyclotron ionique.  $L_{\parallel}^2$  est un imaginaire pur, et donc la norme de  $L_{\parallel}$  est utilisée pour l'hypothèse flûte ci-dessous :

$$|L_{\parallel}| < \frac{\rho_{ci} m_i}{2m_e} \frac{\Omega_{ci}}{\omega} \left( \frac{V(x)}{V(x) - V_{RF}(x) - V_f} \right) \approx \frac{\rho_{ci} m_i}{2m_e} \frac{\Omega_{ci}}{\omega} = \frac{C_s m_i}{2\omega m_e} \quad \text{Eq III.23}$$

$\rho_{ci}$  étant le rayon de Larmor ionique,  $m_i$  et  $m_e$  les masses des électrons et des ions. Le critère se simplifie encore en supposant que  $\left( \frac{V(x)}{V(x) - V_{RF}(x) - V_f} \right)$  est de l'ordre de 1.

En appliquant les paramètres du plasma de bord de Tore Supra ( $B = 3\text{T}$ ,  $f/f_{ci} = 1$ ,  $T_e = T_i = 20\text{eV}$  et plasma de deutérium), on en déduit que  $L_{\parallel} < 56\text{ cm}$  pour que l'hypothèse flûte reste valide.

### III.3 Simulations numériques du modèle asymétrique

Afin de comprendre ou de prévoir certains résultats expérimentaux, la physique des plasmas, comme d'autres domaines de la physique, développe non seulement des modèles mais a aussi souvent recours au traitement numérique. La difficulté majeure des codes de simulation adaptés à la physique des plasmas est de réussir à décrire le comportement d'un grand nombre de particules ( $n \approx 10^{18} m^{-3}$ ). Le code « parfait » serait ainsi capable de suivre, sur des temps longs, individuellement chaque particule d'un système soumis à des forces intérieures et extérieures. Pour les plasmas que nous étudions, cela est malheureusement au dessus des capacités des ordinateurs et codes actuels dont les modèles sont simplifiés par rapport à la réalité. Nous avons à disposition 2 types de codes : des codes fluides ou des codes cinétiques. Les codes fluides sont limités puisqu'ils ne traitent qu'une catégorie de particules ayant tous la même vitesse. Un code cinétique travaillant sur des fonctions de distribution en vitesse pour toutes les particules d'un plasma est donc souhaitable. Néanmoins ces codes sont gourmands en calcul c'est pourquoi nous avons opté pour un code PIC (Particle in Cell). Les diagnostics du code sont certes bruités (en fonction du nombre de macro-particules) mais ce code nous permet surtout de très bien simuler la RF et les courants reçus par les parois de la simulation. Pour la compréhension des mesures des courants DC en présence de champs RF,

nous devons au moins utiliser des codes 2D si l'on veut tenir compte des échanges dans la direction transverse. Une approche 1D est ainsi insuffisante dans notre cas, c'est ainsi que les simulations des modèles asymétrique et symétrique faites par Faudot avec le code 1D XPDP1 [Verboncoeur1993] n'ont pas permis d'obtenir des courants DC sur les différentes électrodes. Pour simuler nos modèles de tube de flux, nous avons utilisés le code OOPIC 2D électrostatique qui est un code PIC [Verboncoeur1995] et le code 2D fluide SEM [Faudot2006]. Le code OOPIC, développé dans l'Annexe 1, décrit le plasma à partir de macro-particules représentant plusieurs milliers de particules réelles. Ce code résout pour chacune de ces macro-particules les équations du mouvement et de poisson à chaque pas de temps. L'autre code utilisé est le code SEM, développé dans l'Annexe 2. Celui-ci utilise les mêmes équations que celles utilisées pour le modèle analytique que nous avons développé, soit la conservation du courant sans conductivité DC perpendiculaire et l'équation générale régissant la dynamique transverse des ions. Contrairement au modèle analytique, ce code est valide quelle que soit la fréquence RF et non plus seulement à basse fréquence.

Dans les résultats du code OOPIC que nous allons présenter ici, les collisions sont négligées. Cependant, ce code tient compte des autres composantes du courant transverse. Son utilisation va ainsi permettre de vérifier que l'hypothèse faite dans le modèle analytique fluide, sur l'importance du courant transverse de polarisation pour un plasma caractéristique de la SOL dans un tokamak, est valide.

La figure III.10 présente la boîte de simulation que nous avons utilisée. Les modèles utilisés sont ceux présentés à la section III.1, ainsi on retrouve le plasma le long d'une ligne magnétique ouverte délimitée par deux électrodes (perpendiculaire à B). Les champs proches devant l'antenne ICRF sont représentés à l'aide d'un terme de forçage correspondant à une électrode RF placée à une extrémité du tube de flux ouvert dit « actif », où un potentiel sinusoïdal est imposé  $V_{RF} = V_0 \sin(\omega t)$ . L'autre extrémité de ce tube est mise à la masse ou à un autre potentiel RF. Le tube de flux « actif » peut échanger des courants RF transverses avec les tubes « passifs » voisins, dont les électrodes sont à la masse.

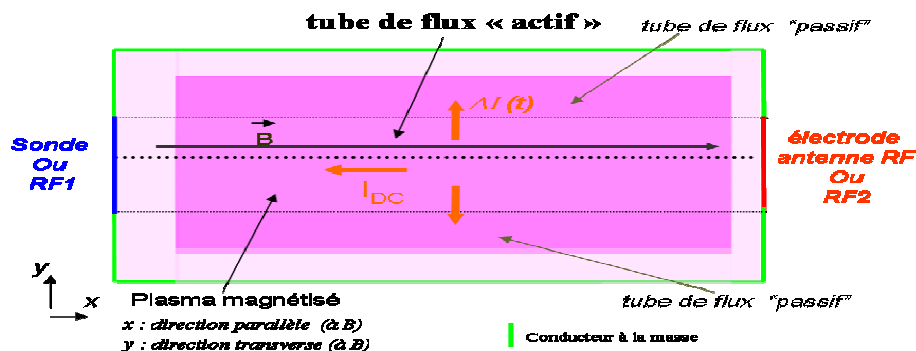


Figure III.10 : boîte de simulation du modèle de tube de flux. Le tube « actif » échange des courants transverses ( $\Delta I(t)$ ) avec les tubes « passifs » qui l'entoure. Les électrodes antenne RF, RF1, RF2, Sonde sont aux potentiels indiqués dans la section III.1. Les électrodes en vert sont à la masse.

Désormais la direction parallèle au champ magnétique sera souvent notée x, et la direction perpendiculaire y.

Les paramètres importants du plasma et de la boîte de simulation sont présentés dans le tableau Tab III.2. Pour le choix de ceux-ci il a fallu faire un compromis entre les contraintes numériques et les paramètres « réels » de la SOL afin de se rapprocher au mieux de la configuration tokamak. Nous avons été par exemple limités par le nombre de macro-particules que peut contenir une boîte de simulation. Les résultats des simulations seront comparés au

modèle analytique basse fréquence que nous avons élaboré, mais également aux résultats expérimentaux d'ASDEX fournis par Vladimir Bobkov [Bobkov2010].

$L_{\parallel} (m)$	: Longueur du tube de flux (direction parallèle)
$L_{\perp} (m)$	: Longueur de la boîte dans la direction transverse
$L_{elec} (m)$	: Longueur des électrodes du tube « actif »
$n_0 (m^{-3})$	: Densité du plasma
$T_e (eV)$	: Température électronique
$T_i (eV)$	: Température ionique
$B (T)$	: Intensité du champ magnétique
$V_o (Volt)$	: Amplitude de la tension RF
$f (MHz)$	: Fréquence de la tension RF
$f_{pi} (MHz)$	: Fréquence plasma ionique
$f_{ci} (MHz)$	: Fréquence cyclotron ionique
$\lambda_{De} (m)$	: Longueur de debye électronique
$c_{si} (m/s)$	: Vitesse acoustique ionique

**Tab III.2** : paramètres et grandeurs caractéristiques des plasmas de nos simulations.

L'étude des courants DC générés par une sollicitation RF se fera en examinant les courants instantanés et les distributions spatiales des différentes particules sur chacune des électrodes de notre boîte de simulation. Nous mènerons diverses analyses paramétriques, en étudiant notamment les dépendances de ces courants avec des paramètres tels que  $V_o$  l'amplitude du potentiel RF appliqué, sa fréquence  $f$ , la densité  $n_o$  et également avec  $L_{\parallel}$  la longueur parallèle de connexion magnétique.

### III.3.1 Paramètres des simulations

Dans le cas asymétrique (figure III.10 avec les électrodes *sonde* et *antenne RF*), nous avons fait de nombreuses simulations pour voir si des courants DC sont créés. Avant l'évaluation d'éventuels courants DC, nous présenterons diverses observations faites notamment sur les valeurs des potentiels plasmas et sur les courants ioniques et électroniques collectés par les électrodes sonde et antenne RF. Deux types de simulations ont été effectués. Le tableau Tab III.3 présente les grandeurs standards de la boîte de simulation et des plasmas d'hydrogène que nous allons utiliser dans les deux séries de mesures. Des simulations présentant des valeurs différentes seront également présentées pour discussion.

- Dans un premier temps du fait de la capacité de l'outil informatique disponible, il était nécessaire de limiter les temps de simulation. Pour cela on a rapproché la dynamique des électrons et des ions en fixant la masse des ions au dixième de la masse réelle. La vitesse acoustique ionique  $c_{si}$  est alors multipliée par  $\sqrt{10}$ , ceci permet de diviser par environ 3 le temps d'équilibre stationnaire des ions. Avec un champ magnétique de 0.5 T.
- Dans la seconde série de simulations, des paramètres de plasma plus réalistes ont été utilisés. La masse des ions est ainsi la masse réelle, le champ magnétique à été fixé à 3T comme dans la plupart des grands tokamaks.

Afin d'être toujours inférieur au temps caractéristique des différents plasmas utilisés, le pas de temps a été, pour presque toutes les simulations, fixé à  $10^{-11}$ s.

$L_{//}(m): 0.04$	$L_{//}(m): 0.04$
$L_t(m): 0.04$	$L_t(m): 0.04$
$L_{elec}(m): 0.02$	$L_{elec}(m): 0.02$
$n_0(m^{-3}): 2.10^{15}$	$n_0(m^{-3}): 2.10^{15}$
$T_e(eV): 20$	$T_e(eV): 20$
$T_i(eV): 1$	$T_i(eV): 20$
$B(T): 0.5$	$B(T): 3$
$m_e(kg): 9.11.10^{-31}$	$m_e(kg): 9.11.10^{-31}$
$m_i(kg): 1.67.10^{-28}$	$m_i(kg): 1.67.10^{-27}$
$f_{pi}(MHz): \sim 30$	$f_{pi}(MHz): \sim 9$
$f_{pe}(MHz): \sim 400$	$f_{pe}(MHz): \sim 400$
$f_{ci}(MHz): \sim 76$	$f_{ci}(MHz): \sim 46$
$\lambda_{De}(m): \sim 7.44.10^{-4}$	$\lambda_{De}(m): \sim 7.44.10^{-4}$
$c_{si}(m/s): 14.2.10^4$	$c_{si}(m/s): 6.2.10^4$
$V_o(Volt): 100$	$V_o(Volt): 100$

**Série 1**

**Série 2**

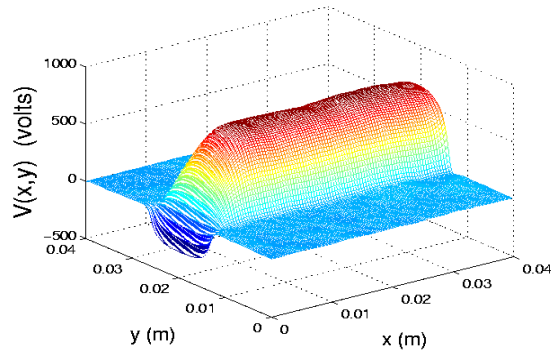
**Tab III.2 :** principaux paramètres et grandeurs caractéristiques des plasmas des deux séries de simulations.

Le choix des longueurs de boîtes s'explique par le fait que pour les balayages que nous allons présenter, limiter la taille des structures permet de diminuer le nombre de particules dans nos boîtes et donc aussi de diminuer le temps de calcul des simulations. Les dimensions choisies sont de plus assez importantes pour que les gaines créées aux bords des différentes électrodes des boîtes ne soient pas entravées (= ne se chevauchent pas).  $L_{//}$  et  $L_t$  seront ainsi toujours supérieurs à  $20\lambda_{De}$ .

### III.3.2 Les potentiels

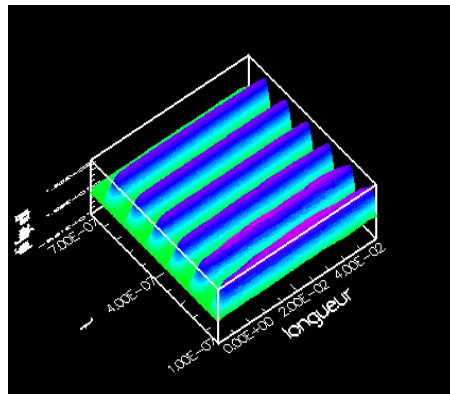
La [figure III.11](#) présente un exemple de carte de potentiel dans la boîte dans les conditions de la série 2. Le diagnostic *phi* d'OOPIC permet d'obtenir ces cartes de potentiel. Ce diagnostic permet de voir que le potentiel RF est bien localisé dans le tube actif et qu'en dehors de celui-ci le potentiel retombe au potentiel flottant. Cependant ces cartes sont instantanées et donc non moyennées. Pour observer l'évolution temporelle du potentiel, nous avons écrit un diagnostic permettant de montrer l'évolution temporelle du potentiel le long des lignes magnétiques (direction parallèle). Ce diagnostic donne le potentiel suivant la direction parallèle (x), pour tous les points du plasma situés entre les milieux des électrodes sonde et antenne RF.



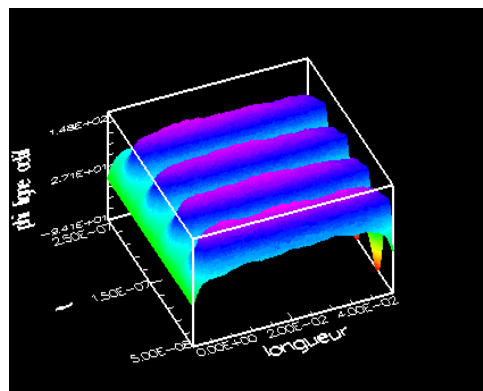


**Figure III.11 :** Exemple d'une carte de potentiel issues du code OOPIC. Les paramètres sont ceux de la série 2. Le champ magnétique est suivant  $x$ .

Les figures III.12 et III.13 montrent, pour une amplitude de 100 volts, l'évolution temporelle du potentiel le long du tube actif avec des plasmas dont les paramètres sont ceux donnés dans le tableau Tab III.2. La *série 1* est représentée par la figure III.12, et la *série 2* par la figure III.13. on voit sur ces figures que l'hypothèse flûte est respectée puisque le potentiel dans le plasma (hors gaine) est constant le long de  $x$ .

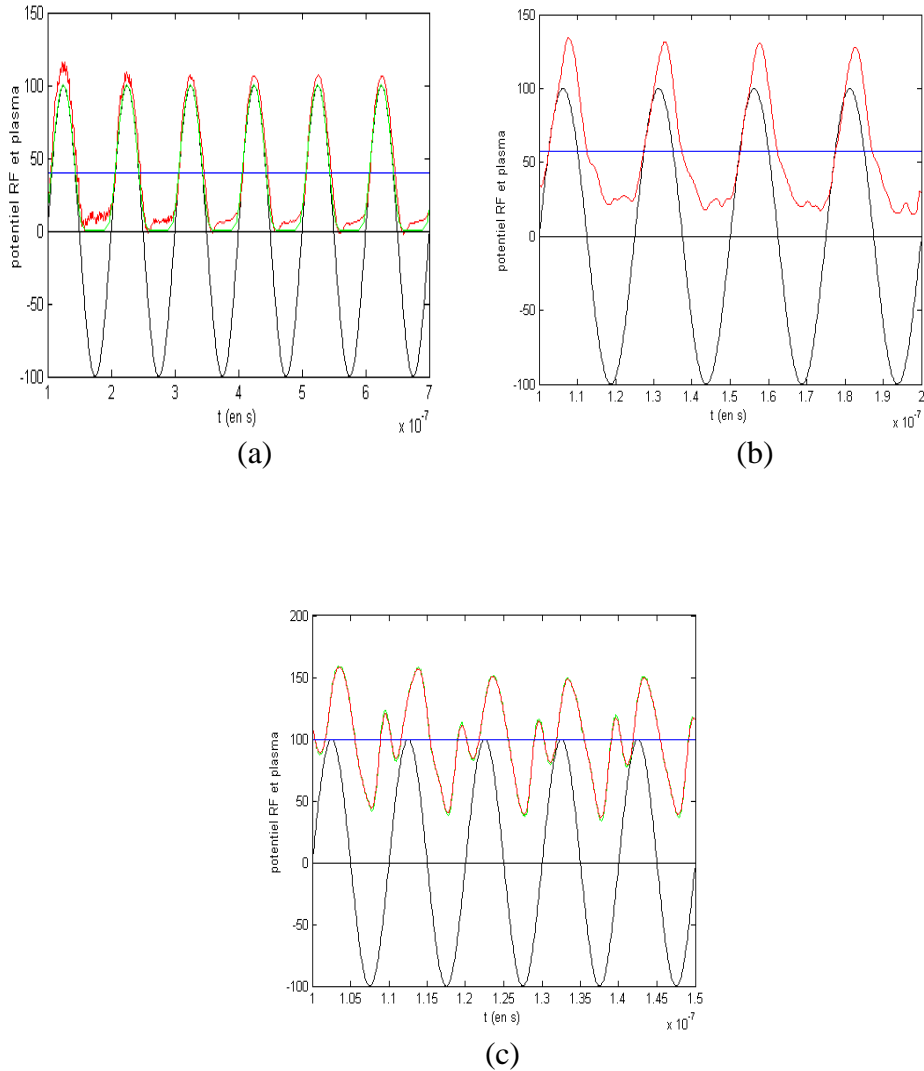


**Figure III.12 :** Profils du potentiel dans le temps ( $t$ ) le long du tube de flux actif (Longueur : direction parallèle). L'électrode sonde (à la masse) se trouve à l'abscisse  $x=0$ . L'autre extrémité ( $x=L_{//}$ ) étant au potentiel  $V_{RF}$ . Les paramètres du plasma sont ceux de la *série 1*, cependant pour :  $L_{//} = 4$  cm,  $f = 40$  MHz

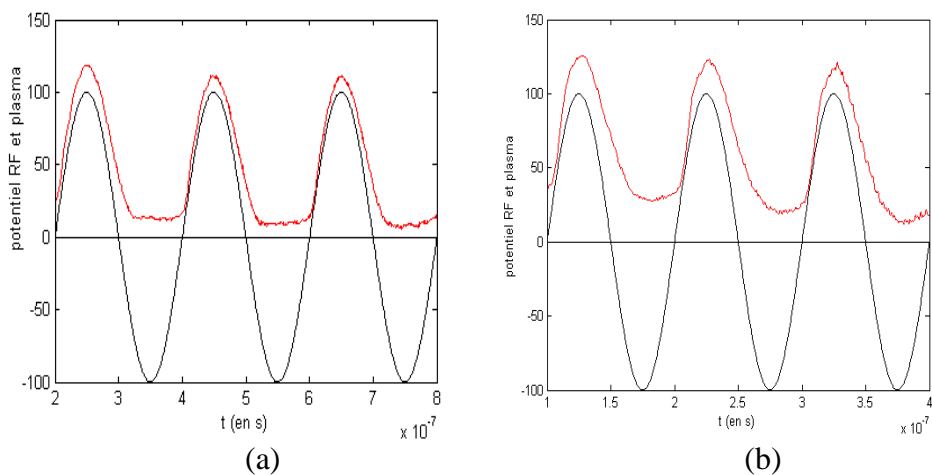


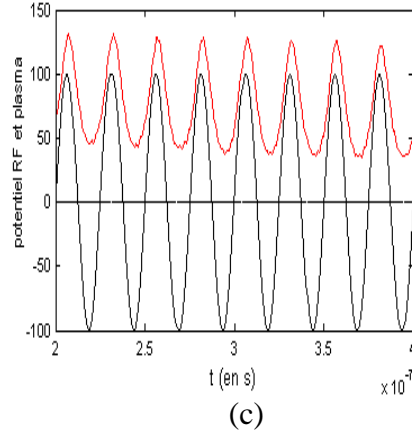
**Figure III.13 :** Profils du potentiel dans le temps ( $t$ ) le long du tube de flux actif (Longueur : direction parallèle). L'électrode sonde (à la masse) se trouve à l'abscisse  $x=0$ . L'autre extrémité ( $x=0.04$  m) étant au potentiel  $V_{RF}$ . Les paramètres du plasma sont ceux de la *série 2*, cependant pour :  $L_{//} = 4$  cm,  $f = 20$  MHz.

Les résultats du potentiel le long du tube actif permettent de tracer le potentiel instantané du plasma (on prendra le potentiel au milieu du tube moyenné sur 5 points autour du milieu). Les figures III.14 ((a) à (c)) et figures III.15 ((a) à (c)) présente quelques exemples de ces potentiels plasmas instantanés.



**Figure III.14 :** évolution temporelle du potentiel plasma (en rouge) et du potentiel RF (en noir). Les paramètres du plasma sont ceux de la série 1, dans les cas :  $L_{//} = 4$ . (a)  $f = 10$  MHz (b)  $f = 40$  MHz (c)  $f = 100$  MHz.





**Figure III.15** : évolution temporelle du potentiel plasma (en rouge) et du potentiel RF (en noir). Les paramètres du plasma sont ceux de la *série 2*, dans les cas :  $L_{//} = 4$  cm (a)  $f = 5$  MHz (b)  $f = 10$  MHz (c)  $f = 40$  MHz.

Les figures III.14 et 15 tendent à montrer que le potentiel plasma instantané croît avec la fréquence. De plus un doublement semble apparaître pour des fréquences RF de l'ordre de  $f_{ci}$ .

L'explication analytique des phénomènes est donnée par le fait qu'à basse fréquence ( $\omega < \Omega_{ci}$ ) la réponse du courant est capacitive (figures III.14.(a) et (b) et figures III.15.(a) et (b)), on a alors (d'après l'équation Eq III.6) :

$$\frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}} \approx \frac{L_{//} \rho_{ci}}{2\Omega_{ci}} \frac{d\nabla^2 \phi}{dt} \quad \text{Eq III.24}$$

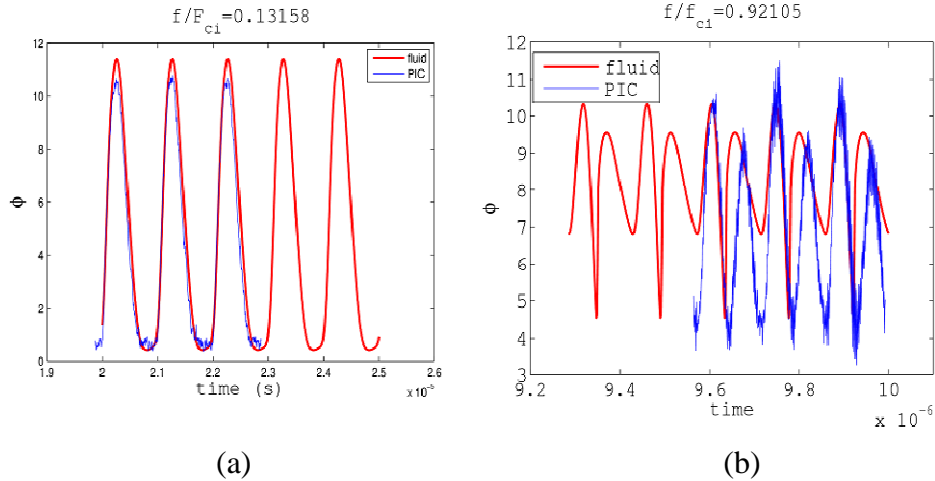
A haute fréquence ( $\omega > \Omega_{ci}$ ) la situation est différente car la réponse est cette fois inductive (figure III.14.(c) et figure III.16). Dans ce cas Eq III.6 devient :

$$\frac{1}{\Omega_{ci}^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}} \right) \approx \frac{L_{//} \rho_{ci}}{2\Omega_{ci}} \frac{d\nabla^2 \phi}{dt} \quad \text{Eq III.25}$$

Quand la fréquence RF est au voisinage de la fréquence cyclotron la réponse est tant inductive que capacitive, faisant apparaître une double oscillation équivalent à un doublement de fréquence du potentiel rectifié (voir figure III.16) qui tend à augmenter sa valeur moyennée dans le temps. On s'attend donc à avoir une valeur maximum du potentiel rectifié autour de  $f_{ci}$  (voir figure III.17).

Comparaisons code PIC et code SEM :

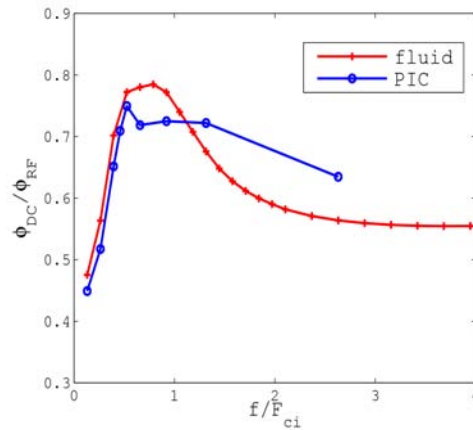
Les figures III.16. (a) et (b) comparent les potentiels rectifiés obtenus avec les codes PIC et SEM.



**Figure III.16** : comparaison du potentiel plasma rectifié obtenu avec le code PIC (en bleu) et le code SEM (en rouge). Les paramètres du plasma sont ceux de la série 2, avec cependant :  $n=10^{17}m^{-3}$ ,  $L_{//} = 2 cm$ .  
 (a)  $f/f_{ci} = 0.13158$  (b)  $f/f_{ci} = 0.92105$ .

Les courbes des figures III.14 et III.15 permettent de voir l'effet de rectification des potentiels qui tronque la partie RF négative.

Les figures III.16 font apparaître une bonne correspondance entre les codes SEM et PIC pour les fréquences inférieures à la fréquence cyclotronique ionique  $f_{ci}$ .



**Figure III.17** : comparaison du potentiel rectifié DC (normalisé avec  $\phi_{RF}$  l'amplitude du potentiel RF) en fonction de la fréquence (normalisé à  $f_{ci}$ ) obtenu avec le code PIC (en bleu) et le code SEM (en rouge).

La figure III.17 représente le potentiel rectifié DC (normalisé à l'amplitude de la RF) en fonction de la fréquence  $f$  (normalisé à  $f_{ci}$ ) pour les codes PIC et SEM. Comme prévu en dessous de  $f_{ci}$  les résultats des deux codes sont assez proches [Faudot2009]. Dans ce cas, on peut voir que le potentiel rectifié DC croît avec la fréquence et est maximum pour une fréquence proche de  $f_{ci}$ . Aux fréquences plus élevées d'autres phénomènes se produisent dans le code PIC puisqu'on se rapproche de la fréquence plasma ionique, chose qui n'est pas prise en compte dans le code SEM. La valeur du potentiel rectifié DC peut ainsi être du même ordre que l'amplitude du potentiel RF.

Dans cette thèse nous nous sommes principalement intéressés aux courants que peuvent générer des sources RF. Dans le cadre de nos simulations, nous avons donc utilisé et étudié les résultats par le diagnostic fournissant les courants instantanés collectés sur les électrodes de notre boîte de simulation.

## III.4 Courants instantanés et DC collectés sur les électrodes sonde et antenne RF

Nous allons maintenant étudier le comportement d'une sonde (à la masse) en présence de RF en simulant les courants collectés non seulement par la sonde mais aussi par l'électrode RF. Nous nous intéresserons aussi bien aux courants instantanés dus aux électrons et ions qu'au courant total. Les courants DC seront toujours obtenus par le calcul des valeurs moyennes de ces courants instantanés sur une (ou un multiple) période RF.

### III.4.1 Les courants électroniques et ioniques

Une des hypothèses du modèle analytique a été de considérer que le courant ionique est constant et égal au courant de saturation ionique (Eq II.55). Nous allons ici étudier la validité de cette hypothèse dans le cas des simulations PIC faites avec des ions de masse « faible » où la masse des ions est égale au dixième de leur masse réelle (**série 1**). Nous vérifierons également que dans le cas des ions de masse réelle (**série 2**) ce critère est vérifié (critère de Bohm).

Les figures III.18 et III.19 présentent dans différents cas les courants ioniques et électroniques collectés sur les électrodes sondes et antennes RF dans le code PIC.

Explication qualitative des courants RF :

Les potentiels RF évoluent en phase avec les courants électroniques sur l'électrode sonde et en opposition de phase avec ces courants sur l'électrode RF. Ceci s'explique simplement par le fait que lorsque le potentiel RF est positif, l'électrode RF attire les électrons du plasma. Du côté de l'électrode sonde, le gradient de potentiel dans la gaine (entre la sonde et le plasma) va, quant à lui, induire une répulsion des électrons vers le plasma. Le courant électronique est alors important sur la RF et nul sur la sonde. Dans le cas, maintenant, où le potentiel RF est négatif, les électrons sont repoussés par la RF vers le plasma. Le potentiel du plasma baisse fortement de sorte que les électrons sont collectés par la sonde mais de manière moins importante que du côté de la RF (dans le cas des potentiels positifs). On peut ainsi expliquer l'asymétrie importante qui apparaît sur les courants électroniques collectés sur les deux électrodes.

Dans le cas des courants ioniques, deux cas différents ont été observés :

1) cas des ions de masse « faible »

Dans le cas où la masse des ions est égale au dixième de la masse réelle (figures III.18), les courants ioniques ne sont pas constants, mais oscillent (de manière opposée aux courants électronique). Si la modulation que les ions subissent reste faible par rapport à celle des électrons, ces oscillations sont néanmoins importantes (jusqu'à 50% de la valeur moyenne). Ces oscillations sont cependant symétriques sur les deux électrodes (ils sont simplement déphasés d'une demi-période) et ont une valeur moyenne égale au courant de saturation ionique que l'on peut calculer avec la relation  $I_{isat} = en_{se}c_s.S$ . Nos simulations dans le cas des paramètres de la série 1 (avec  $V_o = 100$  Volts et un balayage en fréquence), présentent des erreurs relatives inférieures à 5% sur la valeur calculée de 0.46 A ( $S = 0.02 \text{ cm}^2$ ). Des simulations que nous avons faites avec les mêmes paramètres plasma que ceux de la **série 1**, mais avec  $L_t = 12$  cm et  $L_{elec} = 8$  cm et en faisant varier le potentiel (100 à 400 volts) évaluent l'erreur sur  $I_{isat}$  ( $\sim 2.18$  A) à 10%. Ces erreurs faibles sont en parties dues à l'évaluation de la densité  $n_{se}$  d'entrée dans la gaine et des (faibles) variations de densité qui surviennent dans les simulations. En tenant compte de ceci et que la seule asymétrie existant sur les courants provient des courants électroniques, nous avons conservé les équations du modèle (en négligeant toujours la dynamique transverse des électrons par rapport aux ions). Les calculs

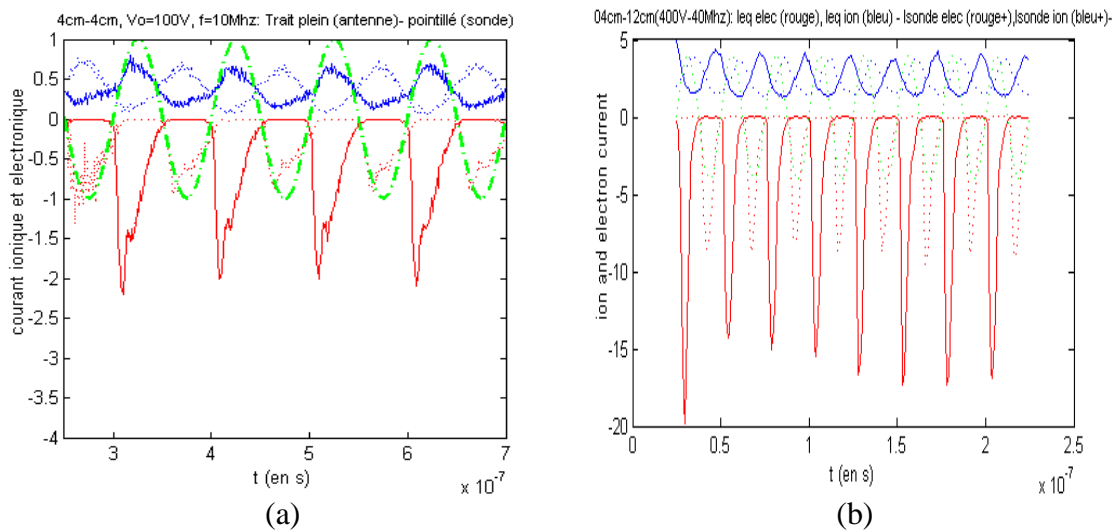
des valeurs moyennes des courants (totaux) sur les électrodes ne prendront en compte que le courant de saturation ionique pour la part due aux ions.

2) cas des ions de masse réelle

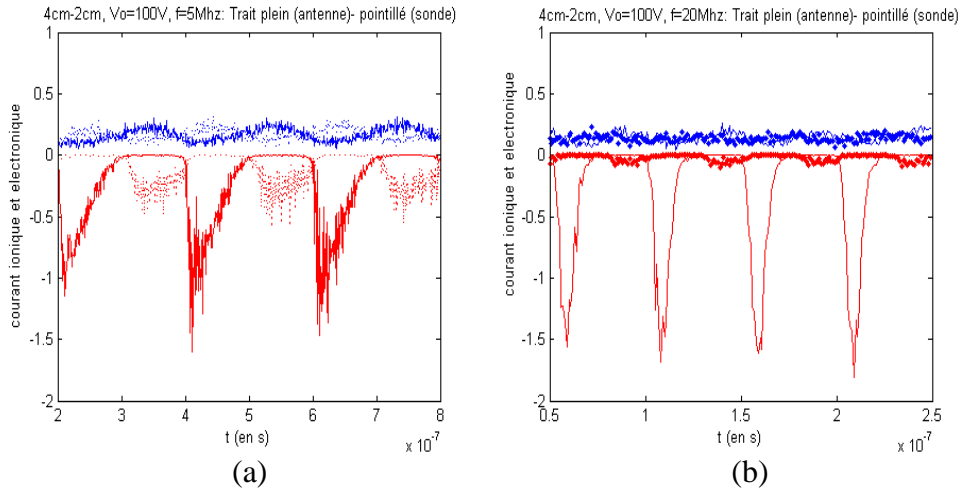
Dans le cas où la masse des ions considérée est la masse réelle (**série 2**), dû fait de l'inertie plus importante, les oscillations sont moindres (**figures III.19**). Le résultat communément admis est que le courant ionique est constant, sa valeur étant égale au courant de saturation ionique (voir chapitre 2).

On a pu remarquer dans les simulations (figures III.19.(b)) que lorsque  $f$  la fréquence RF est supérieure à  $f_{pi}$  les oscillations sont quasiment nulles. Les ions ne peuvent alors plus « suivre » la perturbation RF (le temps de réactions des ions étant supérieur à la période RF), contrairement aux électrons (dont la fréquence plasma sera toujours nettement supérieure à la fréquence RF).

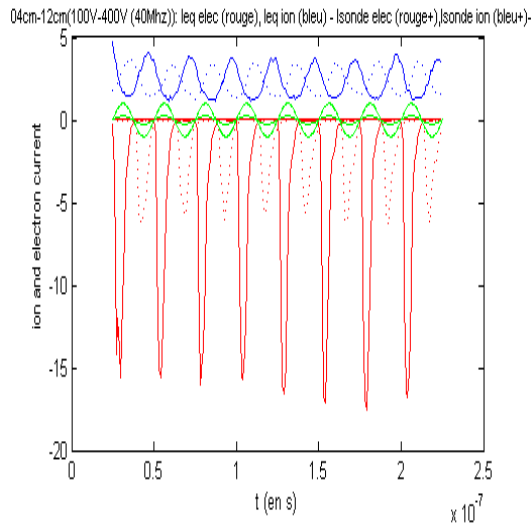
La figure III.20 montre que dans le cas où l'électrode sonde est remplacée par une électrode RF ( $V_2(t) = V_0 \sin(2\pi f t)$ ) de polarisation différente de celle de l'électrode antenne RF ( $V(t) = V_0 \sin(2\pi f t)$ ), les mêmes phénomènes que l'on vient de décrire apparaissent. L'électrode ayant la sollicitation RF la plus faible joue le même rôle que l'électrode sonde à la masse en collectant moins de courant électronique que l'électrode avec la plus forte polarisation qui joue alors le même rôle que l'électrode antenne RF. (La moyenne du courant ionique est proche de celle attendue pour le courant de saturation ionique (2.3 A, au lieu de 2.18A)).



**Figure III.18** : évolution temporelle des courants électroniques (*en rouge*) et ioniques (*en bleu*) sur les électrodes sonde (*en pointillés*) et antenne RF (*en trait plein*). Les paramètres du plasma sont ceux de la **série 1**, dans les cas : (a)  $L_t = 4$  cm,  $L_{elec} = 2$  cm,  $V_o = 100$  V,  $f = 10$  MHz  
(b)  $L_t = 12$  cm,  $L_{elec} = 8$  cm,  $V_o = 400$  V,  $f = 40$  MHz



**Figure III.19** : évolution temporelle des courants électroniques (*en rouge*) et ioniques (*en bleu*) sur les électrodes sonde (*en pointillés*) et antenne RF (*en trait plein*). Les paramètres du plasma sont ceux de la *série 2*, dans les cas : (a)  $V_o = 100$  V,  $f = 5$  MHz (b)  $V_o = 100$  V,  $f = 20$  MHz



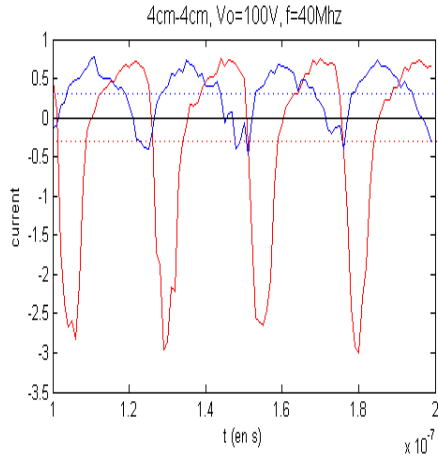
**Figure III.20** : évolution temporelle des courants électroniques (*en rouge*) et ioniques (*en bleu*) dans le cas où les deux électrodes sont polarisées. En pointillés, l'électrode avec la plus faible sollicitation RF (amplitude 100V). En trait plein, l'électrode avec la plus forte polarisation (amplitude 400V). La fréquence est de 40MHz dans les deux cas. Les paramètres du plasma sont ceux de la *série 1*, avec : (a)  $L_t = 12$  cm,  $L_{elec} = 8$  cm.

### III.4.2 Courants instantanés issus des simulations et du modèle analytique

La somme des courants ionique et électronique collectés sur une électrode donne le courant instantané (total) collecté sur cette électrode. Les figures III.21 ((a) à (d)) présentent plusieurs exemples de courants instantanés avec en pointillés les valeurs moyennes associées. Les figures III.22 montrent les courants instantanés obtenus par le code PIC et, pour comparaison, les courants instantanés obtenus à partir des équations du modèle analytique (Eq III.9.(a) et Eq III.9.(b)). La capacitance  $C_{\perp}$  (normalisée à  $j_{isat}$ ) est déterminée par l'équation Eq III.5.

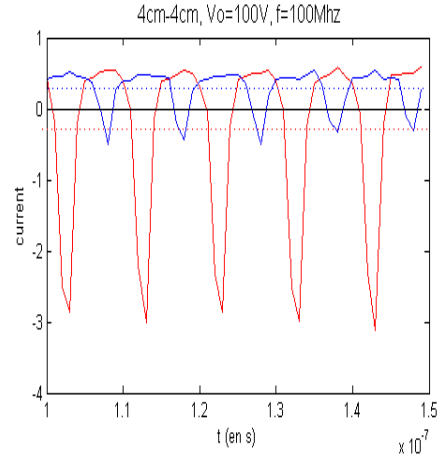
Le code couleur utilisé est le suivant : en bleu, les courants collectés sur les électrodes sonde et en rouge ceux sur les électrodes antenne RF.





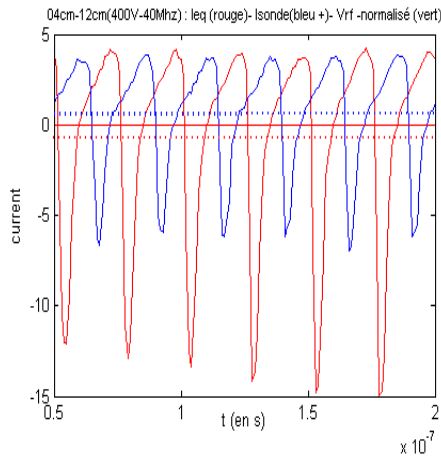
(a)  $\phi_o = 5, f = 40 \text{ MHz}$

$I_{DC} \text{ (en A)}$  : sonde = 0.30, antenne RF = - 0.30.



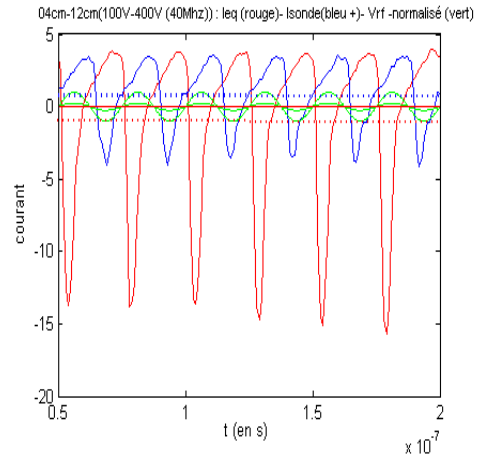
(b)  $\phi_o = 5, f = 100 \text{ MHz}$

$I_{DC} \text{ (en A)}$  : sonde = 0.278, antenne RF = - 0.282



(c)  $\phi_o = 20, f = 40 \text{ MHz}, L_t = 12 \text{ cm}$

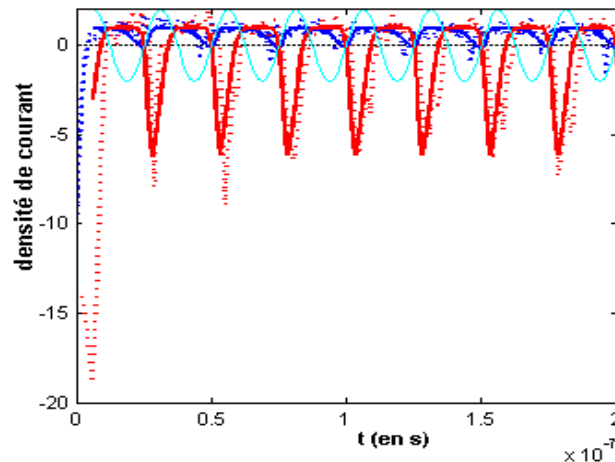
$I_{DC} \text{ (en A)}$  : sonde = 0.70, antenne RF = - 0.64.



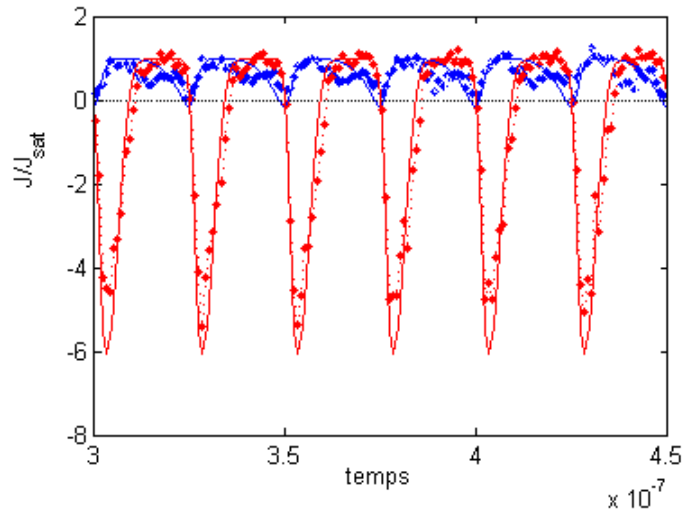
(d)  $\phi_o = 5, \phi_o = 40, f = 40 \text{ MHz}, L_t = 12 \text{ cm}$

$I_{DC} \text{ (en A)}$  : sonde = 0.93, antenne RF = - 0.87

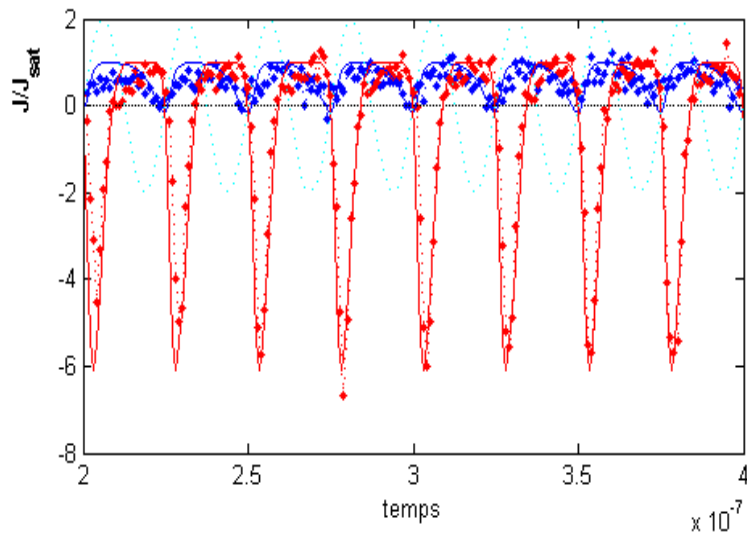
**Figure III.21** : évolutions temporelles des courants (totaux) instantanées sur les électrodes antenne RF (en rouge) et sonde (en bleu). En pointillés les valeurs moyennes des courants. Les paramètres du plasma sont ceux de la série I.



(a)  $\phi_o = 10, f = 10 \text{ MHz}, n \sim 3.64 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}, C_{perp} = -2.39 \cdot 10^{-8}$ .  
 $J/J_{isat}$  : sonde = 0.62, antenne RF = - 0.69.



(b)  $\phi_o = 5, f = 40 \text{ MHz}, n \sim 7.3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}, C_{perp} = -4.36 \cdot 10^{-6}$ .  
 $J/J_{\text{sat}}$  : sonde = 0.668, antenne RF = - 0.653.



(c)  $\phi_o = 5, f = 40 \text{ MHz}, n \sim 1.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}, C_{perp} = -1.049 \cdot 10^{-6}$ .  
 $J/J_{\text{sat}}$  : sonde = 0.59, antenne RF = - 0.61.

**Figure III.22** : évolutions temporelles des courants (totaux) instantanées sur les électrodes antenne RF (en rouge) et sonde (en bleu). En pointillés les résultats des simulations et en trait plein ceux du modèle anal. Les paramètres du plasma sont ceux de la série 2.

L'asymétrie des courants électroniques que l'on a pu observer sur les électrodes sonde et antenne induit l'importante asymétrie que l'on peut voir ici sur les courants (totaux) instantanés collectés sur ces électrodes. En calculant les valeurs moyennes de ces courants obtenus par simulations ou avec le modèle analytique, une constante demeure. Des courants DC positifs apparaissent du côté de la sonde, pendant que des courants DC négatifs de valeurs opposées sont collectés du côté de l'antenne RF. Ainsi sur une période RF plus d'ions que d'électrons arrivent sur une électrode sonde, tandis que l'inverse se produit sur l'électrode RF associée. Ceci peut être observé sur les distributions spatiales des particules présentées au chapitre 4.

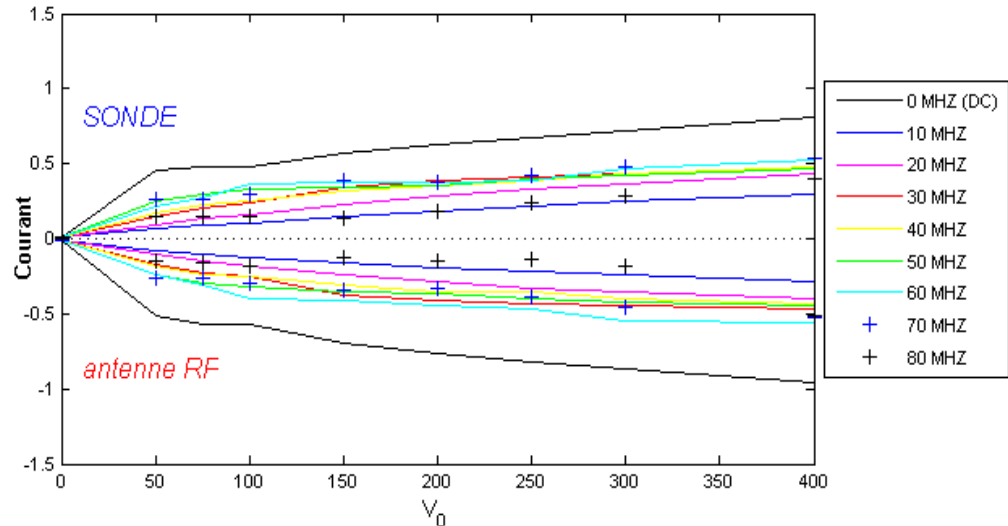
Les figures III.22.(a) à (c) montrent une bonne concordance temporelle entre le modèle analytique et les simulations PIC, ce qui tend à confirmer que la simplicité du modèle analytique suffit à expliquer la dynamique des courants RF. Cela tend aussi à confirmer que

les hypothèses du modèles sont bonnes et notamment que la nature des courants provient bien majoritairement de la dérive de polarisation pour les ions.

### III.4.3 Etudes paramétriques des courants DC en fonction de $V_o$ et $f$ .

Le comportement des courants DC, que nous venons d'observer, a été étudié par un balayage en fréquence et amplitude du potentiel RF.

La [figure III.23](#) présente pour différentes fréquences la dépendance des courants DC, collectés sur les électrodes sonde et antenne RF, en fonction de  $V_o$ , l'amplitude du potentiel RF appliqué à une extrémité du tube de flux.

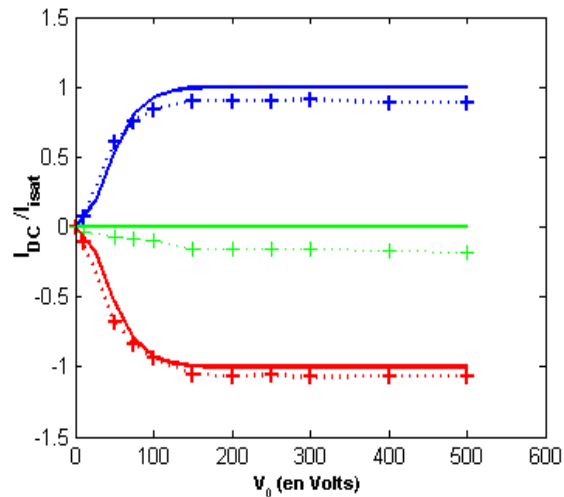


**Figure III.23 :** Courants DC collectés (en ampères) sur les électrodes sonde et antenne RF en fonction de  $V_o$  (en Volts) pour différentes fréquences. Les paramètres du plasma sont ceux de la [série 1](#) (code PIC).

Les types de courants obtenus sont bien ceux attendus et ceux observés expérimentalement. La somme des courants collectés sur la sonde et l'électrode RF est négligeable (devant la valeur des courants DC), or dans le tube actif la conservation des courants, et donc également des valeurs moyennes des courants, impose que le courant DC échangé transversalement soit égal à la somme des courants DC collectés sur les deux électrodes du tube actif. La somme de ces courants étant négligeable, on peut en déduire que le courant DC perpendiculaire est nul comme supposé par le modèle ([Eq III.14](#)). Cette figure montre également que le courant DC croît d'abord très vite avec l'amplitude du potentiel RF (jusqu'à 50 V environ) puis a tendance à saturer vers  $I_{isat}$  ( $\sim 0.5$  A dans le cas de la [figure III.23](#) (non normalisée à  $I_{isat}$ )). La figure suivante, qui est normalisée au courant de saturation, va permettre de confirmer cela.

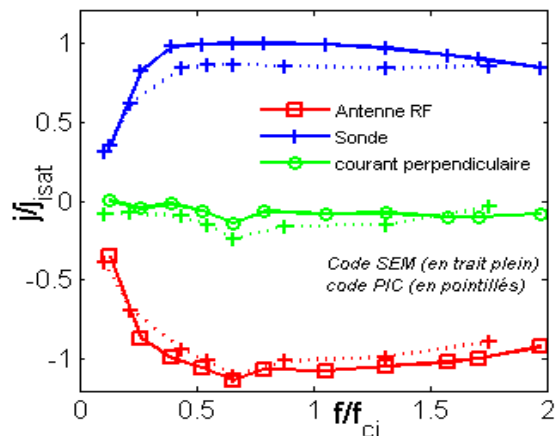
La [figure III.24](#) montre, dans le cas des paramètres de la série 2, la dépendance du courant DC (normalisé à  $I_{isat}$ ) avec  $V_o$ . Les courbes en traits pleins sont issues du modèle analytique, tandis que celles en pointillés proviennent du code PIC. La saturation à  $I_{isat}$  des courants DC apparaît ici clairement.

On remarque que le courant de saturation est quasiment atteint dès que la tension RF dépasse une centaine de volts (ce qui est deux fois supérieur au potentiel flottant  $\sim 50$  Volts). Cela signifie que les courants DC drainés par la RF peuvent être très importants même pour des potentiels faibles au regard de ceux engendrés devant les antennes.



**Figure III.24 :** Courants DC collectés (normalisé à  $I_{sat}$ ) sur les électrodes sonde (en bleu) et antenne RF (en rouge) en fonction de  $V_o$  (en Volts). En vert le courant DC perpendiculaire. Les paramètres du plasma sont ceux de la série 2 (avec  $f = 20$  MHz). En traits pleins modèle analytique et en pointillés simulations PIC.

Nous avons également étudié la dépendance du courant DC avec la fréquence du potentiel RF. Pour cela le modèle analytique qui n'est valide qu'à basse fréquence n'est plus utilisable. Il faut alors utiliser le code SEM qui est l'implémentation de ce modèle mais valable quelle que soit la fréquence.



**Figure III.25 :** Courants DC collectés (normalisé à  $I_{sat}$ ) sur les électrodes sonde (en bleu) et antenne RF (en rouge) en fonction de la fréquence (normalisé à  $f_{ci}$ ). En vert le courant DC perpendiculaire.

Les paramètres du plasma sont ceux de la série 2 (avec  $V_o = 100$  Volts) et  $L_{\perp}$  est constant.

Les deux codes (PIC et SEM) présentent des résultats proches montrant que les courants DC augmentent, jusqu'au courant de saturation, avec la fréquence et tendent ensuite à décroître légèrement.

La concordance des résultats entre les codes SEM et PIC semble montrer que malgré les disparités que ces codes présentent, ils manipulent les mêmes ingrédients physiques et que ceux-ci ont été pris en compte dans l'élaboration de notre modèle. Les différences entre les deux codes sont les suivantes : l'inertie des ions est considérée infinie (par rapport à celle des électrons) dans le code SEM, ce qui n'est pas le cas dans le cas du code PIC. La densité est constante le long du tube et même à l'entrée de la gaine (égale à  $n_o$ ). Ceci n'est également pas le cas dans le code OOPIC.

Sur les figures III.24 et 25 on peut voir que le courant transverse DC semble légèrement négatif. Ces courants sont liés à des effets numériques qui seront abordés au chapitre IV.

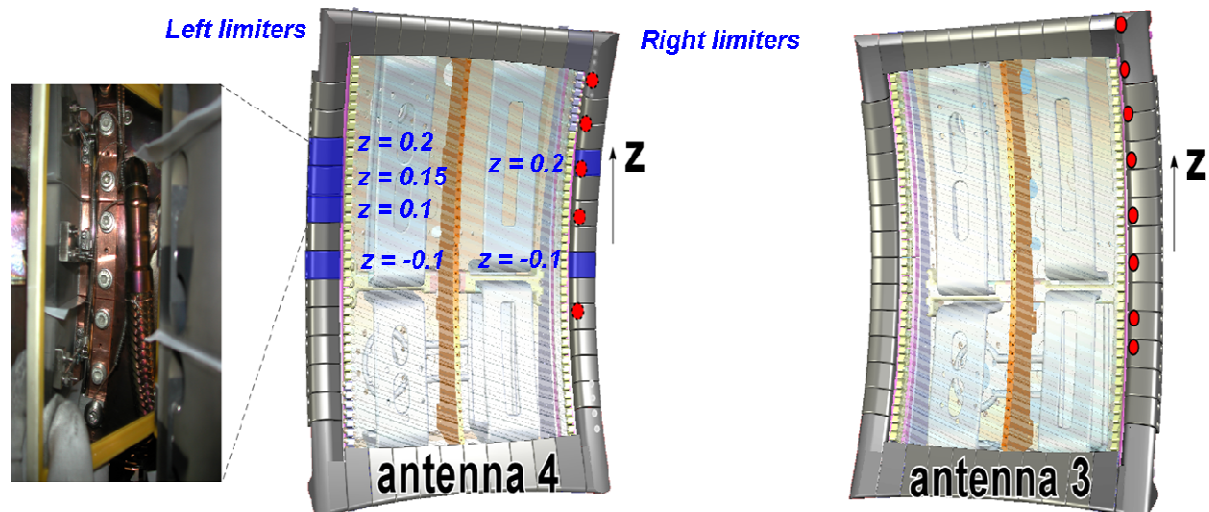
### III.4.4 Courants DC en fonction de la densité – comparaison avec les mesures expérimentales

Nous allons maintenant présenter une comparaison de la valeur des courants DC obtenus grâce aux simulations, au modèle analytique et aux mesures expérimentales menées sur ASDEX. Le problème majeur posé par une telle comparaison est l'extrapolation à des niveaux de densité qui n'ont pas été simulés. La solution de ce problème est donnée par l'utilisation du courant de saturation  $I_{isat}$  qui est directement proportionnel à la densité.

En effet, nos résultats obtenus précédemment sont normalisés à  $I_{isat}$  qui est également leur ordre de grandeur. Les équations du modèle analytique (Eq III.9.(a) et Eq III.9.(b)) présentent un comportement linéaire avec  $I_{isat}$ . La capacitance du courant transverse que l'on a normalisée à  $I_{isat}$  (Eq III.12) est également indépendante de la densité. Le rapport  $\omega_{pi} / \omega$  est bien plus grand avec les vrais paramètres alors que dans le code PIC  $\omega_{pi}$  est du même ordre que  $\omega$ . On peut également noter que les simulations du code PIC (figure III.27.(a)) ont confirmé le comportement linéaire du courant avec la densité. Il nous sera ainsi possible d'effectuer une extrapolation aux densités expérimentales.

Les mesures expérimentales que nous avons utilisées nous ont été fournies par Vladimir Bobkov. Les détails sur la manière dont les mesures ont été effectuées sont disponibles dans la référence [Bobkov2010b]. Certaines des conclusions que nous ferons se trouvent dans la référence que nous avons citée.

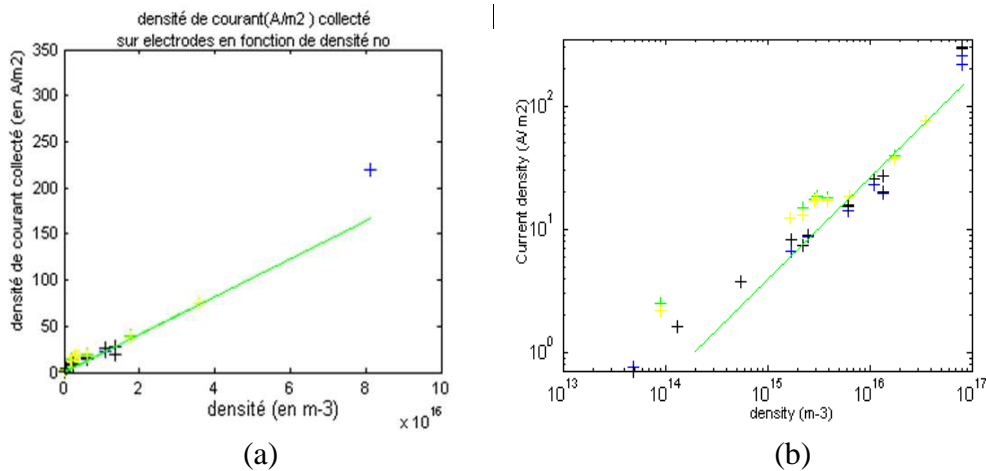
La figure III.26 présente la configuration d'ASDEX et les différents éléments qui ont permis d'effectuer les mesures du courant DC. Sur ce schéma, seulement deux des quatre antennes ICRF (appelées a1, a2, a3, a4) sont présentes. Ces antennes fonctionnent par paires (a1/a3 et a2/a4), ceci permet de limiter les connections magnétiques entre des antennes actives. Toutes les mesures de courant sont effectuées sur les limiteurs de l'antenne 4 que l'on peut voir sur la figure III.26 (en bleu). Les mesures de densités sont par contre effectuées devant l'antenne 3.



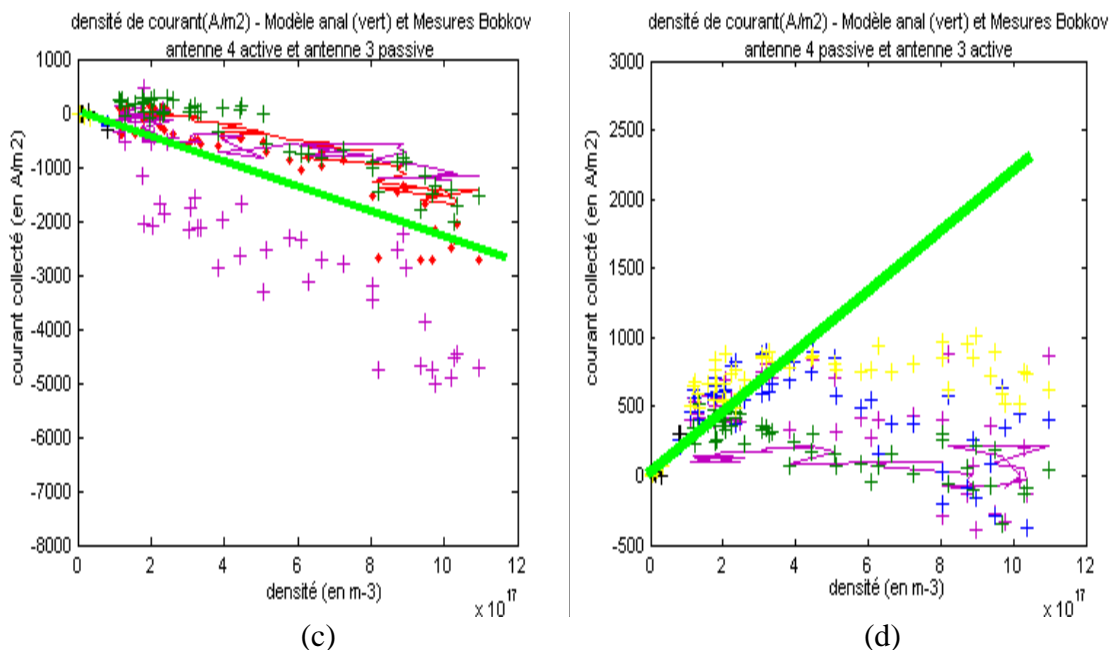
**Figure III.26 :** Configuration d'ASDEX pour les mesures de courants DC.  
Les courants sont collectés sur les six limiteurs (bleu) situés à différentes positions poloidales (Z).  
La photo à gauche montre le circuit électrique qui permet d'effectuer les mesures.

Les premières observations faites par Bobkov ont montré que sans RF, aucun courant DC n'était généré. Ce qui est conforme aux autres résultats expérimentaux [Gunn2008] [VanNieuwenhove1992].

Les figures III.27 ((a) et (b)) présentent la dépendance de la densité de courants DC ( $A/m^2$ ) avec la densité du plasma pour les simulations (et la densité de courant de saturation  $j_{isat}$ ). Comme nous l'avons dit précédemment ces valeurs sont proches et évoluent de manière linéaire avec la densité.



Densité de courant DC (sur la sonde et l'électrode RF en valeur absolue) en fonction de la densité pour  $j_{isat}$  (en trait vert) et le code PIC (+). Les paramètres du plasma sont ceux de la série 2. Avec  $f = 40$  Mhz. La figure(b) utilise l'échelle log (pour les deux axes).



Densité de courant DC en fonction de la densité pour  $j_{isat}$  (en trait vert) et les mesures expérimentales La figure(c) présente les courants collectés sur l'antenne 4, pendant qu'elle est active. La figure (d) présente le courant sur cette antenne lorsque l'antenne 3 est active.

**Figure III.27** : Comparaison des densités de courants DC obtenus par le modèle analytique, les simulations et par des mesures expérimentales.

Les figures III.27 (c) et (d) comparent les résultats du modèle et des expériences.

Les résultats expérimentaux de la figure III.27 (c) correspondent aux mesures faites sur l'antenne 4 pendant les phases où les antennes a2 et a4 sont actives. Les phases où les antennes a1 et a3 sont actives donnent les résultats de la figure III.27.(d). Les mesures ont été faites à puissance RF (quasi-)constante ( $\sim 0.5$  MW).



La [figure III.27.\(c\)](#) montre que les courants DC collectés par l'antenne en fonctionnement (en fait par ces limiteurs) sont négatifs et que leurs valeurs augmentent (en valeur absolue) avec la densité. Nos simulations suivent ce comportement qui est expliqué par le modèle.

La [figure III.27.\(d\)](#) présente des résultats plus difficiles à expliquer. En effet, contrairement à ce que l'on pouvait prévoir, des courants DC positifs ou négatifs ont été mesurés. Or dans ce cas de figure, l'antenne 4 est non active et ce sont les antennes 1 et 3 qui fonctionnent. L'antenne 4 a ainsi le rôle de l'électrode sonde de notre modèle. Ces courants négatifs apparaissent surtout à forte densité sur les limiteurs de gauche ( $z = -0.1$  en bleu (+) et  $z = 0.1$  en violet (+) sur la [figure III.27.\(d\)](#)). Malgré ce phénomène, on peut constater qu'à basse densité, des courants positifs sont collectés et ont un comportement cohérent avec le modèle.

Si on peut observer des similitudes de comportement sur l'antenne RF active (a4) et l'électrode RF du modèle et l'antenne RF passive et l'électrode sonde du modèle, les comparaisons des valeurs des courants DC obtenus sont cependant difficiles à faire. En effet, une incertitude demeure sur l'évaluation de la surface réelle de collection de ces courants. Les estimations qui nous ont été fournies par Bobkov ont cependant permis de tracer les [figures III.27.\(c\) et \(d\)](#) qui représentent les extrémums des valeurs réelles. Une telle comparaison présuppose également que le transport dans la SOL d'ASDEX et dans la simulation PIC soient identiques. Or la densité mesurée près de l'antenne 3 peut être différente de celle devant les limiteurs de l'antenne 4. La densité devant l'antenne en fonctionnement peut également fortement varier du fait, comme on a pu le voir au chapitre 2, de la convection  $E \wedge B$  [[Colas2005](#)] [[Colas2009](#)] devant les antennes ICRF. Les variations engendrées peuvent ainsi entraîner des augmentations ou baisses des valeurs des courants DC mesurés par les limiteurs. Enfin le profil de potentiel poloïdal est très bruité devant l'antenne [[Colas2007](#)] et présente des extrémums en haut et en bas de sa structure. Les courants seront donc bien différents si on les collecte dans la partie supérieure ou au milieu de l'antenne.

Malgré ces difficultés, les résultats obtenus via les simulations et le modèle semblent cohérents avec les données expérimentales à titre qualitatif. Des courants de l'ordre de l'ampère sont collectés sur des surfaces de l'ordre du  $\text{cm}^2$ .

Seules des simulations 3D permettraient de simuler la RF, les courants et le transport convectif devant une structure d'antenne. Or les codes PIC 3D nécessitent encore bien trop de puissance pour être accessibles à un simple PC. Ce sera tout de même une perspective envisageable à la suite de ce travail de thèse.

## III.5 Conclusion

Les mesures expérimentales ont montré l'existence de courants DC électroniques sur la structure d'antenne ICRF en fonctionnement et de courants DC ioniques collectés par une sonde de Langmuir (ou limiteur), au potentiel de la machine, magnétiquement connectée à l'antenne. Ces courants DC sont de l'ordre du courant de saturation. Afin de comprendre ces résultats inattendus, nous avons présenté un modèle analytique basé sur la résolution d'un modèle de tube de flux de type de sonde double qui est bien adapté aux plasmas magnétisés. Le plasma étant en effet confiné le long des lignes de champ magnétique, ce qui permet de dissocier la dynamique parallèle de la dynamique perpendiculaire. A chaque extrémité du tube se trouvent des gaines RF puis les parois. Ces gaines sont induites par la présence d'une électrode polarisée à un potentiel RF qui modélise le potentiel RF résultant de l'intégration du champ électrique rayonné par les straps d'une antenne ICRF. La présence de telles gaines en bout de ligne magnétique d'un tube de flux engendre une rectification du potentiel RF. La partie négative d'un potentiel RF sinusoïdal est redressée dans le cas d'une excitation symétrique où les potentiels RF appliqués à chaque extrémité du tube de flux sont de même



amplitude et déphasé de  $\pi$ . Dans le cas d'une excitation asymétrique, RF d'un côté et masse de l'autre, cette partie négative est tronquée. La valeur DC des structures de potentiels ainsi rectifiées est de l'ordre de l'amplitude du potentiel RF. Les gradients transverses de potentiels qui peuvent exister devant une antenne sont dus à l'inhomogénéité du champ électrique RF perturbé par l'écran de Faraday et tous les éléments structuraux de l'antenne. Ces gradients sont capables de créer des courants transverses. Les courants de polarisation constituent la part la plus importante de ces courants transverses. Le modèle développé est ainsi basé sur un tube de flux qui va échanger du courant transverse de polarisation avec des tubes voisins. La résolution analytique du modèle est faite à basse fréquence. Celle-ci suppose que le potentiel est constant le long du tube de flux excepté dans la gaine. Les conditions de validité de cette hypothèse sont établies à partir de la relation de dispersion de l'onde lente. On a ainsi pu déterminer que dans les conditions du plasma de bord d'un tokamak la longueur de connexion limite, pour que cette hypothèse reste valide. Elle est donnée par la relation  $L_{ij}^{eff} = C_s m_i / 2\omega m_e$ .

En absence de conductivité DC dans le plasma, mais en présence toutefois de conductivité RF transverse, une excitation symétrique du modèle ne peut être à l'origine de courant RF à moyenne non nulle. Pour avoir de tels courants une excitation asymétrique est nécessaire. Dans le cas où la conductivité RF transverse est nulle, aucun courant RF à moyenne nulle ne peut également survenir le long du tube de flux.

Les résultats du modèle analytique ont été confrontés à ceux obtenus par des simulations, fluides et PIC.

Les résultats obtenus, dans le cas du modèle asymétrique, permettent de mettre en évidence de manière sûre les différents types de courants apparaissant sur les différentes électrodes. Un courant DC négatif est collecté sur l'électrode dont le potentiel RF est le plus important, pendant que l'électrode à la masse ou ayant la sollicitation RF la plus faible va drainer un courant DC positif. Ce qui est cohérent avec les mesures expérimentales. Ces courants DC dont l'ordre de grandeur est le courant de saturation ionique sont de même amplitude. Cette dynamique est imputable aux courants RF transverses dont la moyenne temporelle est nulle mais qui se répartissent, tout de même, inégalement sur une période RF entre les deux gaines.

Le bon accord des résultats obtenus avec les codes utilisés montre que, malgré leurs différences, ceux-ci sont soumis aux mêmes phénomènes physiques qui ont été pris en compte dans notre modèle.

Les récentes mesures expérimentales menées sur le tokamak ASDEX Upgrade ont confirmé que les courants DC collectés sur une antenne ICRF (en fonctionnement) sont négatifs, de l'ordre du courant de saturation ionique et croissent avec la densité. Ainsi malgré la difficulté de comparer les courants mesurés et prévus par le modèle, car la mesure de densité fluctue beaucoup en raison de la convection et du transport turbulent, ces résultats sont malgré tout conformes à ceux attendus par notre modèle analytique et les simulations. Ces mesures expérimentales ont cependant montré que du côté non polarisé des courants DC positifs apparaissent comme dans le cas de notre modèle, mais lorsque la densité devient importante ces courants DC tendent à saturer ou à décroître contrairement aux prévisions que l'on pouvait faire.

Nous avons, dans ce chapitre, montré qu'avec trois hypothèses majeures on peut obtenir des courants DC. Il faut ainsi à la fois une asymétrie de la source RF par rapport à une masse fixe, une conductivité RF transverse non nulle autorisant des courants RF transverses ainsi qu'une caractéristique courant-tension non linéaire due aux gaines pour favoriser des courants négatifs du côté RF et des courants positifs côté sonde. Le modèle développé a également permis d'obtenir la forme spatio-temporelle du courant, ce qui est nouveau. Il a également permis de montrer quantitativement qu'une polarisation légèrement supérieure au potentiel flottant induit des courants DC qui sont proches du courant de saturation. L'effet est donc non

négligeable et doit être pris en compte dans les caractéristiques de sonde que nous verrons au chapitre V.

La suite de l'étude que l'on a faite ici sur les courants DC serait de voir la répartition de ces courants sur les électrodes du tube actif. Ceux-ci devraient en effet se trouver aux bords des électrodes qui sont les zones où de forts gradients de potentiels existent. Cette étude mènerait alors à celle de la longueur de pénétration des courants DC avec différents paramètres du modèle tels que la longueur de connexion magnétique et la fréquence RF.

## IV Etude du profil transverse des courants DC

### IV.1 Construction d'une distribution spatiale des courants DC

Dans le chapitre précédent nous avons présenté les courants instantanés collectés sur les différentes électrodes. Pour obtenir ces courants instantanés avec le code OOPIC, il a suffi d'ajouter le diagnostic *IdiagFlag* (= 1) sur les différentes électrodes. Pour obtenir les courants DC, il suffit ensuite de déterminer la valeur moyenne des courants instantanés. Avec le code PIC, la détermination des courants DC peut se faire également à l'aide du diagnostic *nxbins*.

Ce diagnostic va nous permettre de construire les distributions spatiales des différentes espèces du plasma, des courants DC ioniques et électroniques et des courants DC (totaux). On peut ensuite, à partir de ces distributions, déterminer les courants DC. Cet outil est intéressant dans la mesure où il permet de normaliser assez facilement les courants DC au courant de saturation ionique et d'obtenir une normalisation plus précise, tenant compte d'éventuelles fluctuations de densité qui peuvent survenir dans le plasma. Il a, entre autres, été utilisé pour déterminer les valeurs des figures III.24 et 25.

Le diagnostic *nxbins* permet de diviser une électrode donnée en plusieurs segments appelés "bins" et d'obtenir le nombre de particules, pour chaque espèce du plasma, collecté sur chaque "bin" pendant la durée d'une simulation. En récupérant ces données (fichier .txt), on peut construire la distribution spatiale des particules (le nombre de particules collectées en chaque point de l'électrode) comme sur la figure IV.1.(a). On peut également construire la distribution spatiale des courants DC. En effet, en écrivant le courant instantané total sur un bin :

$$i(t) = \frac{d(q_i + q_e)}{dt} = \frac{e \cdot d(N_i(t) - N_e(t))}{dt} \quad \text{Eq III.20}$$

Avec  $N_i(t)$  et  $N_e(t)$  les nombres d'ions et d'électrons instantanés collectés sur le bin.

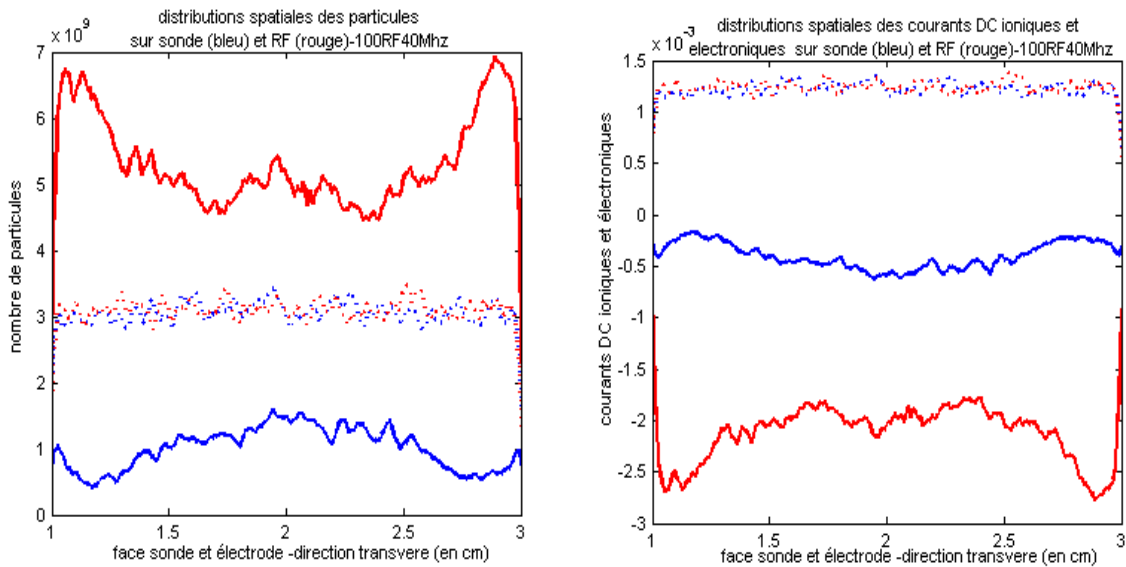
Le courant DC s'obtient alors par l'intégration sur une période  $T$ . Au début de la simulation à l'instant  $t_0$ , aucune charge n'étant sur le bin, l'intégrale peut s'écrire en fonction de  $N_{if}$  et  $N_{ef}$  les nombres collectés à la fin de la simulation. Soit :

$$I_{DC} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} i(t) dt = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} e d(N_i - N_e) = \frac{e \cdot [N_i - N_e]_{t_0}^{t_0+T}}{T} = \frac{e(N_{if} - N_{ef})}{T} \quad \text{Eq III.21}$$

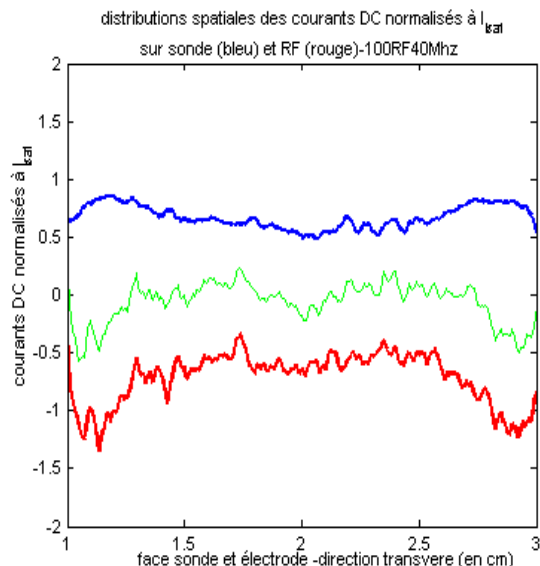
Ainsi pour déterminer le courant DC sur chaque bin et construire le profil du courant DC sur chaque électrode, il suffira d'effectuer des simulations pendant une durée correspondante à un multiple de la période RF et de calculer pour chaque bin la différence entre les nombres d'ions  $N_{if}$  et d'électrons  $N_{ef}$  collectés que l'on multipliera par  $e/kT$ . Ces nombres permettent également de construire les distributions des courants DC ioniques (courants de saturation ionique) et électroniques (figure IV.1.(b)). On peut ainsi normaliser le profil du courant DC au courant de saturation ionique (figure IV.1.(c)). Dans la mesure où ces distributions ne sont pas directement accessibles, trouver un moyen de les construire a été important pour mon travail de thèse. Cela a même été prépondérant pour l'étude des longueurs de pénétration des courants dans la direction perpendiculaire que nous allons faire dans la section suivante.

Il a également fallu, pour les simulations faites avec le code PIC, trouver un moyen de limiter l'influence de la phase transitoire. Ceci est important dans la mesure où pendant cette phase, l'électrode RF (pendant la demi-période positive) collecte en moyenne plus d'électrons que dans la phase stationnaire, le temps que la gaine se forme et lorsque le régime permanent

est établi. Ce phénomène apparaît également lors des simulations faites avec le code SEM. Il a fallu pour nos simulations sauvegarder l'état du système (fichier dump) à la fin de la phase transitoire. Cet état final (de la phase transitoire) sera l'état initial de la simulation que nous relancerons. Ce phénomène apparaît sur la figure III.22.(a) où l'on voit les courants instantanés fortement négatifs en début de simulation ( $t = 0$ ) où apparaît l'effet sur les courants pendant la phase transitoire. Dans ce cas, ce n'est qu'après trois périodes RF, que le plasma se stabilise.



(a) distribution spatiale des particules (b) distribution des courants DC ioniques et électroniques  
 En rouge distributions sur RF et en bleu sur sonde. En pointillés distribution des ions sur les électrodes, en trait plein la distribution des électrons sur les électrodes.



(c) distribution des courants DC normalisés à  $I_{sat}$

En rouge distributions sur RF, en bleu sur sonde et en vert la somme des courants sur les deux électrodes.

**Figure IV.1 :** différentes distributions spatiales obtenus avec OOPIC. Électrodes sonde en bleu et antenne RF en rouge.  $L_{elec} = 2$  cm (électrodes situées entre les ordonnées 1cm et 3cm). Les paramètres du plasma sont ceux de la série 2 (avec  $V_o = 100$ Volts et  $f = 40$  MHz). La durée de la simulation est un multiple de la période RF.

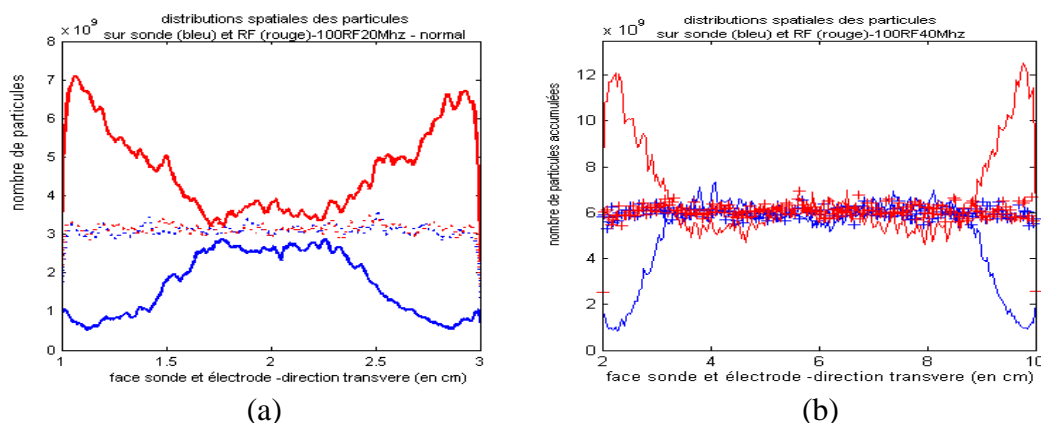
Malgré cela on a pu observer (surtout lorsque la période RF n'est pas négligeable devant la durée des simulations) qu'un léger surplus d'électrons pouvait être collecté sur l'électrode polarisée, ce qui peut induire un courant plus négatif qu'attendu. Ceci explique en partie que sur les [figures III.24 et 25](#) les courants DC sur la RF sont plus importants (en valeur absolue) que les courants DC sur l'électrode sonde. Ceci aurait pu éventuellement être lié à la densité devant ces deux électrodes, mais les profils de densité infirment cette hypothèse. Ce décalage vers les valeurs négatives diminue lorsqu'on augmente la durée des simulations.

Ces distributions spatiales confirment évidemment les résultats obtenus au chapitre III : sur une période RF, le nombre d'électrons collectés sur l'électrode sonde est inférieur à celui des ions tandis que l'inverse se passe sur l'électrode RF ([figure IV.1.\(a\)](#)). De plus autant d'ions sont collectés sur les deux électrodes. L'asymétrie sur les courants n'est alors, comme prévu, due qu'à celle sur les électrons ([figure IV.1.\(b\)](#)). La [figure IV.1.\(d\)](#) montre que les courants DC sont bien positifs sur l'électrode à la masse et négatifs sur l'électrode RF. Ces courants saturent à  $I_{isat}$ .

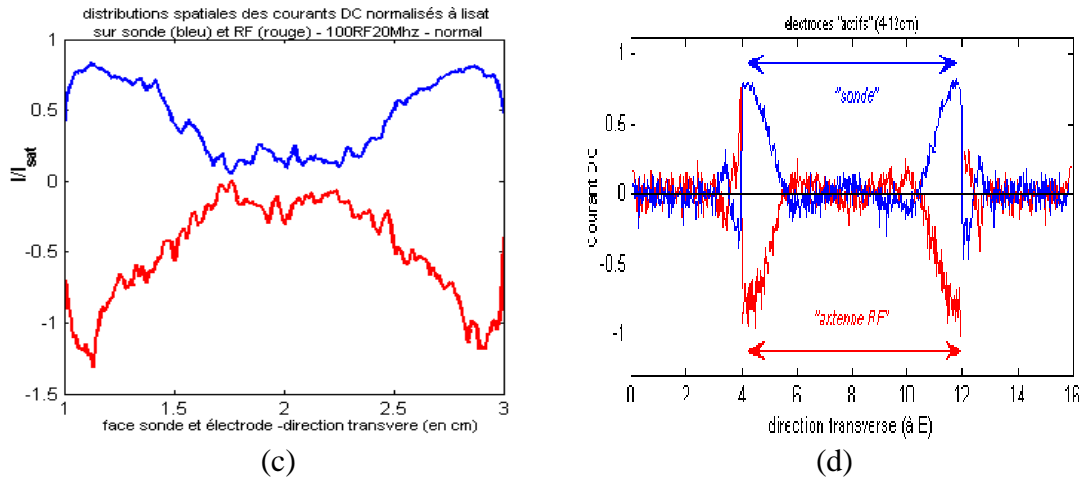
Le calcul des courants DC sur chaque électrode, se fait en additionnant leurs valeurs sur les différents points de la distribution. On peut ainsi déterminer aisément la valeur de  $I_{isat}$  qui est la même que celle obtenue avec la valeur moyenne des courants instantanés ioniques. Les bruits numériques observés sur les distributions spatiales peuvent être limités en augmentant la durée des simulations (un multiple de période plus important).

En diminuant la fréquence RF (à 20 MHz) ou en augmentant la longueur des électrodes *actives* (RF et sonde), on peut observer la structure particulière de ces courants ([figures IV.2.\(c\) et \(d\)](#)). Les courants DC ne s'établissent pas sur toute la longueur des électrodes mais seulement sur une longueur donnée notée  $L_{\perp}$ . C'est sur cette longueur que la différence de collection entre ions et électrons est importante ([figures IV.2.\(a\) et \(b\)](#)). Ces zones (situées aux deux extrémités de chaque électrode) sont les lieux où existent de forts gradients de potentiel du fait de la proximité avec les tubes passifs non polarisés qui entourent le tube actif. Ainsi dans le cas de petites tailles d'électrodes actives, comme sur les [figures IV.1](#), ces structures vont se trouver entravées.

Nos simulations ont montré que les valeurs de  $L_{\perp}$  ne dépendaient pas de la longueur  $L_t$  des électrodes de même que le profil radial (dans la direction transverse).



*Distributions des particules. En rouge distributions sur RF et en bleu sur sonde. En pointillés distribution des ions sur les électrodes, en trait plein la distribution des électrons sur les électrodes.*



Distributions des courants DC (normalisés à  $I_{sat}$ ). En rouge distributions sur RF et en bleu sur sonde.

**Figure IV.2 :** distributions spatiales des particules ((a) et (b)) et des courants DC ((c) et (d)).

(a) et (c) :  $L_t = 4 \text{ cm}$ ,  $L_{elec} = 2 \text{ cm}$ ,  $V_o = 100 \text{ V}$ ,  $f = 20 \text{ MHz}$

(b) et (d) :  $L_{elec} = 8 \text{ cm}$ ,  $V_o = 100 \text{ V}$ ,  $f = 40 \text{ MHz}$

Sur la [figure IV.2.\(d\)](#), on peut voir qu'aucun courant DC n'apparaît sur les électrodes des tubes passifs (entre 0 et 4 cm et entre 12 et 16 cm).

Aucun effet de la longueur transverse n'a été observé sur le profil des courants DC. L'étude faite dans la section suivante va montrer que dans le cas de la longueur parallèle de connexion magnétique  $L_{//}$  et de la fréquence des dépendances vont apparaître.

## IV.2 Etude de la pénétration radiale des courants DC

Nous allons ici étudier le comportement des structures des courants DC (leur élargissement) qui apparaissent aux extrémités des électrodes du tube actif ([figures IV.2](#)). Ces structures s'établissent dans la direction perpendiculaire aux champs magnétiques. Nous nous placerons dans le cas où les électrodes seront assez larges pour les courants DC ne soient pas entravés.

En plus de la situation précédente où le champ magnétique est perpendiculaire à l'électrode soumise à la tension RF, nous allons nous intéresser au cas où le champ magnétique est parallèle à l'électrode RF. Dans les simulations que nous allons faire, nous nous placerons dans la situation asymétrique où du courant DC apparaît.

### IV.2.1 Cas 1 : électrode RF perpendiculaire au champ magnétique

La configuration, dans ce cas, est celle de la [figure III.10](#) du chapitre III. Les distributions spatiales de la [figure IV.2](#) montrent que les courants DC sont saturés à  $I_{sat}$  et localisés sur les bords des électrodes sonde et antenne RF. Ces zones sont les lieux de séparation entre le tube « actif » polarisé par la tension RF et les tubes « passifs » non polarisés. Comme peut le montrer le profil de potentiel de la [figure III.11](#), c'est là que se trouvent les gradients de potentiel les plus importants et donc les échanges de particules.

#### IV.2.1.1 Evaluation de $L_{\perp}$

La largeur des structures que l'on observe sur les distributions spatiales de courant correspond à la longueur de pénétration des courants dans la direction perpendiculaire, elle

sera notée  $L_{\perp}$ . Cette longueur caractéristique résulte de la circulation des courants RF transverse dans les tubes de flux adjacents. Une évaluation de cette longueur peut être déduite de l'équation Eq IV.2 obtenue à partir de la conservation du courant (Eq IV.1, avec une densité Boltzmanienne) et de l'équation de conservation du mouvement des ions (Eq III.6). Ces équations se retrouvent également dans l'Annexe 2 sur le code SEM et dans les références [Faudot2006] [Faudot2010].

$$\frac{\Delta I_{\perp}}{2 j_{isat}} = 1 - \exp(\phi_1(x, y, t) - \phi(x, y, t)) \quad \text{Eq IV.1}$$

$$\left( \frac{1}{\Omega_{ci}^2} (\phi'' - \phi_1'') - \frac{1}{\Omega_{ci}^2} (\phi' - \phi_1')^2 - 1 \right) \exp(\phi_1 - \phi) + 1 = \frac{L_{//} \rho_{ci}}{2 \Omega_{ci}} \frac{d \nabla^2 \phi}{dt} \quad \text{Eq IV.2}$$

Avec  $\phi$  le potentiel plasma et  $\phi_1$  le potentiel rectifié sans courant transverse.

Cette équation peut être linéarisée et écrite dans l'espace de Fourier en supposant que  $\phi(x, y, t) = \phi(x, y) \exp(i \omega t)$  est proche de  $\phi_1(x, y, t) = \phi_1(x, y) \exp(i \omega t)$ . En développant au premier ordre le terme  $\exp(\phi_1 - \phi)$ , on obtient en négligeant le terme au carré  $(\phi' - \phi_1')^2$ :

$$\left( -\frac{\omega^2}{\Omega_{ci}^2} (\phi - \phi_1) - 1 \right) (1 + \phi_1 - \phi) + 1 = \frac{L_{//} \rho_{ci} i \omega}{2 \Omega_{ci}} \nabla^2 \phi \quad \text{Eq IV.3}$$

En négligeant de nouveau les termes au carré, on peut simplement écrire :

$$\phi - \phi_1 = \frac{L_{//} \rho_{ci}}{2} \frac{i \omega / \Omega_{ci}}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2} \nabla^2 \phi(x) \quad \text{Eq IV.4}$$

L'évaluation de  $L_{\perp}$  est alors donnée par l'équation Eq IV.5

$$L_{\perp}(\omega) = \sqrt{\frac{L_{//} \rho_{ci}}{2} \frac{i \omega / \Omega_{ci}}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2}} \quad \text{Eq IV.5}$$

Ce terme peut être vu comme la longueur caractéristique de diffusion de l'équation de diffusion. Ce terme doit être réécrit en fonction de tous les paramètres de simulation pour augmenter la précision. On a alors (voir Annexe 5) :

$$L_{\perp}^2(\omega) = L_{//} \frac{n_0 m_i k_B T_e}{e B^2} \frac{2 j_{isat}}{2 j_{isat}} \frac{i \omega / \Omega_{ci}}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2} \quad \text{Eq IV.6}$$

On a un imaginaire pur dont les parties réelle et imaginaire sont égales à :

$$\sqrt{\frac{1}{2} L_{//} \frac{n_0 m_i k_B T_e}{e B^2} \frac{i \omega / \Omega_{ci}}{2 j_{isat} (1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2)}} \quad \text{Eq IV.7}$$

On trouve alors ici un facteur  $\sqrt{2}$ , par rapport à la relation Eq IV.5, pour  $L_{\perp}$ . En outre, contrairement au code SEM, la densité prise en compte dans le courant de saturation (à l'entrée de la gaine) est la moitié de  $n_0$ , ce qui permet de rajouter un facteur  $\sqrt{2}$  à la relation Eq IV.7. Ainsi par rapport à la relation Eq IV.5, on a un facteur 2 de différence. On obtient avec ces nouvelles hypothèses la formule suivante :

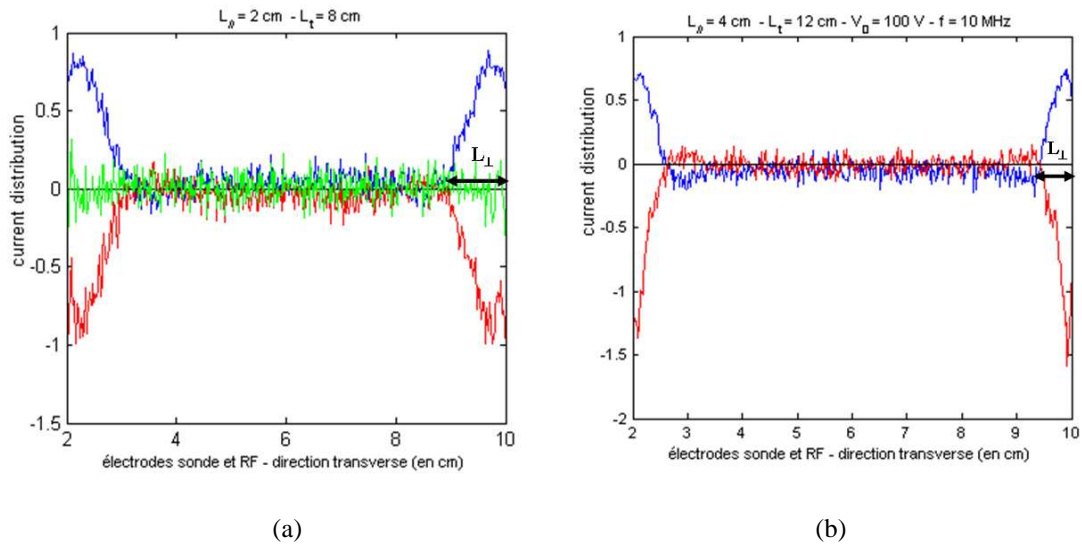
$$L_{\perp}(\omega) = \sqrt{2 L_{//} \frac{n_0 m_i k_B T_e}{e B^2} \frac{\omega}{2 e n_0 / 2 C_s} \frac{1}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2}} = \sqrt{\frac{2 L_{//} C_s}{\Omega_{ci}^2} \frac{i \omega / \Omega_{ci}}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2}} \quad \text{Eq IV.8}$$



Ensuite en considérant un profil gaussien [Faudot2006] [Faudot2010], le terme  $L_{\perp}$  correspond à la demi-largeur du gradient de la structure de potentiel dans le code PIC. C'est bien le  $L_{\perp}$  de l'Eq. IV.8 qui est pris en compte dans la figure IV.14.

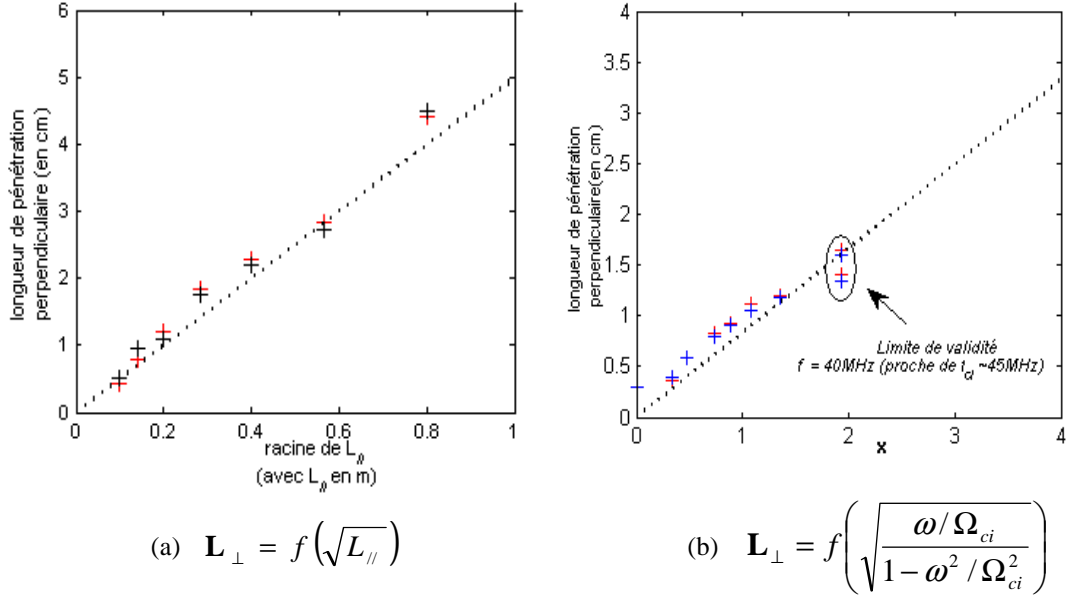
Le cas des longueurs parallèles ( $L_{//} > 1m$ ) sera traité dans la section IV.3 où nous allons nous focaliser particulièrement sur la validité de l'hypothèse flûte.

Les simulations que nous allons présenter maintenant ont pour objectif d'étudier la dépendance de  $L_{\perp}$  avec  $L_{//}$ . Les paramètres du plasma sont ceux de la série 1 ( $f = 40$  MHz,  $V_0 = 100$  V) pour le balayage en tension et fréquence de l'étude précédente. Le balayage se fera en  $L_{//}$ . La longueur transverse de la boîte de simulation  $L_t$  et la taille des électrodes  $L_{elec}$  peuvent être augmentées afin d'être assez grande pour contenir les deux structures. Ce qui se traduit par  $L_{elec} > 2L_{\perp}$ ). Les figures IV.3 présentent différentes distributions spatiales des courants DC respectivement pour différentes longueurs  $L_{//}$  et pour différentes fréquences RF. La largeur de  $L_{\perp}$  augmente clairement avec  $L_{//}$ . Les dépendances de  $L_{\perp}$  avec  $\sqrt{L_{//}}$  et  $\mathbf{x} = \sqrt{\frac{\omega/\Omega_{ci}}{1-\omega^2/\Omega_{ci}^2}}$  sont tracées sur la figure IV.4 sur laquelle on constate le bon accord entre le modèle analytique et le code PIC.



**Figure IV.3** : distributions spatiales des courants DC.

- (a) Les paramètres du plasma sont ceux de la **série 1**, avec  $V_0 = 100V$ ,  $f = 40$  MHz,  $L_{//} = 2$  cm,  $L_{elec} = 8$  cm.  
(b) Les paramètres du plasma sont ceux de la **série 2**, avec  $V_0 = 100V$ ,  $f = 10$  MHz,  $L_{//} = 4$  cm,  $L_{elec} = 8$  cm.



**Figure IV.4 :** Longueur de pénétration perpendiculaire des courants DC.

(a) en fonction de la longueur parallèle. Les paramètres sont ceux de la *série 1*.  $f=40$  MHz,  $L_{\parallel} < 1$  m  
 (b) en fonction de la fréquence RF. Les paramètres sont de la *série 2*.  $L_{\parallel} = 4$  cm. la fréquence  $f < 40$  MHz.  
 En pointillés noirs les courbes obtenus avec la formule.

Conformément au résultat obtenu avec la linéarisation spatiale du modèle fluide (Eq IV.5), les dépendances étudiées sont linéaires. L'étude en fonction de la fréquence montre que la linéarisation n'est plus valide autour (à partir) de  $f_{ci}$ .

#### IV.2.1.2 Comparaison avec les résultats de D'Ippolito

Une comparaison de notre évaluation de  $L_{\perp}$  peut être faite avec l'évaluation établie par D'Ippolito [D'Ippolito2002] dans le plasma de bord des tokamaks. Cette longueur perpendiculaire dans la direction radiale, appelée  $L_x$  est calculée à partir du terme de dérive de polarisation spatiale de l'équation :

$$\frac{d}{dt} \nabla_{\perp}^2 \Phi \equiv \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_{\parallel} \nabla_{\parallel} \right) \nabla_{\perp}^2 \Phi = \frac{J_{\parallel}(\Phi, \Phi_{RF})}{L_{\parallel}} \quad \text{Eq IV.9}$$

$\Phi$  étant le potentiel (non normalisé). Le terme de droite correspondant à nos termes de courants parallèles. Cette équation peut être scindée aux termes DC (avec la barre) et RF (avec tilde) :

$$\bar{v}_{\parallel} \nabla_{\perp}^2 \bar{\Phi} = \frac{\bar{J}_{\parallel}(\bar{\Phi}, \tilde{\Phi}, \Phi_{RF})}{L_{\parallel}} \quad \text{Eq IV.10} \quad \frac{\partial}{\partial t} \nabla_{\perp}^2 \tilde{\Phi} = \frac{\tilde{J}_{\parallel}(\bar{\Phi}, \tilde{\Phi}, \Phi_{RF})}{L_{\parallel}} \quad \text{Eq IV.11}$$

On peut noter qu'en négligeant le terme convectif de Eq IV.10, la valeur des courants DC collectés sur les électrodes (du tube actif) est exprimée par les équations Eq. (4) et (5) de [D'Ippolito2002]. Soit :

$$\langle I_g(t) \rangle = -\langle I_d(t) \rangle = I_{\text{isat}} \left( \frac{I_0(\phi_{RFd}) - I_0(0)}{I_0(\phi_{RFd}) + I_0(0)} \right) = I_{\text{isat}} \left( \frac{I_0(\phi_{RFd}) - 1}{I_0(\phi_{RFd}) + 1} \right) \approx I_{\text{isat}} \quad \text{Eq IV.12}$$

Ce qui est comparable à ce que nous avons pu obtenir au chapitre III. Notre modèle a cependant eu l'avantage de fournir aussi la forme des courants instantanés.

L'équation Eq IV.9 permet d'évaluer la longueur perpendiculaire dans la direction radiale  $L_x$  (Eq IV.13) en supposant  $L_y \approx L_x$  et  $\phi = e\bar{\Phi}/kT_e$  le potentiel normalisé :

$$L_x = \rho_s (L_{//} / L_y)^{1/3} \bar{\phi}^{2/3} \quad \text{Eq IV.13}$$

En effet, la longueur poloïdale  $L_y$ , qui correspond à la taille des bandes de l'écran de Faraday, est centimétrique tout comme  $L_x$ .

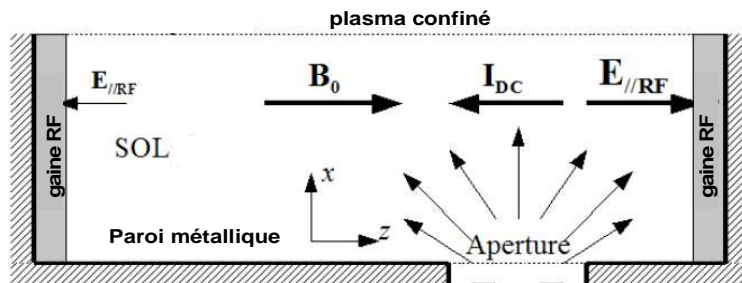
La longueur de pénétration radiale provenant de la dépendance temporelle du terme de la dérive de polarisation spatiale s'écrivant :  $L_{\perp}(\omega) = \sqrt{\frac{L_{//} \rho_s}{2} \frac{\omega / \Omega_{ci}}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2}}$ . Une comparaison des deux modèles peut alors être faite en supposant que  $\frac{1}{2} \frac{\omega / \Omega_{ci}}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2} \rightarrow 1$ . Le rapport des deux longueurs perpendiculaires  $L_x / L_{\perp}$  donne alors :

$$L_x / L_{\perp} \approx (\rho_s / L_{//})^{1/4} (e\bar{\Phi} / kT_e)^{1/2} \quad \text{Eq IV.14}$$

Pour les paramètres typiques du plasma de bord dans les tokamaks ( $e\bar{\Phi} / kT_e = 20$ ,  $L_{//} = 1\text{m}$ ,  $\rho_s = 0.02\text{cm}$ ) la valeur de ce rapport est de l'ordre de 0,5. Les deux modèles donnent ainsi des longueurs transverses comparables. Néanmoins notre modèle reprend nettement l'avantage pour des potentiels de l'ordre du potentiel flottant ou pour de petites valeurs de rayon de Larmor.

#### IV.2.2 Cas 2 : électrode RF parallèle au champ magnétique

Dans les tokamaks, les lignes de champ magnétique peuvent être perpendiculaires aux parois sur lesquelles elles se connectent (e.g : bumpers), comme nous l'avons vu jusqu'à présent, ou bien être quasiment parallèles aux parois. Dans ce cas, les gaines RF peuvent être induites par le plasma excité par des ondes RF émises par une ouverture dans la chambre métallique du tokamak (figure IV5). Pour les simulations que nous allons faire, l'excitation RF se fera par une électrode, parallèle aux lignes de champ magnétique, soumise à une tension RF sinusoïdale (comme précédemment). Les parois sont remplacées dans nos simulations par des conducteurs.



**Figure IV.5 :** géométrie du problème quand le champ magnétique est perpendiculaire à l'électrode RF (ondes RF émises par l'ouverture dans la chambre du tokamak). Direction toroïdale suivant  $\mathbf{B}$  :  $z$ ,  $x$  étant la direction perpendiculaire (radiale ou poloïdale) à  $\mathbf{B}$ .

La figure IV.6 présente la boîte de simulation correspondante à cette situation. Du fait que les particules chargées suivent les lignes de champ magnétique, la collection des courants se fera essentiellement sur les faces latérales (perpendiculaires à  $\mathbf{B}$ ). Les faces horizontales (haut et bas) vont de leur côté collectés surtout des ions, vu que le rayon de Larmor des ions est supérieur à celui des électrons.

#### IV.2.2.1 Résultats des simulations PIC

Sur la figure IV.6 on peut voir que l'électrode latérale droite (appelée *Near RF*) est plus proche de l'électrode RF que celle de gauche (*Far RF*). Ceci permet de créer l'asymétrie nécessaire à la génération de courant DC. Nous aurions bien entendu pu intervertir cette asymétrie.

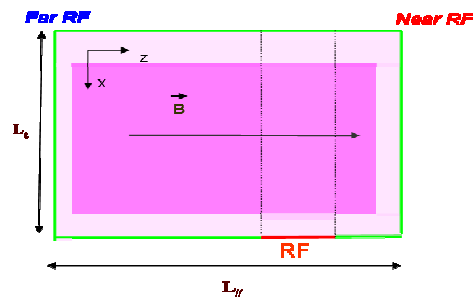


Figure IV. 6 : boîte simulation dans le cas d'une excitation RF parallèle au champ magnétique. L'électrode RF est plus près de la paroi latérale droite que celle de gauche.

Les paramètres du plasma sont ceux de la **série 1** du chapitre III. La fréquence de la tension RF est de 40 Mhz, et son amplitude de 1000V. Il a fallu augmenter nettement l'amplitude du potentiel afin de collecter suffisamment de courant DC sur les faces latérales.

Les courants DC sont faibles sur les faces parallèles aux lignes magnétiques et sont majoritairement ioniques puisque le rayon de Larmor ionique est bien plus grand que le rayon de Larmor électronique.

Sur les faces perpendiculaires au champ magnétique, on peut remarquer que les distributions spatiales des courants DC ont la forme d'oscillations amorties (figure IV.7), oscillations s'amenuisant au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la plaque RF située à  $x = L_t$  (longueur transverse).

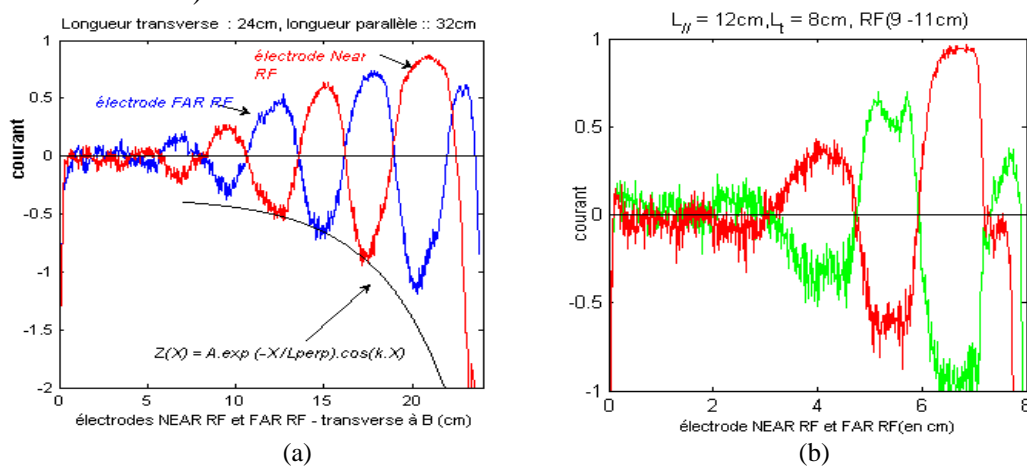


Figure IV.7 : distributions spatiales des courants DC sur les électrodes de la boîte de simulation. Les paramètres du plasma sont ceux de la **série 1**, avec  $V_o = 1000V$ ,  $f = 40$  MHz.  
(a)  $L_{//} = 32$  cm,  $L_t = 24$  cm (b)  $L_{//} = 12$  cm,  $L_t = 8$  cm.

L'enveloppe de ces oscillations amorties peut être approximée par l'équation :

$$I_{DC}(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_{perp}}\right) \exp(ikx) \quad \text{Eq IV.15}$$

Avec  $k$  le nombre d'onde perpendiculaire et  $L_{perp}$  la longueur de relaxation qui est la longueur de pénétration du courant dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. La notation  $L_{perp}$  permet de faire la différence avec  $L_{\perp}$  dans le cas où le champ magnétique est perpendiculaire à l'électrode RF.

On peut justifier cette distribution spatiale par le fait que la solution spatiale du modèle analytique basse fréquence linéarisé (voir Eq IV.4) pour le potentiel rectifié est [Faudot2010] :

$$\varphi(x) = \frac{\varphi_0}{x_0^2 + L^2} \left( x_0^2 \exp\left(\frac{-|x|}{x_0}\right) - L^2 \exp\left(\frac{i-1|x|}{\lambda\sqrt{2}}\right) \right) \quad \text{Eq IV.16}$$

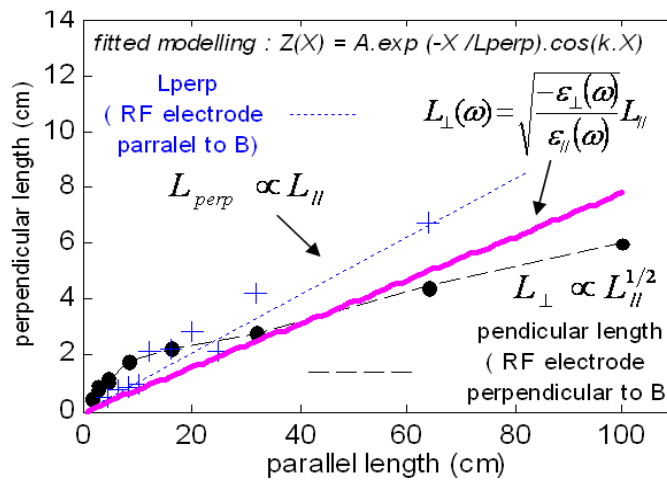
Avec  $\lambda = \|L\|$

Pour obtenir le courant à partir du potentiel en tenant compte de la caractéristique de gaine, il faut écrire  $I(x)/I_{sat} = 1 - e^{-(\varphi(x)+\varphi_{fl})}$ .

En première approximation pour  $\varphi$  petit devant 1, on peut dire que  $I(x)$  présente la même distribution spatiale que  $\varphi(x)$  et ainsi utiliser l'Eq IV.15 pour caractériser les structures spatiales de courant.

Nous allons aussi ici étudier la dépendance de  $L_{perp}$  avec  $L_{//}$ . Pour cela une série de simulations a été menée en faisant varier  $L_{//}$  la longueur parallèle au champ magnétique. Dans ces simulations, la taille de l'électrode RF a été conservée de même que sa distance par rapport à l'électrode de droite. Les courants obtenus dans le cas où la position se trouvait légèrement modifiée (cas des grandes boîtes) n'ont cependant pas montré d'importantes modifications.

Les valeurs de  $L_{perp}$  obtenues par ce balayage (en  $L_{//}$ ) ont permis de tracer la courbe de la figure IV.8.



**Figure IV.8** : longueur perpendiculaire ( $L_{perp}$ ) en fonction de  $L_{//}$  quand l'électrode RF est parallèle à **B**. En violet, la courbe théorique. En pointillés noirs les valeurs obtenus dans le cas où l'électrode RF est perpendiculaire à **B**.

$L_{perp}$  évolue ainsi linéairement avec  $L_{//}$ . Ce comportement peut être expliqué par la relation de dispersion pour l'onde lente (voir section III.2.2) :

$$\varepsilon_{//}.k_{//}^2 + \varepsilon_{\perp}.k_{\perp}^2 = 0 \quad \text{Eq IV.17}$$

Avec  $k_{//} = 2\pi/L_{perp}$  et  $k_{\perp} = 2\pi/L_{//}$  les nombres d'ondes perpendiculaire et parallèle.  $\varepsilon_{//}$  et  $\varepsilon_{\perp}$ .

De l'équation Eq IV.17 on peut déduire :

$$L_{perp}(\omega) = L_{//} \sqrt{\frac{-\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_{//}(\omega)}} \quad \text{Eq IV.18}$$

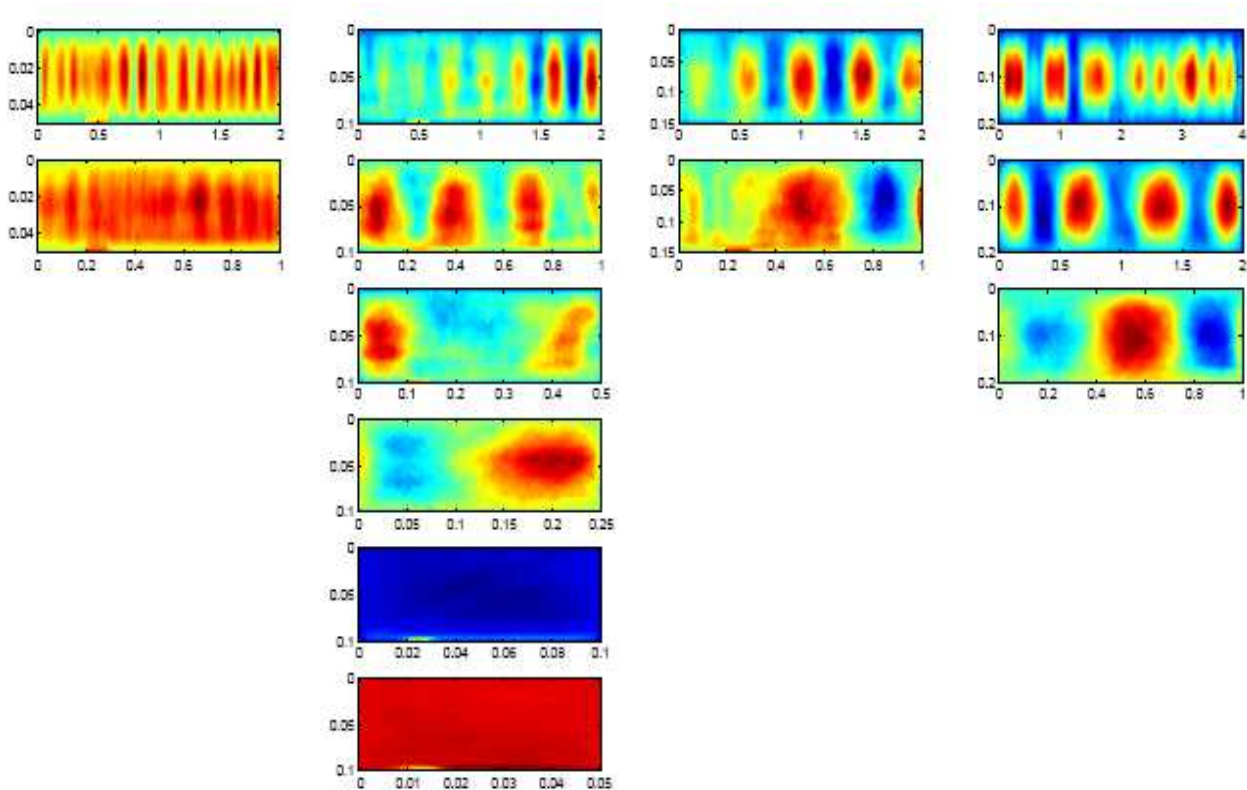
La figure IV.8 montre que les résultats obtenus, dans les cas où le champ magnétique est perpendiculaire ou parallèle à l'électrode RF, sont du même ordre de grandeur même si leurs comportements ne suivent pas les mêmes lois. En effet alors que  $L_{\perp}$  semblait dépendre de la racine carrée de  $L_{//}$  dans le cas de l'électrode perpendiculaire à  $B$ , ici la relation entre  $L_{perp}$  et  $L_{//}$  est linéaire et semble correspondre à la relation de dispersion électrostatique (Eq IV.18).

Nous allons dans la section qui suit nous intéresser au cas des longues lignes magnétiques.

### IV.3 Etude de la validité de l'hypothèse flûte pour de grandes longueurs de connexion

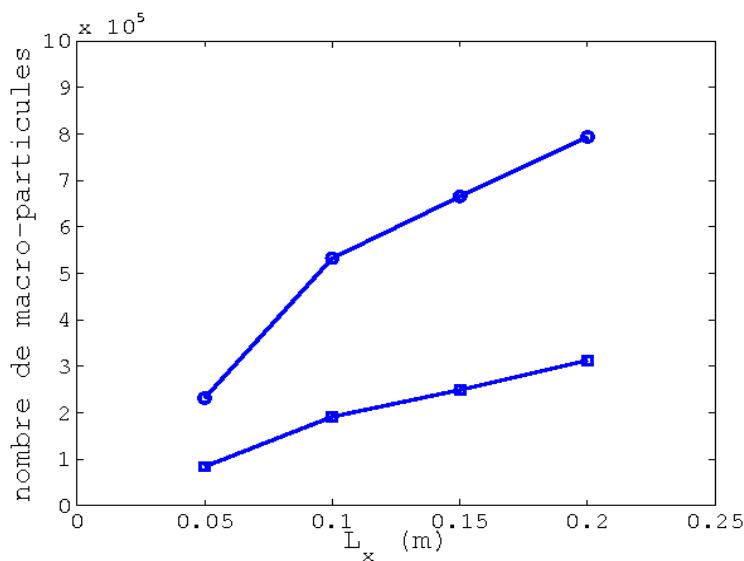
Nous allons ici étudier la validité de l'hypothèse flûte dans le cas de grandes longueurs connexion  $L_{//}$ . Pour cette étude, nous avons utilisé une boîte de plasma rectangulaire munie d'une électrode située au quart de la longueur de la boîte comme sur la figure IV.5. Les bords de la boîte sont des conducteurs parfaits. La densité du plasma est initialement de  $2.10^{15} m^{-3}$ , le champ magnétique dirigé selon  $z$  vaut 0,5 T, la masse ionique est celle d'un proton, la masse électronique de  $9,1.10^{-31}$  kg. Le potentiel RF appliqué sur l'électrode vaut 500 V et oscille à 20 MHz (environ le double de la fréquence cyclotron ionique).

Au total 23 simulations ont été effectuées, dans ces conditions, en faisant varier la largeur  $L_t$  (longueur transverse au champ magnétique) et la longueur  $L_z$  (longueur parallèle) de la boîte simulée comme le montre la figure IV.9. Celle-ci montre 13 cartes de potentiel dont les amplitudes maximum sont colorées en rouge et les minimums en bleu. On voit ainsi apparaître une modulation longitudinale (dans la direction  $z$  du champ  $B$ ) qui dépend de la taille des boîtes. Leur taille est indiquée sur chaque graphe, chaque colonne correspondant à une largeur de boîte  $L_t$  constante tandis que la longueur  $L_z$  augmente du bas vers le haut. On peut discerner sur les 2 graphes dont la longueur  $L_z$  vaut 5 et 10 cm qu'aucun mode ne se développe dans ces boîtes trop courtes. On sait que l'hypothèse flûte est bien vérifiée pour ces 2 simulations. En revanche à partir d'une longueur de boîte de 25 cm une modulation commence à apparaître, on peut donc supposer que dans ce cas l'hypothèse flûte n'est plus valide.



**Figure IV.9 :** cartes de potentiel dans des boîtes de Largeur  $L_t$  et de longueur  $L_z$  différentes.

Les tracés des profils de potentiel longitudinaux permettent de compter le nombre de modes se développant selon la direction  $z$ . On peut constater qualitativement que le nombre de modes semblent dépendre des tailles  $L_t$  et  $L_z$ . En réalité la longueur des modes dépend de la densité du plasma qui augmente proportionnellement avec la largeur de boîte comme le montre la [figure IV.10](#). On peut expliquer cela à partir de la relation de dispersion qui dit que  $L_{//}$  est proportionnel à  $\epsilon_{//} / \epsilon_{\perp}$ , qui dépendent tous 2 de la densité du plasma. Cette dépendance de  $L_{//}$  avec la densité n'apparaît pas dans l'hypothèse flûte actuelle, il faudrait donc repenser le modèle de celle-ci dans l'avenir.



**Figure IV.10 :** Nombre de macro-particules (proportionnel à la densité du plasma) en fonction de la largeur de boîte  $L_t$ .



Dans cette situation les modes transverses ne peuvent se propager à l'infini puisque la taille de boîte est finie. D'autre part le code étant 2d/3v seules 2 directions physiques sont prises en compte (parallèle et transverse à  $\mathbf{B}$ ) mais les effets dus à la giration cyclotron à la fois ionique et électronique sont bien pris en compte. Ces modes peuvent donc être décrits par la relation de dispersion électrostatique en 2D dans un plasma magnétisé. Cette relation de dispersion ne tient pas compte des gaines. Il est cependant possible de calculer les modes longitudinaux en tenant compte de l'effet des gaines [Chen1979] [D'Ippolito2006] que nous négligerons ici puisque le facteur de correction est faible.

Le long de chaque segment de boîte le profil de courant a été enregistré comme dans la section précédente, en particuliers sur les segments verticaux à l'extrémité des lignes magnétiques (figure IV.6). On constate que du fait de la dissymétrie de la position de l'électrode dans la boîte, des courants négatifs (pour la première oscillation en dehors de la gaine) apparaissent bien du côté le plus proche de l'électrode (côté droit). En effet dans la gaine ( $x$  compris entre 0.1 et 0.095 m environ) le courant est exclusivement négatif puisque les ions au rayon de Larmor plus grand ont une densité plus faible que celle des électrons : c'est une pré-gaine magnétique. Des courants positifs apparaissent sur le côté opposé. Puis cette structure oscille spatialement tout en décroissant. En mesurant la décroissance et la période de ces oscillations amorties comme dans la section précédente (figure IV.11),

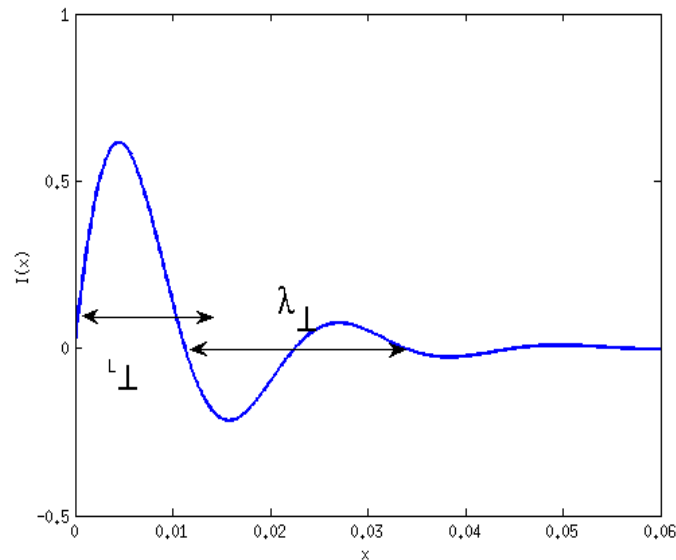


Figure IV.11 : Illustration des longueurs  $L_{\perp}$  et  $\lambda_{\perp}$  mesurées sur la figure IV.12.

On peut vérifier la validité de nos modèles électrostatiques. On peut voir qualitativement dans la figure IV.12 que la longueur de décroissance du courant tend à augmenter avec la longueur du tube de flux. Il faut noter que pour  $L_{//} = 4\text{m}$  la largeur  $Lx$  vaut 20 cm au lieu de 10 cm. D'autre part, le courant est normalisé au courant de saturation ionique lui-même calculé à partir de la densité moyenne dans la boîte, ce qui ne correspond pas toujours à la vraie valeur de  $I_{sat}$ , c'est pourquoi  $I/I_{sat}$  monte parfois au-delà de 1 sur les graphes.

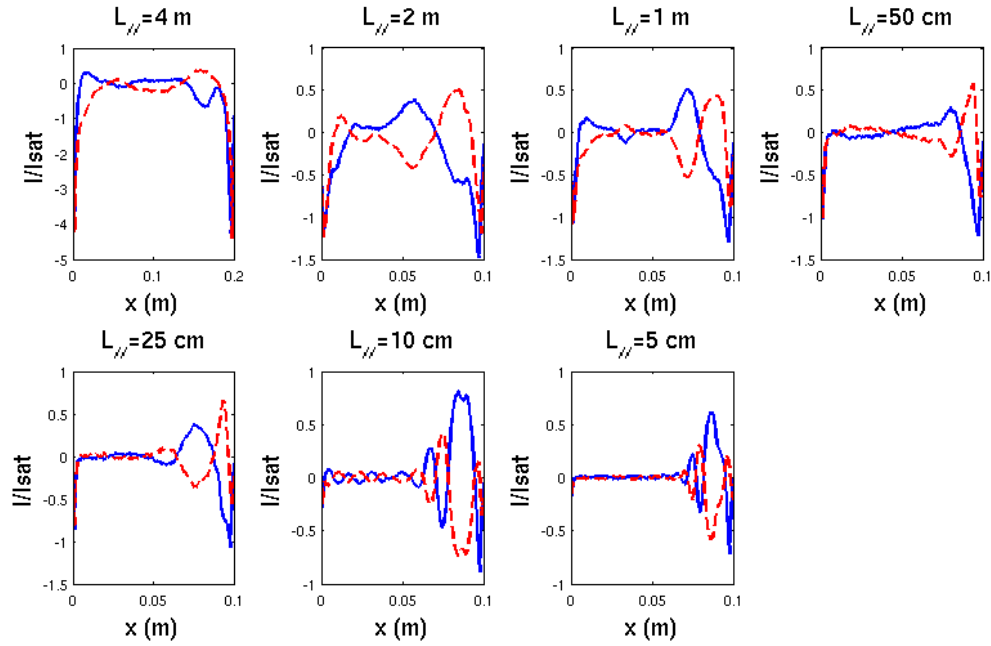


Figure IV.12 : Profils de courant transverse pour différentes longueurs de connexion magnétique.

On constate en traçant la longueur de décroissance transverse  $L_{\perp}$  ainsi que la longueur d'onde transverse  $\lambda_{\perp}$  mesurées dans chaque simulation en fonction de la longueur transverse (figure IV.13) donnée par la relation de dispersion  $\varepsilon_{\perp}(\omega)k_{\perp}^2 + \varepsilon_{\parallel}(\omega)k_{\parallel}^2 = 0$  avec  $L_{\perp}^{\text{th}} = 2 \cdot \lambda_{\perp}$ , que les longueurs données par le code suivent bien la relation de dispersion théorique à condition que  $k_z = \pi/L_z$ . En effet on suppose que la longueur de boîte est égale à la demi-longueur d'onde du premier mode longitudinal (mode  $m=1$ ). Cela revient à dire que l'hypothèse flûte est valable pour  $m=1$ . Au delà ( $m>1$ ), plusieurs modes apparaissent, c'est pourquoi on constate une saturation des longueurs perpendiculaires mesurées autour de  $L_{\perp} = 4$  cm (figure IV.13). On peut expliquer cela par le fait que les courants transverse sont échangés sur la demi-longueur d'un mode et que les modes supplémentaires se compensent entre eux et n'interviennent donc pas dans l'expression du courant DC traversant les gaines.

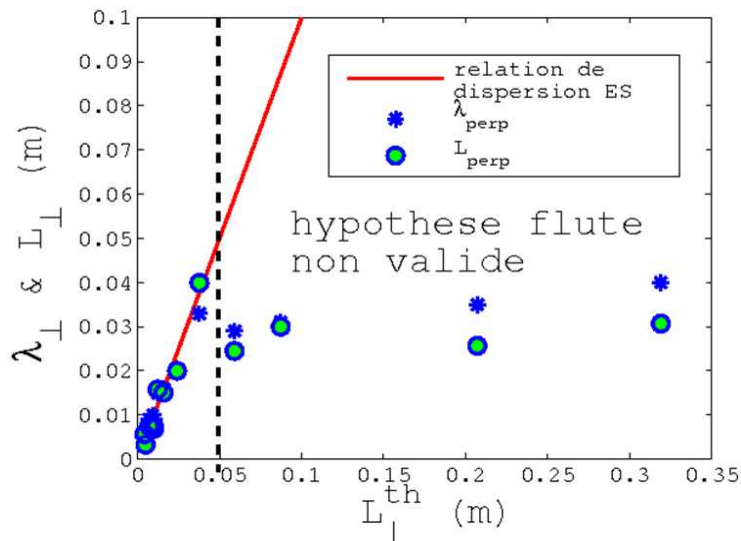


Figure IV.13:  $L_{\perp}$  mesuré en fonction de  $L_{\perp}^{\text{th}}$  théorique calculé à partir de la relation de dispersion électrostatique

On peut vérifier sur la [figure IV.9](#) que des modes apparaissent dès que la longueur de la boîte atteint 25 cm tandis que notre condition sur l'hypothèse flûte de la section III.2.2 stipule que  $L_{//}$  doit être inférieur à 40 cm pour les paramètres de simulation que l'on peut réduire à 22 cm en disant que l'hypothèse flûte est valide sur une demi-longueur d'onde au lieu d'une longueur d'onde. La valeur limite de  $L_{//}$  que nous appellerons  $L_{//}^{eff}$  devient alors :

$$L_{//}^{eff} = \frac{\rho_{ci} m_i}{4m_e} \frac{\Omega_{ci}}{\omega} = \frac{C_s m_i}{4\omega m_e} \quad \text{Eq IV.19}$$

Le code PIC montre clairement que si l'hypothèse flûte n'est plus vérifiée alors les longueurs de pénétration transverses  $L_{\perp}$  du potentiel rectifiés saturent pour les longueurs de connexion plus grande que  $L_{//}^{eff}$  qu'il faut alors utiliser dans la théorie fluide du code SEM pour obtenir des cartes de potentiels plus réalistes [[Faudot2010](#)].

Les simulations fluides avec le code SEM ont révélé que pour un plasma de bord de Tokamak cette longueur est de l'ordre de quelques cm (moins de 10 cm) pour des longueurs de tube de flux de l'ordre de quelques mètres. Les forts effets non linéaires dus à la gaine tendent eux à minimiser la pénétration transverse du potentiel rectifié. En tenant compte de cette longueur effective dans les simulations on constate que la longueur de pénétration transverse [[Faudot2010](#)] des potentiels rectifiés est de l'ordre de 3 cm ce qui limite les perturbations dues aux cellules de convection dans la SOL [[Colas2007](#)].

C'est pourquoi nous pouvons nous attendre à ce que dans ITER la longueur parallèle effective soit de l'ordre du mètre tout comme sur Tore Supra ou sur JET. Ainsi la longueur radiale des structures de potentiel rectifiées ne devraient pas dépasser quelques cm et ce malgré les longueurs de connexions pouvant attendre plusieurs dizaines de mètres [[EFDA2008](#)].

## IV.4 Conclusion

Au chapitre III nous avons vu comment une sollicitation RF asymétrique pouvait générer des courants DC. Dans ce chapitre nous avons étudié la distribution de ces courants DC sur les électrodes du tube actif. En observant ces distributions, on a pu s'apercevoir que les courants DC se trouvent aux extrémités des électrodes, dans la zone où des gradients transverses de potentiel existent entre la région polarisée par l'électrode RF et les tubes passifs voisins.

La longueur du gradient transverse de potentiel  $L_{\perp}$  qui est aussi la longueur de pénétration des courants a été mesurée en fonction des paramètres du plasma. Cette longueur peut être évaluée par le modèle fluide lorsque l'électrode RF est perpendiculaire aux lignes de champ

magnétique. On obtient ainsi la relation  $L_{\perp}(\omega) = \sqrt{\frac{L_{//} \rho_{ci}}{2} \frac{\omega / \Omega_{ci}}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2}}$ .  $L_{\perp}$  dépend ainsi de la fréquence RF et est proportionnelle à la racine carrée de  $L_{//}$  (tant que l'hypothèse flûte est vérifiée). Le code PIC a permis de valider ces dépendances.

Lorsque l'électrode est parallèle à  $\mathbf{B}$ , la relation de dispersion fournie  $L_{perp}(\omega) = L_{//} \sqrt{\frac{-\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_{//}(\omega)}}$ .  $L_{perp}$  est ainsi directement proportionnel à  $L_{//}$  tant que l'hypothèse flûte est vraie.

Cette hypothèse flûte a été évaluée pour des échanges transverses qui sont majoritairement des courants de polarisation RF, couplés à la relation de dispersion. On obtient alors

$$L_{||}^{eff} = \frac{\rho_{ci} m_i}{4m_e} \frac{\Omega_{ci}}{\omega} = \frac{C_s m_i}{4\omega m_e},$$

la longueur parallèle effective qui donne la limite de l'hypothèse flûte. Celle-ci est de l'ordre du mètre dans les plasmas de bord de Tokamak. Il convient alors d'utiliser cette valeur  $L_{||}^{eff}$  à la place de la longueur de connexion magnétique réelle  $L_{||}$  dans les modèles, notamment dans le code SEM. On montre alors que les longueurs de pénétration transverses des potentiels DC et des courants DC ne dépassent jamais quelques centimètres. Ce résultat nous laisse donc penser que ces perturbations de potentiel et de courant restent localisées dans la SOL mais peuvent néanmoins se propager le long des lignes magnétiques à plusieurs mètres de leur origine comme le montrent les mesures de sonde de Jamie Gunn [Gunn2008].

## V Mesures de sonde en environnement RF

Dans ce chapitre, nous allons étendre le formalisme du modèle de tube de flux présenté dans le chapitre III au cas des mesures de sondes électrostatiques effectuées en présence de RF. Cette extension va permettre de poursuivre l'étude du comportement d'une sonde de Langmuir simple dans un environnement RF.

### V.1 Principe de la méthode

La situation modélisée est toujours celle correspondant à une série de lignes magnétiques ouvertes à la périphérie d'un plasma de tokamak. Dans cet environnement, comme montré sur la figure V.1, un tube de flux est considéré comme « actif » si l'une des extrémités (l'« électrode RF », en rouge sur la figure 1) est portée à un potentiel oscillant  $V_{RF}(t)$  par rapport à une « masse électrique » (en vert). Le tube de flux actif échange des courants  $\Delta I(t)$  avec des tubes adjacents « passifs », dont les deux extrémités sont à la masse.

Pour généraliser le modèle précédent on suppose que dans le tube actif, l'extrémité qui fait face à l'électrode RF (électrode « sonde » en bleu) est portée à un potentiel DC  $V_{DC}$  par rapport à la masse électrique. Pour une amplitude fixée  $\bar{\phi}$  (normalisée à  $kT_e/e$ ) de  $V_{RF}(t)$ , on peut pour chaque valeur de  $V_{DC}$  mesurer la densité de courant DC  $\langle j_{sonde} \rangle$  collecté par la sonde, formant ainsi une caractéristique densité de courant DC/tension DC.

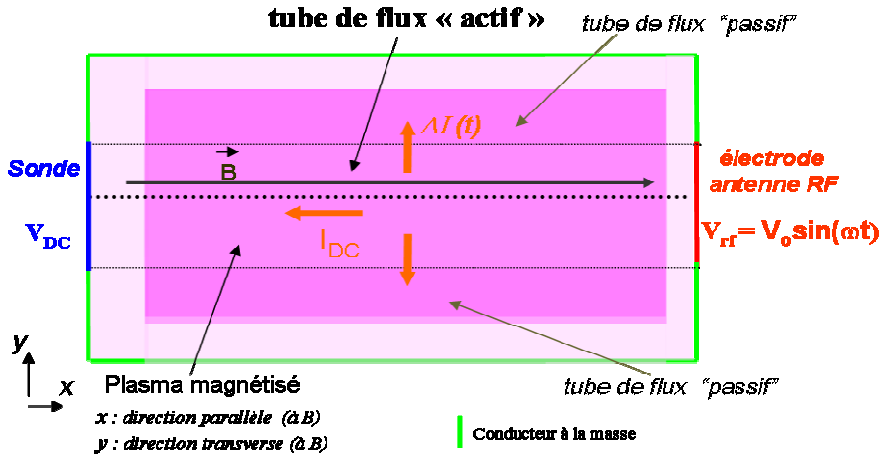


Figure V.1 : boîte de simulation du modèle de tube de flux avec l'électrode sonde à un potentiel continu  $V_{DC}$ .

### V.2 Comportement sans courant transverse

Le comportement d'une sonde en présence de RF et sans courant transverse a été étudié par Lascaud [Lascaud2004]. Pour déterminer la caractéristique Courant DC/Tension DC ( $\langle j_{sonde} \rangle / \phi_{DC}$ ), on peut écrire la conservation du courant (sans courant transverse) dans le tube actif :

$$j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF}) + j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{DC}) = 0 \quad \text{Eq V.1}$$

Comme au chapitre III, la notation  $\phi$  représente les potentiels  $V$  normalisés à  $kT_e/e$ .

$j_{isat}$  étant bien sûr la densité de courant de saturation ionique.

On peut en déduire :

$$\exp(-\phi) = \frac{2j_{isat}}{j_{esat} [\exp(\phi_{RF}) + \exp(\phi_{DC})]} \quad \text{Eq V.2}$$

Le courant sur la sonde s'écrivant :

$$j_{sonde}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{DC}) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi) \exp(\phi_{DC}) \quad \text{Eq V.3}$$

On peut utiliser Eq V.2, pour obtenir l'expression du courant sur la sonde :

$$j_{sonde}(t) = -j_{isat} \tanh\left[\frac{\phi_{DC} - \phi_{RF}(t)}{2}\right] \quad \text{Eq V.4}$$

Cette relation permet de tracer les caractéristiques  $\langle j_{sonde} \rangle / \phi_{DC}$  (pour différentes valeurs de  $\bar{\phi}$  l'amplitude du potentiel RF) de la figure V.2.

Dans ce cas on obtient, comme on pouvait l'attendre pour un tube de flux isolé, un comportement de type « sonde double ». Ce comportement est en fait bien connu dans les manuels de décharges RF [Lieberman2005] et de diagnostics [Hershkowitz1989]. On vérifie que si la sonde est à la masse, le courant DC est nul pour des raisons de symétrie : en l'absence de courant transverse le potentiel flottant est nul. La figure V.2 montre également que le courant DC sur la sonde est maintenu entre  $-j_{isat}$  et  $j_{isat}$ .

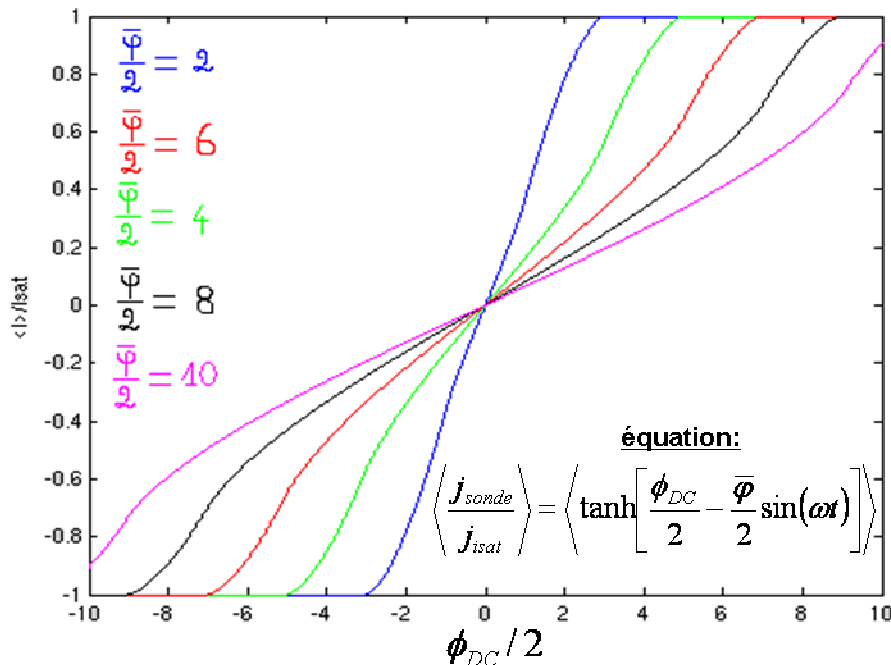


Figure V.2 : Caractéristiques courant DC (normalisé au courant de saturation ionique)/tension DC pour plusieurs valeurs de l'amplitude de la tension oscillante  $\bar{\phi}$ , en l'absence de courant transverse.

Dans [Lascaud2004] on trouvera également comment la capacitance de la gaine modifie le comportement idéal de l'équation Eq IV.1. Dans [Lieberman2005] est indiqué comment modifier le circuit de la sonde pour s'affranchir des problèmes de capacitance, du moins tant que la fréquence RF reste faible par rapport aux fréquences propres du circuit.

Un autre résultat important, que l'on peut voir sur la figure V.2, est qu'en présence de RF la pente à l'origine de la caractéristique courant/tension  $\langle j_{sonde} \rangle / \phi_{DC}$ , qui normalement est inversement proportionnelle à la température électronique, décroît lorsque l'amplitude RF augmente. i.e. on surestime alors la température mesurée. Par contre la mesure de courant de saturation reste fiable. L'évaluation de la pente a également été faite dans [Lascaud2004]. Deux cas de figure se présentent :

- à faible amplitude RF ( $V_0 \ll 2kT_e / e$ ),  $\frac{d}{dV} \left( \frac{\langle j_{sonde} \rangle}{j_{isat}} \right) \approx \left( \frac{e}{2kT_e} \right)$ .

- à grande amplitude RF ( $V_0 > V_{DC} + 2kT_e / e$  et  $V_0 > 2kT_e / e$ ),  $\frac{d}{dV} \left( \frac{\langle j_{sonde} \rangle}{j_{isat}} \right) \approx \left( \frac{e}{kT_e} \right) \frac{1}{\pi} \arcsin \left( \frac{2kT_e}{eV_0} \right)$ .

Ainsi la température mesurée n'est pas modifiée dans le cas de petites amplitudes des sollicitations RF. L'influence de ce type de chauffage RF n'engendre donc pas de perturbations majeures sur les mesures de sondes de Langmuir. La polarisation RF a par contre une influence non négligeable dans le cas d'amplitudes plus importantes. Ainsi plus la puissance RF (et donc  $V_0$ ) est importante, plus la pente va décroître et par conséquent la température mesurée va augmenter par rapport à la température réelle du plasma.

### V.3 Comportement avec courant transverse RF

En tenant compte des courants transverses RF capacitifs (Eq V.5) utilisés au chapitre III, la résolution analytique peut être menée à bien à basse fréquence. Ce terme est représentatif des courants de polarisation à basse fréquence.

$$\Delta I_{\perp}(t) = C_{\perp} \frac{d\phi}{dt} \quad \text{Eq V.5}$$

$\phi(t)$  étant le potentiel plasma instantané dans le tube de flux, supposé homogène toroïdalement (hypothèse flûte) et  $C_{\perp} = 2j_{isat} L_{\parallel} \rho_{ci} / \Omega_{ci} r_0^2$  la capacité liée aux courants de polarisation (voir chapitre III).

#### V.3.1 Résolution analytique du modèle

La conservation du courant instantané dans le tube « actif » s'écrit dans ce cas :

$$j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF}) + j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{DC}) = \Delta I_{\perp}(t) \quad \text{Eq V.6}$$

La résolution analytique complète est présentée dans l'Annexe 3. Les résultats analytiques obtenus permettent d'écrire les courants instantanés sur les électrodes sonde et RF :  $j_{sonde}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{DC})$  et  $j_{ant}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF})$ . Le courant sur la sonde s'écrit en régime stationnaire :

$$\frac{j_{sonde}(t)}{j_{isat}} = 1 - \frac{j_{esat}}{j_{isat}} \exp(-\phi(t) + \phi_{DC}) = 1 - \exp(\phi_{DC}) \left\{ \frac{1}{2} [\exp(\phi_{DC}) + I_0(\phi_0)] - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} \quad \text{Eq V.7}$$

$\phi_0$  est l'amplitude du potentiel RF normalisé à  $e/kT_e$ .  $I_0$  est la fonction de Bessel modifiée de premier ordre.



L'expression du courant DC (normalisé à  $j_{isat}$ ) collecté par l'électrode sonde est, comme au chapitre III, déterminée en faisant la moyenne sur une période du courant instantané. On obtient ainsi :

$$\left\langle \frac{j_{sonde}(t)}{j_{isat}} \right\rangle = 1 - \frac{1}{T} \int_0^T \exp(\phi_{DC}) \left\{ \frac{1}{2} [\exp(\phi_{DC}) + I_0(\phi_0)] - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} dt \quad \text{Eq V.8}$$

Dans le cas où  $\phi_{DC} = 0$  soit  $\exp(\phi_{DC}) = 1$  on retrouve évidemment les résultats analytiques du chapitre III où la sonde se trouve.

En posant :

$$F(t) \equiv \ln \left[ I_0(\phi_0) - \frac{4j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right] \quad \text{Eq V.9}$$

On peut alors réécrire Eq V.7 sous la forme :

$$\frac{j_{sonde}(t)}{j_{isat}} = 1 - \exp(\phi_{DC}) \left[ \frac{1}{2} (\exp(\phi_{DC}) + \exp F(t)) \right]^{-1} = \frac{\exp(F(t)) - \exp(\phi_{DC})}{\exp(F(t)) + \exp(\phi_{DC})} \quad \text{Eq V.10}$$

Dont une écriture simplifiée est :

$$j_{sonde}(t) = -j_{isat} \tanh \left[ \frac{\phi_{DC} - F(t)}{2} \right] \quad \text{Eq V.11}$$

Ceci prouve que, comme pour une sonde double, le courant instantané collecté varie toujours entre  $-j_{isat}$  et  $+j_{isat}$ , donc sa moyenne temporelle aussi.  $\langle j_{sonde} \rangle = -j_{isat}$  est obtenue pour  $\phi_{DC}$  très inférieur à  $-\max(F(t))$  et  $\langle j_{sonde} \rangle = +j_{isat}$  pour  $\phi_{DC}$  très supérieur à  $-\min(F(t))$ . Comme  $F(t)$  passe généralement plus de temps au dessus de zéro qu'en dessous, le potentiel flottant (tel que  $\langle j_{sonde} \rangle = 0$ ) devient positif.

Pour  $C_{\perp} \rightarrow \infty$  le potentiel plasma instantané (Eq A.15 en annexe) devient indépendant du temps. Cette caractéristique a également été observée dans [Faudot2006]. L'approximation de  $F(t)$  se réduit à  $\ln[I_0(\phi_0)]$ . Ainsi le courant (constant) sur la sonde devient :

$$j_{sonde}(t) = -j_{isat} \tanh \left[ \frac{\phi_{DC} - \ln[I_0(\phi_0)]}{2} \right] \quad \text{Eq V.12}$$

Les courants DC collectés sur l'électrode RF sont opposés à ceux collectés par la sonde.

La caractéristique  $\langle j_{sonde} \rangle / \phi_{DC}$  obtenue ici est maintenant celle d'une sonde double avec un décalage du potentiel flottant de l'ordre de la tension RF  $\phi_0$  ( $\ln[I_0(\phi_0)]$ ). On voit ainsi que ce potentiel flottant DC croît avec  $\phi_0$ .

Plus généralement, cette formule n'est valable que si le second membre dépendant du temps de  $F(t)$  est négligeable devant  $I_0(\phi_0)$ . Ce qui peut se traduire par :

$$I_0(\phi_0) \gg 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{\left(\frac{\omega k C_{\perp}}{2 j_{\text{isat}}}\right)^2 + 1} \left[ -(\cos(k\omega t)) + \frac{k\omega C_{\perp}}{2 j_{\text{isat}}} \sin(k\omega t) \right]$$

Cela revient à dire que  $\left(\frac{\omega C_{\perp}}{2 j_{\text{isat}}}\right)^2 \gg 1$ , condition qui peut être ramenée à  $\frac{\omega C_{\perp}}{2 j_{\text{isat}}} > 1$ . On peut

donc appliquer [Eq V.12](#) lorsque cette condition est vérifiée.

Cette analyse préliminaire que l'on vient de mener dans les deux limites  $C_{\perp} \rightarrow 0$  (section V.2) et  $C_{\perp} \rightarrow \infty$ , suggère donc que le modèle étudié a du mal à s'écarter d'un comportement de type « sonde double ». Pour reproduire une caractéristique proche de celle de la sonde simple, il faut peut-être introduire d'autres ingrédients au modèle. Une conductivité transverse DC pourrait jouer ce rôle, comme le montrent les simulations de [\[Rozhanski2008\]](#) en l'absence de RF.

Si  $\phi_0 < 1$  alors  $F(t) \ll 1$  quel que soit la valeur de  $\omega C_{\perp} / 2 j_{\text{isat}}$ . En effet dans ce cas  $\ln(I_k(\phi_0)) < \ln(I_0(\phi_0)) \ll 1$ . Cela apparaît clairement si on réécrit  $F(t)$  ainsi :

$$F(t) \equiv \ln \left[ I_0(\phi_0) - 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{\left(\frac{\omega k C_{\perp}}{2 j_{\text{isat}}}\right)^2 + 1} \left[ -(\cos(k\omega t)) + \frac{k\omega C_{\perp}}{2 j_{\text{isat}}} \sin(k\omega t) \right] \right]$$

On trouve ainsi que pour  $\phi_0 < 1$ , la caractéristique courant-tension peut être approchée par une caractéristique sans courant transverse donnée par l'équation :

$$j_{\text{sonde}}(t) = -j_{\text{isat}} \tanh \left[ \frac{\phi_{\text{DC}}}{2} \right]$$

L'influence des courants transverses n'est donc significative que pour  $\phi_0 > 1$ . Dans ce cas et seulement pour  $\omega C_{\perp} / 2 j_{\text{isat}} \ll 1$ , cela garantissant un potentiel rectifié proche du potentiel RF de telle sorte que  $F(t)$  soit proche de  $0.5(\phi_0 + \phi_0 \cos(\omega t))$ , alors l'approximation de la pente

$$\frac{d}{dV} \left( \frac{\langle j_{\text{sonde}} \rangle}{j_{\text{isat}}} \right) \approx \left( \frac{e}{kT_e} \right) \frac{1}{\pi} \arcsin \left( \frac{2kT_e}{eV_0} \right) \text{ donnée par Lascaux } \text{[Lascaux2004]} \text{ devient valable.}$$

Un gros travail analytique reste à effectuer pour évaluer le potentiel flottant et la pente pour des régimes intermédiaires, notamment pour  $\omega C_{\perp} / 2 j_{\text{isat}}$  proche de 1.

Les 2 paramètres pertinents pour l'analyse de la caractéristique courant-tension sont donc  $\phi_0$  et  $\omega C_{\perp} / 2 j_{\text{isat}}$ . Le tableau [Tab V.1](#) indique la modélisation adaptée en fonction de ces 2 paramètres. De chaque formule analytique correspondant à chacun des 4 régimes ci-dessus on peut donc en déduire le potentiel flottant ainsi que la pente de la caractéristique au potentiel flottant pour trouver la température  $T_e$ . Les pentes sont données pour des caractéristiques non normalisées à  $kT_e/e$ .

	$\phi_0 < 1$	$\phi_0 > 1$
$\omega C_{\perp} / 2j_{isat} \ll 1$	Régime sans courant transverse $j_{sonde}(t) = -j_{isat} \tanh\left[\frac{\phi_{DC}}{2}\right]$	Régime avec courant transverse $j_{sonde}(t) = -j_{isat} \tanh\left[\frac{\phi_{DC} - \phi_{RF}(t)}{2}\right]$ approximation de Lascaux :
	potentiel flottant nul pente au potentiel flottant $e/2kT_e$	pente au potentiel flottant $\left(\frac{e}{kT_e}\right) \frac{1}{\pi} \arcsin\left(\frac{2kT_e}{eV_0}\right)$
$\omega C_{\perp} / 2j_{isat} > 1$	Régime avec courant transverse $F(t) \ll 1$	Régime limite $j_{sonde}(t) = -j_{isat} \tanh\left[\frac{\phi_{DC} - \ln[I_0(\phi_0)]}{2}\right]$
	potentiel flottant proche de 0 pente au potentiel flottant proche de $e/2kT_e$	potentiel flottant = $\ln[I_0(\phi_0)]$ pente au potentiel flottant de $e/2kT_e$

**Tab V.1 :** résumé des résultats du potentiel flottant et pente au potentiel flottant en fonction des valeurs de  $\phi_0$  et  $\omega C_{\perp} / 2j_{isat}$ .

### V.3.2 Etude paramétrique

Cette étude doit fournir les dépendances de la caractéristique courant-tension en fonction des paramètres  $\phi_0$  et  $C_{\perp}$ .

Les paramètres utilisés sur les figures V.3 et V.4 ne sont pas pris au hasard puisque  $C_{\perp} = 7,4 \cdot 10^{-5} F$  correspond en fait à  $L_{//} = 1$  m (qui est ici l'ordre de grandeur de  $L_{//}^{eff}$  calculé dans le précédent chapitre),  $r_0 = 1$  cm,  $\omega/\Omega_{ci} = 0,4$  et  $B = 3$  T pour un plasma de deutérium. La densité du plasma n'intervient pas dans la caractéristique puisqu'elle est normalisée à  $j_{isat}$ . Or ces paramètres sont typiquement ceux que l'on peut trouver dans le plasma de bord d'un grand tokamak comme Tore Supra, ASDEX, JET ou JT60. Ainsi les caractéristiques de la figure V.3 seraient typiquement celles qu'on peut mesurer sur ces machines pour des potentiels RF de 0, 100, 200 et 400 volts. Les lignes connectées aux bords supérieurs et inférieurs de l'antenne ICRH en phase de tir présenteraient alors la caractéristique la plus à droite (celle à 400 V), sachant que le potentiel peut atteindre plus de 1000 V dans ces zones (figure II.28 du chapitre). D'autre part il ne faut pas oublier que ce modèle n'est résolu qu'à basse fréquence ( $\omega/\Omega_{ci} < 1$ ), et que pour tester une configuration réaliste il faudrait plutôt avoir  $\omega/\Omega_{ci}$  de l'ordre de 1 voire plus. Il est cependant possible d'extrapoler à partir des connaissances du chapitre III où nous avons vu que les courants DC présentaient un maximum autour et légèrement au delà de  $\omega/\Omega_{ci} = 1$ . On peut donc s'attendre à ce que  $C_{\perp}$  soit plus grand et donc que la caractéristique soit encore plus à droite et que la pente soit plus abrupte puisque plus proche du régime limite (voir figure V.4).

On remarque sur la figure V.3 que lorsque  $\phi_0$  l'amplitude du potentiel RF augmente, alors la caractéristique se déplace vers la droite de telle sorte que le potentiel flottant de celle-ci augmente aussi. En mesurant ce potentiel flottant grâce à une sonde on peut donc remonter facilement à la valeur du potentiel RF à condition d'être en régime limite ( $C_{\perp} \rightarrow \infty$ ). On a alors

$\phi_{DC} - \ln[I_0(\phi_0)] = 0$  quand le courant est nul.  $\phi_0$  est donc légèrement plus grand que le potentiel flottant mesuré sur la sonde. Il est aussi possible de déduire la pente quand  $C_{\perp} \rightarrow \infty$  puisqu'elle vaut simplement 1/2 (normalisé à  $kT_e/e$ ). On retrouve donc en régime limite la même pente que pour une caractéristique sans courant RF. Dans ce cas le potentiel RF n'a pas d'incidence sur la pente mais seulement sur le potentiel flottant mesuré.

Si nous calculons le terme  $\omega C_{\perp} / 2j_{isat}$  pour la [figure V.3](#), nous obtenons une valeur égale à 0,47. Les caractéristiques ne sont donc pas en régime limite. Il faut donc tenir compte du terme dépendant du temps pour les paramètres réalistes qui sont utilisés pour la [figure V.3](#). Pour les autres valeurs de  $C_{\perp}$  le facteur  $\omega C_{\perp} / 2j_{isat}$  est bien plus petit que 1. On tend dans ce cas à retrouver une caractéristique sans courant transverse.

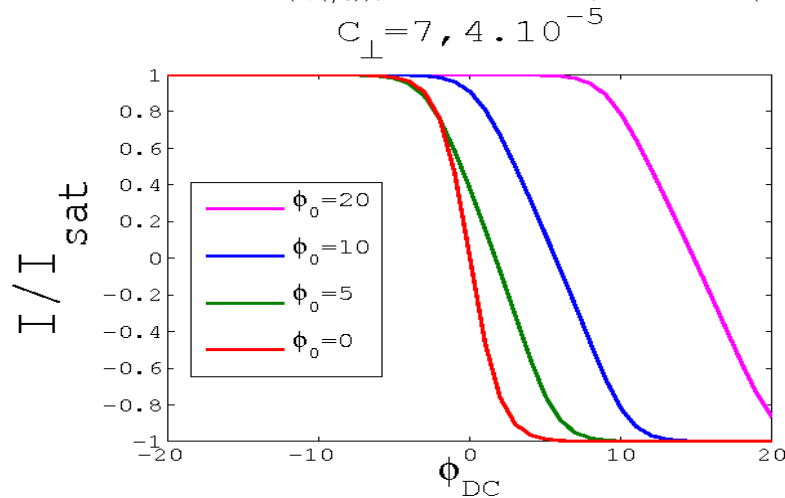
Obtenir le potentiel flottant ainsi que la pente à l'origine analytiquement, en régime non limite, reste du domaine des perspectives. En effet seules des approximations analytiques sont accessibles [[Lascaux2004](#)].

On peut faire la même analyse sur la [figure V.4](#) qui donne toujours la caractéristique courant-tension mais pour différentes valeurs de  $C_{\perp}$  qui correspondent dans l'ordre croissant à des valeurs de  $L_{\parallel}$  de 5 cm, 30 cm, 1 m, 2 m et 100 m. Ainsi quand  $C_{\perp}$  augmente la caractéristique se décale vers la droite mais surtout la pente au potentiel flottant augmente en valeur absolue. Désormais il est impossible de faire une hypothèse sur  $C_{\perp}$  comme auparavant puisque c'est le paramètre pertinent ici.

La [figure V.4](#) fait apparaître deux extrêmes représentant le régime limite ( $\omega C_{\perp} / 2j_{isat} = 47 \rightarrow$  courbe noire la plus à droite) et le régime sans courant transverse ( $\omega C_{\perp} / 2j_{isat} = 0,005$ ). Le régime le plus représentatif d'un plasma de bord de tokamak est représenté en bleu. Ce régime n'est pas limite mais est tout de même plus proche du régime limite que du régime sans courant.

Il faut noter que la différence est notable entre la caractéristique limite et celle sans courant tant au niveau du potentiel flottant que de la pente à l'origine. Les effets des courants RF sont donc loin d'être négligeables et doivent être pris en compte dans les mesures de sondes connectées à des antennes FCI ou à toute autre source RF.

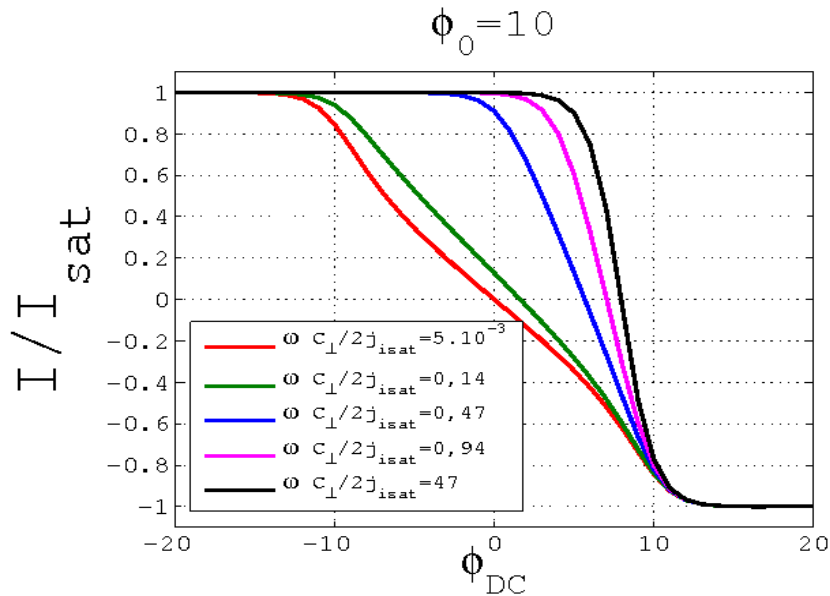
On peut vérifier sur la [figure V.4](#) qu'en régime limite, quelque soit le potentiel RF appliqué, on retrouve la même pente à l'origine que pour une caractéristique avec  $\phi_0=0$  (voir [figure V.3](#)). On peut noter dans ce cas que la valeur du potentiel flottant mesuré par la sonde pour  $\phi_0=10$  et  $C_{\perp} = 7.4 \cdot 10^{-5}$  est de  $\ln(I_0(\phi_0))$ , c'est à dire 7.94, soit 159 V (à  $T_e = 20$  eV).



**Figure V.3 :** caractéristique courant-tension d'une sonde en fonction de  $\phi_{DC}$  pour différentes valeurs de  $\phi_0$  l'amplitude de  $\phi_{RF}(t)$ .

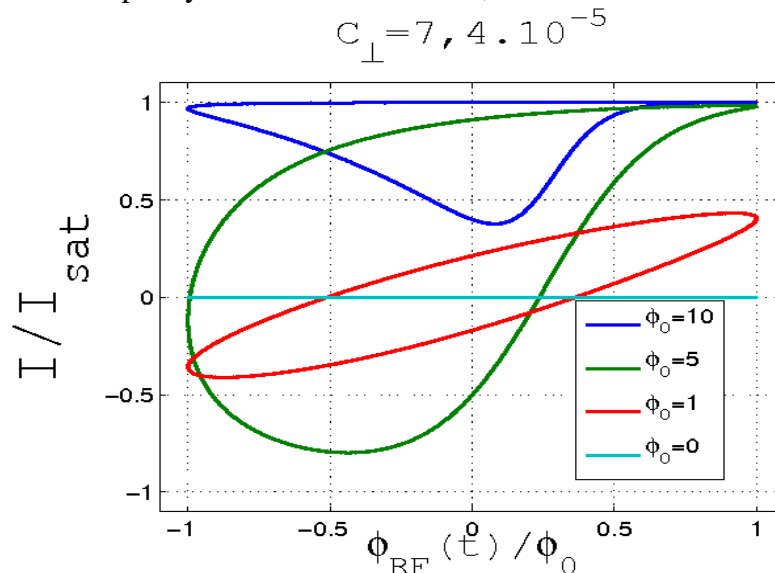
Nous allons maintenant nous intéresser à la dépendance temporelle de la caractéristique courant-tension. Cette fois le courant est visualisé en fonction d'une oscillation du potentiel RF. On obtient ainsi un cycle d'hystérésis dont la surface va dépendre de  $\phi_0$  et de  $C_{\perp}$ .

La [figure V.5](#) est révélatrice de l'impact des courants RF transverses. Plus ceux-ci sont grands plus le cycle est large et tend à se déplacer vers la partie supérieure du graphe. Cela explique pourquoi le courant moyen tend à devenir positif quand  $\phi_0$  augmente.



**Figure V.4 :** caractéristique courant-tension d'une sonde en fonction de  $\phi_{DC}$  pour différentes valeurs de  $C_{\perp}$ .

Le comportement est le même en ce qui concerne  $C_{\perp}$  ([figure V.6](#)) qui en augmentant, accentue l'asymétrie du cycle et génère des courants DC. On comprend ici pourquoi les courants transverses RF peuvent créer le courant DC et surtout qu'ils sont nécessaires. En effet si  $C_{\perp}$  est nul il ne peut y avoir de courants DC, on retrouve alors un cycle sans hystérésis.



**Figure V.5 :** cycle d'hystérésis d'une sonde à la masse pour différentes valeurs de  $\phi_0$  l'amplitude de  $\phi_{RF}(t)$ .

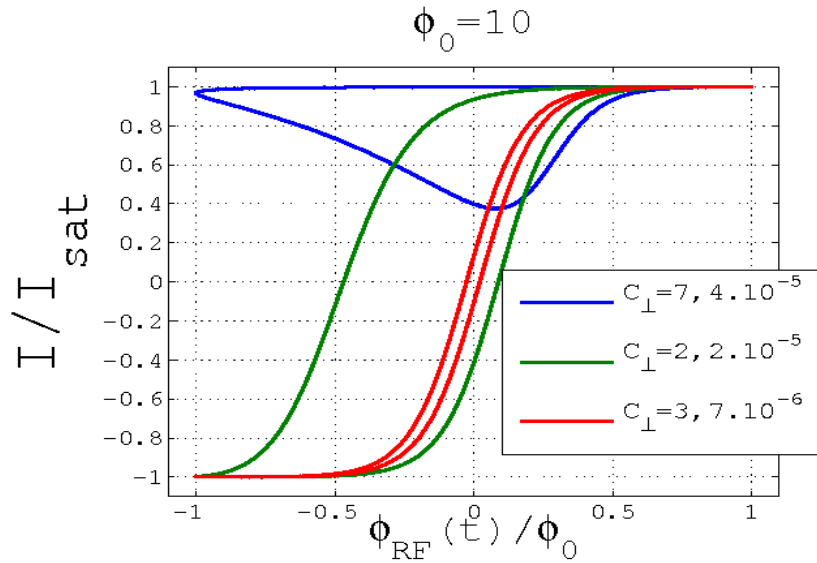


Figure V.6 : cycle d'hystérésis d'une sonde à la masse en fonction de  $\phi_{RF}(t)$  normalisé à  $\phi_0$ .

Enfin il reste à voir l'impact du potentiel DC sur ce cycle d'hystérésis. Ceci est visible sur la figure V.7. On voit que le cycle passe de la partie haute du graphe à la partie basse du graphe, les courants DC devenant progressivement négatifs quand le potentiel  $\phi_{DC}$  s'approche de  $\phi_0$ . Cela vient confirmer encore que l'extrémité du tube de flux la plus polarisée va drainer un courant négatif.

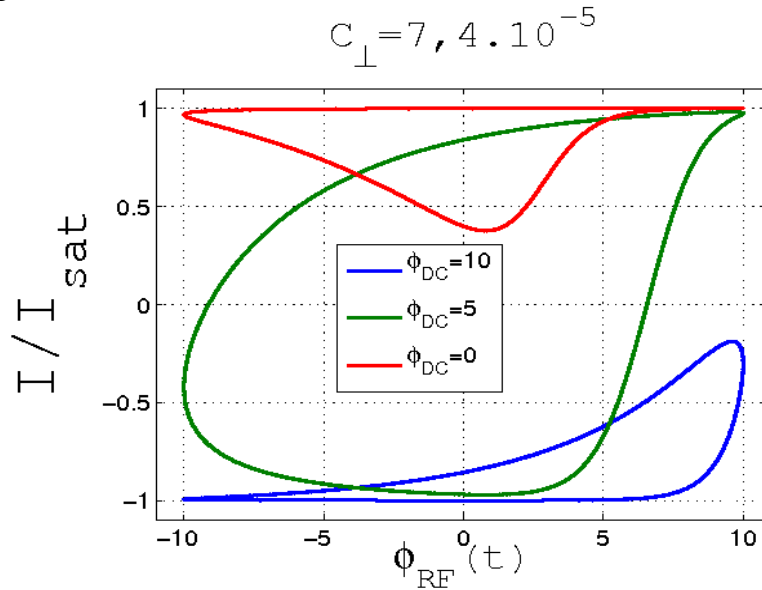


Figure V.7 : cycle d'hystérésis d'une sonde à la masse pour différentes valeurs de  $\phi_{DC}$

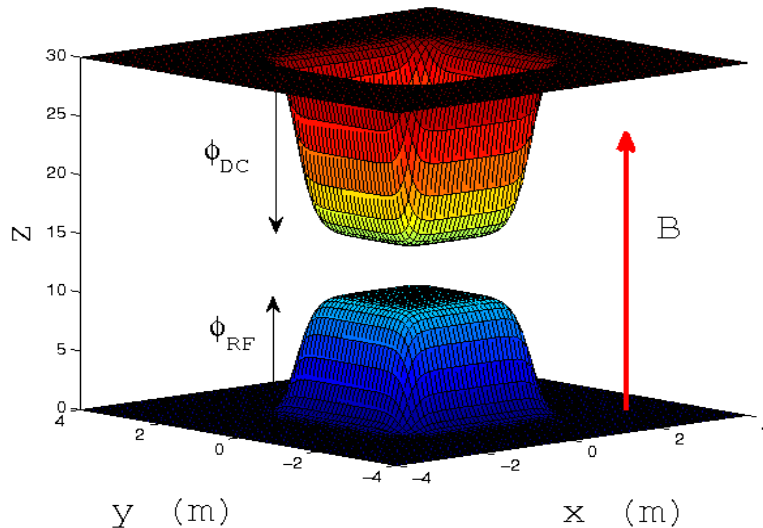
Nous allons maintenant essayer de comparer ces résultats analytiques avec ceux obtenus par des simulations numériques.

### V.3.3 Comparaison du modèle et des simulations numériques

Nous avons fait différentes séries de simulations correspondant au modèle que nous avons présenté en début de chapitre. Nous avons tracé les caractéristiques pour les différentes situations que nous avons analysées (sans et avec courant transverse, sans RF ( $\phi_0 = 0$ )).

### V.3.3.1 Comparaison modèle analytique/code SEM

L'inconvénient du modèle analytique est, outre les hypothèses fortes dont il est issu, qu'il n'est valable que pour des fréquences RF inférieures à la fréquence cyclotron ionique. Un moyen de travailler sur le même modèle mais quelle que soit la fréquence est d'utiliser le code SEM sur une structure de potentiel RF donnée dans un plan poloïdal, puisque ce code travaille sur des structures transverses au champ magnétique. Il faut donc pour obtenir une caractéristique de sonde poser une structure spatiale de potentiel DC pour la sonde connectée magnétiquement à la structure de potentiel RF de même taille comme sur la [figure V.8](#).



**Figure V.8** : géométrie des structures de potentiel DC (coté sonde) et RF (coté antenne) simulées dans le code SEM. Ces 2 structures sont connectées magnétiquement et des courants sont drainés parallèlement à  $\mathbf{B}$  en fonction de la valeur de  $\phi_{DC}$

Ensuite on fait varier  $\phi_{DC}$  à chaque simulation et on mesure le courant moyen reçu côté sonde sur une période pour tracer chaque point de la caractéristique. Les paramètres de simulation sont choisis pour être les plus proches des paramètres qu'on peut trouver dans un plasma de bord de Tokamak :  $T_i=T_e=20$  eV,  $\phi_{DC}$  varie de -20 à +20,  $\phi_0$  l'amplitude de  $\phi_{RF}(t)$  vaut 10 (soit 200 Volts),  $B=3$  T,  $f=50$  MHz (soit  $f/f_{ci}=2$ ), plasma de deutérium,  $r_0$  la largeur de gradient de la structure de potentiel RF égale à 1 cm, et  $L_{//}=1$  m en vertu de l'hypothèse flûte édictée dans le chapitre III. La densité du plasma vaut  $10^{18}$  m<sup>-3</sup> mais n'intervient pas ici. On obtient alors après 23 simulations la courbe bleue de la [figure V.9](#).

Dans ces simulations le courant est mesuré dans la partie plane au sommet de la structure de potentiel  $V_{DC}$  (point B de la [figure V.10](#)) pour éviter les effets de divergence de courant transverse. On observe alors que la caractéristique donnée par le code SEM s'accorde très finement avec la caractéristique du modèle analytique pour exactement les mêmes paramètres sauf pour la fréquence qui est 5 fois plus grande dans le code SEM. Au vu de l'incertitude sur la valeur pertinente de  $r_0$  à prendre sur la structure, on peut dire que le modèle analytique basse fréquence donne déjà une caractéristique réaliste. On obtient alors un potentiel flottant de  $6.04 \times 20 = 121$  et  $5.67 \times 20 = 113$  volts respectivement pour le code SEM et le modèle analytique. Cette valeur est à comparer aux 159 V que l'on obtiendrait en régime limite et qui sont très proches des 150 V du potentiel flottant mesuré à  $I_{isat}$  par Jamie Gunn avec sa sonde réciproque ([figure III.2](#) du chapitre III). On peut supposer que cette mesure de sonde était bien en régime limite. En effet à  $V_{DC}$  nul on voit sur la [figure V.9](#) que le courant n'a pas encore atteint  $I_{isat}$  sur la caractéristique bleue. Cela veut dire que la caractéristique mesurée par la sonde réciproque est plus à droite sur le graphe, donc proche du régime limite. En

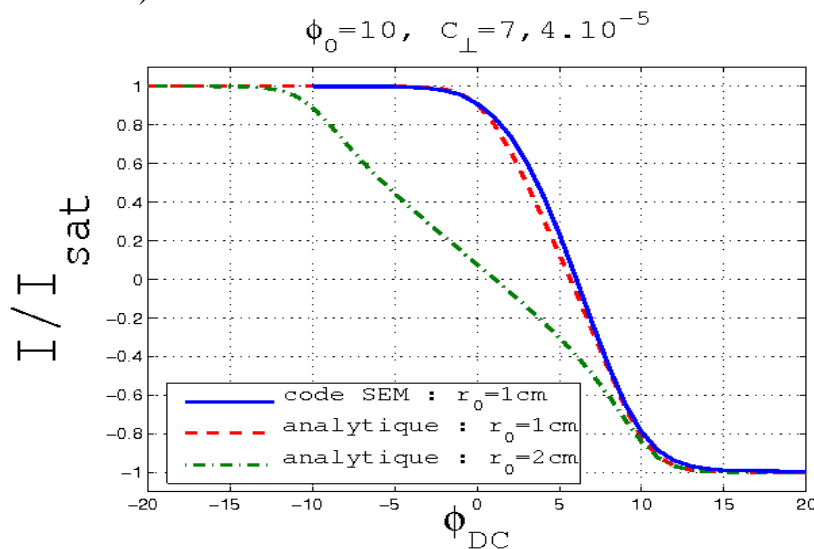


conséquence on peut utiliser pour le potentiel flottant  $\ln(I_0(\phi_0))$  qui donne bien  $V_{fl} = 159$  V. Ce qui veut dire que le potentiel RF mesuré devant l'antenne est de l'ordre de 200 V ( $\phi_0=10$  à  $T_e=20$  eV) à condition que celui-ci ne soit pas atténué dans la direction toroïdale. Ceci est impossible à vérifier par le code SEM qui ne travaille pas dans la direction parallèle au champ magnétique. Un code PIC 3D pourrait répondre à cette question.

La question de la pente est plus difficile. D'abord on ne dispose pas ici de caractéristique de sonde complète à comparer directement au modèle, ensuite on voit que celle-ci varie beaucoup en fonction de  $r_0$ . Néanmoins à partir du modèle il serait possible d'extrapoler la température  $T_e$ .

Mais ce qui est remarquable sur la [figure V.9](#), c'est qu'une erreur d'un facteur 2 sur la largeur de gradient  $r_0$  du potentiel donne 2 caractéristiques I-V très différentes. On obtient alors respectivement pour la courbe rouge, bleue et verte des valeurs du potentiel flottant de 5.67, 6.04 et 1.09 et des pentes à courant nul d'environ 0.2 (courbes bleue et rouge) et 0.75 (courbe verte). L'écart est donc important entre  $r_0=1$  cm et  $r_0=2$  cm. La longueur de gradient de potentiel est donc essentielle.

Ainsi si la largeur de potentiel RF est bien plus petite que la largeur de sonde alors, la sonde va mesurer une moyenne des courants sur toute la structure et donc on aura une caractéristique moyennée. Au contraire si la largeur de sonde est bien plus petite que la largeur de gradient du potentiel RF, on va mesurer les courants bien différents selon la valeur du gradient. Dans ce cas la moyenne des courants transverses peut être non nulle si le laplacien de  $\phi$  varie spatialement autour du tube de flux : il n'y a plus conservation du courant sur un tube de flux localisé mais sur la structure entière. On peut donc obtenir des caractéristiques I-V différentes selon que l'on mesure le courant aux points A, B, C, ou D de la structure de courant DC sur la sonde (voir [figure V.10](#)). La [figure V.11](#) représente ces caractéristiques toujours issues du code SEM aux points A, B, C et D et l'on constate qu'elles peuvent être bien différentes donnant des valeurs de potentiels flottants pouvant varier d'un facteur 6 (points B et C).

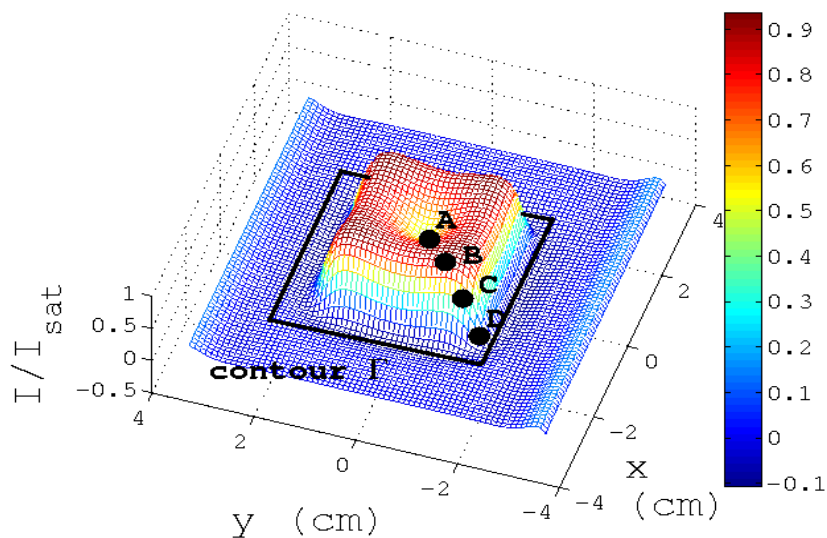


**Figure V.9 :** caractéristiques courant DC – tension DC pour différentes valeurs de  $r_0$ .

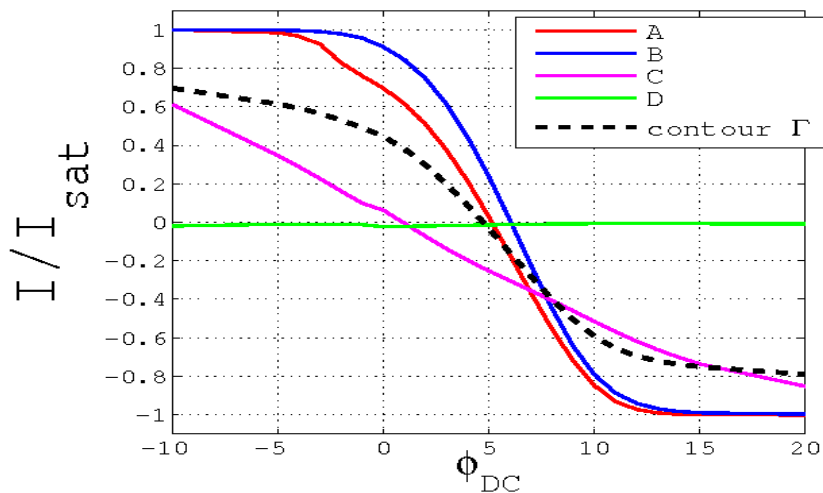
L'idéal est donc de disposer d'une taille de sonde de l'ordre de la taille des structures de potentiel devant les antennes. C'est ce que nous avons simulé ici puisque la taille de sonde et de structure RF sont les mêmes. Si on trace la caractéristique donnant le courant moyen collecté par cette sonde, donc la moyenne des courants dans le contour gamma ([figure V.10](#)), on obtient une caractéristique plus fiable, en pointillés sur la [figure V.11](#).

La taille de sonde est donc une grandeur critique qui si elle n'est pas prise en compte peut donner des signaux de potentiel flottant très bruité en fonction de la divergence des courants RF transverse moyennés.

La taille idéale pour le plasma de bord d'un tokamak est centimétrique afin de mesurer les structures de courants dans leur globalité mais aussi de disposer de suffisamment de précision pour bien définir une cartographie. Rappelons au passage que la modulation spatiale du potentiel rectifié devant les antennes ICRF dépend de la structure de l'écran de Faraday dont les bandes sont centimétriques poloïdalement.



**Figure V.10** : carte de courant DC collecté sur la sonde polarisée à 0 volt. Les caractéristiques de la figure V.11 sont mesurées aux points A, B, C, D et à l'intérieur du contour  $\Gamma$ .



**Figure V.11** : caractéristiques courant DC – tension DC aux points A, C, D et à l'intérieur du contour  $\Gamma$ .

### V.3.3.2 Comparaison modèle analytique/code PIC

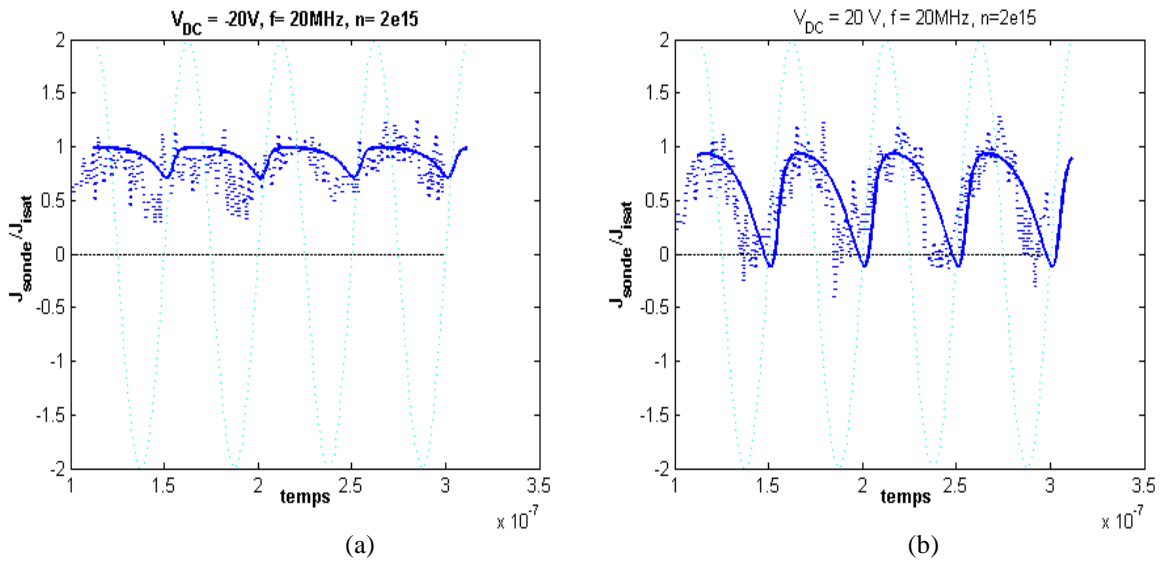
La figure V.1 est la boîte de simulation type utilisée pour les simulations que nous avons faites avec le code PIC. Les paramètres de la boîte et du plasma sont ceux de la **série 2** du chapitre III. On peut les retrouver sur le tableau **Tab V.2** ci-dessous. Deux séries de mesures ont été effectuées. Une première sans RF, et une seconde pour laquelle nous avons utilisé  $f = 20$  MHz,  $V_0 = 100$  Volts (soit  $\phi_0 = 5$ ). Nous avons fait un balayage en  $V_{DC}$ .

La procédure de simulation est globalement la même que celle du chapitre III. Ainsi pour réaliser ces simulations, nous avons optimisé la valeur du nombre de particules par macro-particules (voir [Annexe 1](#) code PIC) afin de limiter le bruit numérique. Nous nous sommes également affranchis des transitoires en respectant la méthode énoncée au chapitre III. Les valeurs moyennes ont été obtenues en calculant la moyenne (sur 4 périodes RF) des courants instantanés. On aurait évidemment pu déterminer ces valeurs via les distributions spatiales des courants DC.

$L_r (m) :$	0.04
$L_l (m) :$	0.04
$L_{elec} (m) :$	0.02
$n_0 (m^{-3}) :$	$2.10^{15}$
$T_e (eV) :$	20
$T_i (eV) :$	20
$B (T) :$	3
$m_e (kg) :$	$9.11.10^{-31}$
$m_i (kg) :$	$1.67.10^{-27}$
$f_{pi} (MHz) :$	$\sim 9$
$f_{pe} (MHz) :$	$\sim 400$
$f_{ci} (MHz) :$	$\sim 46$
$\lambda_{De} (m) :$	$\sim 7.44.10^{-4}$
$c_{si} (m/s) :$	$6.2.10^4$

**Tab V.2 :** paramètres et grandeurs caractéristiques des plasmas des simulations.

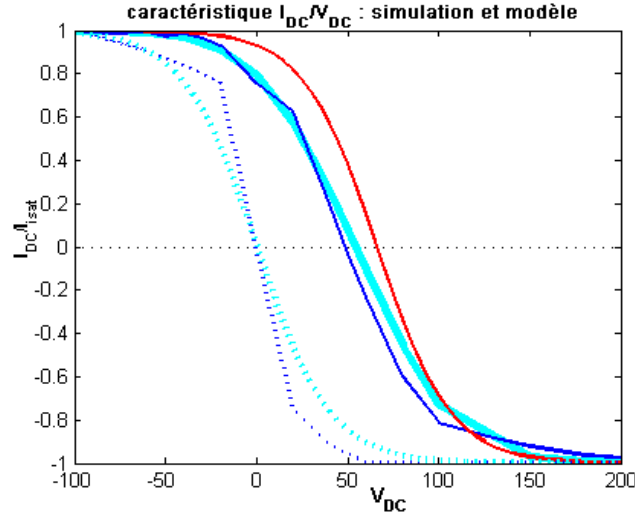
L'équation [Eq V.11](#) peut permettre, comme au chapitre III, de comparer directement les courants instantanés obtenus par le modèle analytique et les simulations ([figure V.12](#)).



**Figure V.12 :** Courants instantanés (normalisé au courant de saturation ionique) sur l'électrode sonde. Résultat du modèle en trait plein, en pointillés les résultats des simulations.  $C_{\perp} = -1.6785.10^{-8} \cdot j_{isat}$ .  
(a)  $V_{DC} = 20$  Volts (b)  $V_{DC} = -20$  Volts.

Comme au chapitre III, la comparaison des courants instantanés collectés montre la pertinence d'un terme capacitif pour les courants RF transverses dans le code PIC.

Les séries de simulations ont surtout permis de déterminer la valeur des courants DC ( $\langle j_{sonde} \rangle$ ) pour les différents potentiels DC  $V_{DC}$  et ainsi de tracer les caractéristiques Courant DC/Tension DC (sans et avec RF). Ces caractéristiques se trouvent sur la [figure V.13](#).



**Figure V.13** : Caractéristiques  $\langle j_{probe} \rangle / V_{DC}$  (courants DC normalisé à  $j_{isat}$ ) :

*Simulations PIC, modèle analytique correspondant* :  $\omega C_{\perp} / 2j_{isat} \approx 1.05$  (régime intermédiaire).

*Modèle analytique* :  $C_{\perp} \rightarrow \infty$  (régime limite).

*En pointillés cas sans RF, en trait plein avec RF.*

La [figure V.13](#), confirme que dans le cas où il n'y a pas de RF (en pointillés) le courant DC est nul pour  $V_0 = 0$ . Le potentiel flottant DC est ainsi nul et la caractéristique est symétrique. De plus la caractéristique montre une saturation du courant de la sonde (à  $j_{isat}$  et à  $-j_{isat}$ ). Ceci était prévisible par [Eq V.12](#) qui s'écrit  $j_{sonde}(t) = -j_{isat} \tanh(\phi_{DC} / 2)$  sans RF.

En présence de RF, nous avons tracé (en cyan) la caractéristique obtenue par notre modèle, [Eq V.11](#) et celle provenant des simulations. Ces caractéristiques ont un comportement assez proche, ce qui conforte l'idée que le code PIC et le modèle, notamment la présence du terme capacitif pour les courants transverses RF, ont les mêmes ingrédients physiques. La valeur du potentiel flottant DC donné par ces caractéristiques (régime intermédiaire) est de l'ordre de 52 Volts. Cette valeur peut être comparée à celle dérivée de la relation [Eq V.12](#). En effet dans le cas où  $C_{\perp} \rightarrow \infty$  le potentiel flottant DC est évalué à  $V_{fDC} = kT_e / e \ln(I_0(eV_0 / kT_e))$ . La valeur de ce potentiel est, pour les paramètres que nous avons utilisés, de 66 Volts. Elle est donc, du fait de la capacité, supérieure puisqu'elle correspond au régime limite. On peut toutefois se rapprocher de cette valeur en traçant la caractéristique avec courant transverse (en cyan).

## V.4 Conclusion

Cette étude montre que, dans le modèle proposé, le courant DC de l'électrode sonde est maintenu entre  $-j_{isat}$  et  $j_{isat}$ . Cette limitation est indépendante de la partie « RF » du modèle : elle apparaît même lorsque l'électrode oscillante est à la masse. Elle s'explique simplement par l'absence de courant transverse DC et la conservation du courant instantané dans le tube actif. La limite  $I_{isat}$  est due à la condition de Bohm qui limite le courant que l'on peut extraire d'une gaine. La limite  $-I_{isat}$  est quant à elle simplement la valeur DC collectée sur la sonde,

par conservation du courant DC, lorsque l'électrode oscillante collecte un courant  $I_{isat}$ . La condition de Bohm l'empêche également de collecter au-delà de ce seuil.

Le modèle et les simulations ont permis d'observer les effets des courants transverses. En leur absence les caractéristiques sont symétriques et le potentiel flottant est nul. En présence de courants RF transverses, on a pu voir qu'avec une électrode oscillante le potentiel flottant de la sonde est déplacé vers les potentiels positifs. Ceci est cohérent avec le fait qu'à polarisation DC nulle l'électrode « sonde » collecte un courant électronique (Chapitre III). Ceci est qualitativement cohérent avec les observations expérimentales.

Dans les cas que nous avons traités, aucun courant transverse DC n'était présent. Une étude sur l'implication de tels courants sur la caractéristique pourrait s'avérer intéressante, notamment sur l'effet qu'ils pourraient avoir sur des courants électroniques de valeur supérieur au courant de saturation ionique.

Les études menées ici nécessitent cependant de nombreux approfondissements. En effet, comme on l'a constaté avec les caractéristiques tracées pour différentes capacités, des distorsions de la pente à l'origine peuvent survenir. De telles distorsions ont une conséquence directe sur la mesure de température. En effet ce paramètre est inversement proportionnel à cette pente. Lascaud [Lascaud2004] a étudié l'influence de la polarisation RF sur la mesure de la température en absence de courant transverse. Il a, dans ce cadre, pu observer que pour une faible polarisation RF ( $V_0 \ll 2kT_e/e$ ), la mesure de la température n'était pas modifiée. Ce qui n'est pas le cas lorsque la polarisation RF (donc  $V_0$ ) devient conséquente. La température électronique mesurée devient alors plus importante que sa valeur réelle dans le plasma. Une étude comparable devrait être faite dans notre situation de manière à pouvoir quantifier la distorsion observable sur la température en fonction des différents paramètres de notre modèle analytique.

On a également pu observer que le potentiel augmente avec la capacité  $C_{\perp}$ . Le paramètre  $\omega C_{\perp} / 2j_{isat}$  permet de définir les différents régimes pour une amplitude  $V_0$ . Dans le cas du régime limite ( $\omega C_{\perp} / 2j_{isat} \gg 1$ ), la caractéristique courant/tension peut être réduite à l'équation  $j_{DC} = -j_{isat} \tanh[(\phi_{DC} - \ln[I_0(\phi_0)]) / 2]$ , alors que sans RF (tube passif) elle s'écrit simplement  $j_{DC} = -j_{isat} \tanh[\phi_{DC} / 2]$ . Nos calculs ont également permis de montrer la sensibilité de la mesure de la taille du gradient de potentiel. En effet la variation d'un facteur 2 sur la largeur du gradient  $r_0$  induit des caractéristiques très différentes.

La taille de la sonde est également un paramètre critique, la caractéristique dépendant du point où est effectué la mesure sur la structure RF. Le choix idéal serait d'avoir une sonde de la taille de la modulation RF spatiale ce qui est loin d'être toujours possible.

Une suite intéressante au modèle proposé serait d'obtenir une formule analytique simplifiée permettant d'exprimer la pente et le potentiel flottant mesuré par la sonde en régime intermédiaire ( $\omega C_{\perp} / 2j_{isat} \approx 1$ ) pour accéder aux valeurs des paramètres plasmas. De plus les résultats analytiques présentent des caractéristiques de sonde double (avec cependant un décalage du potentiel flottant), il faudrait ainsi faire évoluer le modèle pour se rapprocher des caractéristiques de sonde simple. Une conductivité transverse DC pourrait par exemple jouer ce rôle, comme le montrent les simulations de [Rozhanski2008] en l'absence de RF.

## VI Résumé

La problématique générale de ce travail de thèse est la compréhension du comportement d'une sonde de Langmuir simple dans un environnement RF. Pour cela, deux études ont été menées ; une première visait à expliquer comment des courants continus pouvaient être générés par des sources Radiofréquences, la seconde avait pour objectif de déterminer les propriétés de la caractéristique d'une sonde dans un tel environnement.

La première étude concerne la génération de courants continus (DC) pendant le fonctionnement d'antennes ICRF. L'utilisation de sondes de Langmuir, magnétiquement connectées à une antenne ICRF en fonctionnement, a permis de mesurer sur ces sondes des courants DC ioniques. Les mesures faites du côté de l'antenne ICRF ont quant à elles montré que des courants DC électroniques étaient collectés sur celle-ci. Pour comprendre ces résultats, un modèle de tube de flux a été élaboré. De type de sonde double, celui-ci modélise un plasma, confiné le long des lignes de champ magnétique, ayant à chaque extrémité une électrode dont l'une est polarisée à un potentiel RF et l'autre à la masse ou également à un potentiel RF. La présence d'une sollicitation RF modélise le potentiel RF résultant de l'intégration du champ électrique rayonné par les straps d'une antenne ICRF. La polarisation d'un tube de plasma par un champ RF engendre des gaines RF aux extrémités du tube. Ces gaines sont à l'origine de la rectification des potentiels. Ce modèle est amélioré par l'ajout d'un terme d'échange de courants transverses de polarisation avec les tubes passifs voisins. Ces courants de polarisation ont été décrits comme la composante majoritaire des courants transverses. Pour des fréquences plus faibles que  $\Omega_{ci}$ , la nature de ces courants est capacitive. En supposant de plus que le potentiel est constant le long des lignes magnétiques, une résolution analytique du modèle est possible. La physique des gaines permet d'évaluer les courants collectés par les sondes. Les résultats principaux de cette résolution montrent que dans le cas d'une excitation symétrique, où le potentiel RF appliqué à chaque extrémité du tube de flux est de même amplitude, les valeurs moyennes des courants instantanés sur les électrodes du tube de flux polarisé sont nulles. La géométrie d'un tel modèle rendait ce résultat prévisible. Dans le cas où les électrodes sont soumises à des polarisations différentes (e.g : une électrode à la masse) ces valeurs moyennes sont différentes de zéro et une constante demeure : ces valeurs sont négatives sur l'électrode dont la polarisation RF est la plus importante, et positives sur celle à la masse ou ayant la plus faible sollicitation RF. De plus, ces courants DC collectés de part et d'autres du tube de flux saturent (avec la fréquence et l'amplitude de la tension RF) au courant de saturation ionique et sont de même amplitude. Ceci est cohérent avec l'absence de conductivité transverse DC dans notre modèle. Ces résultats ont été confirmés par un code fluide 2D et par le code PIC OOPIC. Le code fluide permet de déterminer le potentiel rectifié avec le courant de polarisation comme seule composante transverse du courant. Le code OOPIC tient compte quant à lui de toutes les composantes du courant transverse. Les résultats obtenus par les deux codes sont cependant très proches, ce qui montre que ceux-ci sont soumis aux mêmes ingrédients physiques que nous avons pris en compte dans l'établissement de notre modèle. Notamment ceux faisant du courant de polarisation la composante essentielle du courant transverse, et l'utilisation d'un terme capacitif pour ces courants.

Cette modélisation peut aussi s'appliquer à un tube de flux connecté à une antenne active et inactive ou même 2 antennes actives ; l'antenne qui générera le plus grand potentiel rectifié drainera un courant négatif. La première configuration (antenne active connectée à antenne passive) a été testée par Bobkov et on a vérifié grâce à ses mesures que le signe du courant était cohérent avec le modèle même si quantitativement il est difficile de comparer les

courants mesurés et prévus par le modèle car la mesure de densité fluctue beaucoup en raison de la convection et du transport turbulent.

Ce qu'il faut retenir de ce modèle analytique asymétrique, c'est que l'apparition de courants DC peut se faire en émettant simplement l'hypothèse qu'il faut à la fois une asymétrie de la source RF par rapport à une masse fixe, une conductivité RF transverse non nulle autorisant des courants RF transverses ainsi qu'une caractéristique courant-tension non linéaire due aux gaines pour favoriser des courants négatifs du côté RF et des courants positifs côté sonde.

En plus de valider la génération des courants DC sur les électrodes du tube polarisé, le code PIC a également permis de tracer sur ces électrodes les distributions spatiales de ces courants DC. Ce qui a permis de voir qu'ils sont localisés aux extrémités des électrodes, dans la zone où existent de forts gradients transverses de potentiel entre la région polarisée par

l'électrode RF et les tubes passifs voisins. La relation  $L_{\perp}(\omega) = \sqrt{\frac{L_{\parallel} \rho_{ci}}{2} \frac{\omega / \Omega_{ci}}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2}}$  permet d'évaluer,

dans le cas où le champ magnétique est perpendiculaire à l'électrode RF, la longueur de pénétration transverse de ces courants DC. Celle-ci est obtenue par une linéarisation spatiale des équations du modèle fluide. Les dépendances qui apparaissent avec  $L_{\parallel}$  la longueur parallèle de connexion magnétique et  $\omega$  la fréquence RF ont été vérifiées par des simulations PIC. Dans le cas d'une électrode parallèle au champ magnétique, la relation de dispersion

permet d'écrire  $L_{perp}(\omega) = L_{\parallel} \sqrt{\frac{-\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_{\parallel}(\omega)}}$ . Celle-ci a également été validée par le code PIC. Ces

résultats ont été obtenus dans le cadre de l'hypothèse flûte.

Une valeur limite de validation de cette hypothèse flûte a été déterminée. La longueur parallèle effective limite s'écrit :  $L_{\parallel}^{eff} = \frac{\rho_{ci} m_i \Omega_{ci}}{4 m_e \omega}$ . Celle-ci est de l'ordre du mètre dans les

plasmas de bord de Tokamak. Il convient alors d'utiliser cette valeur  $L_{\parallel}^{eff}$  à la place de la longueur de connexion magnétique réelle  $L_{\parallel}$  dans les modèles, notamment dans le code SEM. Ceci permettra de réaliser des simulations plus conformes aux résultats attendus dans les Tokamaks.

La dernière étude que nous avons menée concerne la modélisation des caractéristiques d'une sonde dans un environnement RF. L'objectif étant de déterminer les propriétés d'une telle caractéristique (potentiel flottant, pente à l'origine, limites extrêmes du courant collectable). Pour cela nous avons étendu le modèle que nous avons développé en portant l'électrode à la masse à des potentiels continus  $V_{DC}$ . La résolution analytique du modèle permet alors d'obtenir des résultats analytiques en présence ou pas de courants transverses RF. Ceux-ci permettent de tracer les caractéristiques Courant DC – Tension DC. Cette étude, comme la première avec l'électrode à la masse, montre que les courants DC collectés sur les électrodes du tube polarisé varient entre  $-I_{sat}$  et  $I_{sat}$  le courant de saturation ionique. Ceci s'explique simplement par l'absence de courant transverse DC et la conservation du courant instantané dans le tube actif. La condition de Bohm limitant alors à  $I_{sat}$  le courant que l'on peut extraire d'une gaine. Sans courant transverse DC ce seuil ne peut alors être dépassé. Les résultats du modèle ont permis d'observer les effets des courants transverses RF. Les 2 paramètres pertinents pour l'analyse de la caractéristique courant-tension sont l'amplitude  $\phi_0$  et  $\omega C_{\perp} / 2j_{isat}$ . Le potentiel flottant et sa pente ne sont accessibles que dans des cas limites résumés dans le tableau suivant :



	$\phi_0 < 1$	$\phi_0 > 1$
$\omega C_{\perp} / 2j_{isat} \ll 1$	<u>Régime sans courant transverse</u> <b>potentiel flottant : 0</b> <b>pente au potentiel flottant :</b> $e/2kT_e$	<u>Régime sans courant transverse</u> <b>potentiel flottant : 0</b> <b>pente au potentiel flottant (Lascaux) :</b> $\left(\frac{e}{kT_e}\right) \frac{1}{\pi} \arcsin\left(\frac{2kT_e}{eV_0}\right)$
$\omega C_{\perp} / 2j_{isat} > 1$	<u>Régime avec courant transverse</u> $F(t) \ll 1$ <b>potentiel flottant : proche de 0</b> <b>pente au potentiel flottant :</b> <b>proche de <math>e/2kT_e</math></b>	<u>Régime limite</u> $F(t) \sim \ln[I_0(\phi_0)]$ <b>potentiel flottant = <math>\ln[I_0(\phi_0)]</math></b> <b>pente au potentiel flottant de <math>e/2kT_e</math></b>

Ainsi sans courant transverse RF les caractéristiques, en plus d'être symétriques, présentent un potentiel flottant nul. Les résultats présentés dans ce tableau montrent également que la pente ne subit pas de modifications dans le cas de faibles amplitudes RF, la sonde ne subit alors pas de perturbation. Ce qui n'est pas le cas pour des amplitudes importantes dont la pente dépend fortement. Ainsi plus la puissance RF (et donc  $V_0$ ) est importante, plus la pente va décroître et par conséquent la température mesurée va augmenter par rapport à la température réelle du plasma. En présence de courants transverses, par contre, le potentiel flottant de la sonde est déplacé vers les potentiels positifs. Ceci est cohérent avec le fait qu'à polarisation DC nulle l'électrode « sonde » collecte un courant ionique. Dans le cas du régime intermédiaire où  $\omega C_{\perp} / 2j_{isat} \approx 1$ , seule la résolution numérique a permis d'évaluer le potentiel flottant et la pente. Nos calculs ont également permis de montrer la sensibilité de la mesure de la taille du gradient de potentiel. Une erreur d'un facteur 2, sur sa valeur, peut engendrer une caractéristique fortement éloignée de la caractéristique que l'on pouvait attendre.

Le modèle analytique que nous avons développé a ainsi permis de prédire les mesures de sonde en présence de sources RF. Ce qui est également nouveau, c'est que nous pouvons obtenir la forme spatio-temporelle des courants. Nous avons également montré quantitativement qu'une polarisation légèrement supérieure au potentiel flottant induit des courants DC qui sont proches du courant de saturation. L'effet est donc non négligeable et doit être pris en compte dans les caractéristiques de sonde. Le modèle proposé ici a à la fois l'avantage et l'inconvénient d'être simpliste. Son avantage tient bien en sa simplicité, son inconvénient est qu'il est élaboré sur des hypothèses fortes (densité constante et homogène, plasma maxwellien, électrons sans inertie, courants transverses seulement ioniques induits par la dérive de polarisation à la fréquence RF, modèle purement électrostatique avec prise en compte de l'onde lente seulement et surtout géométrie cartésienne et non toroïdale comme c'est le cas dans les Tokamaks). Il reste cependant valable même quantitativement, d'autres mesures expérimentales seraient nécessaires pour le valider dans des conditions réelles.

Une perspective au modèle serait de tenir compte de la composante rapide, d'utiliser un code comme COMSOL couplant le plasma avec les gaines en introduisant le tenseur de conductivité adéquat. Le plasma resterait homogène. Cette étape a commencé à être élaborée par Laurent Colas qui utilise un code (SWITCH) dont les résultats ont été comparés à ceux de COMSOL. Des gens comme D'Ippolito ont travaillé aussi sur le sujet et traité le cas de l'interaction onde rapide et gaine. Le but à terme est de coupler de façon dynamique et électromagnétique les gaines, le plasma et une source RF plus réaliste comportant 2 ou 4 straps et le tout en 3D pour tenir compte de la convection. Mais cela nécessite une puissance de calcul qui n'est pas encore à notre portée.

En perspectives expérimentales, on peut imaginer une campagne de mesures permettant de diagnostiquer en plusieurs points les potentiels DC le long d'une ligne magnétique connecté à l'antenne afin de « voir » la modulation de ceux-ci et leur extension toroïdale ainsi que radiale pour confirmer le  $L_{\perp}$ . Il s'agirait aussi de mesurer les courants sur la structure d'antenne comme l'a fait Bobkov pour une antenne active connectée à une autre antenne active ou même à une antenne hybride. Le problème reste toutefois d'évaluer correctement la densité locale de plasma.

## VII Références Bibliographiques

- [Ahedo1997]: E. Ahedo. *Phys. Plasmas*, 4 : 4419, 1997.
- [Bechu2003]: S. Béchu, “mesure de sondes électrostatique en plasma basse pression”, édition CNRS 2003.
- [Becoulet1996]: A. Bécoulet, “Heating and current drive regimes in the ion cyclotron range of frequency”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** (1996) A1–A11.
- [Becoulet2002]: M. Bécoulet, L. colas, S. Pécoul, J. Gunn, Ph. Gendrih, A. Bécoulet, and S. Heuraux. *Physics of plasma*, 9 :2619, 2002.
- [Birdsall1991]: C. K. Birdsall, A. B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation*, Institute of Physics, Bristol (1991).
- [Bobkhov2010a]: V. Bobkhov *et al* 2010 *Nucl. Fusion* 50 035004.
- [Bobkhov2010b]: V. Bobkov *et al.*, proc. 19<sup>th</sup> PSI conf. San Diego 2010, accepted to J. Nucl. Mater.
- [Boerner2009]: J. J. Boerner and I. D. Boyd. *Physics of plasmas* 16 073502 (2009)
- [Braginsky1965]: Braginsky, *Transport processes in a plasma*, volume 1. Reviews of plasma physics, 1965.
- [Brambilla1998]: M. Brambilla, « Kinetic theory of plasma waves », Oxford science publications 1998.
- [Carlson2001]: A Carlson. Linearized magnetohydrodynamic theory of Langmuir probes with resistivity, friction and polarization. *Physics of plasmas*, 8 :4732, 2001.
- [CEA1987]: Equipe TFR, "La Fusion par confinement magnétique", éditions Masson, 1987.
- [CEA2004]: Clefs CEA N°49, "Le soleil et la terre par confinement magnétique", éditée par le CEA.
- [Chen1979]: Francis F. Chen, *Phys. Fluids* 22 (12) December 1979, 2346.
- [Chen1983]: Francis F. Chen. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Plenum Press, 1983.
- [Chodura1982]: R. Chodura. *Journal of Nuclear Materials*, 111-112:420, 1982.
- [Chodura1986]: R. Chodura. *Proceedings of a nato advanced study institute entitled physics of plasma-wall interactions in controlled fusion*. In Plenum Press, New York, 1986.

[Colas2002]: L. Colas, L. Costanzo, C. Desgranges, S. Bremond, J. Bucalossi, G. Agarici, V. Basiuk, B. Beaumont, A. Bécoulet, F. Nguyen. Hot spot phenomena on Tore Supra ICRF Antennas Investigated by Optical Diagnostics. *Nuclear Fusion*, **43** :1-15, 2002.

[Colas2005]: L. Colas, S. Heuraux, S. Brémond, G. Bosia. RF current distribution and topology of rf sheath potentials in front of ICRF antenna. , *Nucl. Fusion* **45** (2005) p.767–782

[Colas2006]: L. Colas, V. Basiuk, B. Beaumont, A. Bécoulet, G. Bosia, S. Brémond, M. Chantant, F. Clairet, A. Ekedahl, E. Faudot, A. Géraud, M. Goniche, S. Heuraux, G.T.Hoang, G. Lombard, L. Millon, R. Mitteau, P. Mollard, K. Vulliez and the Tore Supra team, “Key Results of Long Pulse ICRH Operation in Tore Supra”, *Nuclear Fusion*, vol. **46**, p.S500-S513 (2006).

[Colas2007]: L. Colas et al., *Journal of Nuclear Materials* **363-365** (2007) 555–559

[Colas2009]: L. Colas. Linear and non-linear Physics of high power radio-frequency waves in the edge of magnetized plasmas. Mémoire HDR, Nancy université, 2009.

[Colas2009b]: L. Colas, “Self consistent description of near RF field propagation and DC sheath potential build-up in tokamak SOL plasma”, internal note PHY/NTT-2009.003

[D’Ippolito1993]: D. A. D’Ippolito, J.R. Myra, J. Jacquinot, and M. Bures. *Phys. Fluids B* **5**, 10 :3603-3617, 1993.

[D’Ippolito2000]: D. A. D’Ippolito, J.R. Myra. *Physics of plasmas*, **7** :3301-3308, 2000.

[D’Ippolito2002]: D. A. D’Ippolito, J.R. Myra, P.M. Ryan, E. Righi, J. Heikkinen, P.U. Lamalle, and J.-M. Noterdaeme et al. *Nucl. Fusion*, **42**:1357-1365, 2002.

[D’Ippolito2006]: D. A. D’Ippolito, J.R. Myra. *Phys. Plasmas* **13** 102508 (2006)

[D’Ippolito2010]: D. A. D’Ippolito, J.R. Myra. *Physics of plasmas* **17** 072508 (2010)

[EFDA2008]: L. Colas, D. Milanesion, E. Faudot, M. Goniche, A. Loarte, Evaluation of expected power/particles fluxes on ITER PFCs caused by local acceleration of particles in RF fields. ICRF part. Contract EFDA 07/17001572, internal report.

[Faudot2006]: E. Faudot, S. Heuraux & **L. Colas**, “Parametric study of two dimensional potential structures induced by radio-frequency sheaths coupled with transverse currents in front of the Ion Cyclotron Resonance Heating antenna”, *Physics of Plasmas* **13**, 042512 (2006).

[Godiak1972]: V.A. Godiak, Zhurnal Technicheskoy Fiziki **41** (1971) 1364.

[Godiak1975]: V.A.Godyak and A A Kuzovnikov. Rectifying properties of rf discharges. *Fiz. Plasmy*, **1** :496, 1975.

[Godiak1986]: V.A.Godyak, "Soviet RF Dis. Res.", Delphic Associates, Falls Church, VA, 1986.

[Godiak1990]: V.A.Godyak and N Sternberg. Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges. *Physical Review A*, 42 :2299, 1990.

[Gunn2008]: J.P. Gunn et al, proc. 22nd IAEA Fusion Energy Conference - 50<sup>th</sup> Anniversary of Controlled Nuclear Fusion, Geneva 2008, EX/P6-32.

[Günther1994]: K. Günther and A. Carlson. Fluid theory of Langmuir probes in a magnetized plasma with open flux tubes. *Contribution to Plasma Physics*, 34 :484, 1994.

[Heil2009]: B. G. Heil et al. *J. Appl. Phys. D*, 42 (2009) 085205 (8pp).

[Hershkowitz1989]: N. Hershkowitz in « plasma diagnostics » vol.1, O. Auciello & D.L. Flam editors, Academic, New York, 1989

[Hou2004]: L-J Hou, Y-N Wang, and Z L Miskovic. Two dimensional radio-frequency sheath dynamic over a non flat electrode with perpendicular magnetic field. *Physics of Plasmas*, 11 :4456, 2004.

[Ikkurthi2010]: V. R. Ikkurthi et al. *Physics of plasmas* 17 103712 (2010)

[Khler1985]: K. Khler, D. E. Horne, and J W Coburn. *J. Appl. Phys.*, 58 :3350, 1985.

[Krasheninnikova2010]: N. S. Krasheninnikova et al. *Physics of plasmas* 17 057103 (2010)

[Lascaud2004]: M. Lascaud « Couplage de polarisations RF et DC autour d'antennes de chauffage radiofréquence d'un tokamak », mémoire de stage 4<sup>ème</sup> année polytech. Orléans, CEA Cadarache 2004.

[Lieberman1988a]: M. A. Lieberman. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 16 :638, 1988.

[Lieberman1988b]: M. A. Lieberman. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 17 :338, 1988.

[Lieberman1991]: M.A. Lieberman et al., *IEEE Trans. on plasma science*, Vol 19, N° 2, (1991) 189.

[Lieberman2005]: M.A. Lieberman & A.J. Lichtenberg, “principles of plasma discharges and material processing”, Wiley 2005

[Matthews1994]: G. F. Matthews, *Plasma Phys. Control. Fusion* 36, 1595 (1994).

[Metze1986]: A. Metze, D. W. Ernie, and H J Oskam. *J. Appl. Phys.*, 60 :3081, 1986.

[Milanesio2007]: D. Milanesio, V. Lancellotti, **L. Colas**, R. Maggiore, G. Vecchi, V. Korytsya, “Analysis of the Tore Supra ICRF antenna with TOPICA”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 49 p. 405-419 (2007).

[Myra1990]: J.R. Myra et al, (1990) *Nuclear Fusion* 30, 845.

[Nedospasov1994]: A. V. Nedospasov and D.A. Uzdensky. On dynamical effects on I-V characteristic of Langmuir probes in a tokamak edge plasma. *Contribution to Plasma Physics*, 34 :478, 1994.

[Noterdaeme1993]: J-M. Noterdaeme and G. Van Oost. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 35 :1481-1511,1993.

[Pecoul2002]: S. Pécoul, S. Heurax, R. Koch, and G. Leclerc. *Comp. Phys. Comm.*, 146 :166-187,2002.

[PHY/NTT-2009.003]: L. Colas, “Self consistent description of near RF field propagation and DC sheath potential build-up in tokamak SOL plasma”, internal note PHY/NTT-2009.003

[Pointu1986]: A. M. Pointu. *Appl. Phys. Lett*, 48 :762, 1986.

[Rax2005]: Jean-Marcel Rax. *Physique des plasmas*. Dunod, 2005.

[Riemann1989a]: K.-U. Riemann. *IEEE Trans Plasma Science*, 23 :709, 1989.

[Riemann1989b]: K.-U. Riemann. *J. Appl. Phys.*, 65 :999, 1989.

[Riemann1991]: K.-U. Riemann. *J. Phys. D : Appl. Phys*, 24 :493, 1991.

[Riemann1992]: K.-U. Riemann. *Phys. Fluids B*, 4 :2693, 1992.

[Riemann1994]: K.-U. Riemann. *Contrib. Plasma Phys*, 34 :127, 1994.

[Riemann2000]: K.-U. Riemann. *J. Tech. Phys*, 41 :89, 2000.

[Riyopoulos1998]: S. Riyopoulos. Theory of magnetized, magnetized, rf driven plasma sheaths in one dimension. *Physical review E*, 59 :1111, 1998.

[Rozhansky1996]: V. Rozhansky, A ushakov, and S Voskoboinilov. Transverse conductivity and theory of a probe in a magnetized plasma. *Contribution to Plasma Physics*, 36 :391, 1996.

[Rozhansky1997]: V. Rozhansky, A ushakov, and S Voskoboinilov. Transverse plasma conductivity and the theory of a probe in a magnetic field. *Plasma Physics Reports*, 24 :777, 1997.

[Rozhansky1999]: V. Rozhansky, A ushakov, and S Voskoboinilov. Electric fields and currents in front of biased electrode (flush mounted probe) and the I-V characteristics of the electrode for various mechanisms of transverse conductivity. *Nuclear Fusion*, 39 :613, 1999.

[Rozhansky2001]: V.A. Rozhansky and L.D. Tsengin, « Transport phenomena in partially ionized plasma », Taylor & Francis Edition, New York (2001).

[Rozhanski2008]: V.A. Rozhansky, *Reviews of Plasma Physics* **24** (2008) ed. Springer 1-52.

- [Sobolewski1997]: M. A. Sobolewski. *Physical review E*, 56 :1001, 1997.
- [Spitzer1953]: L. Spitzer. Transport phenomena in a completely ionized gas. *Phys. Rev.*, 89 :977-981, 1953.
- [Stangeby1990]: P. C. Stangeby, G.M. McCracken, *Nucl. Fusion* 30, 1225 (1990).
- [Stangeby2000]: Peter C. Stangeby. The plasma boundary of magnetic fusion devices. Taylor & Francis, 2000.
- [Stix1962]: T.H. Stix, 1962 “The Theory of Plasma Waves”, Mac Graw Hill.
- [Tonks1929]: L. Tonks, I. Langmuir, *Phys. Rev.* 34, 876 (1929).
- [Tskhakaya2005]: D. Tskhakaya and S.Kuhn. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47 :A327, 2005.
- [VanNieuwenhove1992]: R. Van Nieuwenhove & G.Van Oost, “Experimental Study of Sheath Currents In The Scrape-Off Layer during ICRH on TEXTOR”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 34 (1992), No. 4, pp. 525-532.
- [Verboncoeur1993]: J.P. Verboncoeur et al, *Comp. Phys. Comm*, 104, 1993, pp321-328
- [Verboncoeur1995]: J.P. Verboncoeur *et al*, *Comp. Phys. Comm*, 87, 1995, pp199-211\_
- [Verplancke1997]: P Verplancke. Langmuir probes at high frequencies in a magnetized plasma: a theoretical and experimental study. PhD thesis, Max-Planck-Institut für Plasma-physics, 1997.
- [Waelbroeck2002]: F. L Waelbroeck. Analytic solution for low-frequency rf sheaths in pulsed discharges. *Physical Review E*, 65 :066407, 2002.
- [Wesson1997]: J. Wesson. Tokamaks 2<sup>nd</sup> edition. Oxford University Press, 1997.
- [Xiang2005]: N Xiang and F L Waelbroeck. Ion Kinetic effects in radio-frequency sheaths. *Physical of Plasmas*, 11 :3840, 2004.
- [Yaroshenko2009]: V. V. Yaroshenko et al. *New Journal of Physics* 11 073013 (2009)
- [Zhang2004]: Y. Zhang, J Liu, Y Liu, and X Wang. Characteristic of a plasma sheath in a radio frequency biased voltage. *Physics of Plasmas*, 11 :3840, 2004.
- [Zhong2002]: Zhong-Ling Dai, You-Nian Wang, and Teng-Cai Ma. *Physical Review E*, 65 :36403, 2002.



## VIII Annexes

### Annexe 1 : OOPIC

Ce code est un code PIC (Particles in Cells = particules dans des cellules) à 2 dimensions spatiale et 3 dimensions en vitesse (2D/3V). Il a été développé au PTSG (Plasma Theory and Simulation Group) à l'université de Californie à Berkeley (<http://ptsg.eecs.berkeley.edu/>). Ce code est issu du développement du code PIC XPDP1 (1D/3V). La référence [Birdsall1991] permet de bien comprendre le fonctionnement des codes PIC.

Ce code permet de travailler sur une géométrie cartésienne ou cylindrique. Nous n'avons cependant utilisé que la géométrie cartésienne dans nos simulations. La densité typique du plasma de fusion étant de  $10^{18} m^{-3}$ , l'évolution de chaque particule ne peut pas être faite. Comme les autres codes PIC, OOPIC va décrire le plasma à partir de « macroparticules » représentant plusieurs milliers de vraies particules. Ces macroparticules sont caractérisées par une masse et une charge identique à une particule individuelle mais qui représentent un grand nombre d'entre elles. Pour justifier la validité d'un tel modèle, il est nécessaire que ces amas de particules soient quasi-neutres, et donc que le nombre de particules qu'ils représentent soit de l'ordre de celles présentes dans la sphère de Debye. Ceci permet de limiter le nombre de particules à suivre, et de limiter le temps de calcul et la durée des simulations sans dénaturer le comportement du plasma.

Ce code s'appuie aussi sur une description cinétique du système et opère donc directement au niveau de l'interaction des particules qui sont soumises à un champ de forces. Comme le montre le schéma de fonctionnement d'OOPIC (figure A.1), le principe du code PIC est de résoudre, à chaque pas de temps, les équations du mouvement pour chaque particule. Pour cela il faut connaître le champ électromagnétique agissant sur les particules. Celui-ci est déterminé par la résolution des équations de Maxwell (ou de Poisson). Pour cela, un maillage de l'espace physique est introduit (les dimensions de celui-ci sont inférieures à la longueur de Debye). C'est sur ce maillage que les champs électromagnétiques sont calculés. Les champs électromagnétiques connus sur les nœuds du maillage sont interpolés aux positions des particules, ceci permet de déterminer les nouvelles positions avec les équations du mouvement. Les particules étant avancées, on peut calculer la nouvelle densité de charge et la densité de courant créée par le déplacement aux nœuds du maillage. On peut ainsi à nouveau calculer les champs qui permettent de recommencer un nouveau cycle de calcul. La figure A.1 retrace les différentes opérations durant une itération.

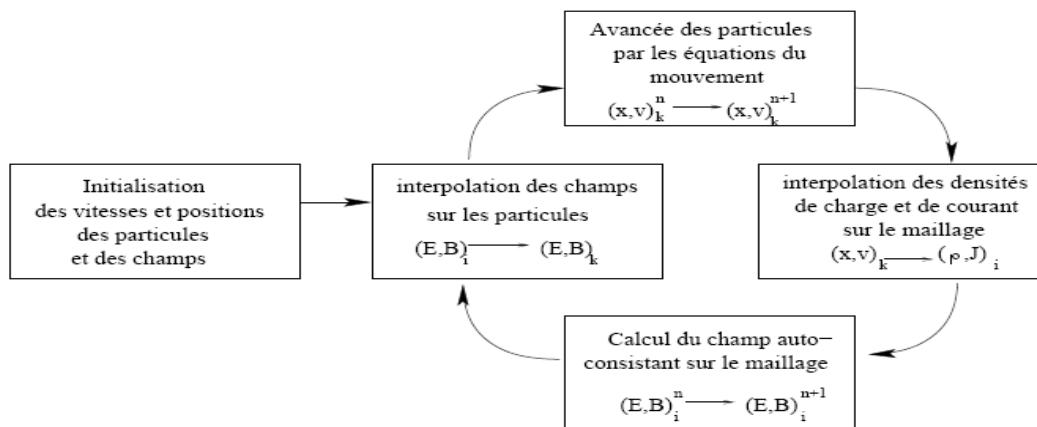


Figure A.1 : Principe de fonctionnement du code OOPIC.

A chaque pas de temps le nombre de particules sur chaque pas de grille est compté avant d'évaluer la distribution de charges sur toute la longueur du tube de flux ainsi que le profil du champ électrique. Ce champ électrique est ensuite utilisé dans les équations du mouvement pour évaluer l'accélération puis la nouvelle position de chaque particule à l'instant  $t$ . Puis on recommence cette itération à  $t+1$  pour obtenir l'évolution temporelle du plasma.

Dans ce code 2D, le plasma est entouré d'électrodes définissant les limites de la « boîte » de simulation (figure III.10). Ces électrodes sont des éléments matériels qui peuvent être de différentes natures : conducteur, diélectrique, équipotentiel. Ce dernier permet de définir un segment polarisé dont on peut fixer le potentiel et la fréquence dans le cas d'un potentiel oscillant. Dans le code, la troisième dimension (la profondeur) non défini du fait que ce code soit 2D, a tout de même une longueur unitaire. Ceci est utile afin de calculer les surfaces des électrodes sur lesquelles les courants sont collectés et ainsi de déterminer les densités de courant.

Avant d'utiliser le code, il faut écrire un fichier d'entrée (fichier *input*). Celui permet de coder chaque paramètre définissant la configuration électrique, magnétique et la nature du plasma se trouvant dans la « boîte » de simulation :

- Paramétrage de la boîte (longueurs du rectangle de la boîte, pas de grille, pas de temps).
- Définition des espèces de particules (électrons ou ions ainsi que leurs masses et charges, puis paramètres du plasma (e.g : densité, température, nombre de particules par macroparticules, etc...)).
- Définition des champs environnants (électriques, magnétique).
- Définition des caractéristiques des électrodes (types d'électrodes et leurs positions).
- Ajout de diagnostics (e.g : courant,  $n_{x\text{bins}}$ , potentiels le long d'un tube de flux, etc...).
- Ajout d'une source de plasma (définition des espèces ajoutées et de leurs paramètres, taux d'injections de ces nouvelles particules).

Il est également possible d'ajouter des collisions via l'opérateur MCC (Monte Carlo Collisions). Pour cela il faut définir un gaz neutre avec sa pression (et température) et donner les noms des particules chargées issues des collisions.

Une fois ce fichier rédigé, nous pouvons lancer la simulation. Au cours de la simulation il est possible de suivre l'évolution des différents diagnostics codés. La durée des simulations doit être supérieure aux temps caractéristiques. La durée des simulations a été fixée à plusieurs multiples de périodes RF dans le cas d'utilisation d'électrodes RF.

Pour que l'évolution du plasma soit décrite correctement les conditions suivantes doivent être remplies :

Le pas de temps  $dt$  doit être inférieur au temps de parcours d'une cellule pour la particule la plus rapide (à la longueur d'un pas de grille sur la vitesse de la particule rapide). Il est également inférieur aux différents temps caractéristiques du plasma ( $1/f_{ci}$ ,  $1/f_{ce}$ ,  $1/f_{pi}$ ,  $1/f_{pe}$ ).

La taille des cellules doit également être inférieur à la longueur de Debye, les produits des vitesses acoustiques (pour ions et électrons) et du pas de temps sont également inférieur à la taille de gaine.

Plusieurs particules par pas de grille.

Un exemple de fichier est donné à la fin de cette annexe.

A la fin des simulations, les données des différents diagnostics peuvent être sauvegardées sous des fichiers .txt. Le traitement de ces données a été fait avec le logiciel Matlab<sup>TM</sup>.

L'inconvénient majeur du code vient du nombre fini de particules qui le caractérisent. Ainsi les diagnostics utilisés peuvent présenter des résultats très bruités. Pour limiter ces bruits, il faut souvent augmenter la durée des simulations ou quelques fois filtrer et moyenner les résultats. Augmenter la durée des simulations permet également d'amoinrir les différences entre grilles voisines que l'on peut observer en déterminant les distributions spatiales. Un autre moyen est d'augmenter ou plutôt d'optimiser le nombre de macroparticules (en diminuant le nombre de particules par macroparticules), ceci permet de limiter le bruit numérique dû au découpage de l'espace en cellules. Ainsi dans le cas par exemple où l'on cherche à mesurer la densité de particules en chacun des points de l'espace des positions. Plus le nombre de macroparticules sera grand, plus la variation du nombre de particules entre une cellule et la suivante voisine sera faible. Le bruit numérique sera ainsi moindre.

Malgré ces défauts, ce code PIC à des atouts indéniables. Il permet d'obtenir des résultats satisfaisants pour un coût de calcul raisonnable. Il est également beaucoup moins restrictif, du point de vue de la physique, que le code fluide (annexe 2). Ce dernier n'est que le reflet des équations donnant le potentiel rectifié avec les effets de courants de polarisation transverse alors que le code OOPIC inclut toutes les composantes du courant. Il tient compte par exemple des mouvements convectifs et diffusifs du plasma, des ondes acoustiques et peut aussi traiter du transport turbulent [Verboncoeur1995].

Il est en outre valable pour toutes les gammes de fréquences et dispose d'un nombre importants de diagnostics à la fois spatiaux et temporels. Il est ainsi possible de visualiser en temps réels la carte de potentiel sur tout l'espace défini ainsi que la densité du plasma ou le champ électrique. Les diagnostics temporels peuvent mesurer les potentiels, les courants, le champ électrique, la densité de chaque espèce en un point ou le long d'un segment. Tout ceci rend simple l'utilisation du code OOPIC.

### Exemple de fichier input

```
xytest
{
  This input file tests the poisson solve. The resulting potential should
  be a sin-sin profile with a maximum value of 1.
}
Variables
{
  PI = 3.141592654
}
Region
{
Grid
{
  J = 500
  x1s = 0.0
  x1f = 0.04
  n1 = 1.0
  K = 500
  x2s = 0.0
  x2f = 0.02
  n2 = 1.0
  Geometry = 1
}
Species
{
  name = electron
  m = 9.11E-31
}
```

```

    q = -1.6e-19
  }
Species
{
  name = ion
  m = 1.67e-27
  q = 1.6e-19
  subcycle=10
}
Control
{
  dt = 1e-11
  B01=3

  ElectrostaticFlag = 1
  BoltzmannFlag=0
  BoltzmannTemp=20
  BoltzmannDensity=1
}
Conductor
{
  j1 = 0
  j2 = 500
  k1 = 500
  k2 = 500
  normal=-1
  IdiagFlag = 1
  Ihist_avg = 100
  name = haut
  nxbins = 500
}
Conductor
{
  j1 = 0
  j2 = 500
  k1 = 0
  k2 = 0
  normal=1
  IdiagFlag = 1
  Ihist_avg = 100
  name = bas
  nxbins = 500
}
Conductor
{
  j1 = 0
  j2 = 0
  k1 = 0
  k2 = 125
  normal = 1
  IdiagFlag = 1
  Ihist_avg = 100
  name = sonde bas
  nxbins = 125
}
Conductor
{
  j1 = 500
  j2 = 500
  k1 = 0
  k2 = 125
}

```

```

    normal = -1
    IdiagFlag = 1
    Ihist_avg = 100
    name = eq1 bas
    nxbins = 125
}
Conductor
{
    j1 = 0
    j2 = 0
    k1 = 375
    k2 = 500
    normal = 1
    IdiagFlag = 1
    Ihist_avg = 100
    name = sonde haut
    nxbins = 125
}
Conductor
{
    j1 = 500
    j2 = 500
    k1 = 375
    k2 = 500
    normal = -1
    IdiagFlag = 1
    Ihist_avg = 100
    name = eq1 haut
    nxbins = 125
}
Equipotential
{
    normal = 1
    j1=0
    j2=0
    k1= 125
    k2=375
C= 10
    A=0
    frequency=0.2e8
    phase=0
    EFFlag = 1
    name=sonde
    IdiagFlag = 1
    Ihist_avg = 100
    nxbins = 250
}
Equipotential
{
    normal = -1
    j1=500
    j2=500
    k1= 125
    k2=375
C= 0
    A=100
    frequency=0.2e8
    phase=0
    EFFlag = 1
    name=Eq1
    IdiagFlag = 1

```

```

Ihist_avg = 100
nxbins = 250
}
PlasmaSource
{
  units1=EV
  v1drift1=0
  v2drift1=0
  v3drift1=0
  temperature1=20
  v1thermal1=20
  v2thermal1=20
  v3thermal1=20
  name = plasmaSource
  speciesName1=electron
units2=EV
  v1drift2=0
  v2drift2=0
  v3drift2=0
  temperature2=20
  v1thermal2=20
  v2thermal2=20
  v3thermal2=20

  speciesName2=ion

  j1 = 0
  k1 = 0
  j2 = 500
  k2 = 500
  sourceRate = 7e21
  np2c=3e7
}
Load
{
  units=EV
  //analytical rho background
  //analyticF = 1.098e18*sin(PI * x1) * sin(PI * x2)
  density=2e15
  np2c = 3e7
  LoadMethodFlag=1
  temperature = 20
  speciesName = electron
  x1MinMKS = 0.00001
  x1MaxMKS = 0.99999
  x2MinMKS = 0.00001
  x2MaxMKS = 0.99999
}
Load
{
  units=EV
  //analytical rho background
  //analyticF = 1.098e18*sin(PI * x1) * sin(PI * x2)
  density=2e15
  np2c = 3e7
  LoadMethodFlag=1
  temperature = 20
  speciesName = ion
  x1MinMKS = 0.00001
  x1MaxMKS = 0.99999
  x2MinMKS = 0.00001

```

```

    x2MaxMKS = 0.99999
}
Diagnostic
{
HistMax=1000
j1=0
j2=500
k1=250
k2=250
Comb=1
VarName=ion
windowName=densite ions
title=n_ion
x1_Label=longueur
x2_Label=t
x3_Label=ion
}
Diagnostic
{
HistMax=1000
j1=0
j2=500
k1=250
k2=250
Comb=1
VarName= electron
windowName= densite electrons
title= n_electron
x1_Label=longueur
x2_Label=t
x3_Label=electron
}
Diagnostic
{
HistMax=1000
j1=250
j2=250
k1=200
k2=200
Comb=1
VarName= Q
windowName= potentiel pt1
title= Q
x1_Label=t
x2_Label=Q
}
Diagnostic
{
HistMax=1000
j1=0
j2=0
k1=250
k2=250
Comb=1
VarName= phi
windowName= potentiel pt1
title= phi sond
x1_Label=t
x2_Label= phi sond
}
Diagnostic

```



```

{
HistMax=1000
j1=250
j2=250
k1=250
k2=250
Comb=1
VarName= phi
windowName= potentiel pt1
title= phi plasma
x1_Label=t
x2_Label= phi plasma
}
Diagnostic
{
HistMax=1000
j1=500
j2=500
k1=250
k2=250
Comb=1
VarName= phi
windowName= potentiel ptrf
title= phi rf
x1_Label=t
x2_Label=phi rf
}
Diagnostic
{
HistMax=1000
j1=0
j2=500
k1=250
k2=250
Comb=1
VarName= phi
windowName= potentiel ptrf
title= phi ligne actif
x1_Label=longueur
x2_Label=t
x3_Label=phi ligne
}
Diagnostic
{
HistMax=1000
j1=0
j2=500
k1=400
k2=400
Comb=1
VarName= phi
windowName= potentiel ptrf
title= phi ligne passif 400
x1_Label=longueur
x2_Label=t
x3_Label=phi ligne
}
Diagnostic
{
HistMax=1000
j1=0

```

```
j2=500
k1=450
k2=450
Comb=1
VarName= phi
windowName= potentiel ptrf
title= phi ligne passif 450
x1_Label=longueur
x2_Label=t
x3_Label=phi ligne
}
Diagnostic
{
HistMax=1000
j1=250
j2=250
k1=0
k2=500
Comb=1
VarName= phi
windowName= potentiel ptrf
title= phi ligne transverse
x1_Label=longueur
x2_Label=t
x3_Label=phi ligne
}
}
```

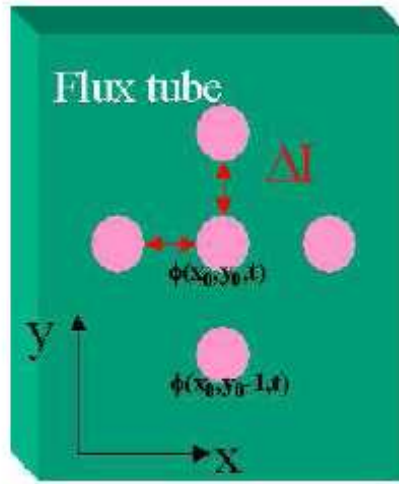
## Annexe 2 : Le code fluide SEM

Le code fluide SEM (Sheath Effect Modelling) est un code qui permet de calculer les potentiels rectifiés induits par les gaines RF dans des plasmas magnétisés. Une description de ce code est faite dans les références [Faudot2006] [Faudot2010]. Les hypothèses du code sont :

Le champ magnétique  $B$  et la densité du plasma sont homogènes et stationnaires.

Le champ électrique parallèle (à  $B$ ) est supposé nul dans le plasma (hors gaines). Seuls des modulations dans la direction transverse sont permises.

Les potentiels sont calculés dans un plan perpendiculaire au champ magnétique (figure A.2), ceci permet de simuler le plasma de bord présent devant les antennes ICRF.



**Figure A.2 :** Représentation du plan perpendiculaire (en vert) aux lignes de champ magnétique et des tubes de flux (en rose) pouvant échanger du courant (en rouge).  $x$  est la direction radiale et  $y$  est la direction poloidale.

Le modèle, de tube de flux, de base utilisé par ce code est celui présenté au chapitre III (figure III.4). Il permet de simuler aussi bien le cas symétrique que le cas asymétrique. Ainsi dans tous les cas on a deux gaines (RF) aux extrémités d'un tube de flux constitué d'un plasma confiné par un champ magnétique. La modélisation des gaines se fait par l'équation de conservation du courant avec des électrons Boltzmanniens (Eq III. 7 et Eq A.1).

$$\frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}} = 1 - \exp(\phi_1(x, y, t) - \phi(x, y, t)) \quad \text{Eq A.1}$$

Les notations que nous utilisons ici sont celles introduites aux chapitres II et III. Ainsi  $\phi$  est le potentiel plasma.  $\phi_1$  est quant à lui le potentiel rectifié sans courant transverse.

Les courants parallèles sont imposés par les gaines. Les courants perpendiculaires sont quant à eux évalués avec l'équation de quantité de mouvement des ions Eq A.2 [Faudot2006].

$$\frac{1}{\Omega_{ci}^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}} \right) + \frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}} = \frac{L_{//} \rho_{ci}}{2\Omega_{ci}} \frac{\partial \nabla^2 \phi(x, y, t)}{\partial t} \quad \text{Eq A.2}$$

De ces équations, on l'équation Eq A.3 est obtenue.

$$\left( \frac{1}{\Omega_{ci}^2} (\phi'' - \phi_1'') - \frac{1}{\Omega_{ci}^2} (\phi' - \phi_1')^2 - 1 \right) \exp(\phi_1 - \phi) + 1 = \frac{L_{//} \rho_{ci}}{2\Omega_{ci}} \frac{d\nabla^2 \phi}{dt} \quad \text{Eq A.3}$$

Afin de déterminer le potentiel rectifié  $\phi$ , cette équation est implémentée sur une grille perpendiculaire aux lignes magnétiques via une méthode numérique (les différences finies). La discrétisation de cette équation est faite par Faudot [Faudot2010], elle permet d'obtenir :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Omega_{ci}^2 \Delta t^2} (\phi_0^{t+1} - 2\phi_0^t + \phi_0^{t-1} + 2\phi^t - \phi^{t-1}) \exp(\phi_0^t - \phi^{t+1}) - \\ & \frac{1}{4\Omega_{ci}^2 \Delta t^2} \left( (\phi^t)^2 - 2\phi^t \phi^{t-1} + (\phi^{t-1})^2 + 2(-\phi^{t-1})(\phi_0^{t+1} - \phi_0^{t-1}) + (\phi_0^{t+1} - \phi_0^{t-1})^2 - 1 \right) \exp(\phi_0^t - \phi^t) \\ & + 1 + \frac{L_{//} \rho_{ci}}{2\Omega_{ci}} \frac{\nabla^2 \phi^t}{\Delta t} = \left[ \frac{L_{//} \rho_{ci}}{2\Omega_{ci}} \frac{\nabla^2}{\Delta t} + \frac{1}{4\Omega_{ci}^2 \Delta t^2} (4 + 2(\phi_0^{t+1} - \phi_0^{t-1})) \right] \phi^{t+1} \quad \text{Eq A.4} \end{aligned}$$

Ce code est stable pour  $\Delta t < T/10000$  for  $\phi_{RF} < 50$ ,  $\Delta t$  est le pas de temps et  $T$  la période RF. Nos simulations ont toujours respecté ces conditions.

En plus du pas de temps et de la fréquence RF (qui doivent respecter les conditions que l'on vient de citer et permettre ainsi d'avoir une bonne résolution temporelle), le programme de calcul du code SEM permet de paramétrer toutes les variables définissant le plasma ( $T_e, n_0, B, L_{//}$ ),  $\Delta x$  et  $\Delta y$  les pas de grille en x et y qui doivent être plus petits que les plus petites longueurs de gradient de la carte de potentiel RF afin d'éviter de les sous évaluer. Pour tenir compte de l'inertie parallèle des gaines, le pas de temps  $\Delta t$  doit également être inférieur à  $1/f_{pi}$ .

### Annexe 3 : Résolution analytique du modèle de sonde

Dans cette annexe nous allons résoudre analytiquement le modèle de la [figure A.3](#) (ou figure IV.1). Il s'agit de la situation où une électrode sonde à un potentiel DC  $V_{DC}$  est magnétiquement connectée à une électrode RF. Ce modèle a été présenté au chapitre III (avec  $V_{DC} = 0$ ) et au chapitre IV.

Pour cette résolution, on réécrit l'équation de conservation du courant [Eq A.5](#) :

$$j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF}) + j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{DC}) = \Delta I_{\perp} \quad \text{Eq A.5}$$

Les potentiels sont normalisés à  $kT_e / e$ .

Les variables  $\phi$ ,  $\phi_{RF} = \phi_0 \sin(\omega t)$  et  $\Delta I_{\perp}$  dépendent implicitement du temps.

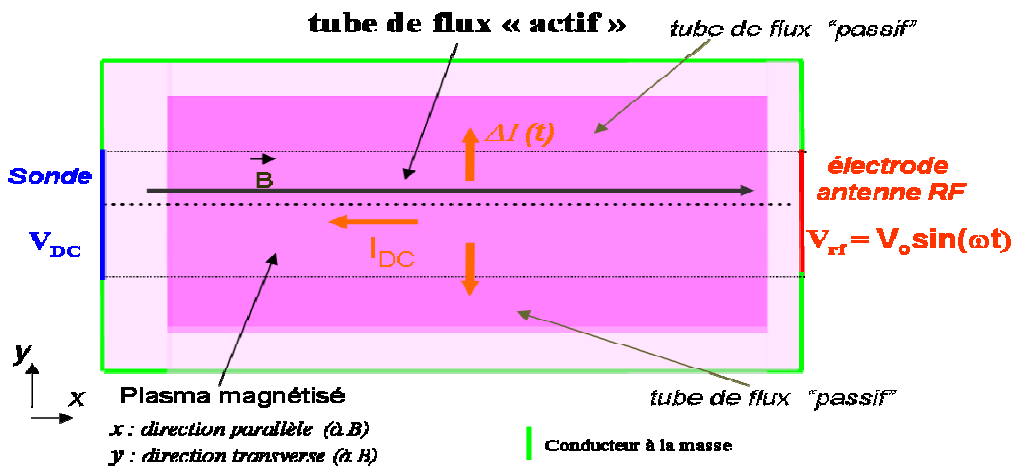


Figure A.3 : boîte de simulation du modèle de tube de flux avec l'électrode sonde à un potentiel DC  $V_{DC}$ .

Cette équation peut se réécrire :

$$1 - \frac{j_{esat}}{2j_{isat}} \exp(-\phi) (\exp(\phi_{DC}) + \exp(\phi_{RF})) = \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad \text{Eq A.6}$$

En multipliant cette expression par  $\exp\left(\phi - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)$  on obtient :

$$-\frac{j_{esat}}{2j_{isat}} (\exp(\phi_{DC}) + \exp(\phi_{RF})) \exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) = \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} + \frac{\partial \phi}{\partial t}\right) \exp\left(\phi - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) \quad \text{Eq A.7}$$

Cette équation peut être intégrée comme le montre [Eq A.8](#) ( $t$  devenant  $\tau$  la variable discrète).

$$\begin{aligned}
& - \frac{j_{esat}}{2 j_{isat}} \int_0^t (\exp(\phi_{DC}) + \exp(\phi_{RF})) \exp\left(-\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \tau\right) d\tau = \\
& \frac{C_{\perp}}{2 j_{isat}} \int_0^t \left(-\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} + \frac{\partial \phi}{\partial t}\right) \exp\left(\phi - \frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \tau\right) d\tau \quad \text{Eq A.8}
\end{aligned}$$

En introduisant les fonctions de Bessel, l'équation Eq A.8 devient:

$$\begin{aligned}
& - \frac{j_{esat}}{2 j_{isat}} \left[ -\frac{C_{\perp}}{2 j_{isat}} \left( (\exp(\phi_{DC}) + I_0(\phi_0)) \exp\left(-\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \tau\right) \right) \right]_0^t \\
& - \frac{j_{esat}}{2 j_{isat}} \left[ 2 \sum_{k=1}^{\infty} I_k(\phi_0) \frac{\exp\left(-\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \tau\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4 j_{isat}^2}{C^2}} \left( -\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \cos(k\omega\tau) + k\omega \sin(k\omega\tau) \right) \right]_0^t = \frac{C_{\perp}}{2 j_{isat}} \left[ \exp\left(\phi - \frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \tau\right) \right]_0^t \quad \text{Eq A.9}
\end{aligned}$$

Qui donne :

$$\begin{aligned}
& - \frac{j_{esat}}{2 j_{isat}} \left[ -\frac{C_{\perp}}{2 j_{isat}} \left( (\exp(\phi_{DC}) + I_0(\phi_0)) \left( \exp\left(-\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) - 1 \right) \right) \right] - \frac{j_{esat}}{2 j_{isat}} \left[ 2 \sum_{k=1}^{\infty} I_k(\phi_0) \frac{\exp\left(-\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4 j_{isat}^2}{C^2}} \left( -\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \cos(k\omega t) + k\omega \sin(k\omega t) \right) \right] \\
& - 2 \sum_{k=1}^{\infty} I_k(\phi_0) \frac{\exp\left(-\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4 j_{isat}^2}{C^2}} \left( -\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \right) = \frac{C_{\perp}}{2 j_{isat}} \left[ \exp\left(\phi(t) - \frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) - \exp(\phi(0)) \right] \quad \text{Eq A.10}
\end{aligned}$$

Sachant que  $\phi(0)=0$ , on a :

$$\begin{aligned}
& \frac{C_{\perp}}{2 j_{isat}} \left[ \exp\left(\phi(t) - \frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) - 1 \right] = -\frac{j_{esat} C_{\perp}}{4 j_{isat}^2} (\exp(\phi_{DC}) + I_0(\phi_0)) \left[ -\exp\left(-\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) + 1 \right] - \\
& - \frac{j_{esat}}{j_{isat}} \left[ \sum_{k=1}^{\infty} I_k(\phi_0) \frac{\exp\left(-\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4 j_{isat}^2}{C^2}} \left( -\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \cos(k\omega t) + k\omega \sin(k\omega t) \right) - \sum_{k=1}^{\infty} I_k(\phi_0) \frac{\exp\left(-\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4 j_{isat}^2}{C^2}} \left( -\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \right) \right] \quad \text{Eq A.11}
\end{aligned}$$

Que l'on peut réécrire :

$$\frac{C_{\perp}}{2j_{\text{isat}}}\left[\exp\left(\phi(t)-\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}t\right)-1\right]=-\frac{j_{\text{esat}}C_{\perp}}{4j_{\text{isat}}^2}(\exp(\phi_{DC})+I_0(\phi_0))\left[-\exp\left(-\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}t\right)+1\right]-$$

$$-\frac{j_{\text{esat}}}{j_{\text{isat}}}\left[\sum_{k=1}^{\infty}I_k(\phi_0)\frac{\exp\left(-\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}t\right)}{k^2\omega^2+\frac{4j_{\text{isat}}^2}{C_{\perp}^2}}\left[-\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}(\cos(k\omega t)-1)+k\omega\sin(k\omega t)\right]\right] \quad \text{Eq A.12}$$

Qui se transforme en :

$$\exp\left(\phi(t)-\frac{2j_{\text{isat}}}{C}t\right)=1+\frac{2j_{\text{isat}}}{C}\left\{-\frac{j_{\text{esat}}C_{\perp}}{4j_{\text{isat}}^2}(\exp(\phi_{DC})+I_0(\phi_0))\left[1-\exp\left(-\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}t\right)\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{j_{\text{esat}}}{j_{\text{isat}}}\left[\sum_{k=1}^{\infty}I_k(\phi_0)\frac{\exp\left(-\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}t\right)}{k^2\omega^2+\frac{4j_{\text{isat}}^2}{C_{\perp}^2}}\left[-\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}(\cos(k\omega t)-1)+k\omega\sin(k\omega t)\right]\right]\right\} \quad \text{Eq A.13}$$

On peut maintenant obtenir l'expression de  $\exp(\phi(t))$  en multipliant par  $\exp\left(\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}t\right)$  :

$$\exp(\phi(t))=\exp\left(\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}t\right)+\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}\left\{-\frac{j_{\text{esat}}C_{\perp}}{4j_{\text{isat}}^2}(\exp(\phi_{DC})+I_0(\phi_0))\left[\exp\left(\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}t\right)-1\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{j_{\text{esat}}}{j_{\text{isat}}}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{I_k(\phi_0)}{k^2\omega^2+\frac{4j_{\text{isat}}^2}{C_{\perp}^2}}\left[\left[-\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}\cos(k\omega t)+k\omega\sin(k\omega t)\right]-\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}\exp\left(\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}t\right)\right]\right\} \quad \text{Eq A.14}$$

On peut alors déterminer l'expression de  $\phi(t)$  (Eq III.8).

$$\phi(t)=\phi_{fl}-\log(2)+\log[\exp(\phi_{DC})+I_0(\phi_0)+B(t)+G(\omega t)] \quad \text{Eq A.15}$$

Avec :

$$G(\omega t)=-\frac{4j_{\text{isat}}^2}{C_{\perp}^2}\sum\frac{I_k(\phi_0)}{k^2\omega^2+\frac{4j_{\text{isat}}^2}{C_{\perp}^2}}\left[-\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}(\cos(k\omega t))+k\omega\sin(k\omega t)\right] \text{ et}$$

$$B(t)=\exp\left(\frac{2j_{\text{isat}}}{C_{\perp}}t\right)\left[\frac{2j_{\text{isat}}}{j_{\text{esat}}}-\left(\exp(\phi_{DC})+I_0(\phi_0)\right)-\frac{8j_{\text{isat}}^2}{C_{\perp}^2}\sum\frac{I_k(\phi_0)}{k^2\omega^2+\frac{4j_{\text{isat}}^2}{C_{\perp}^2}}\right]$$

$\phi_0$  et  $\phi_{fl}$  sont l'amplitude du potentiel RF et le potentiel flottant normalisé à  $e/kT_e$ .  $I_0$  est la fonction de Bessel modifiée de premier ordre,  $B(t)$  et  $G(\omega t)$  sont les termes transitoire et oscillatoire. La résolution analytique complète est développée dans l'annexe 3.



Nous pouvons alors déduire les courants instantanés collectés sur les électrodes sonde et antennes RF :  $j_{so}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{DC})$  et  $j_{ant}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF})$ .

$$\frac{j_{so}(t)}{j_{isat}} = 1 - \frac{j_{esat}}{j_{isat}} \exp(-\phi(t) + \phi_{DC}) = 1 - \exp(\phi_{DC}) \left\{ \frac{1}{2} [\exp(\phi_{DC}) + I_0(\phi_0)] - \frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4 j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} \quad \text{Eq A.16}$$

Et

$$\frac{j_{ant}(t)}{j_{isat}} = 1 - \frac{j_{esat}}{j_{isat}} \exp(-\phi(t) + \phi_{RF}) = 1 - \exp(\phi_{RF}) \left\{ \frac{1}{2} [\exp(\phi_{DC}) + I_0(\phi_0)] - \frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4 j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} \quad \text{Eq A.17}$$

Les expressions des courants DC (normalisés à  $j_{isat}$ ) de ces courants sont déterminées en faisant les moyennes sur une période de ces courants. On obtient ainsi :

$$\left\langle \frac{j_{so}(t)}{j_{isat}} \right\rangle = 1 - \frac{1}{T} \int_0^T \exp(\phi_{DC}) \left\{ \frac{1}{2} [\exp(\phi_{DC}) + I_0(\phi_0)] - \frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4 j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} dt \quad \text{Eq A.18}$$

Et sur l'électrode antenne RF :

$$\left\langle \frac{j_{ant}(t)}{j_{isat}} \right\rangle = 1 - \frac{1}{T} \int_0^T \exp(\phi_{RF}) \left\{ \frac{1}{2} [\exp(\phi_{DC}) + I_0(\phi_0)] - \frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(\phi_0)}{k^2 \omega^2 + \frac{4 j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2 j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} dt \quad \text{Eq A.19}$$

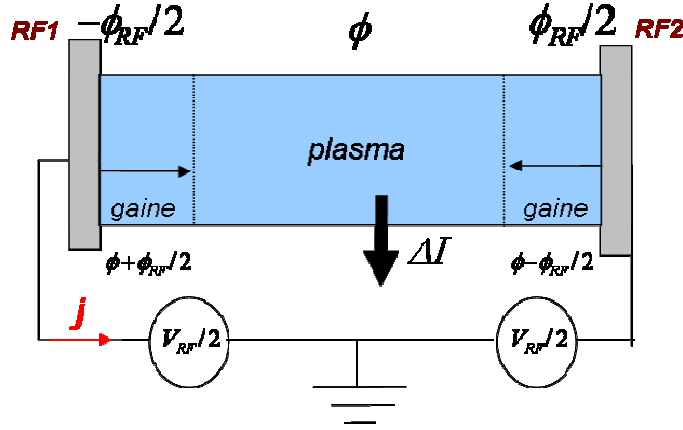
Dans le cas où la sonde est à la masse,  $\exp(\phi_{DC}) = 1$ .

## Annexe 4 : Résolution analytique du modèle symétrique

Dans le cas du modèle symétrique (figure A.4) du chapitre III (section III.1.4), la résolution est semblable à celle de l'annexe 3.

La conservation du courant devient :

$$j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF}/2) + j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi - \phi_{RF}/2) = \Delta I_{\perp} \quad \text{Eq A.20}$$



**Figure A.4 :** Schéma du modèle symétrique avec échange de courant transverse.

Cette équation s'écrit :

$$1 - \frac{j_{esat}}{2j_{isat}} \exp(-\phi) (\exp(-\phi_{RF}/2) + \exp(\phi_{RF}/2)) = \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad \text{Eq A.21}$$

En multipliant cette expression par  $\exp\left(\phi - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)$  on obtient :

$$-\frac{j_{esat}}{2j_{isat}} (\exp(-\phi_{RF}/2) + \exp(\phi_{RF}/2)) \exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) = \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} + \frac{\partial \phi}{\partial t}\right) \exp\left(\phi - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) \quad \text{Eq A.22}$$

Cette équation peut être intégrée comme le montre Eq A.8 (t devenant  $\tau$  la variable discrète).

$$-\frac{j_{esat}}{2j_{isat}} \int_0^t (\exp(-\phi_{RF}/2) + \exp(\phi_{RF}/2)) \exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \tau\right) d\tau = \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \int_0^t \left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} + \frac{\partial \phi}{\partial t}\right) \exp\left(\phi - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \tau\right) d\tau \quad \text{Eq A.23}$$

En introduisant les fonctions de Bessel, l'équation Eq A.8 devient :

$$\begin{aligned}
& -\frac{j_{esat}}{2j_{isat}} \left[ -\frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \left( (I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)) \exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \tau\right) \right) \right]_0^t \\
& -\frac{j_{esat}}{2j_{isat}} \left[ 2 \sum_{k=1}^{\infty} (I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)) \frac{\exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \tau\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C^2}} \left( -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \cos(k\omega\tau) + k\omega \sin(k\omega\tau) \right) \right]_0^t = \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \left[ \exp\left(\phi - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \tau\right) \right]_0^t
\end{aligned}$$

Eq A.24

Qui donne :

$$\begin{aligned}
& -\frac{j_{esat}}{2j_{isat}} \left[ -\frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \left( (I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)) \left( \exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) - 1 \right) \right) \right] - \frac{j_{esat}}{2j_{isat}} \left[ 2 \sum_{k=1}^{\infty} (I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)) \frac{\exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C^2}} \left( -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \cos(k\omega t) + k\omega \sin(k\omega t) \right) \right] \\
& - 2 \sum_{k=1}^{\infty} (I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)) \frac{\exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C^2}} \left( -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \right) = \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \left[ \exp\left(\phi(t) - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) - \exp(\phi(0)) \right]
\end{aligned}$$

Eq A.25

Sachant que  $\phi(0)=0$ , on a :

$$\begin{aligned}
& \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \left[ \exp\left(\phi(t) - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) - 1 \right] = -\frac{j_{esat} C_{\perp}}{4j_{isat}^2} (I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)) \left[ -\exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) + 1 \right] - \\
& -\frac{j_{esat}}{j_{isat}} \left[ \sum_{k=1}^{\infty} (I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)) \frac{\exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C^2}} \left( -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \cos(k\omega t) + k\omega \sin(k\omega t) + \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \right) \right]
\end{aligned}$$

Eq A.26

Que l'on peut réécrire :

$$\begin{aligned}
& \frac{C_{\perp}}{2j_{isat}} \left[ \exp\left(\phi(t) - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) - 1 \right] = -\frac{j_{esat} C_{\perp}}{4j_{isat}^2} (I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)) \left[ -\exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) + 1 \right] - \\
& -\frac{j_{esat}}{j_{isat}} \left[ \sum_{k=1}^{\infty} (I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)) \frac{\exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t) - 1) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right]
\end{aligned}$$

Eq A.27

Qui se transforme en :

$$\exp\left(\phi(t) - \frac{2j_{isat}}{C} t\right) = 1 + \frac{2j_{isat}}{C} \left\{ -\frac{j_{esat} C_{\perp}}{4j_{isat}^2} (I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) \right] - \right. \\ \left. - \frac{j_{esat}}{j_{isat}} \sum_{k=1}^{\infty} (I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)) \frac{\exp\left(-\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t) - 1) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\} \quad \text{Eq A.28}$$

On peut maintenant obtenir l'expression de  $\exp(\phi(t))$  en multipliant par  $\exp\left(\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right)$  :

$$\exp(\phi(t)) = \exp\left(\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) + \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \left\{ -\frac{j_{esat} C_{\perp}}{4j_{isat}^2} (I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)) \left[ \exp\left(\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) - 1 \right] \right. \\ \left. - \frac{j_{esat}}{j_{isat}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2))}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C^2}} \left( \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \cos(k\omega t) + k\omega \sin(k\omega t) \right] - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \exp\left(\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) \right) \right\} \quad \text{Eq A.29}$$

On peut alors déterminer l'expression de  $\phi(t)$  (Eq III.8).

$$\phi(t) = \phi_{fl} - \log(2) + \log\left[(I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)) + B(t) + G(\omega t)\right] \quad \text{Eq A.30}$$

Avec :

$$G(\omega t) = -\frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2} \sum \frac{(I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2))}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \text{ et}$$

$$B(t) = \exp\left(\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} t\right) \left[ \frac{2j_{isat}}{j_{esat}} - (I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)) - \frac{8j_{isat}^2}{C_{\perp}^2} \sum \frac{I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C^2}} \right]$$

Nous pouvons alors déduire les courants instantanés collectés sur les électrodes RF1 et RF2 :  $j_{RF1}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi - \phi_{RF}/2)$  et  $j_{RF2}(t) = j_{isat} - j_{esat} \exp(-\phi + \phi_{RF}/2)$ .

$$\frac{j_{RF1}(t)}{j_{isat}} = 1 - \frac{j_{esat}}{j_{isat}} \exp(-\phi(t) - \phi_{RF}/2) = 1 - \exp(-\phi_{RF}/2) \left\{ \frac{1}{2} [I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)] \right.$$

$$\left. - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} \quad \text{Eq A.31}$$

Et

$$\frac{j_{RF2}(t)}{j_{isat}} = 1 - \frac{j_{esat}}{j_{isat}} \exp(-\phi(t) + \phi_{RF}/2) = 1 - \exp(\phi_{RF}/2) \left\{ \frac{1}{2} [I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)] \right. \\ \left. - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} \quad \text{Eq A.32}$$

Les expressions des courants DC (normalisés à  $j_{isat}$ ) de ces courants sont déterminées en faisant les moyennes sur une période de ces courants. On obtient ainsi :

$$\left\langle \frac{j_{RF1}(t)}{j_{isat}} \right\rangle = 1 - \frac{1}{T} \int_0^T \exp(-\phi_{RF1}/2) \left\{ \frac{1}{2} [I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)] \right. \\ \left. - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} dt \quad \text{Eq A.33}$$

Et sur l'électrode antenne RF :

$$\left\langle \frac{j_{RF2}(t)}{j_{isat}} \right\rangle = 1 - \frac{1}{T} \int_0^T \exp(\phi_{RF1}/2) \left\{ \frac{1}{2} [I_0(-\phi_0/2) + I_0(\phi_0/2)] \right. \\ \left. - \frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_k(-\phi_0/2) + I_k(\phi_0/2)}{k^2 \omega^2 + \frac{4j_{isat}^2}{C_{\perp}^2}} \left[ -\frac{2j_{isat}}{C_{\perp}} (\cos(k\omega t)) + k\omega \sin(k\omega t) \right] \right\}^{-1} dt \quad \text{Eq A.34}$$

A.34

## Annexe 5 : Terme correctif de l'expression de $L_{\perp}$

Pour expliquer l'utilisation du facteur 4 du chapitre IV, nous allons réécrire l'équation de quantité de mouvement ionique Eq III. 6 [Faudot2006] :

$$\frac{1}{\Omega_{ci}^2} \frac{\partial^2 \Delta I_{\perp}}{\partial t^2} + \Delta I_{\perp} = L_{//} \frac{n_0 m_i}{B^2} \frac{k_B T_e}{e} \frac{\partial \nabla_{\perp}^2 \varphi}{\partial t} \quad \text{Eq A.35}$$

En normalisant à  $2j_{isat}$  on obtient :

$$\frac{1}{\Omega_{ci}^2} \frac{\partial^2 \frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}}}{\partial t^2} + \frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}} = L_{//} \frac{n_0 m_i}{2j_{isat} B^2} \frac{k_B T_e}{e} \frac{\partial \nabla_{\perp}^2 \varphi}{\partial t} \quad \text{Eq A.36}$$

En supposant que :

$$j_{isat} = en_0 C_s \text{ avec } C_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \text{ alors on trouve bien}$$

$$\frac{1}{\Omega_{ci}^2} \frac{\partial^2 \frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}}}{\partial t^2} + \frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}} = L_{//} \frac{C_s}{2\omega_{ci}^2} \frac{\partial \nabla_{\perp}^2 \varphi}{\partial t} \quad \text{Eq A.37}$$

C'est cette relation qui permet d'obtenir :

$$\frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}} = L_{//} \frac{C_s}{2\Omega_{ci}^2} \frac{i\omega}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2} \nabla^2 \varphi \quad \text{Eq A.38}$$

Si on veut que la théorie se rapproche au plus près des résultats de nos simulations il faut faire le moins d'hypothèses possibles. Pour cela nous devons prendre la température réelle des électrons et des ions injectés dans nos simulations avec l'expression de la vitesse acoustique

tenant compte de ces températures. Ainsi :  $C_s = \sqrt{\frac{k_B (T_e + T_i)}{m_i}}$ . Ensuite il faut prendre

directement le courant de saturation dans des simulations et l'utiliser directement dans la formule. Enfin il faut mesurer la densité moyenne dans la simulation pour  $n_0$  et remplacer ces

termes dans la relation suivante :  $\frac{\Delta I_{\perp}}{2j_{isat}} = L_{//} \frac{n_0 m_i}{e B^2} \frac{k_B T_e}{2j_{isat}} \frac{i\omega}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2} \frac{\partial \nabla_{\perp}^2 \varphi}{\partial t}$ . On en déduit

donc :

$$L_{\perp}^2 = L_{//} \frac{n_0 m_i}{e B^2} \frac{k_B T_e}{2j_{isat}} \frac{i\omega}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2} \quad \text{Eq A.39}$$

On a un imaginaire pur. Les parties réelle et imaginaire de  $L_{\perp}$  seront donc égale à :

$$\sqrt{\frac{1}{2} L_{//} \frac{n_0 m_i}{e B^2} \frac{k_B T_e}{2j_{isat}} \frac{\omega}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2}} \quad \text{Eq A.40}$$

Cette résolution est développée à la page 5 de la référence [Faudot2010].

On trouve donc un facteur  $\sqrt{2}$ , par rapport à la relation utilisée par Eq IV.5, pour  $L_{\perp}$  auquel on peut multiplier un autre facteur  $\sqrt{2}$ . Ce second facteur s'explique par le fait

que, contrairement au code SEM, la densité prise en compte dans le courant de saturation (à l'entrée de la gaine) est la moitié de  $n_0$ . Ainsi par rapport à la relation utilisée par Eq IV.5, on a un facteur 2 de différence. On obtient avec ces nouvelles hypothèses la formule suivante :

$$L_{\perp} = \sqrt{2L_{//} \frac{n_0 m_i}{eB^2} \frac{k_B T_e}{2en_0 / 2C_s} \frac{\omega}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2}} = \sqrt{\frac{2L_{//} C_s}{\Omega_{ci}^2} \frac{\omega}{1 - \omega^2 / \Omega_{ci}^2}} \quad \text{Eq A.41}$$

Ensuite en considérant un profil gaussien [Faudot2006] [Faudot2010], le terme  $L_{\perp}$  correspond à la demi-largeur du gradient de la structure de potentiel au lieu de la largeur totale comme nous l'avons défini ici.

Ainsi si l'équation Eq IV.5 est directement utilisable avec le code SEM, il est nécessaire pour son utilisation avec le code PIC de tenir compte des différences et d'utiliser la relation :

$$L_{\perp} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} L_{//} \frac{n_0 m_i}{eB^2} \frac{k_B T_e}{2j_{isat}} \frac{\omega}{1 - \omega^2 / \omega_{ci}^2}} \quad \text{Eq A.42}$$

Celle-ci correspond alors au quart de la relation Eq IV.5. Ceci permet d'expliquer le facteur 4 que l'on a observé dans toutes nos simulations et quelques soient les paramètres utilisés.

Assis près de la fenêtre, un soir dans ma chambre, je contemple le froid de Décembre  
soudain je me revois à coté de toi.

C'est alors comme George PEREC que je me souviens de mon adolescence.

Vêtements démodés, tendresse et innocence  
idylle scolaire, insouciance et inconscience  
je me souviens même encore des samedis avec mes amis  
où on se faisait le récit de nos vies et de nos envies  
le dimanche souvent c'était sport à la base elf.  
A cette époque on s'amuse, se distrait comme on peut  
on était petit et on savait se contenter de peu  
A te revoir ainsi, mon cœur frétille  
mes yeux vrillent et pétillent  
c'est avec beaucoup d'émoi  
que je repense à toi.

Les souvenirs de cette vie, de toi et tes paysages bucoliques  
me font comprendre pourquoi, je suis parfois romantique et si souvent nostalgique

Mais je sais que je dois aujourd'hui m'excuser  
car envers toi, depuis des années j'ai beaucoup fauté.  
Je suis resté loin de toi, je n'ai plus fait attention à toi  
Je t'ai attaché peu d'importance, j'ai même parfois fait comme si tu n'existais pas.  
Mais sache que tu as, en grande partie, fait de moi l'homme que je suis.

En pensant à toi,  
je repense aux moments où j'avais faim,  
je repense aux moments où je n'avais rien,  
Et même si aujourd'hui je n'ai pas grand chose  
C'est avec toi, que j'ai appris à me battre afin d'ouvrir les portes closes  
Parler de toi, c'est parler de ma terre mère  
C'est avec toi que j'ai mes points de repères

Aujourd'hui tu me sembles différente,  
Mais je sais qu'au fond rien n'est différent  
Dans la mesure où il y'a toujours des différends  
Entre le peuple et les dirigeants.  
Pour eux le peuple est impopulaire  
Ce qui éloigne de toi une partie de ta chair  
Partie ailleurs trouver, Non chercher le bonheur

Sache néanmoins que dans tous mes souvenirs  
J'ai autre chose que de longs soupirs  
Tu m'as apporté tellement de sourires  
Devant toi je suis en extase,  
Je me devais donc d'écrire pour toi ces quelques phrases.

Certains continueront à dire qu'il y'a mieux que toi  
Que dans ce monde il y'a d'autres que toi  
Mais sache que mon cœur a fait son choix  
Pour lui, la plus belle c'est toi  
ma chère *DOUALA*  
tu m'as fait naître, tu es ma terre  
tu as forgé mon caractère.  
je suis un fils de Douala





## **Etude des effets de gaine induits par une antenne de chauffage à la Fréquence Cyclotronique Ionique (FCI, 30-80MHz) et de leur impact sur les mesures par sondes dans les plasmas de fusion.**

Ces travaux abordent la problématique des mesures de sonde de Langmuir dans un environnement RF. Les mesures expérimentales ont montré que des courants DC négatifs (électroniques) étaient collectés sur la structure d'une antenne ICRF sous tension, pendant que des courants DC positifs (ioniques) sont recueillis par une sonde de Langmuir à l'autre bout du tube de flux magnétique ouvert connecté à l'antenne, la sonde étant au potentiel de la machine. Un modèle de tube de flux asymétrique, de type de sonde double, est présenté. Celui-ci modélise un plasma, confiné le long des lignes de champ magnétique, ayant à chaque extrémité une électrode dont l'une est polarisée à un potentiel RF et l'autre à la masse. L'électrode polarisée modélise le potentiel RF résultant de l'intégration, le long d'une ligne de champ magnétique, du champ électrique rayonné par les straps d'une antenne ICRF, tandis que l'autre électrode modélise la sonde au potentiel de la machine. Ce modèle permet d'expliquer l'apparition de courants DC en émettant simplement l'hypothèse qu'il faut à la fois une asymétrie de la source RF par rapport à une masse fixe, une conductivité RF transverse non nulle autorisant des courants RF transverses ainsi qu'une caractéristique courant-tension non linéaire due aux gaines pour favoriser des courants négatifs du côté RF et des courants positifs côté sonde. Ce modèle permet également de modéliser les caractéristiques Courant DC - Tension DC d'une sonde en présence de RF et ainsi d'évaluer les propriétés du plasma. Dans ce cas l'électrode modélisant la sonde n'est plus à la masse, mais à un potentiel donné. Des résultats analytiques sont trouvés dans certaines limites.

*mots clés : Fusion magnétique, plasma, Tokamak, antenne ICRF, tube de flux, gaine, sonde de Langmuir, courant DC, simulations PIC*

## **Study of sheath effects induced by an heating Ion Cyclotron Radio Frequency antenna (ICRF, 30-80MHz) and their impact to probe measurements in fusion plasma devices.**

This work investigates the problematic of probe measurements in RF environment. DC currents flowing along magnetic field lines connected to powered ICRF antennas have been observed experimentally. Negative (i.e. net electron) current is collected on the powered ICRF antenna structure, while positive (i.e. net ion) current is collected by magnetically connected Langmuir probes. An asymmetric model based upon a double probe configuration was developed. The ICRF near field effect is mimicked by a "driven" RF electrode at one extremity of an "active" open magnetic flux tube, where a purely sinusoidal potential is imposed. The other connection point is maintained at ground potential to model a collecting probe. This "active" flux tube can exchange transverse RF currents with surrounding "passive" tubes, whose extremities are grounded. With simple assumptions, an analytical solution is obtained. We can thus explain how DC currents are produced from RF sheaths. This model also makes it possible to model the characteristics DC Current – DC Voltage of a probe in the presence of RF and thus to evaluate some plasma properties. In this case the electrode at ground potential (probe) is polarized at a given potential. Analytical results are found within certain limits.

*keywords : Magnetic fusion, plasma, Tokamak, ICRF antenna, flux tube, sheath, Langmuir probe, DC currents, PIC simulations*