



AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

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

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

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

FACULTE DES SCIENCES & TECHNIQUES

U.F.R. Sciences & Techniques STMP

Ecole Doctorale EMMA

Département de Formation Doctorale POEM

Thèse

présentée pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy-I

en Physique des Plasmas

par **Stéphane DEVAUX**

Etude cinétique de l'interaction plasma-paroi en présence d'un champ magnétique

Soutenance publique prévue le 6 juin 2007

Membres du jury :

Rapporteurs :	M. Fabrice DOVEIL	Directeur de Recherche, Marseille
	M. Jean-Marcel RAX	Professeur, Université Paris XI
Examineurs :	M. Pierre BERTRAND	Professeur, U.H.P., Nancy I
	M. Stéphane HEURAUX	Maître de Conférences, U.H.P., Nancy I
	M. Giovanni MANFREDI	Chargé de Recherche, Strasbourg (Directeur de thèse)
	M. Ambrogio FASOLI	Professeur, Lausanne
Invité :	M. Jamal BOUGDIRA	Professeur, U.H.P., Nancy I

Table des matières

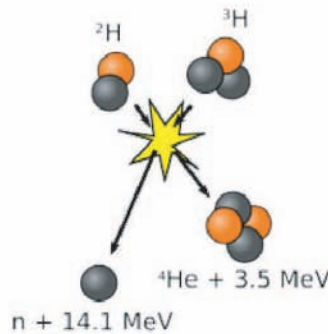
Introduction	1
1 Généralités sur les plasmas	3
1.1 Physique élémentaire des plasmas	3
1.1.1 Pulsation plasma	3
1.1.2 Ecrantage de Debye	5
1.1.3 Quasi-neutralité	6
1.1.4 Paramètre de grain	7
1.1.5 Distribution de Boltzmann	8
1.2 Transition plasma-paroi non magnétisée	10
1.2.1 Mise en place de la transition	10
1.2.2 Côté paroi : la gaine de Debye et le critère de Bohm	11
1.2.3 Côté plasma : la pré-gaine collisionnelle	14
1.3 Vitesse, densité et potentiel dans la gaine et la pré-gaine	16
1.3.1 Vitesse moyenne dans la pré-gaine	16
1.3.2 Densité de particules dans la pré-gaine	18
1.3.3 Potentiel électrique	19
1.4 Transition plasma-paroi magnétisée	21
1.4.1 Rappels sur le champ magnétique et ses dérives	21
1.4.2 Géométrie de la transition plasma-paroi magnétisée	24
1.4.3 Influence sur la transition	25
1.4.4 Au milieu... la pré-gaine magnétique	26
1.5 Bilan	30
2 Modèle théorique et méthodes numériques	31
2.1 Fonction de distribution	31
2.1.1 Fonction de distribution et valeur moyenne	31
2.1.2 Moments de la fonction de distribution	32
2.2 Système de Vlasov-Poisson	33
2.2.1 Hypothèses	33
2.2.2 Liens avec les modèles fluides	35
2.2.3 Critère de Bohm cinétique	36
2.2.4 Terme de collisions	38
2.3 Méthodes de résolution numérique	39
2.3.1 Différents types de codes numériques	39

2.3.2	Normalisation des équations	39
2.3.3	Time-splitting	41
2.3.4	Résolution des équations de conservation	44
2.3.5	Equation de Poisson	46
2.3.6	Conditions aux bords et conditions initiales	46
2.3.7	Grille inhomogène	47
2.4	Paramètres numériques	50
3	Etude générale de la transition plasma-paroi	53
3.1	Transition plasma-paroi non magnétisée	53
3.1.1	Conditions de simulation	54
3.1.2	Allure générale de la transition plasma-paroi	55
3.1.3	Limite gaine / prégaîne	56
3.1.4	Prévisions théoriques et résultats numériques	58
3.1.5	Fonction de distribution des ions	63
3.1.6	Bilan de l'interaction plasma-paroi non magnétisée	68
3.2	Transition plasma-paroi magnétisée	69
3.2.1	Contexte numérique	70
3.2.2	Allure générale de la transition magnétisée	72
3.2.3	Gaine de Debye	73
3.2.4	Prégaîne magnétique	74
3.2.5	Fonction de distribution des ions	81
3.2.6	Température des ions	84
3.2.7	Dérive $\vec{E} \times \vec{B}$	86
3.3	Bilan	88
4	Interaction des ions avec la paroi - Pulvérisation	91
4.1	Géométrie du problème	92
4.2	Effet de la transition sur la distribution au mur	93
4.2.1	Influence de l'inclinaison du champ magnétique	93
4.2.2	Influence de l'intensité du champ magnétique	95
4.2.3	Influence du taux de collisions	97
4.3	Distribution sur le mur	99
4.3.1	Distribution angulaire	99
4.3.2	Distribution en énergie	103
4.3.3	Pulvérisation de la paroi	105
4.4	Bilan	106
5	Transition plasma-paroi non magnétisée en présence de deux espèces d'ions	109
5.1	Généralités sur la transition "multi-ions"	109
5.1.1	Eléments de théorie	109
5.1.2	Expériences de laboratoire	110
5.1.3	Aspect numérique	112
5.2	Etude de la transition plasma-paroi	115

5.2.1	Allure générale de la transition	115
5.2.2	Prégaine collisionnelle	117
5.2.3	Vitesses moyennes des ions dans la prégaïne collisionnelle	117
5.2.4	Rôle du libre parcours moyen	119
5.2.5	Gaine de Debye et critère de Bohm	122
5.3	Bilan	129
Conclusion et perspectives		131

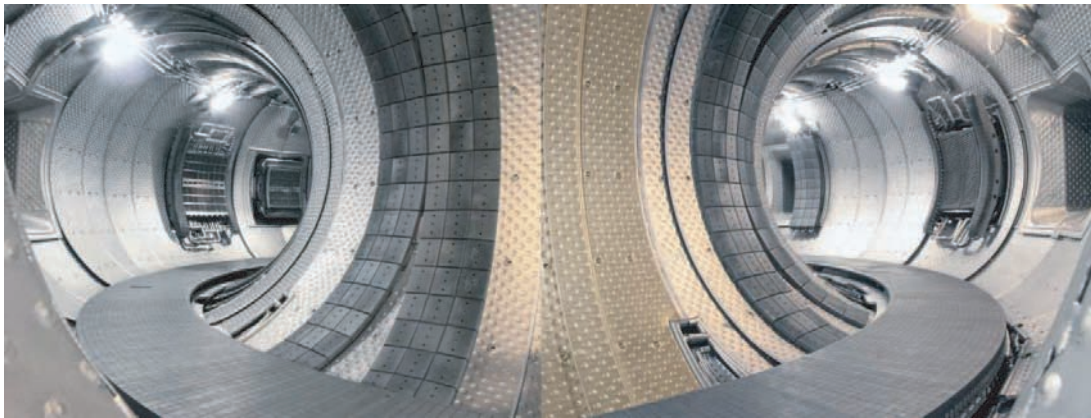
Introduction

Depuis le milieu du XXème siècle une partie de la communauté scientifique travaille à reproduire ce qu'il se produit au sein des étoiles sur La Terre, c'est à dire produire de l'énergie en faisant fusionner des atomes d'hydrogène en atome d'hélium. Pour y parvenir, il est nécessaire de porter un gaz d'hydrogène à des températures de plusieurs centaines de millions de degrés. Dans ces conditions extrêmes, l'hydrogène n'est plus dans l'état gazeux mais dans un état qualifié de plasma : l'agitation des atomes est tellement importante que lors des collisions, les électrons sont arrachés aux noyaux. On obtient alors une "soupe" d'ions et d'électrons libres mais interagissant fortement les uns avec les autres. Lorsque ces collisions sont suffisamment énergétiques, les noyaux d'hydrogène peuvent vaincre la répulsion coulombienne et fusionner en hélium, libérant une importante quantité d'énergie.



L'objectif de la communauté de la fusion est de donner à moyen terme une alternative "écologique" à la fission nucléaire, seule source d'énergie actuellement en mesure de subvenir aux demandes de l'Humanité. Le but est donc de construire un réacteur capable de réaliser la fusion afin de produire de l'électricité. Il faut donc non seulement porter le plasma dans les conditions extrêmes mentionnées ci-dessus, mais aussi de l'y maintenir sur des temps très long, de manière à produire de l'énergie en continue. L'une des filières envisagées est celle du tokamak, machine toroïdale d'origine russe dans laquelle on utilise le fait que les particules chargées électriquement, ions et électrons, s'enroulent autour des lignes de champ magnétique. En choisissant convenablement la configuration magnétique, il est alors possible de confiner le plasma au coeur de la machine. Toutefois, bien que ce procédé soit efficace, une partie du plasma parvient à venir au contact de la paroi, le problème étant qu'aucune paroi ne peut résister à des températures de plusieurs millions de degrés. Fort heureusement, la température la partie extérieure du plasma est bien inférieure à celle du coeur et reste soutenable pour la paroi (de l'ordre de quelques dizaines d'électron-Volts, soit une centaine de milliers de degrés).

Même si les conditions physiques dans le plasma de bord sont nettement plus acceptables que celles qui règnent dans au coeur de la machine, elles n'en restent pas moins agressives ; cette couche de plasma, appelée Scrape-off layer (SOL) en anglais, interagit très fortement avec la paroi de la machine et avec les composants faisant face au plasma (diagnostics, antennes de chauffage,...) avec des conséquences négatives sur la durée de vie de ces composants et sur le confinement du plasma lui-même. Par exemple, lorsqu'un ion arrive avec suffisamment d'énergie sur la paroi, il lui est possible d'éjecter un des atomes de celle-ci. L'atome libéré va pouvoir ensuite migrer vers le coeur du plasma et y être ionisé : une fois chargé, il va alors rayonner et ce d'autant plus que son numéro atomique est élevé (Carbone, Fer,...), ce qui conduit à de fortes pertes d'énergie. Il est donc nécessaire de comprendre les différents mécanismes à l'oeuvre au niveau de la paroi afin de réduire les effets nuisibles à la fusion.



Dans cette thèse, nous abordons le problème de l'interaction plasma-paroi dans le cas des tokamaks, mais aussi dans le cas des machines de laboratoire plus petites. Dans ces certaines de ces installations, on retrouve grâce à des lois d'échelle des phénomènes similaires à ceux présents dans les plasmas de bord, bien que les conditions physiques soient différentes (température proche de la température ambiante pour les ions). Au cours du premier chapitre, nous décrivons les phénomènes physiques nécessaires à la compréhension des interactions entre un plasma et une paroi, en présence ou non d'un champ magnétique. Dans le second chapitre, nous présentons le cadre théorique et les méthodes numériques nous permettant de résoudre le système dit de Vlasov-Poisson, modèle permettant de simuler ces interactions. Le troisième chapitre présente pour sa part le résultat de l'application de ce modèle au cas des plasmas magnétisés et faiblement collisionnels, soit les plasmas que nous avons évoqués précédemment. Le quatrième chapitre est quant à lui axé sur une étude de la pulvérisation d'une surface soumise à ces plasmas. Dans le cinquième et dernier chapitre, nous abordons un sujet un peu différent qui est l'étude de la transition plasma-paroi pour les plasmas composés de deux espèces d'ions (les plasmas de fusion ne sont pas composés d'hydrogène pur mais d'hydrogène et d'un certain nombre d'autres espèces).

Chapitre 1

Généralités sur les plasmas

Dans cette première partie, nous présentons les phénomènes à la base de la physique des plasmas et en particulier ceux qui gouvernent les interactions entre un plasma et une paroi. Le but n'est pas de faire une étude complète et détaillée de ces phénomènes mais plutôt de mettre en lumière ceux qui permettent de comprendre la physique des gaines et des prégaines. Des descriptions complètes et détaillées de la physique des plasmas en général et de celle des plasmas de bord de tokamaks peuvent être trouvées dans les livres donnés en références [Che83] [Sta00] [Rax05]. Les raisonnements développés dans les sections qui suivent sont issus de ces livres.

1.1 Physique élémentaire des plasmas

1.1.1 Pulsation plasma

L'année 1929 peut être considérée comme celle de la "découverte" de l'état plasma : c'est en effet à cette date que le premier article de Langmuir et Tonks [TL29] traitant des ondes dans les plasmas paraît. I. Langmuir est d'ailleurs aussi à l'origine de la dénomination "plasma", qui signifie "sans forme" ou plutôt "qui possède sa propre forme". Ce terme trouve tout son sens lorsqu'on étudie les principales caractéristiques des plasmas, comme la longueur de Debye ou la pulsation plasma, qui peuvent être considérées comme le résultat de la "volonté" du plasma à conserver sa "forme" lorsqu'on lui applique des contraintes extérieures.

Nous reprenons ici le raisonnement utilisé dans l'article de 1929 pour exposer la première des réactions du plasma, les oscillations plasma électroniques. Le but est d'étudier le mouvement des électrons ; puisque le rapport des masses électronique et ionique est au maximum de $m_e/m_i \approx 1/1836$ dans le cas d'un plasma d'hydrogène, il est possible de considérer le plasma comme constitué d'électrons, libres de se déplacer au sein d'une "gelée" uniforme d'ions immobiles. Dans l'état initial, la densité d'électrons est uniforme et égale à la densité des ions.

Considérons la situation représentée sur la figure 1.1(a), c'est à dire une tranche de plasma comprise entre deux plans orthogonaux à l'axe x ($x = 0$ et $x = x_L$). Supposons maintenant que tous les électrons soient simultanément déplacés d'une quantité ξ ne dépendant que de la position x , avec comme conditions aux limites $\xi(0) = \xi(x_L) = 0$, comme présenté sur la figure 1.1(b). Si ξ est une fonction continue de x et si $d\xi/dx$ est suffisamment petit devant 1, alors la variation

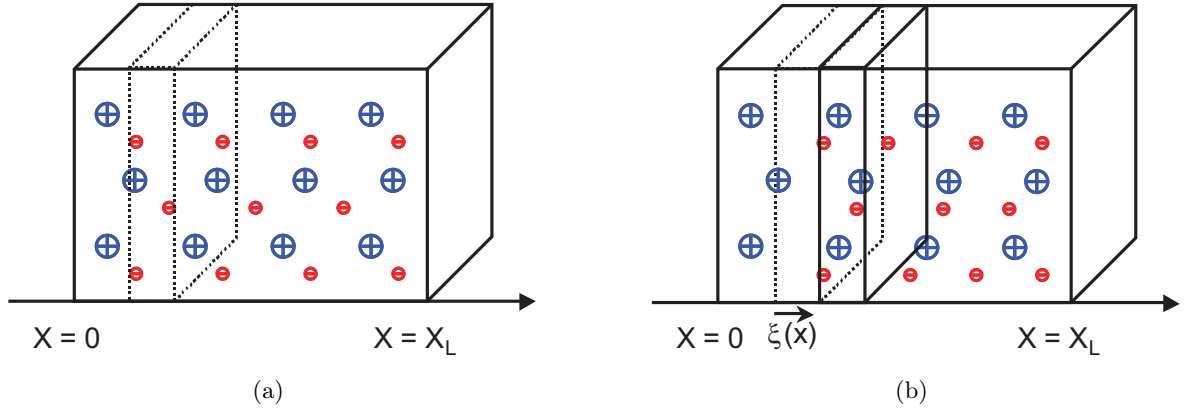


FIG. 1.1 — Un plasma d'ions et d'électrons, situé entre les positions $x = 0$ et $x = x_L$ est initialement au repos, fig.1.1(a). A un instant donné fig.1.1(b), il voit brutalement ses électrons déplacés d'une quantité $\xi(x)$. Les électrons vont alors avoir un mouvement oscillant autour de leur position d'équilibre initiale; ce mouvement est appelé oscillations plasma électroniques.

de densité due au déplacement des électrons est :

$$\delta n_e = n_0 \frac{d\xi}{dx} \quad (1.1)$$

A l'instant initial, la charge totale est nulle en raison de la quasi-neutralité ($n_e \approx n_i$), l'équation de Poisson s'écrit alors :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon_0} \delta n_e \quad (1.2)$$

où E représente le champ créé par le déplacement électronique. En combinant les équations 1.1 et 1.2 pour éliminer δn , on obtient :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{ne}{\epsilon_0} \frac{d\xi}{dx}. \quad (1.3)$$

En intégrant entre 0 et x , on trouve :

$$E = \frac{ne}{\epsilon_0} \xi. \quad (1.4)$$

Chaque électron du plasma subit une force $F = -eE$, l'équation du mouvement s'écrit donc :

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE, \quad (1.5)$$

$$\Leftrightarrow \frac{d^2 \xi}{dx^2} + \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \xi = 0. \quad (1.6)$$

Ce qui indique que le mouvement des électrons est une oscillation harmonique autour de la position d'équilibre initiale, oscillation caractérisée par une pulsation, dite pulsation plasma électronique, définie par :

$$\omega_p = \left(\frac{n_0 e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}. \quad (1.7)$$

Ces oscillations sont le résultat de la compétition entre le champ électrique créé par la séparation de charges et l'inertie des électrons. En effet, ce champ, créé par la perturbation du plasma, tend à ramener les électrons vers leur position d'équilibre mais les y ramène avec une vitesse non nulle qui les emporte au-delà de cette position : le champ E change alors de sens pour

les freiner et tenter à nouveau de les ramener vers l'équilibre... Dans les machines de laboratoire, la densité typique est de $10^{15} m^{-3}$, ce qui donne une pulsation plasma de l'ordre de $10^8 s^{-1}$; dans les tokamaks, où la densité au bord est plus importante avec environ 10^{19} particules par mètre cube, la pulsation plasma est de l'ordre de $10^{10} s^{-1}$.

1.1.2 Ecrantage de Debye

Ce deuxième phénomène est sans doute le plus fondamental et le plus caractéristique des plasmas : l'écrantage de Debye est la capacité d'un plasma à masquer toute charge électrique présente en son sein. Pour décrire ce phénomène, nous allons, cette fois encore, supposer que le rapport des masses électronique et ionique est suffisamment faible pour que leur inertie interdise aux ions de se déplacer de manière significative pendant le temps de l'étude : ils forment à nouveau un fond uniforme de charges positives. Imaginons maintenant la situation représentée

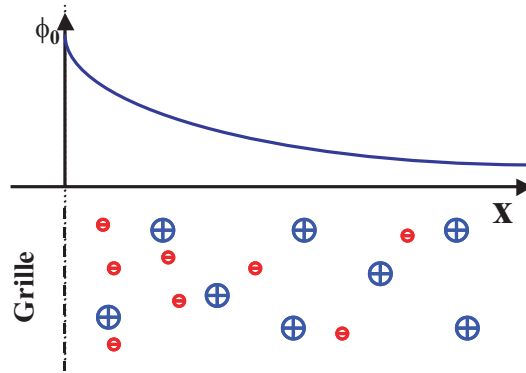


FIG. 1.2 – Ecrantage de Debye. On plonge dans un plasma initialement à l'équilibre une grille portée à un certain potentiel ϕ_0 positif. Les électrons du plasma réagissent en cherchant à écranter la charge portée par la grille, c'est à dire en se concentrant vers la grille pour masquer la charge positive au reste du plasma.

sur la figure 1.2, celle d'une grille transparente (les particules n'y sont pas collectées) introduite dans un plasma et maintenue à un certain potentiel ϕ_0 positif. L'évolution spatiale de ce potentiel est donnée par l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0}(n_e - n_i). \quad (1.8)$$

Comme nous l'avons évoqué plus haut, la densité ionique est considérée uniforme et égale à la densité avant perturbation n_0 ; les électrons, soumis à un potentiel ϕ , sont supposés être à l'équilibre thermodynamique, leur densité suit une distribution dite de Boltzmann (ce point est détaillé dans la section 1.1.5) :

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right), \quad n_i = n_0 \quad (1.9)$$

L'équation de Poisson se réécrit donc sous la forme :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{n_0 e}{\epsilon_0} \left(\exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) - 1 \right). \quad (1.10)$$

L'énergie potentielle mise en jeu est négligeable comparée à l'énergie thermique des électrons et ce, dans la quasi-totalité de l'espace, mise à part la région très proche de la charge. Le résultat restera toutefois valable, la région où $e\phi \gg k_B T_e$ contribuant peu si la décroissance de ϕ avec la distance est suffisamment rapide. On effectue donc un développement limité de l'exponentielle en $e\phi/k_B T_e$:

$$e\phi \ll k_B T_e \Rightarrow \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \approx 1 + \frac{e\phi}{k_B T_e} \quad (1.11)$$

On obtient alors une équation différentielle du second ordre en ϕ , dont les solutions se mettent sous la forme d'exponentielles ; le terme divergeant pour $x \rightarrow \infty$ est rejeté car il ne possède pas de sens physique :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 k_B T_e} \phi \quad (1.12)$$

$$\Rightarrow \phi = \phi_0 \exp(-\phi/\lambda_D^2) \quad (1.13)$$

où λ_D est la longueur de Debye définie par :

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_0 e^2}\right)^{1/2}. \quad (1.14)$$

Le potentiel décroît de manière exponentielle : l'influence d'une charge dans un plasma s'estompe très vite et ne s'étend pas au delà de quelques longueurs de Debye.

L'écrantage de Debye se traduit par un nuage "flou" d'électrons autour de la charge, ce flou étant la conséquence de la compétition entre l'agitation thermique des électrons et le puits de potentiel créé. En effet, si le plasma était froid, la charge supplémentaire serait parfaitement écrantée car il y aurait juste assez d'électrons dans son voisinage. Or, dans la réalité, les électrons ne sont pas froids : emportés par l'agitation thermique, les électrons faisant écran peuvent échapper au puits de potentiel. Il en résulte que l'écrantage de Debye n'est jamais parfait et qu'un faible champ électrique peut subsister dans le plasma. La valeur typique de la longueur de Debye dans une machine de laboratoire est de l'ordre de 10^{-4}m ; cette valeur peut-être calculée en prenant une température électronique de l'ordre de l'électron-Volt et une densité de 10^{15} particules par mètre cube. Ceci donne donc pour la gaine une extension spatiale de l'ordre du millimètre. Dans le plasma de bord des tokamaks, la température des électrons est d'une vingtaine d'électron-Volts, ce qui donne donc, avec une densité de 10^{19} particules par mètre cube, une longueur de Debye de l'ordre de 10^{-5}m .

1.1.3 Quasi-neutralité

Dans les paragraphes précédents, nous avons à plusieurs reprises considéré que le plasma à l'équilibre était quasi-neutre ($n_e \approx n_i$) sans donner toutefois d'explications : la définition précédente de la longueur de Debye nous permet d'aborder ce point. La quasi-neutralité est aussi un concept fondamental en physique des plasmas. Comme nous l'avons vu, les plasmas sont constitués d'ions et d'électrons en interaction coulombienne : la longueur de Debye donne la longueur caractéristique au-dessus de laquelle aucune charge électrique ne peut être perçue et où le plasma peut être considéré comme neutre électriquement. En dessous de cette longueur caractéristique, l'écrantage de Debye n'est pas encore réalisé et il devient alors possible d'observer des charges électriques dans le plasma : il ne peut plus être considéré comme quasi-neutre.

1.1.4 Paramètre de grain

A partir de la longueur de Debye, il est aussi possible de dresser une classification des plasmas. En effet, certains plasmas sont dominés par des effets collectifs, c'est à dire que toutes les particules réagissent "en bloc" (interactions à longue distance), et d'autres par des effets individuels, c'est à dire des effets qui impliquent les particules elles-mêmes (collisions coulombiennes, ionisations, recombinaisons, ...).

Le paramètre de grain, le critère permettant de déterminer quels sont les effets dominants du plasma, peut être calculé en faisant le rapport entre l'énergie d'interaction coulombienne entre deux particules E_{coul} et l'énergie cinétique moyenne E_{cin} : $g = E_{coul}/E_{cin}$. La distance typique entre deux particules dans un plasma où la densité est de n particules par unité de volume est simplement $n^{-1/3}$, ce qui conduit à $E_{coul} = e^2/(\epsilon_0 n^{1/3})$; l'énergie cinétique moyenne est donnée à partir de la température ($E_{cin} = k_B T$). En combinant les deux, on obtient pour g :

$$g = \frac{n^{-1/3} e^2}{\epsilon_0 k_B T} . \quad (1.15)$$

Lorsque g est petit, le plasma est dominé par les effets thermiques et les collisions coulombiennes (interaction coulombienne entre deux particules) sont négligeables. Dans ces conditions, le champ dominant est le champ électrique moyen créé par l'ensemble des charges, responsable des effets collectifs : ce régime de plasma est dit non-collisionnel. Lorsque que g est de l'ordre de l'unité ou plus grand, les collisions coulombiennes ne peuvent alors plus être négligées et le plasma est dit collisionnel.

La relation 1.15 peut être réécrite de la manière suivante :

$$g = \left(\frac{1}{n \lambda_D^3} \right)^{2/3} , \quad (1.16)$$

où $n \lambda_D^3$ représente le nombre de particules présentes dans une sphère de rayon λ_D , dite sphère de Debye. Pour que g soit petit et que le plasma soit dominé par les effets collectifs, il faut disposer de suffisamment de particules dans la sphère de Debye afin que l'écrantage des charges soit possible.

Le tableau 1.1 donne des valeurs caractéristiques de la longueur de Debye λ_D , de la densité n_0 , de la température T ainsi que le paramètre de grain g correspondant, pour différents types de plasmas. Le paramètre de grain permet de remarquer que les plasmas de tokamaks, confinés dans

TAB. 1.1 – Valeur du paramètre de grain pour trois plasmas différents

	$\lambda_D(m)$	$n_0(m^{-3})$	$T(K)$	g
Décharges électriques	7.10^{-6}	10^{18}	10^4	3.10^{-3}
Fusion thermonucléaire	7.10^{-5}	10^{20}	10^8	3.10^{-8}
Plasma spatial	7	10^6	10^4	3.10^{-9}

des machines mesurant quelques mètres à quelques dizaines de mètres, se comportent comme les plasmas spatiaux, mais sont très différents des décharges électriques qui s'étendent pourtant sur des distances comparables (machines de laboratoire).

1.1.5 Distribution de Boltzmann

Avant d'aborder l'étude de l'interaction plasma-paroi proprement dite, il est utile de développer une hypothèse qui a déjà été faite et qui le sera systématiquement dans notre étude. Comme cela a été vu dans la section 1.1.1, il est possible de définir un temps caractéristique de réponse pour les électrons et pour les ions d'un plasma, ces deux temps caractéristiques étant très différents l'un de l'autre (différence liée aux rapports de masses $m_e/m_i \ll 1$). Pour étudier correctement le comportement d'un plasma, il paraîtrait évident de devoir décrire très précisément le comportement des ions ainsi que celui des électrons. Ce traitement, inévitable dans certaines situations, s'avère extrêmement lourd. De manière à alléger le problème, il est possible de tirer profit des temps de réponses différents des deux espèces : dans le cas où l'étude porte sur les électrons, il est possible de considérer que les ions n'ont pas le temps de se déplacer de manière significative pendant le "temps de l'expérience", ce qui conduit à les considérer comme un fond continu de charges positives.

Ici, la situation envisagée est à l'opposée de la précédente : l'étude porte sur la réponse de la population ionique. Comparé au temps caractéristique des ions, celui des électrons paraît très rapide et, à la limite, les électrons semblent réagir instantanément à toutes perturbations (modification du potentiel électrique,...). Dans ces conditions, la simplification du problème consiste à décrire la densité électronique à l'aide d'une distribution dite "de Boltzmann", dont une justification est donnée ci-dessous.

Pour mener le raisonnement, nous nous plaçons dans le cadre d'un modèle fluide à une dimension. Dans l'état stationnaire, la conservation du nombre de particules se met sous la forme :

$$\frac{d(n_e v)}{dx} = S, \quad (1.17)$$

où n_e représente la densité des électrons, v leur vitesse et où S est un terme source. La deuxième équation à établir est celle concernant la conservation de la quantité de mouvement :

$$n_e m_e \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = n_e F \quad (1.18)$$

où m_e est la masse de l'électron et F rassemble les forces s'appliquant à la population électronique ; $\partial v / \partial t$ disparaît car nous cherchons l'état stationnaire du système, v ne dépend alors plus que de x . En développant ce terme de force, l'équation devient :

$$n_e m_e v \frac{dv}{dx} = n_e e E - \frac{dP}{dx} - m_e v S, \quad (1.19)$$

où E est le champ électrique et e la charge de l'électron ; dP/dx est la force due à un gradient de pression et $m_e v S$ la perte de quantité de mouvement lorsqu'une paire ion+électron est créée à partir d'un neutre, supposé au repos.

L'étape suivante consiste à estimer la valeur caractéristique que prend chacun des termes

ci-dessus dans le cadre de notre étude :

$$n_e m_e v \frac{v}{L} \approx -n_e e E - n_e \frac{k T_e}{L} - m_e v \frac{nv}{L} , \quad (1.20)$$

où L est la distance caractéristique de variation des différentes grandeurs que l'on considère ; P , la pression, est évaluée en utilisant la relation des gaz parfaits $P \approx n_e k_B T_e \approx n_e k_B T$, en faisant l'hypothèse que $T_e = T_i = T$, hypothèse raisonnable dans les plasmas de bord de tokamak ; l'ordre de grandeur de S est obtenu en utilisant l'équation de conservation du nombre de particules (1.17) : $S \approx n_e v / L$. On admettra ici que l'ordre de grandeur de la vitesse du fluide est de l'ordre de c_s , la vitesse acoustique :

$$c_s^2 = \frac{2k_B T}{m_i} , \quad (1.21)$$

où m_i est la masse des ions. On obtient donc :

$$n_e m_e \frac{c_s^2}{L} \approx -n_e e E - n_e \frac{k T}{L} - n_e m_e \frac{c_s^2}{L} . \quad (1.22)$$

En insérant la valeur de c_s dans l'équation (1.22), on trouve :

$$n_e \frac{m_e}{m_i} \frac{2k_B T}{L} \approx -n_e e E - n_e \frac{k T}{L} - n_e \frac{m_e}{m_i} \frac{2k_B T}{L} . \quad (1.23)$$

Il devient alors évident, puisque $m_e/m_i \ll 1$, que seuls les deux premiers termes du membre de droite (ceux faisant intervenir l'énergie potentielle et l'énergie thermique) sont à prendre en considération pour la suite du calcul. En reprenant l'équation (1.19), il vient :

$$-n_e E = n_e \frac{d\phi}{dx} = k_b T_e \frac{dn_e}{dx} \quad (1.24)$$

soit :

$$\frac{d\phi}{dx} = k_b T_e \frac{d(\ln n_e)}{dx} \quad (1.25)$$

En intégrant les deux membres de l'équation précédente entre le plasma, où la densité vaut n_0 et le potentiel $\phi(x=0) = 0$, et une position arbitraire x , on obtient la relation de Boltzmann :

$$n_e(x) = n_0 \exp \left(\frac{e\phi(x)}{k_B T_e} \right) \quad (1.26)$$

Dans le cas où les électrons sont soumis à un champ magnétique, il est toujours possible de dérouler le raisonnement précédent dans la direction parallèle à ce champ ; il n'est au contraire pas possible de le faire dans les directions perpendiculaires. On est alors souvent amené à faire l'hypothèse supplémentaire que le rayon de Larmor des électrons est négligeable, ce que nous ferons ici. Il est toutefois important de remarquer que cette hypothèse peut poser des problèmes lorsqu'on étudie l'interaction de particules avec une paroi. En effet, elle revient à ne considérer que le mouvement du centre-guide des électrons, alors que le mouvement de giration de ceux-ci autour des lignes de champ magnétique leur permet d'explorer une région de l'espace plus vaste. Dans les sections suivantes, nous aurons à estimer le rayon de Larmor électronique afin de déterminer si cette approximation est raisonnable ou non dans le cadre de notre étude.

1.2 Transition plasma-paroi non magnétisée

1.2.1 Mise en place de la transition

Dans la partie précédente, nous avons passé en revue les phénomènes à la base de la physique des plasmas. Nous allons maintenant aborder le sujet de notre étude, à savoir la transition entre un plasma et une paroi. Avant d'aborder le cas plus complexe du régime magnétisé, il est utile de commencer par le cas non magnétisé. Nous considérons ici un plasma composé d'ions chargés une fois et d'électrons, à l'équilibre thermodynamique, comme le montre la figure 1.3(a) ; la vitesse moyenne des particules au sein de ce plasma est nulle.

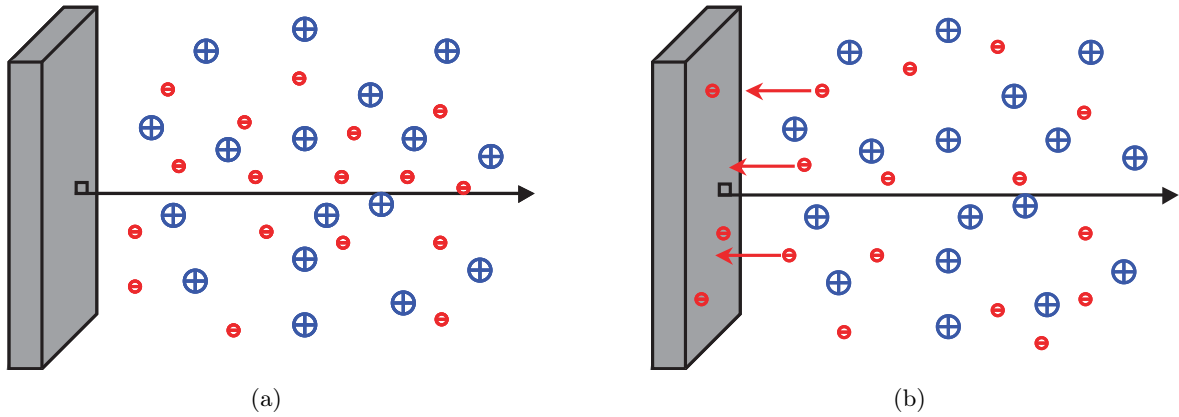


FIG. 1.3 — Un plasma à l'équilibre thermodynamique, composé d'ions (en bleu) et d'électrons (en rouge), est soudainement mis en contact avec une paroi parfaitement absorbante, Fig.1.3(a). De part leur seule agitation thermique, les électrons vont à la rencontre de cette paroi, y sont collectés, Fig.1.3(b), et la chargent négativement.

Pour réaliser l'expérience (de pensée), on dispose d'une paroi semi-infinie (il n'existe pas de gradients dans le plan parallèle à la paroi, ce qui implique que seule la distance à cette paroi est importante) et parfaitement absorbante (toute particule la percutant est immédiatement absorbée). Sur la figure 1.3(b), on présente brusquement cette paroi au plasma : les électrons se trouvant à proximité de la paroi se trouvent alors projetés vers elle, simplement emportés par un mouvement dû à leur agitation thermique. Encore une fois, à cause de leur masse beaucoup plus importante, les ions n'ont pas le temps de se déplacer de manière significative. Arrivés au niveau de la paroi, les électrons y sont collectés. Celle-ci se charge alors négativement et un champ électrique se crée : il va avoir pour effet de repousser les électrons restés au sein du plasma et, au contraire, d'accélérer les ions en direction de la paroi, fig 1.4(a). Les ions vont alors être à leur tour collectés par la paroi. La gaine va évoluer jusqu'à atteindre un état d'équilibre, cet état étant caractérisé par un flux d'électrons égal au flux d'ions au niveau de la paroi : la charge électrique n'évolue plus. Au final, on obtient une paroi chargée négativement, écrantée par une charge d'espace positive constituée d'ions, ces derniers étant accélérés vers elle par un champ électrique, comme le montre la figure 1.4(b). Ce dernier point, l'accélération due au champ électrique, va s'avérer extrêmement important pour la gaine, mais pour la décrire correctement, il est nécessaire d'avoir recours à une modélisation de la gaine, ce qui est l'objet de la prochaine section.

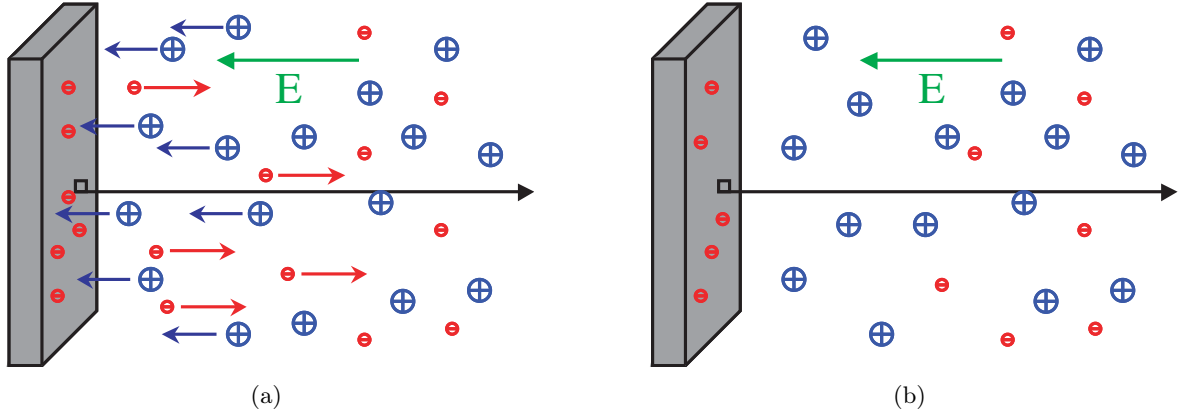


FIG. 1.4 – La charge négative portée par la paroi donne naissance à un champ électrique, Fig.1.4(a). L'effet de celui est de repousser les électrons s'approchant de la paroi et au contraire d'accélérer vers les ions. Dans l'état final, Fig.1.4(b), le système est composé d'une paroi chargée négativement écrantée par une zone où existe une charge d'espace positive.

1.2.2 Côté paroi : la gaine de Debye et le critère de Bohm

Pour aller plus avant dans la description de la transition plasma-paroi et en particulier de la gaine, il est utile d'avoir recours à la modélisation. La figure 1.5 donne l'allure générale de la transition non magnétisée : la gaine de Debye est la zone la plus proche de la paroi, où existe une charge d'espace positive. La pré-gaine collisionnelle, quasi-neutre, fait le lien entre la gaine et le plasma. Dans cette section, nous nous intéressons à ce qu'il se passe du côté de la paroi, le côté

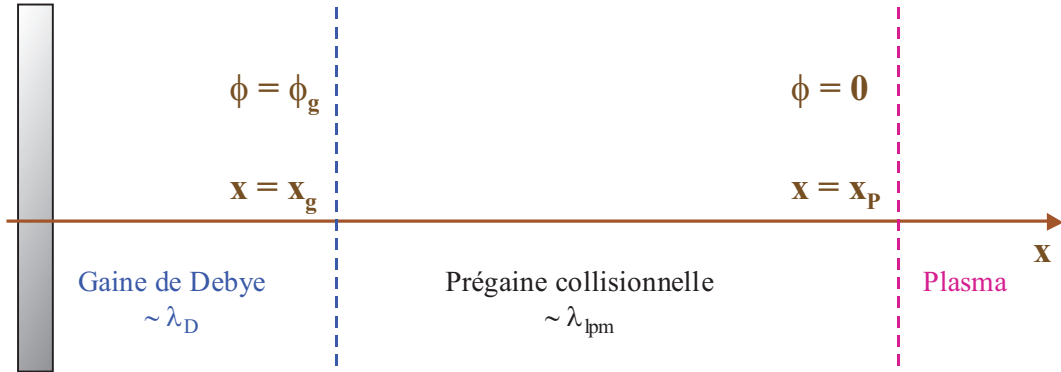


FIG. 1.5 – La transition plasma-paroi non magnétisée est constituée deux zones distinctes. La gaine de Debye, qui écrante la charge portée par la paroi, est la plus proche de cette dernière ; l'échelle caractéristique de cette zone est donnée par λ_D . La pré-gaine collisionnelle, dominée par les collisions, est située entre la gaine de Debye et le plasma ; son échelle caractéristique est donnée par le libre parcours moyen λ_{lpm} .

du plasma étant traité plus loin. Cette séparation en deux zones peut paraître arbitraire pour le moment, mais l'étude suivante va la justifier. Il est important de noter qu'il est aussi possible de modéliser l'ensemble de la transition avec un seul modèle, mais nous n'avons pas retenu cette vision ici, de manière à bien faire ressortir les différences entre les deux zones.

On suppose que la gaine de Debye possède une certaine extension spatiale, dans laquelle la quasi-neutralité n'est pas respectée : on se trouve dans la zone où une charge d'espace positive existe de manière à masquer la charge négative portée par la paroi. Le potentiel à la paroi étant

répulsif pour les électrons et l'étude portant sur le comportement des ions, nous sommes dans des conditions permettant de décrire les électrons à l'aide de la relation de Boltzmann :

$$n_e = n_g \exp \left(\frac{e}{k_B T_e} (\phi - \phi_g) \right) , \quad (1.27)$$

où n_g et ϕ_g sont respectivement la densité d'électrons et le potentiel électrique à l'entrée de la gaine, la référence pour le potentiel étant prise dans le plasma. Pour les ions, qui se trouvent pour leur part dans un potentiel attractif, la première hypothèse faite est celle d'une température nulle, $T_i = 0$ (nous verrons plus loin comment tenir compte de leur température). En plus de cette hypothèse d'ions monocinétiques, nous faisons l'hypothèse que tous les ions partent du même endroit de l'espace, à l'extérieur de la gaine. De cette manière, la conservation de l'énergie est la même pour tous les ions :

$$\frac{1}{2} m_i v_g^2 + e\phi_g = \frac{1}{2} m_i v_P^2 + e\phi_P \quad (1.28)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2} m_i v_g^2 = -e\phi_g \quad (1.29)$$

où l'indice g correspond à la valeur prise par chaque grandeur à l'entrée de la gaine et l'indice P à celle prise dans le plasma (en particulier, on a $\phi_P = 0$) ; v est la vitesse des ions. On a fait les hypothèses suivantes : (i) les ions ont une vitesse nulle dans le plasma (ii) ils ne subissent de collisions ni dans la pré-gaine ni dans la gaine de Debye. L'équation de conservation 1.17 appliquée aux ions, avec $S = 0$, se réécrit sous la forme :

$$n_i v_i = \text{constante} \Rightarrow n_i v_i = n_g v_g \quad (1.30)$$

où n_i et v_i correspondent respectivement à la densité et la vitesse des ions dans la gaine de Debye. En combinant les équations 1.29 et 1.30 de manière à exprimer la densité n_i en fonction du potentiel électrique, on obtient :

$$n_i = n_g \frac{v_g}{v_i} = n_g \left(\frac{\phi_g}{\phi} \right)^{1/2} . \quad (1.31)$$

Nous introduisons maintenant cette relation dans l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) = -\frac{e}{\epsilon_0} \left[n_g \left(\frac{\phi_g}{\phi} \right)^{1/2} - n_g \exp \left(\frac{e}{k_B T_e} (\phi - \phi_g) \right) \right] \quad (1.32)$$

La région qui nous interesse est la zone à la limite de l'entrée de la gaine : on cherche donc à y faire un développement limité de l'expression (1.32). Dans cet objectif, on effectue le changement de variable :

$$\Delta = \phi_g - \phi > 0 \quad (1.33)$$

où ϕ représente le potentiel électrique en un point situé dans le voisinage de la limite de la gaine. Dans ces conditions, on peut écrire :

$$\left(\frac{\phi_g}{\phi} \right)^{1/2} = \left(1 - \frac{\Delta}{\phi_g} \right)^{-1/2} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta}{|\phi_g|} \quad (1.34)$$

En réintroduisant cette expression dans l'équation de Poisson, en ayant aussi pris soin de développer l'exponentielle de Boltzmann, on obtient :

$$\frac{d^2\Delta}{dx^2} = -\frac{en_g}{\epsilon_0} \left(\frac{e}{k_B T_e} - \frac{1}{2|\phi_g|} \right) \Delta \quad (1.35)$$

soit une équation différentielle linéaire du second ordre en Δ . A ce stade, deux classes de solutions existent pour cette équation : l'une donne une solution sinusoïdale, l'autre non. Or, expérimentalement, aucune "gaine oscillante" n'a jamais été observée dans ces conditions. On peut donc en conclure que la solution physique à retenir est celle vérifiant la relation :

$$\frac{e}{k_B T_e} - \frac{1}{2|\phi_g|} \geq 0 \Leftrightarrow \frac{e}{k_B T_e} \geq \frac{1}{2|\phi_g|} \quad (1.36)$$

soit

$$2|\phi_g| \geq \frac{k_B T_e}{e}. \quad (1.37)$$

En combinant les équations 1.29 et 1.37 de manière à éliminer ϕ_g , on obtient :

$$m_i v_g^2 \geq k_B T_e \quad (1.38)$$

On trouve finalement la condition de stabilité de la gaine de Debye :

$$v_g \geq \left(\frac{k_B T_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (1.39)$$

Cette condition, appelée critère de Bohm, indique que pour obtenir une gaine de Debye stable, il est nécessaire que les ions du plasma y entrent avec une vitesse au moins égale à la vitesse acoustique ionique. Le critère qui nous a permis de choisir entre la solution oscillante et la solution non-oscillante peut paraître assez fragile. On peut voir ce choix comme le fait que la gaine, lorsqu'elle se met en place, n'est pas dans les conditions de stabilité et qu'elle évolue alors jusqu'à atteindre cette zone stable.

La vitesse moyenne des ions étant considérée nulle dans le plasma à l'équilibre, le critère de Bohm implique qu'il existe une zone, appelée pré-gaine, entre le plasma et la gaine de Debye, dans laquelle les ions vont pouvoir acquérir la vitesse nécessaire à la satisfaction du critère.

Avant de décrire cette nouvelle région, il est intéressant de reprendre l'équation de Poisson sous sa forme 1.35 et d'estimer la valeur caractéristique de ses termes :

$$\frac{\Delta}{L_g^2} \approx \frac{n_g e^2}{\epsilon_0 k_B T_e} \Delta \quad (1.40)$$

Ce qui permet d'estimer la valeur de la longueur caractéristique de la gaine de Debye L_g :

$$L_g \approx \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_g e^2} \right)^{1/2}. \quad (1.41)$$

On retrouve, sans surprise, que la grandeur importante pour la description de la gaine est la longueur de Debye.

Il existe une autre forme d'écriture pour le critère de Bohm ; pour le trouver, nous repartons

de l'équation de Poisson :

$$-\epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = e(n_i - n_e) = \rho . \quad (1.42)$$

Le but de ce calcul est de déterminer une condition à l'entrée de la gaine ; on se place donc dans le voisinage de l'entrée de la gaine, où le potentiel électrique vaut $\phi_0 = 0$, et on effectue un développement limité de ρ au premier ordre en ϕ :

$$\rho(\phi) = \phi \frac{d\rho}{d\phi} \Big|_{\phi=0} \quad (1.43)$$

où on a utilisé la quasineutralité à la limite gaine/prégaine. En multipliant chaque membre de l'équation précédente par le champ électrique $E = -d\phi/dx$ et en intégrant l'expression obtenue entre la limite de la gaine et une position x , il vient :

$$\epsilon_0 E^2 + \frac{d\rho}{d\phi} \Big|_{\phi=0} \phi^2 = 0 . \quad (1.44)$$

Pour obtenir une solution monotone, on obtient la condition :

$$\frac{d\rho}{d\phi} \Big|_{\phi=0} = e \left(\frac{dn_i}{d\phi} - \frac{dn_e}{d\phi} \right) \Big|_{\phi=0} \leq 0 . \quad (1.45)$$

L'interprétation physique donnée par Chen [Che83], basée sur cette relation, est la suivante : dans la gaine de Debye, les densités électronique et ionique décroissent à mesure qu'on se rapproche de la paroi. La densité électronique décroît comme le facteur de Boltzmann (lié au potentiel qui lui décroît aussi), tandis que les ions le font pour conserver le flux (leur vitesse augmentant, la densité doit décroître). Or, les deux populations ayant des densités égales à l'entrée de la gaine, il est nécessaire que la densité ionique chute moins rapidement que celle des électrons pour obtenir une charge d'espace positive devant la paroi.

1.2.3 Côté plasma : la pré-gaine collisionnelle

Dans la section précédente, le cas "côté paroi" a donc été traité et a permis de définir le critère de Bohm, qui exige que les ions pénètrent dans la gaine avec une vitesse au moins égale à la vitesse acoustique pour que cette dernière soit stable. Dans cette section, nous nous intéressons à ce qu'il se passe du côté plasma.

Pour appréhender le rôle des collisions dans notre modèle, il est utile de reprendre un des raisonnements proposés par Riemann [Rie00]. Le critère de Bohm impose qu'à l'entrée de la gaine, la diminution de densité des ions soit moins importante que celles des électrons ; cette situation s'étend naturellement à l'ensemble de la pré-gaine. Il existe donc un phénomène qui limite la diminution de la densité ionique due à leur accélération par le champ électrique. Partant de la définition du courant ionique $j_i = n_i v_i$, nous calculons la dérivée logarithmique de l'expression :

$$\frac{1}{j_i} \frac{\partial j_i}{\partial x} = \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} + \frac{1}{v_i} \frac{\partial v_i}{\partial x} \quad (1.46)$$

En utilisant la quasi-neutralité $n_e = n_i$ et la relation $\partial n_e / \partial \phi = n_e e / k_B T_e$, il vient :

$$\frac{k_B T_e}{j_i} \frac{\partial j_i}{\partial x} = e \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{k_B T_e}{m_i v_i^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} m_i v_i^2 \right) \quad (1.47)$$

Puisque nous nous trouvons dans la prégaîne, le critère de Bohm n'est pas encore satisfait, c'est à dire que $v_i^2 < k_B T_e / m_i$, ce qui conduit à :

$$\frac{k_B T_e}{j_i} \frac{\partial j_i}{\partial x} > \frac{\partial}{\partial x} \left(e\phi + \frac{1}{2} m_i v_i^2 \right) \quad (1.48)$$

L'inégalité précédente implique que dans la prégaîne le courant ionique augmente à mesure que l'on se rapproche de la paroi et/ou que l'énergie totale diminue. Puisque nous ne sommes pas dans une configuration où la géométrie elle-même peut faire augmenter le courant à l'approche de la paroi, la prégaîne est donc soumise à des collisions, la friction diminuant l'énergie totale, et/ou à de l'ionisation, qui augmente le courant et agit comme une force de friction (les ions, créés au repos, doivent être accélérés jusqu'à la vitesse moyenne).

Pour modéliser les électrons, il est toujours possible de conserver la distribution de Boltzman. Pour les ions, la situation est encore une fois un peu plus complexe. Pour écrire les équations de conservation pour les ions, on utilise comme hypothèses que la région est quasi-neutre (la seule zone où une charge d'espace existe est la gaine de Debye), que $v_e = v_i$ (flux ambipolaire) et enfin que le taux de création des ions est identique à celui des électrons (l'ionisation d'un neutre conduit bien à la formation d'un ion et d'un électron, si l'ion est monochargé). On écrit donc :

$$\frac{d(nv)}{dx} = S \quad (1.49)$$

$$nm_i v \frac{dv}{dx} = -\frac{dp_i}{dx} + enE - m_i v S \quad (1.50)$$

où m_i désigne la masse des ions et où n , v et S n'ont plus besoin d'indices, vues les hypothèses faites ci-dessus. En ajoutant l'hypothèse d'ions isothermes, il vient :

$$\frac{dp_i}{dx} = k_B T_i \frac{dn}{dx} \quad (1.51)$$

A partir de l'équation 1.24 qui a permis d'aboutir à la distribution de Boltzmann, on relie le champ E à la densité de particules :

$$enE = -k_B T_e \frac{dn}{dx} \quad (1.52)$$

En introduisant 1.51 et 1.52 dans 1.50, il vient :

$$nmv \frac{dv}{dx} = -mc_s^2 \frac{dn}{dx} - mvS \quad (1.53)$$

ou encore, si on introduit le nombre de Mach, défini comme le rapport de la vitesse des ions à la vitesse du son :

$$M \equiv v/c_s. \quad (1.54)$$

On obtient, après quelques manipulations :

$$\frac{dM}{dx} = \frac{S}{nc_s} \frac{(1 + M^2)}{(1 - M^2)} \quad (1.55)$$

La vitesse des ions étant nulle dans le plasma et le terme S étant une source de particules, donc

positif, on trouve que la variation de M est donnée par $(1 + M^2)/(1 - M^2)$, dont le comportement est représenté sur la figure 1.6. Quelque soit M , on a $dM/dx > 0$: les ions subissent une accélération en direction de la paroi tout au long de la prégaîne. On peut aussi remarquer que cette augmentation est directement proportionnelle au terme source, d'où le nom de prégaîne collisionnelle donné à cette partie de la transition. Une autre remarque importante est que les

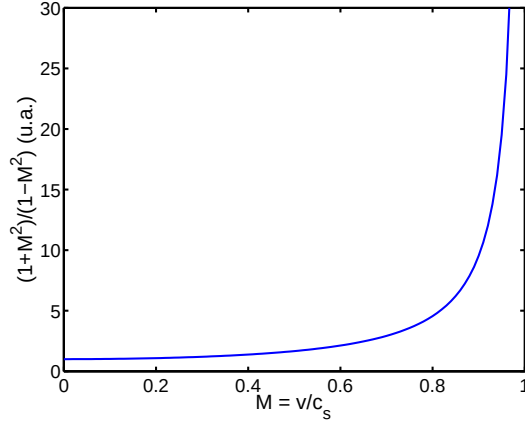


FIG. 1.6 – Accélération des ions en fonction de leur vitesse. Dès que les ions acquièrent une vitesse non nulle, ils sont contraints d’accélérer en direction de la paroi.

ions ne peuvent pas atteindre la vitesse acoustique dans la prégaîne, la variation de vitesse devenant arbitrairement grande lorsque $M=1$: ceci indique que notre modèle néglige un phénomène important, la perte de la quasi-neutralité à l’entrée de la gaine. Dans la section précédente, nous avons montré que la vitesse d’entrée dans la gaine devait être au minimum de c_s : nous avons donc une vision cohérente de la transition plasma-paroi. Partant du plasma avec une vitesse nulle, les ions sont d’abord accélérés par la prégaîne collisionnelle, zone quasi-neutre, jusqu’à la vitesse du son ; ils entrent alors dans la gaine de Debye où existe une charge d’espace positive.

1.3 Vitesse, densité et potentiel dans la gaine et la prégaîne

Dans cette section, nous présentons quelques résultats permettant de caractériser les grandeurs physiques le long de la transition, telles que la vitesse moyenne, le potentiel électrique,...

1.3.1 Vitesse moyenne dans la prégaîne

Nous reprenons ici le calcul développé dans la section précédente là où nous l’avons laissé, c’est à dire au niveau de l’équation 1.55, et nous le réécrivons sous la forme :

$$\frac{1 + M^2}{1 - M^2} dM = \frac{S}{nc_s} dx \quad (1.56)$$

On intègre les deux membres de cette équation entre le plasma ($x=0$ et $M(0)=0$) et une position x :

$$\int_0^M \frac{1 + M^2}{1 - M^2} dM = \int_0^x \frac{S}{nc_s} dx \quad (1.57)$$

Si le résultat de l’intégrale dans le membre de gauche est connu, le membre de droite réclame quand à lui une analyse physique du terme de collisions. Les plasmas sont généralement créés

par ionisation d'un gaz neutre : les responsables de cette ionisation sont les électrons qui, lorsqu'ils acquièrent une énergie suffisante, sont capables d'arracher un ou plusieurs électrons aux atomes qu'ils percutent. On peut donc estimer que le terme source est proportionnel à la densité électronique. De plus, si on s'intéresse aux dimensions de S dans l'équation de conservation 1.49, on voit que ce terme est homogène à une densité divisée par un temps. Pour cette raison, nous écrivons donc le terme de collisions sous forme du rapport entre la densité n et un temps τ_{coll} , qui peut être vu comme le temps entre deux collisions :

$$S = n/\tau_{coll} \quad (1.58)$$

Ce qui donne pour 1.57, après intégration :

$$2 \arctan M - M = \frac{x}{\tau_{coll} c_s} \quad (1.59)$$

L'équation trouvée ne donne pas directement M en fonction de la position, il est toutefois possible de la calculer numériquement à partir de la relation 1.55. Avant de réaliser ce travail, il reste à déterminer la constante C qui apparaît dans l'équation 1.59 (S dans la relation 1.55). Dans cet objectif, on utilise encore une fois le fait que $M = 1$ à l'entrée de la gaine. Dans le cas où la longueur de la transition est L (on néglige la taille de la gaine), on a :

$$\frac{\pi}{2} - 1 = \frac{L}{\tau_{coll} c_s} \quad (1.60)$$

Cette simple relation contient finalement beaucoup de physique. En effet, elle exprime qu'il existe une relation entre la longueur totale de la transition et le taux de collisions dans la pré-gaine. Lorsqu'un plasma est créé, si la condition 1.60 n'est pas vérifiée, celui-ci ne sera pas stable et va réagir de manière à la satisfaire en augmentant (par exemple?) l'extension spatiale de la transition. Sur la figure 1.7 est tracé le résultat du calcul de la vitesse des ions, avec le terme

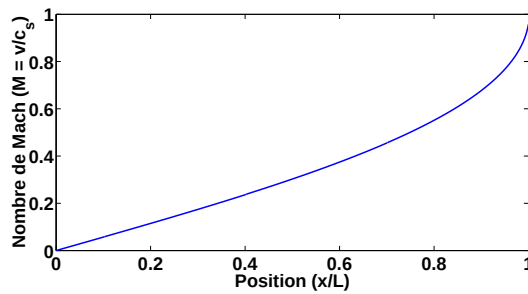


FIG. 1.7 – Evolution de la vitesse des ions le long de la pré-gaine collisionnelle. Le comportement singulier de la vitesse au niveau de l'entrée de la gaine est clairement visible ($x/L = 1$).

de collisions 1.58. On observe bien une augmentation de la vitesse de 0 à c_s entre le plasma (à gauche) et l'entrée de la gaine (à droite). La forme de la courbe montre bien un comportement divergent à l'entrée de la gaine. D'autres formes pour le terme de collisions [Sta00] peuvent donner des résultats différents, mais les termes sources "réels" présentent cette même divergence à l'entrée de la gaine.

A partir de la relation 1.60, on peut aussi estimer l'ordre de grandeur de la pré-gaine colli-

sionnelle L_{pg} :

$$L_{pg} \approx \tau_{coll} c_s . \quad (1.61)$$

On retrouve donc sans surprise que la longueur caractéristique de la pré-gaine est donnée par le libre parcours moyen, distance que parcourt une particule entre deux collisions successives (distance parcourue à la vitesse c_s pendant un temps τ_{coll}).

1.3.2 Densité de particules dans la pré-gaine

Pour déterminer le comportement de la densité de particules, il est commode de repartir des équations de conservation 1.24 et 1.50 que l'on additionne membre à membre :

$$nm_i v \frac{dv}{dx} = neE - \frac{dp_i}{dx} - m_i v S \quad (1.62)$$

$$0 = -neE - \frac{dp_e}{dx} \quad (1.63)$$

$$nm_i v \frac{dv}{dx} = -\frac{dp_e}{dx} - \frac{dp_i}{dx} - mvS \quad (1.64)$$

Ce qui conduit, en exprimant S à partir de l'équation de conservation de la matière, à :

$$\frac{d}{dx} (p_e + p_i + m_i n v^2) = 0, \quad (1.65)$$

ce qu'il est convenu d'appeler l'équation de conservation de la densité d'énergie. Pour exprimer cette relation en fonction de la densité de particules, on utilise une nouvelle fois l'hypothèse isotherme :

$$2nk_B T + m_i n v^2 = n(2k_B T + m_i v^2) = K, \quad (1.66)$$

où K est une constante qu'il est possible de déterminer en se donnant comme condition $n(0) = n_0$:

$$K = 2n_0 k_B T. \quad (1.67)$$

Ce qui donne pour la densité, en remplaçant K par sa valeur :

$$n(x) = \frac{n_0 2k_B T}{2k_B T + m_i v^2} = \frac{n_0}{1 + v^2/c_s^2} \quad (1.68)$$

$$n(x) = \frac{n_0}{1 + M^2(x)} \quad (1.69)$$

A partir de cette relation, $M(x)$ étant connu, on peut déterminer la variation de la densité le long de la pré-gaine collisionnelle ; cette variation est représentée sur la figure 1.8, en utilisant les résultats des sections précédentes. De plus, quelle que soit la forme retenue pour M , on peut déterminer la valeur de la densité à l'entrée de la gaine de Debye : les ions y entrant avec la vitesse acoustique, soit $M = 1$, on trouve très facilement que la densité y vaut $n_0/2$.

A partir de ce résultat, on trouve directement Γ_g , le flux de particules à l'entrée de la gaine de Debye :

$$\Gamma_g = \frac{1}{2} n_0 c_s . \quad (1.70)$$

La détermination du flux de particules sur la paroi est tout aussi directe. L'hypothèse d'une gaine

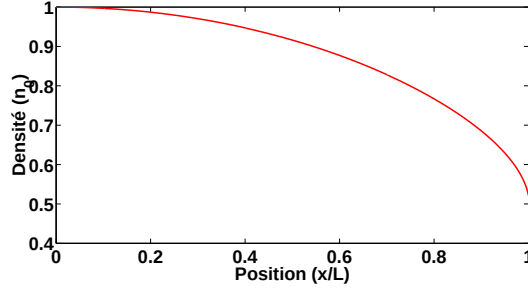


FIG. 1.8 – Densité de particules dans la prégaîne. Une forme différente du coefficient de collisions modifierait l’allure de la courbe mais pas le résultat au niveau de l’entrée de la gaîne, à savoir une densité de $n_0/2$.

non collisionnelle impliquant la conservation du flux, il vient naturellement :

$$\Gamma_m = \Gamma_g = \frac{1}{2} n_0 c_s . \quad (1.71)$$

où l’indice m désigne les valeurs prises par les différentes grandeurs au niveau de la paroi (mur).

1.3.3 Potentiel électrique

1.3.3.1 Prégaîne

La détermination de l’évolution du potentiel électrique dans la prégaîne se fait en comparant la densité de particules donnée la relation 1.69 précédemment trouvée à la densité donnée par la relation de Boltzmann :

$$n(x) = \frac{n_0}{1 + M^2(x)} = n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \quad (1.72)$$

d’où il vient :

$$\frac{e\phi}{k_B T_e} = -\ln(1 + M^2(x)) \quad (1.73)$$

Cette chute de potentiel est représentée sur la figure 1.9. Il est encore une fois possible de donner

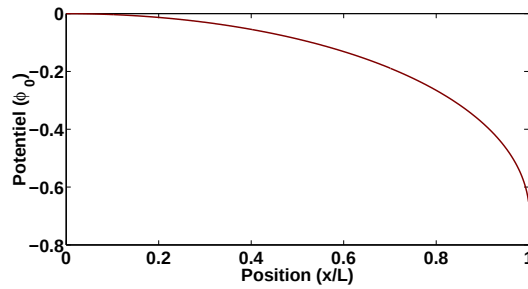


FIG. 1.9 – Chute de potentiel dans la prégaîne. La valeur de $0.7k_B T_e/e$ représente la part du potentiel porté par la paroi non écrantée par la gaîne.

ϕ_g , la valeur du potentiel au niveau de l’entrée de la gaîne de Debye :

$$\phi_g = -\ln 2 \frac{k_B T_e}{e} \approx -0.7 \frac{k_B T_e}{e}. \quad (1.74)$$

Cette valeur du potentiel correspond donc à la chute de potentiel entre le plasma (toujours pris comme référence pour le potentiel électrique) et l’entrée de la gaîne. Il est à l’origine du faible

champ électrique présent dans la prégaîne, celui-là même qui attire les ions vers la paroi et les aide à acquérir la vitesse nécessaire pour satisfaire le critère de Bohm à l'entrée de la gaîne de Debye.

1.3.3.2 Gaîne de Debye

Dans la gaîne de Debye, on s'attend bien entendu à ce que la chute de potentiel soit nettement plus importante. On se propose ici d'estimer la valeur du potentiel porté par la paroi, lorsqu'elle est laissée libre de se charger électriquement.

Comme cela a été vu précédemment, le flux d'ions sur la paroi vaut :

$$\Gamma_m^i = \frac{1}{2} n_0 c_s \quad (1.75)$$

La situation pour les électrons est un peu différente. Nous utiliserons ici un résultat que nous démontrerons dans le chapitre suivant, lorsque nous présenterons quelques résultats importants concernant les distributions maxwelliennes. On montrera alors que le flux de particules, dans le cas d'une population maxwellienne de densité n se dirigeant vers la paroi, est donné par :

$$\Gamma^{maxwell} = \frac{1}{4} n c_e, \quad (1.76)$$

où

$$c_e = \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}. \quad (1.77)$$

Donc, au niveau de la paroi, on a :

$$\Gamma_m^e = \frac{1}{4} n_m c_e = \frac{1}{4} n_0 c_e \exp\left(\frac{e\phi_m}{k_B T_e}\right) \quad (1.78)$$

Comme on l'a vu lors de la description de sa mise en place, la gaîne de Debye ne devient stable que lorsque le flux d'ions sur la paroi devient égal au flux d'électrons (la charge portée par la paroi n'évolue plus), ce qui se traduit par :

$$\Gamma_m^e = \Gamma_m^i \quad (1.79)$$

En remplaçant la valeur des flux de particules par leur expression, on obtient :

$$\frac{1}{4} n_0 \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{e\phi_m}{k_B T_e}\right) = \frac{1}{2} n_0 \left(\frac{k_B (T_e + T_i)}{m_i} \right), \quad (1.80)$$

ce qui conduit, après quelques manipulations, à :

$$\frac{e\phi_m}{k_B T_e} = \frac{1}{2} \ln \left[2\pi \frac{m_e}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \right]. \quad (1.81)$$

La faiblesse du rapport des masses électronique et ionique assure un potentiel négatif, donc attractif pour les ions et répulsif pour les électrons. La dépendance en T_i se comprend aisément : plus les ions sont chauds et plus leur flux vers la paroi va être important. Dans ces conditions, l'assistance que doit leur fournir le champ électrique pour les amener à la paroi est moins impor-

tante que pour des ions plus froids : le potentiel porté par la paroi doit donc être moins attractif pour les ions et moins répulsif pour les électrons. La dépendance en $1/T_e$ se comprend par le raisonnement inverse.

A ce stade, il est intéressant de faire quelques applications numériques : on cherche à savoir si la valeur du potentiel flottant varie beaucoup en fonction des espèces d'ions présentes dans le plasma. Dans le cas où la température des ions est égale à la température des électrons, on trouve respectivement pour l'hydrogène, le deutérium, le tritium et l'argon : $\phi_H = -2.49$, $\phi_D = -2.84$, $\phi_T = -3.04$ et $\phi_{Ar} = -4.33$ en unité de $k_B T_e / e$. La dépendance vis à vis de la nature de l'ion est donc relativement faible. L'influence de la température n'est pas beaucoup plus importante : pour des électrons dix fois plus chauds que les ions, la valeur du potentiel sur la paroi est de $\phi_H = -2.79$ pour l'hydrogène et $\phi_{Ar} = -4.63$ pour l'argon.

1.4 Transition plasma-paroi magnétisée

1.4.1 Rappels sur le champ magnétique et ses dérivées

Avant d'aborder l'influence du champ magnétique sur la transition plasma-paroi, il est utile de rappeler quelques résultats concernant le mouvement des particules chargées dans un champ magnétique. Nous détaillons ici les points importants pour notre étude, le lecteur pouvant trouver une étude complète dans le livre de Chen donné en référence [Che83].

1.4.1.1 Mouvement cyclotron

Le premier cas à étudier est celui d'une particule de charge q et de masse m soumise à un champ magnétique $\vec{B} = B\vec{e}_z$. La relation fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (1.82)$$

Ce qui donne, en projetant la relation sur les trois axes et en utilisant les conventions habituelles $dX/dt \equiv \dot{X}$ et $d^2X/dt^2 \equiv \ddot{X}$:

$$\dot{v}_x = \frac{qB}{m} v_y \quad (1.83)$$

$$\dot{v}_y = -\frac{qB}{m} v_x \quad (1.84)$$

$$\dot{v}_z = 0 \Rightarrow v_z = v_{z0} = \text{constante} \quad (1.85)$$

On obtient que le mouvement le long de l'axe du champ magnétique n'est pas affecté. En dérivant les deux autres équations par rapport au temps, on trouve :

$$\ddot{v}_x = \omega_c \dot{v}_y = \pm \omega_c^2 v_x \quad (1.86)$$

$$\ddot{v}_y = -\omega_c \dot{v}_x = \mp \omega_c^2 v_y \quad (1.87)$$

où on a introduit ω_c , la fréquence cyclotron :

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (1.88)$$

avec $q = \pm e$ suivant la charge de la particule. En intégrant ces équations, on trouve pour x et y :

$$x - x_0 = r_L \sin \omega_c t \quad (1.89)$$

$$y - y_0 = r_L \cos \omega_c t \quad (1.90)$$

où x_0 et y_0 donnent la position initiale de la particule. Ce mouvement est donc un mouvement de giration autour des lignes de champ magnétique dont la fréquence est donnée par ω_c et le rayon par r_L , le rayon de Larmor :

$$r_L = \frac{v_\perp}{\omega_c} \quad (1.91)$$

où $v_\perp$ est la vitesse initiale dans le plan perpendiculaire au champ magnétique.

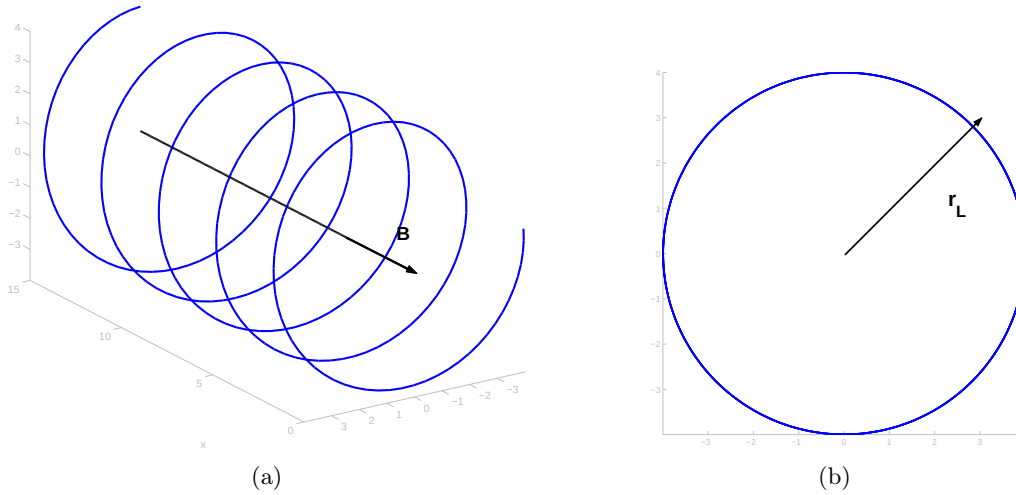


FIG. 1.10 — Fig.1.10(a) : mouvement de giration d'une espèce électriquement chargée autour des lignes de champ magnétique. Fig.1.10(b) : le rayon du mouvement de giration est donné par le rayon de Larmor.

Le mouvement suivi par la particule peut être vu sur la figure 1.10. Elle permet aussi de faire ressortir un point important en physique des plasmas magnétisés : on peut en effet observer que le mouvement se décompose en deux parties, la première étant une giration autour des lignes de champs et l'autre un simple déplacement le long de ces lignes de champs. Dans notre cas, c'est le premier que l'on néglige dans l'approximation faite pour les électrons : on ne considère que le mouvement de leur centre-guide, c'est à dire le mouvement du point autour duquel s'effectue la giration.

1.4.1.2 Mouvement dans un champ électrique uniforme

Nous ajoutons maintenant au champ magnétique un champ électrique uniforme. Le champ magnétique est toujours orienté le long de l'axe z . Le champ électrique est lui donné par : $\vec{E} = E_x \vec{e}_x + E_z \vec{e}_z$; la composante E_y est prise nulle pour simplifier les calculs, et ceci sans perte de généralité, cette configuration pouvant toujours être obtenue par des rotations du repère de coordonnées. La relation fondamentale de la dynamique s'écrit maintenant :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.92)$$

soit

$$\dot{v}_x = \frac{qE_x}{m} + \frac{qB}{m}v_y \quad (1.93)$$

$$\dot{v}_y = -\frac{qB}{m}v_x \quad (1.94)$$

$$\dot{v}_z = \frac{qE_z}{m} \Rightarrow v_z = \frac{qE_z}{m}t + v_{z0} \quad (1.95)$$

On obtient un mouvement uniformément accéléré le long des lignes de champ magnétique, dû au champ électrique. Pour les autres directions, on applique la même technique que précédemment :

$$\ddot{v}_x = \mp \omega_c^2 v_x \quad (1.96)$$

$$\ddot{v}_y = \pm \omega_c^2 \left(\frac{E_x}{B} + v_y \right) \quad (1.97)$$

$$(1.98)$$

ou encore :

$$\ddot{v}_x = \mp \omega_c^2 v_x \quad (1.99)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(v_y + \frac{E_x}{B} \right) = \pm \omega_c^2 \left(v_y + \frac{E_x}{B} \right), \quad (1.100)$$

ce qui se traduit toujours par un mouvement de giration, mais cette fois le centre-guide "dérive" dans la direction $\vec{E} \times \vec{B}$, c'est à dire dans la direction de v_y , comme le montre la figure 1.11. La

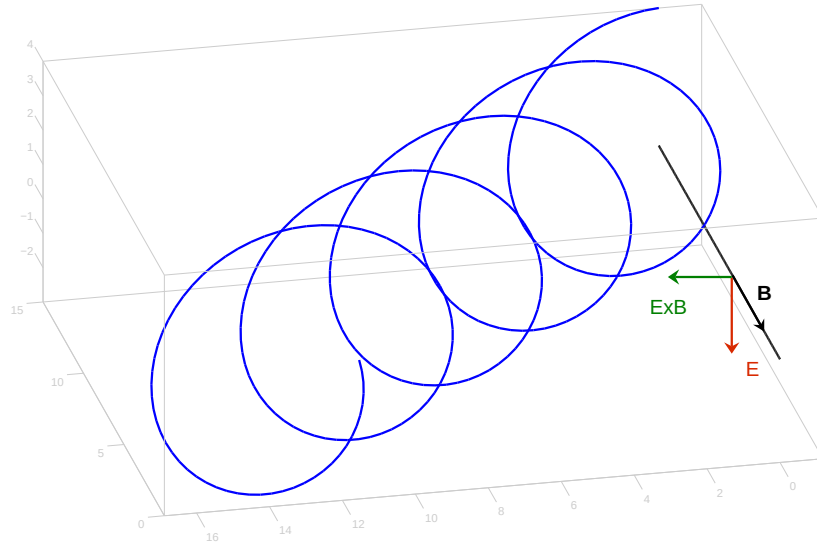


FIG. 1.11 – Mouvement de giration d'une particule chargée autour d'une ligne de champ magnétique en présence d'un champ électrique : la particule est emportée dans la direction $\vec{E} \times \vec{B}$.

vitesse de dérive en question, dite dérive $\vec{E} \times \vec{B}$, peut se retrouver rapidement en omettant le terme en d/dt dans l'équation du mouvement (qui donne le mouvement de giration) :

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \vec{0} \quad (1.101)$$

En multipliant vectoriellement par $\vec{B}$ à droite :

$$\vec{E} \times \vec{B} + (\vec{v} \times \vec{B}) \times \vec{B} = \vec{0} \quad (1.102)$$

soit, en appliquant les règles du double produit vectoriel :

$$\vec{E} \times \vec{B} = \vec{v}B^2 - \vec{B} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{B}) \quad (1.103)$$

et en ne conservant que la partie perpendiculaire au champ magnétique :

$$\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (1.104)$$

Cette étude met en évidence un phénomène important pour notre problème de l'interaction plasma-paroi : l'effet d'un champ électrique uniforme sur une particule chargée se déplaçant dans un champ magnétique se fait sentir dans deux directions. D'une part, la particule est accélérée le long des lignes de champ magnétique par la composante parallèle à B du champ électrique ; d'autre part, elle dérive dans la direction $\vec{E} \times \vec{B}$ à vitesse constante, vitesse déterminée par la composante de E perpendiculaire à B .

1.4.2 Géométrie de la transition plasma-paroi magnétisée

La section 1.2 a permis de mettre en place un certain nombre de phénomènes physiques à l'oeuvre lors de l'interaction entre un plasma et une paroi en l'absence de champ magnétique, ainsi que de prédire certains résultats tels que le critère de Bohm à l'entrée de la gaine de Debye ou la valeur du potentiel sur la paroi. Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux modifications qu'entraîne la présence d'un champ magnétique extérieur. La figure 1.12(a) présente

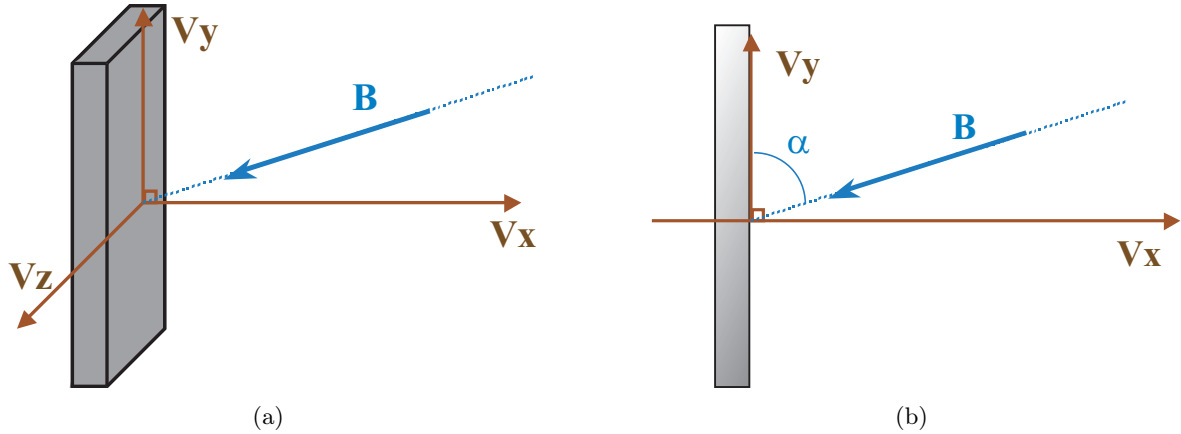


FIG. 1.12 – Transition plasma-paroi magnétisée. Fig.1.12(a) : l'ajout du champ magnétique nécessite de prendre en compte les trois directions de l'espace des vitesses. Fig.1.12(b) : le champ magnétique est situé dans le plan xOy et fait un angle α avec l'axe Oy .

la configuration géométrique du problème : bien que nous considérons toujours la paroi comme infinie dans le plan yOz , donc que seule la distance à la paroi est importante, il est nécessaire de prendre en compte les trois composantes de la vitesse pour décrire correctement les effets dus au champ magnétique. Comme le montre la figure 1.12(b), le champ magnétique B est compris

dans le plan xOy , et fait un angle α avec la paroi. Dans ces conditions, $\alpha = 90^\circ$ correspond à un champ perpendiculaire à la paroi et $\alpha = 0^\circ$ correspond à un champ parallèle à celle-ci.

1.4.3 Influence sur la transition

Avant d'étudier les conséquences de la présence d'un champ magnétique sur la transition plasma-paroi, il est nécessaire d'estimer l'importance de chacun des phénomènes en compétition [Ahe97]. Nous avons déjà vu que l'effet du champ électrique, à l'origine de la gaine de Debye, est caractérisé par la longueur de Debye λ_D ; du côté de la pré-gaine collisionnelle, le libre parcours moyen λ_{lpm} joue le rôle important. Il reste à déterminer la longueur importante liée au champ magnétique. Même si nous ne l'avons pas encore montré, il paraît naturel de choisir le rayon de Larmor r_L :

$$r_L = \frac{v_\perp}{\omega_c}, \quad (1.105)$$

où $v_\perp$ est la vitesse des particules dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ magnétique, que l'on peut approximer par c_s , et où ω_c est la pulsation cyclotron, définie par :

$$\omega_c = \frac{eB}{m}. \quad (1.106)$$

Dans les lignes qui vont suivre, nous allons décrire l'influence de la présence d'un champ magnétique sur la transition plasma-paroi, mais nous allons nous placer dans le cas où les trois effets, celui du champ électrique, du champ magnétique et des collisions, agissent sur des échelles différentes, ce qui se traduit par :

$$\lambda_D \ll r_L \ll \lambda_{lpm}. \quad (1.107)$$

Dans ces conditions, la gaine de Debye reste inchangée : le rayon de Larmor est suffisamment grand comparé à la dimension de la gaine, pour qu'à l'échelle de celle-ci le mouvement de giration soit imperceptible. Le critère de Bohm, qui impose que la vitesse moyenne des ions en direction de la paroi soit supérieure à la vitesse acoustique à l'entrée de la gaine, doit toujours être satisfait pour que la zone soit stable. De l'autre côté, c'est à dire dans la pré-gaine collisionnelle, le même

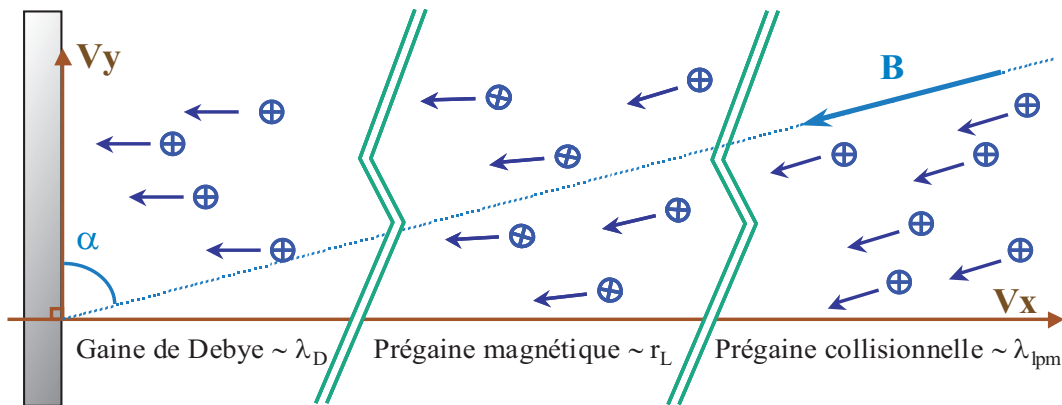


FIG. 1.13 – Transition plasma-paroi magnétisée. Une zone intermédiaire, la pré-gaine magnétique, se met en place pour relier la pré-gaine collisionnelle à la gaine de Debye.

raisonnement que dans le cas non magnétisé peut être tenu, mais dans la direction parallèle aux lignes de champ magnétique. On obtient donc de la même manière que la vitesse moyenne

augmente à mesure que la paroi approche, jusqu'à atteindre c_s . La différence est bien entendue la direction prise par la vitesse, celle du champ B ; or, le critère de Bohm impose que ce soit la vitesse dans la direction de la paroi qui dépasse c_s . Comme le montre la figure 1.13, il est donc nécessaire d'avoir une nouvelle zone, la prégaîne magnétique, afin de réorienter le flux d'ions vers la paroi.

La prégaîne magnétique est donc le siège de la compétition entre le champ magnétique et le champ électrique : le premier dominant dans la prégaîne collisionnelle et le second dans la gaîne de Debye, leur effet est du même ordre de grandeur dans cette zone intermédiaire.

1.4.4 Au milieu... la prégaîne magnétique

1.4.4.1 Critère de Bohm-Chodura

Dans cette section, nous allons présenter quelques résultats relatifs à la prégaîne magnétique, comme cela a été fait pour les deux autres zones de la transition plasma-paroi. En particulier, nous allons nous intéresser à la quasi-neutralité de la prégaîne, ainsi qu'à sa longueur et à la chute de potentiel qui s'y produit.

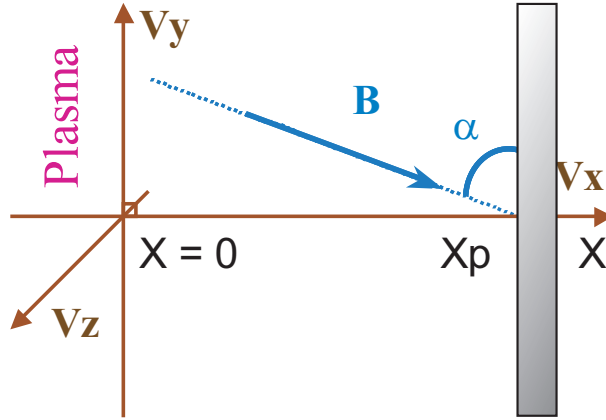


FIG. 1.14 – Repère de coordonnées. Le plasma est ici situé en $x = 0$ et la paroi en $x = x_p$; le champ magnétique, situé dans le plan xOy , fait un angle α avec la paroi.

Pour étudier cette zone, nous reprenons ici le raisonnement proposé par Riemann dans la référence [Rie00]. L'objet est ici de modéliser la prégaîne... collisionnelle ! En effet, afin de trouver un critère pour séparer la prégaîne magnétique de la prégaîne collisionnelle, l'étude prend en compte les effets dûs aux champs électrique et magnétique sur la dernière. De manière à ne pas être gêné par l'influence de la gaîne de Debye qui n'est pas prise en compte ici, on doit effectuer un léger changement dans le système de coordonnées utilisé : la référence $x = 0$ est maintenant (mais uniquement dans cette section) située dans le plasma, la paroi étant située à une distance x_p ; la figure 1.14 présente la nouvelle définition de l'axe des positions. Dans ce cadre, Riemann utilise le modèle fluide suivant :

$$\vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}) = n_e \nu_i \quad (1.108)$$

$$m_i \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \frac{1}{n_i} \vec{\nabla} p_i - \nu_t m_i \vec{v} \quad (1.109)$$

où $n_e \nu_i$ est un terme d'ionisation par impact électronique et $\nu_t = \nu_i + \nu_c$, ν_c étant un terme

de friction. Les hypothèses du modèle sont la quasi-neutralité $n_e \approx n_i$ (on ne décrit pas ce qui se produit dans la gaine de Debye), une variation de pression suivant une loi adiabatique $\nabla p_i = \gamma k_B T_i \nabla n_i$ et une distribution maxwellienne des électrons. Comme dans les modèles précédents, on suppose la paroi semi-infinie et on considère qu'il n'existe de gradients que dans la direction normale à la paroi. Le système d'équations précédent peut donc se réécrire sous la forme :

$$d_x(n_i v_x) = n_i \nu_i \quad (1.110)$$

$$m_i v_x d_x v_x = e(E_x - v_z B_y) - \frac{d_x p_i}{n_i} - \nu_t m_i v_x \quad (1.111)$$

$$m_i v_x d_x v_y = e v_z B_x - \nu_t m_i v_y \quad (1.112)$$

$$m_i v_x d_x v_z = e(v_x B_y - v_y B_x) - \nu_t m_i v_z \quad (1.113)$$

De manière à alléger l'écriture des équations, nous avons utilisé la convention $d_x \equiv d/dx$. Bien entendu, la prise en compte de l'effet du champ magnétique nécessite la conservation des trois dimensions dans l'espace des vitesses. Comme on peut le voir, les équations ainsi écrites sont un peu lourdes à manipuler. Pour remédier à ce problème et pour faire ressortir les grandeurs caractéristiques du problème, nous utilisons les normalisations suivantes :

$$\begin{aligned} \omega_x &= \frac{e B_x}{m_i} & \rho_i &= \frac{c_s}{\omega_x} & c_s^2 &= \frac{k_B T_e + \gamma k_B T_i}{m_i} & \nu &= \frac{\nu_t}{\omega_x} & \nu^* &= \frac{\nu_i}{\omega_x} \\ u &= \frac{v_x}{c_s} & v &= \frac{v_y}{c_s} & w &= \frac{v_z}{c_s} & \delta &= \frac{B_x}{B_y} = \tan \alpha & \varphi &= -\frac{e \phi}{k_B T_e} \end{aligned}$$

où ω_x est la pulsation cyclotron ionique définie à partir de la composante B_x du champ magnétique et ρ_i le rayon de Larmor ionique associé. Avec cette normalisation et après quelques manipulations, le système se réécrit sous la forme plus légère :

$$\left(u - \frac{1}{u}\right) u' = -w - \nu u - \frac{\nu^*}{u} \quad (1.114)$$

$$u v' = \delta w - \nu u \quad (1.115)$$

$$u w' = u - \delta v - \nu w \quad (1.116)$$

$$u \varphi' = u' - \nu^* \quad (1.117)$$

A ce stade, Riemann montre qu'il est possible d'intégrer numériquement ces équations et d'obtenir le profil des différentes grandeurs. Il continue toutefois le raisonnement et, à l'aide de nouvelles hypothèses, parvient à résoudre analytiquement ce problème. Les nouvelles hypothèses en question sont au nombre de deux et concernent la direction $E \times B$, c'est à dire la direction v_z (w) et l'équation (1.116) : dans cette direction, il néglige d'une part le terme dû à l'inertie des ions ($u w'$) et d'autre part, le terme dû aux collisions (νw). Ces hypothèses reviennent à décomposer le mouvement des ions en une giration autour des lignes de champ magnétique (u, v) et une dérive due à $E \times B$ (w). On obtient alors une relation simple entre u et v :

$$(1.116) \Rightarrow u = \delta v \Leftrightarrow v = \frac{u}{\delta} ; v' = \frac{u'}{\delta}$$

En l'insérant dans (1.115), il vient :

$$\begin{aligned} u \frac{u'}{\delta} &= \delta w - \frac{\nu}{\delta} u \\ \Leftrightarrow w &= \frac{u}{\delta^2} (u' + \nu) \end{aligned} \quad (1.118)$$

Avec cette expression, il est possible d'éliminer w de (1.114) :

$$\begin{aligned} \left(u - \frac{1}{u}\right) u' &= -\frac{u}{\delta^2} (u' + \nu) - \nu u - \frac{\nu^*}{u} \\ \Leftrightarrow [u^2(1 + 1/\delta^2) - 1] u' &= -u^2 \nu (1 + 1/\delta^2) - \nu^* \\ \Leftrightarrow u' &= \frac{-u^2 \nu (1 + 1/\delta^2) - \nu^*}{[u^2(1 + 1/\delta^2) - 1]} \end{aligned} \quad (1.119)$$

La raison de cette mise en forme particulière de l'équation (1.119) apparaîtra un peu plus tard. Pour alléger encore une fois l'écriture, il est utile de remarquer que :

$$1 + \frac{1}{\delta^2} = \sin^2 \alpha. \quad (1.120)$$

A ce stade du calcul, nous utilisons la relation (1.117) de manière à trouver l'expression du potentiel électrique en fonction de la vitesse u :

$$\begin{aligned} \varphi' &= \frac{u' - \nu^*}{u} \\ \Leftrightarrow \varphi' &= \frac{(\nu + \nu^*) u \sin^2 \alpha}{1 - u^2 \sin^2 \alpha} \end{aligned} \quad (1.121)$$

Ce qui donne, assez rapidement lorsqu'on est expert en primitives :

$$\varphi = \frac{\nu + \nu^*}{2\nu} \ln \left(1 + \frac{\nu}{\nu^*} \frac{u^2}{\sin^2 \alpha} \right) \quad (1.122)$$

La relation (1.122) donne donc l'évolution du potentiel électrique dans la prégaîne collisionnelle en fonction de la vitesse u , où l'influence du champ magnétique s'exprime par l'intermédiaire de $\sin^2 \alpha$. Cette relation nous sera utile plus loin lorsque nous aurons à comparer les résultats obtenus par simulations aux résultats des modèles théoriques. Bien que cette relation nous soit utile, elle ne donne pas de critère équivalent au critère au Bohm. Pour le trouver, il est nécessaire de s'intéresser à la vitesse dans la direction $E \times B$. En partant de l'équation (1.114) et en exprimant u et u' en fonction de w , on trouve w en fonction de la dérivée du potentiel, φ' :

$$\begin{aligned} w = -uu' - \nu u + \varphi' &\Rightarrow w = -\delta^2 w + \varphi' \\ \Leftrightarrow w &= \frac{\varphi'}{1 + \delta^2} \end{aligned} \quad (1.123)$$

Finalement, en remplaçant φ' par son expression trouvée en (1.121), on a :

$$w = \frac{\nu + \nu^*}{\delta^2} \frac{u}{1 - u^2 \sin^2 \alpha}$$

Cette fois-ci, nous trouvons une vitesse critique pour laquelle w devient arbitrairement grande et qui nous permet de définir un critère d'entrée dans la prégaîne magnétique :

$$v_x = c_s \sin \alpha \quad (1.124)$$

Ce qui correspond à :

$$v_{\parallel} = c_s \quad (1.125)$$

Il est important de remarquer que ce critère, dit de Bohm-Chodura, n'a pas le même statut que le critère de Bohm à l'entrée dans la gaine. Ce dernier apparaît en effet dans le modèle fluide car un phénomène physique fondamental n'est pas pris en compte, la perte de la quasi-neutralité. Ici, il n'y a pas d'éléments physiques nouveaux lors de l'entrée dans la prégaîne magnétique : le critère est le résultat de deux approximations qui permettent de résoudre analytiquement le problème. Il convient donc de prendre ce critère avec précautions.

1.4.4.2 Extension spatiale

L'extension spatiale de la prégaîne magnétique est une question importante qui a été traité par de nombreux auteurs. L'une des études les plus intéressantes pour notre étude est sans doute celle menée par Chodura dans son article de 1982 [Cho82a]. Il y développe un modèle théorique basé sur l'équation de Vlasov qui lui permet, après de nombreuses manipulations, d'obtenir une valeur théorique de la longueur de la prégaîne magnétique.

Nous ne redonnons pas ici le raisonnement de l'article, et nous contentons de présenter la valeur théorique de l'extension spatiale de la prégaîne magnétique est donnée par la relation :

$$\lambda_{pgm} \approx \sqrt{6} r_L \cos \alpha, \quad (1.126)$$

où r_L est le rayon de Lamor des ions et α l'incidence du champ magnétique sur la paroi. Comme le montre la figure 1.15, la longueur de la prégaîne est proportionnelle à la distance moyenne à laquelle les ions, emportés par leur mouvement de giration autour des lignes de champ magnétique, peuvent être collectés par la paroi. Il s'agit bien de la distance à laquelle le centre-guide est situé (un ion étant collecté par la paroi quand il percute celle-ci). L'origine du facteur $\sqrt{6}$

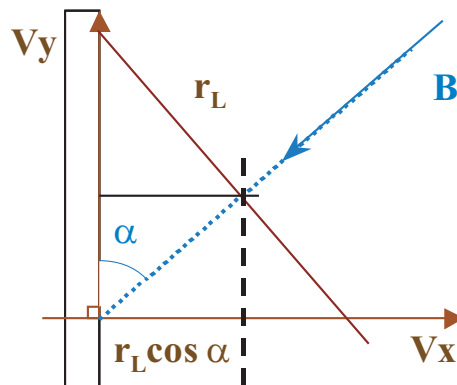


FIG. 1.15 – La longueur de la prégaîne magnétique est directement proportionnelle à $r_L \cos \alpha$. Cette grandeur correspond à la position du centre-guide des ions à laquelle ceux-ci, emportés par leur mouvement de giration, peuvent être collectés par la paroi.

est quant à elle moins claire. Dans le papier de Chodura, il apparaît naturellement à la suite de plusieurs simplification du modèle ; il reste cependant difficile d'en donner une interprétation physique. Toutefois, ce facteur ayant été retrouvé dans un certain nombre de travaux, numériques et expérimentaux [SSC02] , nous le conserverons nous aussi dans notre étude de la transition magnétisée.

1.5 Bilan

Au long de ce premier chapitre, nous avons rappelé certaines bases de la physique des plasmas et mis en place les éléments physiques importants pour la compréhension de la transition plasma-paroi, magnétisée ou non. Nous avons été en mesure de présenter, à l'aide modèles simples, les différentes régions qui composent ces transitions. De plus, nous avons aussi pu donner le comportement théorique d'un certain nombre de grandeurs physiques importantes, telles que la densité de particules et le potentiel électrique. Avant de présenter le résultat de nos simulations numériques et de les confronter à ces prédictions théoriques, nous allons développer dans le chapitre suivant le modèle théorique qui nous a permis de réaliser lesdites simulations.

Chapitre 2

Modèle théorique et méthodes numériques

Dans le précédent chapitre, nous avons décrit ce qu'est un plasma et les phénomènes physiques qui y agissent. En particulier, nous nous sommes concentrés sur l'interaction entre un plasma et une paroi, en présence ou non d'un champ magnétique ; nous avons vu que suivant les conditions physiques, la transition est composée de deux ou trois zones distinctes. A l'aide de modèles fluides, nous avons pu obtenir des modélisations de chacune de ces trois zones, permettant de prédire le profil du potentiel électrique, des densités ionique et électronique, ... Le problème de ces modélisations fluides est qu'elles ne prennent pas en compte les effets cinétiques. Or, ces effets ne peuvent être écartés car la fonction de distribution des ions subit des distorsions non négligeables dans les prégaines, et d'autres encore plus importantes dans la gaine de Debye. Pour pouvoir en rendre compte, nous utilisons un modèle cinétique basé sur la fonction de distribution des ions. Dans ce chapitre, nous commençons par introduire la notion de fonction de distribution, ainsi que les liens qui existent entre elle et les différentes grandeurs physiques du plasma. Nous présentons ensuite le système de Vlasov-Poisson, système d'équations au coeur de notre modèle. Enfin, nous détaillons les méthodes numériques utilisées pour résoudre ce système.

2.1 Fonction de distribution

2.1.1 Fonction de distribution et valeur moyenne

Nous avons déjà évoqué la notion de distribution dans le chapitre précédent, lorsque nous avons étudié la population électronique et que nous avons montré qu'il était possible de la décrire par la relation de Boltzmann. Gardant cette description pour les électrons, nous nous intéressons ici à la population ionique.

La fonction de distribution des ions, notée $f_i(\vec{r}, \vec{v}, t)$, représente la densité d'ions dans l'espace des phases. En particulier, $f_i(\vec{r}, \vec{v}, t).d\vec{r}.d\vec{v}$ donne le nombre de particules localisées entre $\vec{r}$ et $\vec{r}+d\vec{r}$ et possédant une vitesse comprise entre $\vec{v}$ et $\vec{v} + d\vec{v}$. $f_i(\vec{r}, \vec{v}, t)$ permet aussi de définir la valeur moyenne $\langle X \rangle$ d'une quantité X :

$$\langle X \rangle = \frac{\iiint X f_i(\vec{r}, \vec{v}, t).d^3v}{\iiint f_i(\vec{r}, \vec{v}, t).d^3v} \quad (2.1)$$

Cette fonction se révèle particulièrement intéressante pour notre étude grâce à deux caractéristiques importantes. D'une part, parce que l'équation qui gouverne son évolution est connue (section 2.2), d'autre part, parce que $f_i(\vec{r}, \vec{v}, t)$ permet de calculer les grandeurs physiques du plasma, telles que la densité de particules, leur vitesse moyenne, etc., par l'intermédiaire de ses moments.

2.1.2 Moments de la fonction de distribution

D'une manière générale, $M^{(n)}$ le moment d'ordre n de la fonction de distribution $f_i(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est défini par :

$$M^{(n)}(\vec{r}) = \iiint \vec{v}^n f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) . d^3v, \quad (2.2)$$

où n est un entier. Cette relation permet de relier les propriétés microscopiques contenues dans f_i aux propriétés macroscopiques du plasma.

– Densité de particules

La première grandeur physique accessible est la densité de particules dans l'espace "réel", $n(\vec{r}, t)$, liée au moment d'ordre 0 :

$$n(\vec{r}, t) = \iiint f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) . d^3v \quad (2.3)$$

– Vitesse moyenne

La vitesse moyenne, ou vitesse fluide, notée $\vec{u}$, est liée au moment d'ordre 1 de f . En appliquant à $\vec{v}$ la définition de la valeur moyenne donnée par l'équation 2.1, on obtient :

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \frac{\iiint \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) . d^3v}{\iiint f(\vec{r}, \vec{v}, t) . d^3v} \quad (2.4)$$

$$n(\vec{r}, t) \vec{u}(\vec{r}, t) = \iiint \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) . d^3v \quad (2.5)$$

– Pression cinétique

Une autre quantité importante pouvant être extraite de la fonction de distribution des ions est la pression cinétique. Cette pression cinétique a pour origine, pour un élément de volume se déplaçant à la vitesse moyenne $\vec{u}$, les mouvements aléatoires des ions qui entrent et sortent de cet élément de volume. La vitesse fluctuante $\vec{w}$ est définie comme la vitesse d'une particule dans le référentiel de la vitesse moyenne :

$$\vec{w} = \vec{v} - \vec{u} \quad (2.6)$$

Dans le cas d'un milieu isotrope, la pression cinétique est alors définie par :

$$P(\vec{r}, t) = m \iiint w^2 f(\vec{r}, \vec{v}, t) . d^3v \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} P(\vec{r}, t) &= m \iiint (\vec{v} - \vec{u})^2 f(\vec{r}, \vec{v}, t) . d^3v \\ \Rightarrow P(\vec{r}, t) &= m \iiint v^2 f(\vec{r}, \vec{v}, t) . d^3v - mn(\vec{r}, t) u^2(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (2.8)$$

– Température cinétique

A partir de la définition précédente de la pression cinétique, il est possible de définir une température cinétique :

$$n(\vec{r}, t) k_B T(\vec{r}, t) = m \iiint w^2(\vec{r}, t) f(\vec{r}, \vec{v}, t) . d^3v = P(\vec{r}, t) \quad (2.9)$$

Cette relation doit cependant être prise avec précaution. En effet, la température d'une population de particules est un paramètre très souvent recherché et mesuré, au point que son existence paraît évidente. Ce n'est toutefois pas le cas : en effet, la notion de température est liée à celle d'une population de particules à l'équilibre thermodynamique, c'est à dire une population où les collisions homogénéisent le milieu. Or, dans les plasmas de fusion, les taux de collisions sont en général très faibles, ce qui implique une grande prudence lors de la manipulation de cette grandeur. La relation (2.9) permet de calculer une grandeur quelle que soit la forme de f : cette grandeur ne pourra être cependant associée à la notion de température que lorsque f sera maxwellienne ou suffisamment proche. Dans les autres cas, T ne devra être considérée que comme une mesure de la largeur de la fonction de distribution dans l'espace des vitesses.

2.2 Système de Vlasov-Poisson

2.2.1 Hypothèses

Il a été vu dans la section précédente que la fonction de distribution des ions permet de calculer les grandeurs caractéristiques du plasma. Il reste maintenant à trouver l'équation permettant de déterminer l'évolution de f_i en fonction des conditions physiques auxquelles sont soumis les ions.

Dans cet objectif, nous nous plaçons dans le cadre de la mécanique classique ; les particules n'interagissent pas entre elles et ne sont soumises qu'à des forces extérieures F_{ext} .

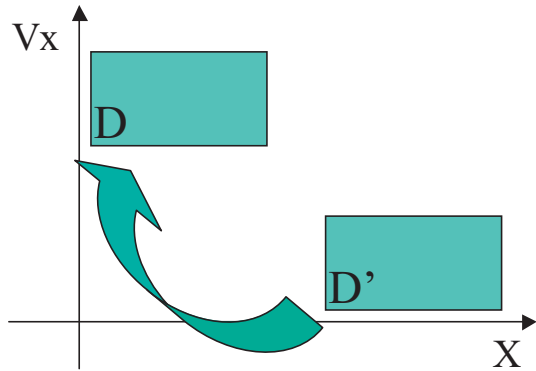


FIG. 2.1 – Les particules situées dans le volume D de l'espace des phases (x, v_x) à l'instant $t + dt$ se trouvaient dans le volume D' à l'instant t .

A l'instant t : on considère le nombre de particules se trouvant dans un volume D à la position $(\vec{r}, \vec{v})$ de l'espace des phases.

$$\delta N(t) = f(r, v, t) \delta^3 r \delta^3 v \quad (2.10)$$

A l'instant $t + \delta t$:

- + Les particules présentes dans D sont parties,
- + Celles qui les ont remplacées se trouvaient dans D' $(\vec{r}', \vec{v}')$ tel que :

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{v} . dt \quad (2.11)$$

$$\vec{v}' = \vec{v} - \frac{\vec{F}_{ext}}{m} . dt \quad (2.12)$$

Le nombre de particules dans le volume D de l'espace des phases au temps $t + dt$ s'écrit donc :

$$\delta N(t + dt) = f(\vec{r} - \vec{v} . dt, \vec{v} - \frac{\vec{F}_{ext}}{m} . dt, t) . \delta^3 r \delta^3 v \quad (2.13)$$

En effectuant un développement de Taylor de cette expression et en identifiant les termes du premier ordre, il vient :

$$d(\delta N) \approx \left(-\vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \cdot dt - \frac{\vec{F}_{ext}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \cdot dt \right) \cdot \delta^3 r \delta^3 v \quad (2.14)$$

En général, on a la relation :

$$d(\delta N) = \frac{\partial f}{\partial t} \cdot \delta^3 r \delta^3 v \quad (2.15)$$

Donc, en comparant 2.14 à 2.15, on arrive au résultat suivant :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{\vec{F}_{ext}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \quad (2.16)$$

Si maintenant on considère que les forces extérieures sont les champs électrique et magnétique du plasma lui-même, donnés par les équations de Maxwell, on obtient le système d'équations auto-cohérentes de Vlasov-Maxwell : ce système d'équation constitue le modèle physique permettant de décrire le plasma. Dans notre cas, le champ magnétique n'est pas celui du plasma lui-même, considéré comme négligeable, mais un champ magnétique extérieur. Nous obtenons donc, en intégrant les forces extérieures :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{m} \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (2.17)$$

où le champ électrique est calculé à partir de l'équation de Poisson, ce qui constitue alors le système de Vlasov-Poisson :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (2.18)$$

La notion de champ autocohérent est très importante dans notre cas : le champ électrique auquel sont soumises les particules du plasma n'est pas un champ imposé de l'extérieur, mais bien le champ créé par la répartition même de ces particules. Ainsi, les charges du plasma créent un champ électrique ; ce champ, à son tour, va modifier la répartition des charges, conduisant à un nouveau profil de champ électrique... Au final, les charges électriques du plasma interagissent entre elles dans le modèle de Vlasov-Poisson par l'intermédiaire d'un champ moyen autocohérent, traduisant ces interactions collectives à longue portée mais ne prenant pas en compte les phénomènes individuels que sont les collisions.

Nous nous intéressons donc maintenant à l'effet des collisions. Cet effet s'insère très facilement dans l'équation de Vlasov : les collisions y apparaissent comme un terme de création/disparition de particules dans l'espace des phases.

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{m} \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.19)$$

On obtient alors l'équation de Boltzmann. Le terme de collisions peut prendre beaucoup de formes différentes [BGK54], le choix du coefficient pertinent pour notre étude fera donc l'objet d'une prochaine section.

2.2.2 Liens avec les modèles fluides

A partir de l'équation de Vlasov que nous avons obtenue dans la section précédente, il est possible de retrouver les équations fluides utilisées dans le premier chapitre pour modéliser les différentes zones de la transition plasma-paroi, et c'est ce que nous nous proposons de faire dans cette section.

De manière à alléger les calculs, nous utilisons ici la version 1D de l'équation de Vlasov avec un terme de collisions S mais sans champ magnétique :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = S \quad (2.20)$$

Nous intégrons maintenant cette équation sur l'espace des vitesses :

$$\begin{aligned} \int \frac{\partial f}{\partial t} . dv + \int v \frac{\partial f}{\partial x} . dv + \int \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v} . dv &= \int S . dv \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \int f . dv + \frac{\partial}{\partial x} \int v f . dv + \frac{eE}{m} \int \frac{\partial f}{\partial v} . dv &= \int S . dv \end{aligned}$$

où on a pu intervertir l'intégrale suivant v et la dérivée suivant x pour le deuxième terme car les variables de l'espace des phases x et v sont indépendantes, et où E ne dépend que de x dans le troisième terme. Ce troisième terme est d'ailleurs nul à la condition que la fonction de distribution soit nulle à partir d'une certaine vitesse, ce qui est notre cas. En utilisant les définitions des moments de la fonction de distribution vues au début de ce chapitre, il vient :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i u) = \int S . dv \quad (2.21)$$

On obtient donc l'équation de conservation de la quantité de matière. Le point important est ici que le moment d'ordre 0 de la fonction de distribution, la densité d'ions n_i , est donnée en fonction du moment d'ordre 1, la vitesse moyenne des ions u . Or, ce dernier nous est inconnu, il nous faut donc trouver une équation pour u . Dans cet objectif, on intègre l'équation 2.20 après l'avoir multiplié par v :

$$\begin{aligned} \int v \frac{\partial f}{\partial t} . dv + \int v^2 \frac{\partial f}{\partial x} . dv + \int \frac{eE}{m} v \frac{\partial f}{\partial v} . dv &= \int v S . dv \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \int v f . dv + \frac{\partial}{\partial x} \int v^2 f . dv + \frac{eE}{m} \int v \frac{\partial f}{\partial v} . dv &= \int v S . dv \end{aligned}$$

A ce stade du calcul, il n'est pas inutile de détailler le traitement de chaque terme de la relation précédente. Le premier terme donne sans difficulté :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int v f . dv = \frac{\partial}{\partial t} (n_i u)$$

Pour le deuxième terme, on cherche à faire intervenir le terme de pression. Dans ce but, on utilise

l'identité : $v^2 = (v - u)^2 - u^2 + 2uv$:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x} \int v^2 f . dv &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\int (u - v)^2 f . dv - u^2 \int f . dv + 2u \int v^2 . dv \right] \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{P}{m} + nu^2 \right]\end{aligned}$$

Le troisième terme donne quant à lui :

$$\begin{aligned}\frac{eE}{m} \int v \frac{\partial f}{\partial v} . dv &= \frac{eE}{m} \left([fv]_{-\infty}^{+\infty} - \int f . dv \right) \\ &= -n \frac{eE}{m}\end{aligned}$$

Le premier terme de la parenthèse s'annule si f décroît plus vite que $1/v$ lorsque v tend vers plus ou moins l'infini, hypothèse que nous admettons ici.

En remplaçant tous les termes par leur valeur dans l'équation de départ :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} (n_i u) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{P}{m} + nu^2 \right] - n \frac{eE}{m} &= \int v S . dv \\ \Leftrightarrow n_i \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{m} \frac{\partial P}{\partial x} + nu \frac{\partial u}{\partial x} + u \left[\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i u) \right] &= \int v S . dv\end{aligned}$$

Ce qui conduit, en utilisant la relation 2.21 :

$$m \frac{\partial u}{\partial t} + mu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{n} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{m}{n} \left(\int v S . dv - u \int S . dv \right) \quad (2.22)$$

On obtient cette fois l'équation de conservation de la quantité de mouvement, la seconde équation utilisée dans les modèles fluides du premier chapitre. Nous avons aussi obtenu une équation pour la vitesse moyenne u , mais nous sommes cette fois encore confrontés au même problème : le moment d'ordre 1 de la fonction de distribution est donné en fonction du moment d'ordre 2, la pression cinétique. Nous pourrions appliquer la même technique que précédemment et multiplier l'équation 2.20 par v^2 , et l'intégrer sur l'espace des vitesses. Il est clair que nous ne ferions que déplacer le problème. La solution que nous avons choisi ici est de se donner une expression de la pression en fonction d'un moment inférieur afin de fermer le système. La solution retenue dépend alors des conditions physiques dans lesquelles se trouvent les ions. Le choix habituel se met sous la forme :

$$P \propto n^\gamma \quad (2.23)$$

où $\gamma = 1$ pour des conditions isothermes ou $\gamma = 3$ pour des conditions adiabatiques, par exemples. Nous observons donc ici que les modèles fluides contiennent moins d'information que notre modèle cinétique, puisqu'ils nécessitent une équation de fermeture posée avec plus ou moins de raffinement.

2.2.3 Critère de Bohm cinétique

Nous avons vu dans le premier chapitre que la gaine de Debye n'était stable qu'à la condition que le critère de Bohm soit satisfait, c'est à dire que les ions entrent dans celle-ci avec une vitesse

moyenne supérieure à la vitesse acoustique. Nous avons obtenu ce critère en considérant des ions monocinétiques. Pour trouver l'équivalent cinétique du critère de Bohm, nous partons de l'équation de Vlasov stationnaire, que nous intégrons sur l'espace des vitesses :

$$\int \frac{\partial f}{\partial x} \cdot dv + \frac{eE}{m} \int \frac{1}{v} \frac{\partial f}{\partial v} \cdot dv = 0$$

Pour des problèmes de divergence de $1/v$ en $v = 0$, nous n'intégrons l'équation précédente que sur l'espace des vitesses négatives. Ceci ne pose pas de problème si on considère que la fonction de distribution ne contient pas de particules ayant une vitesse nulle ou positive, ce qui est le cas dans une gaine sans collision. Pour que l'intégrale soit définie, il faut de plus que la distribution tende suffisamment rapidement vers 0 quand v tend vers 0 : ce point sera à prendre en compte lors des études numériques. Donc, en tenant compte de la définition des moments de f , ceci donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{eE}{m} \int \frac{1}{v^2} f \cdot dv &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial n}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{e}{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} n_i \langle v^{-2} \rangle &= \frac{\partial \phi}{\partial x} \left(\frac{\partial n}{\partial \phi} - \frac{e}{m} n_i \langle v^{-2} \rangle \right) = 0 \end{aligned}$$

Le potentiel électrique ϕ n'étant pas constant dans la gaine, on obtient la relation :

$$\frac{\partial n}{\partial \phi} = \frac{en_i}{m} \langle v^{-2} \rangle \quad (2.24)$$

On s'intéresse maintenant à l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i)$$

Le but de ce calcul est de déterminer une condition pour les ions à l'entrée de la gaine ; on se place donc dans le voisinage de l'entrée de la gaine, où le potentiel électrique vaut ϕ_0 , et on effectue un développement limité de la densité électronique et de la densité ionique au premier ordre en ϕ :

$$n(\phi_0 + \phi) \approx n(\phi_0) + \phi \frac{\partial n}{\partial \phi} \quad (2.25)$$

En réinjectant la relation ci-dessus dans l'équation de Poisson et en se souvenant qu'à l'entrée de la gaine on a $n_e(\phi_0) = n_i(\phi_0)$, on obtient :

$$\frac{\epsilon_0}{e} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \left(\frac{\partial n_e}{\partial \phi} \Big|_{x_0} - \frac{\partial n_i}{\partial \phi} \Big|_{x_0} \right) \phi = \left(\frac{e}{k_B T_e} n_i(x_0) - \frac{\partial n_i}{\partial \phi} \Big|_{x_0} \right) \phi \quad (2.26)$$

où on a utilisé la relation $\partial n_e / \partial \phi = n_e e / k_B T_e$ (répartition de Boltzmann pour les électrons). Pour obtenir une solution monotone en $\phi(x)$, on a la condition :

$$\frac{e}{k_B T_e} n_i(x_0) \geq \frac{\partial n_i}{\partial \phi} \Big|_{x_0} \quad (2.27)$$

qui peut encore être réécrite, en utilisant 2.24 :

$$\langle v^{-2} \rangle \Big|_{x_0} \leq \frac{m_i}{k_B T_e} \quad (2.28)$$

Ceci constitue le critère de Bohm cinétique : la population d'ions doit entrer dans la gaine avec une distribution de vitesses telle que la grandeur $\langle v^{-2} \rangle^{-1/2}$ soit supérieure à la vitesse acoustique ionique.

2.2.4 Terme de collisions

De précédents travaux [Rie00][Val02] ont montré qu'une pré-gaine ne connaissant que des collisions ne peut pas conduire à une zone de plasma "stable" et qu'il est nécessaire de prendre en compte l'ionisation. Pour cette raison, nous utilisons un terme de collision de type BGK généralisé :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} = -\nu (f(x, v_x) - f_0(x, v_x)) \quad (2.29)$$

où ν est la fréquence de collisions ions-neutres. On montre très facilement que ce terme correspond à un phénomène d'ionisation en partant de l'équation de Vlasov à 1D, donc sans champ magnétique, mais avec le terme collisionnel :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_i}{\partial x} + E \frac{\partial f_i}{\partial v} = -\nu(f_i - f_0) \quad (2.30)$$

On intègre ensuite cette équation sur l'espace des vitesses, ce qui donne :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i u_i) = -\nu(n_i - n_0) \quad (2.31)$$

La densité d'ions diminuant le long de la transition, $n_i - n_0$ est négatif et $-\nu(n_i - n_0)$ est bien positif : nous obtenons donc une équation de conservation de la densité ionique dans laquelle apparaît un terme source, source due à l'ionisation des neutres.

Un calcul similaire permet de trouver un terme source dans l'équation-bilan de la quantité de mouvement ; on est amené à calculer :

$$\int v(-\nu(f_i - f_0)).dv = -\nu(n_i u - n_0 u_0) = -\nu n_i u \quad (2.32)$$

car la vitesse moyenne est supposée nulle dans le plasma. On obtient cette fois un terme de friction.

Une autre caractéristique du terme de collision retenu peut être mise en évidence directement à partir de la relation 2.29 :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\nu(f - f_0) \Leftrightarrow \frac{\partial(f - f_0)}{\partial t} = -\nu(f - f_0) \quad (2.33)$$

puisque f_0 ne dépend pas du temps. Rapidement, on trouve que la solution de cette équation est de la forme :

$$f - f_0 = K \exp(-\nu t) \quad (2.34)$$

$$K = f - f_0|_{t=0} \quad (2.35)$$

Cette dernière relation signifie que si le système est mis hors d'équilibre, c'est à dire $f \neq f_0$, à un certain temps $t = 0$ et qu'il est ensuite laissé libre d'évoluer sans contraintes (champ électrique, magnétique, ...) alors il va relaxer vers l'équilibre en un temps caractéristique donné par ν^{-1} .

2.3 Méthodes de résolution numérique

2.3.1 Différents types de codes numériques

L'idéal pour la simulation numérique serait de pouvoir suivre le mouvement individuel de toutes les particules d'un système soumis à des forces intérieures et extérieures, et ce sur des temps très longs. Là est toute la difficulté car les systèmes physiques sont composés d'un très grand nombre de particules : en physique des plasmas la densité est typiquement de 10^{18} particules par mètre cube. Suivre individuellement un tel nombre de particules est aujourd'hui au-delà des capacités des plus gros ordinateurs. Il est donc nécessaire d'avoir recours à d'autres moyens [Cho82a][Rie94a][DR99][Sha05]. Les codes PIC [TK04] décrivent le plasma à partir de "superparticules" représentant généralement plusieurs milliers de "vraies" particules, évoluant dans l'espace des phases suivant les équations du mouvement : c'est le point de vue lagrangien. Cette méthode a le mérite de nécessiter des temps de calculs relativement réduits pour traiter un problème donné, mais possède intrinsèquement un bruit numérique important. Ce bruit est la conséquence même du nombre de superparticules finies : par exemple, lorsqu'on cherche à mesurer la densité de particules en chacun des points de l'espace des positions, on est contraint de découper celui-ci en "boîtes". Si le nombre de superparticules est grand, on aura une variation "douce" du nombre de particules entre une boîte et la suivante. Si au contraire on n'a que peu de superparticules, les variations vont être beaucoup plus brutales. C'est le cas notamment dans la gaine de Debye où le plasma est très dilué, ou lorsque les phénomènes physiques mettent en jeu les particules situées dans la queue de la fonction de distribution.

Ce problème n'existe pas dans les codes Vlasov car ces codes abordent le problème avec un autre point de vue. Ils considèrent un maillage fixe de l'espace des phases et regardent ce qu'il se passe en chacun de ses points : c'est une vision eulérienne. Toutefois, ces codes sont dits semi-lagrangien car ils conservent la notion de particules physiques, puisqu'ils utilisent les caractéristiques de l'équation de Vlasov, trajectoires suivies par les particules. En fait, il n'y a pas réellement de particules mais plutôt un fluide de densité, la fonction de distribution. Ils ne rencontrent pas les mêmes problèmes de bruits numériques que les codes PIC mais en contrepartie, ils demandent un effort numérique beaucoup plus important. C'est la raison pour laquelle on se limite à des problèmes physiques dont l'espace des phases a un nombre de dimensions réduit. Ce sont ces codes que nous allons traiter maintenant plus en détails.

2.3.2 Normalisation des équations

Tout d'abord, nous rappelons ci-dessous les équations du modèle à résoudre :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{m_i} \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}} = \nu(f_i - f_0)$$
$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} \left(\int f_i \cdot dv - n_e(\phi) \right)$$

Lorsqu'on effectue des simulations numériques, il est important de connaître quelles sont les grandeurs physiques qui vont intervenir dans le problème simulé. Par exemple, si on cherche à déterminer la chute de potentiel dans la gaine de Debye, le rapport des températures électronique et ionique est le paramètre important, et non la valeur des températures elles-mêmes (si on se

place dans des conditions où seuls les flux de particules sont importants et que les phénomènes tels que l'émission secondaire d'électrons par la paroi peut être négligée). Ainsi, des conditions expérimentales différentes vont finalement se résumer à la même simulation car le rapport des températures sera le même. Donc, dans le but de faire ressortir ces paramètres "fondamentaux", il est d'usage de normaliser les équations en fonction des quantités caractéristiques du problème. Comme nous l'avons déjà évoqué à plusieurs reprises, notre code s'intéresse à l'évolution des ions, il est alors naturel d'utiliser les grandeurs relatives à ceux-ci pour normaliser le système de Vlasov-Poisson. Pour chaque terme intervenant dans le système, nous donnons ci-dessous la grandeur caractéristique retenue pour sa normalisation.

$$n = \tilde{n} n_0 \quad (2.36)$$

$$x = \tilde{x} \lambda_{Di} \quad \lambda_{Di} = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_0 e^2} \right)^{1/2} \quad (2.37)$$

$$t = \tilde{t} \omega_{pi}^{-1} \quad \omega_{pi} = \left(\frac{n_0 e^2}{m \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.38)$$

$$v = \tilde{v} v_{thi} \quad v_{thi} = \left(\frac{k_B T_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (2.39)$$

$$\phi = \tilde{\phi} \frac{k_B T_i}{e} \quad \tau = \frac{T_e}{T_i} \quad (2.40)$$

$$\omega_{ci} = \tilde{\omega} \omega_{pi} \quad \omega_{ci} = \frac{eB}{m_i} \quad (2.41)$$

$$\nu = \tilde{\nu} \omega_{pi} \quad (2.42)$$

$$\mu = \frac{m_e}{m_i} \quad (2.43)$$

où les valeurs avec tilde sont des grandeurs sans dimension ; on aura reconnu, dans l'ordre, la densité de particules dans le plasma n_0 , la longueur de Debye ionique λ_{Di} , la pulsation plasma ionique ω_{pi} et la vitesse thermique ionique v_{thi} . La normalisation du potentiel fait intervenir τ le rapport des températures électronique et ionique ; son introduction devient évidente lorsqu'on normalise la densité d'électrons. ω_{ci} est bien entendu la pulsation cyclotronique ionique qui caractérise le champ magnétique appliqué au plasma. m_{ei} est quant à lui le rapport entre la masse de l'électron et celle de l'ion.

L'équation de Vlasov peut maintenant être réécrite en faisant apparaître les grandeurs normalisées :

$$\omega_{pi} \frac{\partial f}{\partial \tilde{t}} + \frac{v_{thi}}{\lambda_{Di}} \tilde{v} \frac{\partial f}{\partial \tilde{x}} + \left(-\frac{e}{m_i} \frac{k_B T_i}{e} \frac{1}{\lambda_{Di}} \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \tilde{x}} + \omega_{pi} v_{thi} \tilde{v} \times \tilde{\omega} \right) \frac{1}{v_{thi}} \frac{\partial f}{\partial \tilde{v}} = -\omega_{pi} \tilde{\nu} (f - f_0)$$

Ce qui se réduit à :

$$\frac{\partial f}{\partial \tilde{t}} + \tilde{v} \frac{\partial f}{\partial \tilde{x}} + \left(-\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \tilde{x}} + \tilde{v} \times \tilde{\omega} \right) \frac{\partial f}{\partial \tilde{v}} = -\tilde{\nu} (f - f_0) \quad (2.44)$$

On répète la même opération pour l'équation de Poisson :

$$\frac{k_B T_i}{e} \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial \tilde{x}^2} = \frac{n_0 e}{\epsilon_0} (\tilde{n}_e - \tilde{n}_i)$$

Ce qui conduit cette fois à :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial \tilde{x}^2} = (\tilde{n}_e - \tilde{n}_i) \quad (2.45)$$

où la densité électronique s'écrit : $\tilde{n}_e = \exp(\tilde{\phi}/\tau)$.

Nous avons obtenu un système d'équations où toutes les variables sont normalisées aux grandeurs ioniques. Dans la suite du manuscrit, le tilde sera systématiquement omis sur les grandeurs physiques, mais elles n'en resteront pas moins des grandeurs normalisées, sauf mention contraire.

2.3.3 Time-splitting

La technique utilisée a été introduite par Cheng et Knorr et est appelée "time-splitting" [CK76] : elle consiste à décomposer l'équation de Vlasov en un ensemble d'équations unidimensionnelles pour lesquelles il est possible d'obtenir des solutions exactes. Pour présenter la méthode, nous nous restreignons à un cas à une dimension en position et une position en vitesse.

De manière générale, l'équation de Vlasov peut s'écrire sous la forme d'une équation d'advection :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla_X f = 0, \quad (2.46)$$

avec

$$\vec{X} \begin{pmatrix} x \\ v \end{pmatrix} \quad \vec{U} \begin{pmatrix} v \\ E \end{pmatrix}. \quad (2.47)$$

Nous cherchons à mettre l'équation sous la forme d'une équation de conservation ; nous utilisons pour ce faire la relation :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{U} f) = f \vec{\nabla} U + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} f, \quad (2.48)$$

d'où

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{U} f) = \vec{U} \cdot \vec{\nabla} f \text{ si et seulement si } \vec{\nabla} U = 0.$$

Or, dans notre cas, on a :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = \frac{\partial}{\partial x} v + \frac{\partial}{\partial v} E = 0 \quad (2.49)$$

car, dans une vision eulérienne, x et v sont des variables indépendantes, et E ne dépend pas de la vitesse. On peut donc réécrire l'équation de Vlasov sous sa forme conservative :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_X \cdot (\vec{U} f) = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (vf) + \frac{\partial}{\partial v} (Ef) = 0 \quad (2.50)$$

Il est alors possible de montrer que résoudre l'équation précédente revient à résoudre les deux équations suivantes de manière alternée, le schéma étant alors précis à l'ordre 2 en temps :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (vf) = 0 \quad (2.51)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial v} (Ef) = 0 \quad (2.52)$$

Pour ce type d'équation, on sait que f est constante le long des caractéristiques qui, pour l'équation 2.51, sont définies par :

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (2.53)$$

Si on suppose connues les valeurs de f au temps t^n , il suffit pour connaître la valeur de f au temps

t^{n+1} en x_k de remonter la caractéristique de l'équation passant par ce point jusqu'au temps t^n , où se trouve le pied de cette caractéristique. Dans le cas de l'équation 2.51, où v ne dépend ni de x ni du temps, la caractéristique est une droite de coefficient directeur $1/v$, comme représenté sur la figure 2.2(a). Il est donc possible de retrouver précisément d'où sont parties les particules

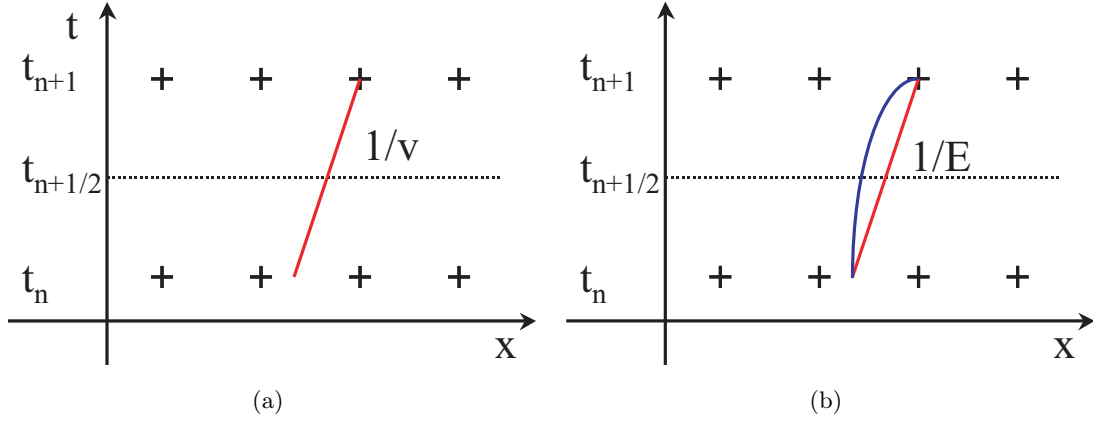


FIG. 2.2 – Allure des caractéristiques des équations de conservation. (a) Elle est donnée par une droite dans le cas de l'équation de conservation dans l'espace des positions. (b) Elle est donnée par une parabole dans l'espace des vitesses; cette parabole peut être remplacée par la droite dont le coefficient directeur vaut $1/E(t_{n+1/2})$.

présentes en x_k au temps t^{n+1} , en considérant que la fonction de distribution a simplement été déplacée d'une quantité $v_x \Delta t$ dans la direction x .

Le cas de l'équation 2.52 est plus délicat car le champ E dépend du temps. Toutefois, la précision de la méthode utilisée pour diviser l'équation de Vlasov nous dit que le champ E se comporte comme Δt^2 et a donc la forme d'une parabole (courbe bleue sur la figure 2.2(b)). C'est à ce moment que le théorème de Cauchy-Lipschitz nous vient en aide : il assure qu'il existe un point compris entre $x(t^n)$ et $x(t^{n+1})$ où le coefficient directeur de la courbe bleue est égal à celui de la courbe rouge, et dans le cas d'une parabole, on le trouve à $t = t^{n+1/2}$. Il est donc possible d'opérer le même décalage de la fonction de distribution que précédemment, mais à condition de l'effectuer au temps $t^{n+1/2}$ et d'y connaître la valeur du champ électrique.

A partir de ces considérations, on établit le schéma numérique de résolution suivant :

- Au temps t^n , on se donne une fonction de distribution solution $f^n(x, v_x)$,
- Entre le temps t^n et le temps $t^{n+1/2}$, on résout l'équation 2.51 ; pour la fonction de distribution, cela se traduit par :

$$f^{n+1/2}(x, v_x) = f^n(x - v_x \Delta t/2, v_x) \quad (2.54)$$

- A partir de la distribution obtenue et de l'équation de Poisson, on calcule le champ électrique créé par la nouvelle répartition de charges.
- On résout ensuite l'équation 2.52 en tenant compte du champ électrique calculé à l'étape précédente et on effectue le décalage dans l'espace des vitesses correspondant :

$$f^{n+1/2*}(x, v_x) = f^{n+1/2}(x, v_x - E^{n+1/2} \Delta t) \quad (2.55)$$

- Entre $t^{n+1/2}$ et t^{n+1} , on résout de nouveau 2.51 et on effectue de nouveau le décalage dans

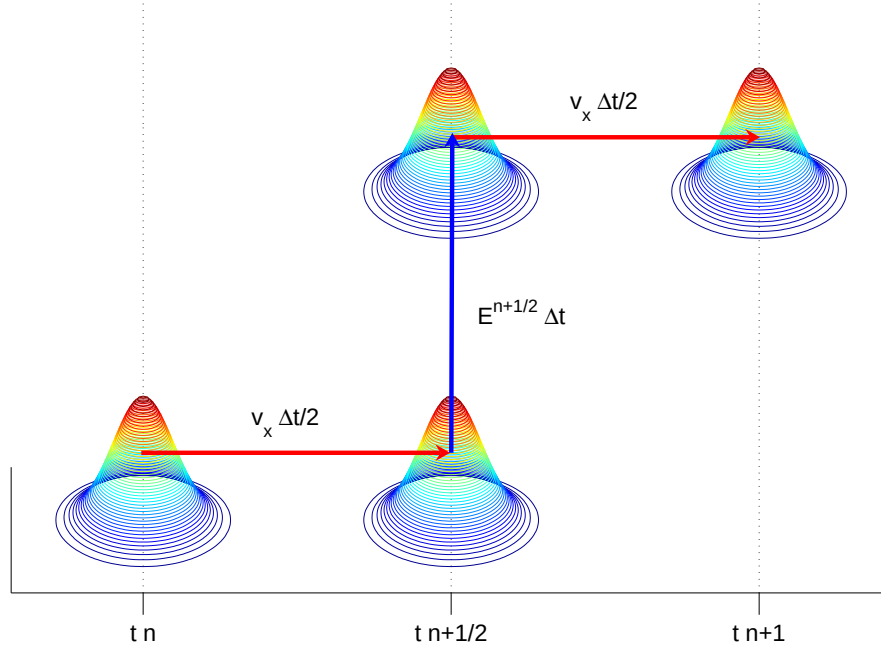


FIG. 2.3 – La méthode du time-splitting revient à décomposer l'évolution de la fonction de distribution à un décalage le long de l'espace des positions suivi d'un décalage le long de l'espace des vitesses.

l'espace des positions :

$$f^{n+1}(x, v_x) = f^{n+1/2*}(x - v_x \Delta t / 2, v_x) \quad (2.56)$$

On remarquera au passage que la dernière étape de la procédure au temps t^n est identique à la première étape de celle réalisée au temps t^{n+1} , à savoir le décalage de la fonction de distribution d'une quantité $v_x \Delta t / 2$: on pourra économiser du temps de calcul en les rassemblant en un seul décalage d'une quantité $v_x \Delta t$.

L'ensemble des opérations effectuées sur la fonction de distribution est rappelé sur la figure 2.3, sur laquelle on a représenté les décalages subis par f dans les différentes directions de l'espace des phases pendant un pas de temps, dans le cas où la valeur de ce décalage est la même pour tous les points de la distribution.

Pour obtenir la valeur de la fonction de distribution au temps t^{n+1} en fonction de sa valeur au temps t^n , il suffit maintenant de regrouper toutes ces étapes :

$$f^{n+1}(x, v_x) = f^n \left(x - \Delta t \left(v_x - E^{n+1/2} \Delta t / 2 \right), v_x - E^{n+1/2} \Delta t \right) \quad (2.57)$$

A ce stade, il est intéressant de repartir des équation caractéristiques de l'équation de Vlasov :

$$\dot{x} = v_x \quad (2.58)$$

$$\dot{v}_x = E(x(t), t) \quad (2.59)$$

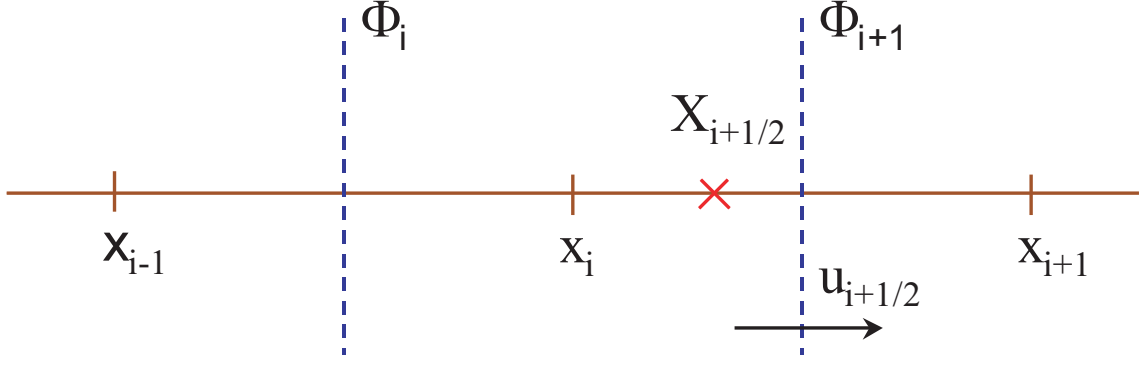


FIG. 2.4 – Résolution des équations de conservation. La fonction de distribution est définie en x_i , au milieu de chaque cellule, alors que le flux de matière Φ_i l'est à l'interface de deux cellules.

Le schéma de résolution du précédent système au second ordre en Δt est donné par :

$$x^n = x^{n+1} - \Delta t \left(v_x^{n+1} - E^{n+1/2}(x) \frac{\Delta t}{2} \right) \quad (2.60)$$

$$v_x^n = v_x^{n+1} - E^{n+1/2}(x) \Delta t \quad (2.61)$$

En comparant ce système à l'équation 2.57, on trouve que la méthode du time-splitting est bien équivalente à l'intégration de l'équation de Vlasov le long de ses caractéristiques, avec une précision à l'ordre 2 en Δt .

2.3.4 Résolution des équations de conservation

La méthode du time-splitting nous a donc permis de décomposer l'équation de Vlasov en deux équations plus simples qui nous ont permis de transformer la résolution des équations de conservation en décalages de la fonction de distribution. L'étape suivante consiste à interpoler la fonction de distribution au niveau du pied de la caractéristique. Dans cet objectif, différents auteurs [SRBG99][FSB01][AV02][Fil03] ont utilisé des interpolations par transformée de Fourier ou par spline cubique. La première méthode n'est pas applicable dans notre cas car l'espace des phases n'est pas périodique. La seconde méthode requiert un effort numérique conséquent, notamment lors de l'inversion d'une matrice tridiagonale. La méthode utilisée lors du travail de thèse précédent [Val02][VM04] est celle introduite par Fijalkow [Fij99], méthode généralisant des concepts de la mécanique des milieux continus. La fonction de distribution y est vue comme un fluide et, pour connaître l'évolution de la quantité de ce fluide dans une cellule de l'espace des phases, on y fait un bilan de matière. Nous donnons ici l'exemple de l'application de cette méthode à l'équation 2.51 :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(v_x f) = 0$$

Comme le montre la figure 2.4, nous utilisons une grille "double" : la fonction de distribution est définie au milieu de chaque cellule x_i alors que le flux de matière, donné par $\Phi(x, t) = v_x f$, est quant à lui défini à l'interface entre deux cellules adjacentes. La "masse" totale contenue dans la i ème cellule est alors définie par :

$$M_i = \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} f dx \quad (2.62)$$

En intégrant l'équation de conservation 2.51 sur la i ème cellule, on obtient :

$$\frac{dM_i}{dt} = \Phi_{i-1/2} - \Phi_{i+1/2} \quad (2.63)$$

En intégrant l'équation obtenue sur un pas de temps, il vient :

$$M_i(t + \Delta t) = M_i(t) + \int_t^{t+\Delta t} (\Phi_{i-1/2} - \Phi_{i+1/2}).dt' \quad (2.64)$$

La quantité $\int_t^{t+\Delta t} \Phi_{i+1/2}.dt$ peut être interprétée comme le nombre de particules traversant le point $x_{i+1/2}$ pendant le pas de temps Δt , c'est à dire le nombre de particules perdues par la cellule i au profit de la cellule $i + 1$. Au temps t , ces particules se trouvaient toutes contenues dans l'intervalle $[X_{i+1/2}, x_{i+1/2}]$; $X_{i+1/2}$ est la position où se trouvaient, au temps t , les particules localisées en $x_{i+1/2}$ au temps $t + \Delta t$. On détermine ce point en résolvant "en arrière" l'équation caractéristique de 2.51 :

$$\frac{dX}{dt} = v_x \quad (2.65)$$

en utilisant la condition $X(t + \Delta t) = x_{i+1/2}$. Puisque le time-splitting est précis au second ordre en temps, on doit aussi se donner une méthode de résolution de l'équation caractéristique précise au second ordre en temps. Un raisonnement similaire peut bien entendu être développé pour le flux $\Phi_{i-1/2}$.

Dans ces conditions, on peut écrire :

$$\int_t^{t+\Delta t} \Phi_{i\pm 1/2}(x, t').dt' = \int_{X_{i\pm 1/2}}^{x_{i\pm 1/2}} f.dx \quad (2.66)$$

et alors, l'équation 2.64 devient :

$$M_i(t + \Delta t) = M_i(t) + \int_{X_{i-1/2}}^{x_{i-1/2}} f.dx - \int_{X_{i+1/2}}^{x_{i+1/2}} f.dx \quad (2.67)$$

On notera que si $v_x(x_{i+1/2})$ est positif, alors $X_{i+1/2} < x_{i+1/2}$ et le flux correspondant est positif. Inversement, si $v_x(x_{i+1/2})$ est négatif alors le flux est négatif.

Pour calculer les deux intégrales de la relation 2.67 il est nécessaire d'avoir recours à une interpolation de la fonction de distribution, le pied de la caractéristique $X_{i\pm 1/2}$ ne correspondant généralement pas à un des points de grille. La deuxième équation de conservation, à savoir l'équation 2.52 peut se résoudre de la même manière, car le champ électrique ne dépend pas de la vitesse v_x , et dans ces conditions elle peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial v_x} (E(x, t)f(x, t)) = 0 \quad (2.68)$$

Par identification, on voit qu'il suffit de remplacer x par v_x et v_x par $E(x, t)$ pour obtenir les relations désirées.

2.3.5 Equation de Poisson

Nous reprenons l'équation de Poisson dans laquelle nous remplaçons la densité électronique par son expression :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \exp(\phi/\tau) - n_i \quad (2.69)$$

où n_i est supposée connue par la résolution de l'équation de Vlasov. La présence du potentiel électrique dans le facteur de Boltzmann rend cette équation ci-dessus non linéaire. Pour la résoudre, nous avons recours à une procédure itérative basée sur l'expression de 2.69 sous sa forme discrète :

$$\phi_{k+1}^{n+1} - 2\phi_k^{n+1} + \phi_{k-1}^{n+1} = 2\Delta x^2 (\exp(\phi_k^n/\tau) - n_i) \quad (2.70)$$

où l'indice supérieur indique le numéro de l'itération et l'indice inférieur la position de la cellule. Nous sommes donc confrontés à une équation de la forme $A\phi^{n+1} = F(\phi^n)$, où A est une matrice tridiagonale qu'il faut inverser pour obtenir le potentiel à l'étape n+1 en fonction de l'étape n. De nombreux algorithmes d'inversion existent mais, lorsqu'on commence les itérations avec la solution donnée par l'équation de Poisson linéarisée, le schéma précédent ne converge pas [F.Valsaque, thèse]. La solution est de le modifier en ajoutant le même terme de chaque côté de l'égalité :

$$A\phi^{n+1} + B(\phi^{n+1}) = F(\phi^n) + B(\phi^n) , \quad (2.71)$$

avec $B(\phi) = -\phi(\Delta x/\lambda_{De})^2$. Le processus itératif est arrêté lorsque la valeur du potentiel n'évolue quasiment plus d'une itération sur l'autre.

2.3.6 Conditions aux bords et conditions initiales

2.3.6.1 Potentiel électrique

La référence pour le potentiel électrique est prise au niveau du plasma, c'est à dire en $x = x_L$:

$$\phi(x = x_L) = 0 . \quad (2.72)$$

En $x = x_0$, la paroi est supposée laissée au potentiel flottant, potentiel obtenu par l'accumulation des charges sur celle-ci. Pour le calculer, nous intégrons l'équation d'Ampère au niveau du mur :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = j_e - j_i, \quad (2.73)$$

où j_i , le courant ionique, est obtenu à partir de la fonction de distribution, $j_i = \int v_x f_i dv$. Pour déterminer j_e , le courant électronique, nous supposons les électrons décrits par une demi-maxwellienne au niveau de la paroi, ce qui conduit à :

$$j_e = n_0 \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{e\phi(0)}{k_B T_e} \right) \quad (2.74)$$

ou encore, une fois normalisé :

$$j_e = \left(\frac{\tau}{2\pi m_{ei}} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{\phi(0)}{\tau} \right) \quad (2.75)$$

Il est important de remarquer que nous négligeons ici tout phénomène d'émission secondaire d'électrons. Cette hypothèse peut s'avérer assez contraignante car une petite population d'électrons secondaires peut fortement modifier les conditions au sein de la gaine [TKPK02]. En pratique, nous devons toujours avoir à l'esprit cette contrainte et prendre des paramètres de simulations tels que l'émission secondaire soit négligeable.

2.3.6.2 Fonction de distribution

Comme nous l'avons mentionné à plusieurs reprises, nous étudions l'interaction entre un plasma à l'équilibre thermodynamique et une paroi parfaitement absorbante. En $x = 0$, nous considérons qu'aucune particule entrant en contact avec la paroi ne peut être réémise vers le plasma car tout ion y arrivant est immédiatement neutralisé par recombinaison avec les électrons. En l'absence de réflexion, la fonction de distribution admet donc comme condition :

$$f_i(x = 0, v_x > 0) = 0 . \quad (2.76)$$

A l'autre bout de la boîte de simulation, en $x = x_L$, nous trouvons le plasma à l'équilibre. Nous considérons qu'il y est décrit par une distribution maxwellienne centrée sur une vitesse nulle :

$$f_{i0}(x = x_L, v_x) = \exp\left[\frac{1}{2}(-v_x^2 - v_y^2 - v_z^2)\right] . \quad (2.77)$$

Cette condition au niveau du plasma est aussi celle retenue pour la distribution des neutres, les ions étant supposés à l'équilibre thermodynamique avec eux. On pourrait remarquer que la condition d'une maxwellienne avec une vitesse moyenne nulle n'est pas vérifiée dans les tokamaks, où il existe une certaine "dérive" du plasma, allant de 0.1 à 0.5 c_s . Toutefois, cette différence n'a pas de conséquence fondamentale pour les simulations : une vitesse non-nulle à l'entrée de la boîte raccourcirait un peu la longueur de la pré-gaine collisionnelle, sans pour autant changer les phénomènes physiques à l'oeuvre.

En pratique, lors d'une simulation, nous considérons que la paroi est brutalement présentée au plasma. Cela revient à dire que nous débutons la simulation avec une fonction de distribution ionique partout égale à f_{i0} , et que nous laissons le code évoluer jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint, c'est à dire que les différents profils (densités, potentiel,...) soient lisses tout au long de la transition et qu'ils n'évoluent plus d'une itération sur l'autre.

2.3.7 Grille inhomogène

2.3.7.1 Nécessité de la grille inhomogène

Nous avons montré dans le premier chapitre que la transition entre un plasma et une paroi se divise en plusieurs zones dont les dimensions caractéristiques sont très différentes les unes des autres. Ce fait doit être pris en compte lorsqu'on définit le quadrillage de l'espace : en effet, la grille d'espace doit avoir un pas Δx suffisamment petit pour décrire correctement les phénomènes ayant lieu dans la gaine de Debye et elle doit être suffisamment étendue pour décrire l'ensemble de la transition, jusqu'au bout de la pré-gaine collisionnelle. Typiquement, on doit avoir un point par longueur de Debye électronique sur une distance s'étendant jusqu'à environ $5000\lambda_{De}$, soit 5000 points. Ce nombre peut paraître assez restreint comparé aux possibilités des machines actuelles,

mais il ne faut pas oublier que l'espace des vitesses doit lui aussi être quadrillé, et que dans les problèmes où intervient un champ magnétique, il y a trois directions à prendre en compte. Pour avoir une précision correcte, nous utilisons 60 points par direction, ce qui conduit, pour l'espace à quatre dimensions, à un nombre de points de l'ordre de 10^9 . Dans ces conditions, les temps de simulations deviennent déraisonnables. Il s'est donc avéré nécessaire d'avoir recours à une grille non homogène, c'est à dire une grille où le pas d'espace est très fin dans la gaine, là où la précision est nécessaire, et beaucoup plus grand dans la pré-gaine collisionnelle.

2.3.7.2 Forme de la grille inhomogène

Comme nous l'avons évoqué dans la section précédente, nous recherchons une fonction permettant de passer de la variable de l'espace "réel" x à une variable de l'espace "transformé" s , dont la principale caractéristique est un pas d'espace fin pour x petit, c'est à dire dans la gaine, et un pas d'espace plus large pour x "grand", c'est à dire dans la pré-gaine :

$$x = G(s) \quad (2.78)$$

Plus que cette fonction elle-même, c'est surtout sa dérivée $g(s)$ qui nous intéresse car c'est à partir d'elle que l'on peut obtenir le pas d'espace :

$$\frac{dx}{ds} = g(s) \Rightarrow \Delta x = g(s) \Delta s \quad (2.79)$$

La fonction tangente hyperbolique s'est trouvée être le candidat idéal car elle permet de passer d'un pas Δx_1 à un pas Δx_2 de manière continue et dérivable (contrairement à une fonction saut par exemple). L'expression retenue pour la dérivée de la fonction de grille $g(s)$ est donnée par la relation :

$$g(s) = \Delta x_1 + \frac{\Delta x_2 - \Delta x_1}{2} (1 + \tanh(c(s - s_0))) \quad (2.80)$$

où x est la position dans l'espace réel, s la position dans l'espace "transformé", Δx_1 et Δx_2 sont respectivement le petit et le grand pas d'espace, c est relié à la pente de la courbe au niveau du point d'inflexion situé en $s = s_0$. L'allure de cette fonction est donnée par la courbe verte de la figure 2.5 où on voit nettement le passage entre les deux pas de grille pour un cas typique de nos simulations. Près de la paroi, le pas d'espace est de $2\lambda_{Di}$ sur les 25 premiers points, ce qui permet de décrire précisément ce qu'il se passe sur les 50 premières longueurs de Debye ionique, soit l'équivalent de la gaine. Ensuite, le pas passe progressivement à $5000\lambda_{Di}$, de manière à diminuer le nombre de points nécessaire pour couvrir la pré-gaine collisionnelle. La représentation de $G(s)$ est donnée sur la figure 2.5, où le changement de pente de la courbe bleue, donnant la position "réelle" associée à chaque point de grille, est clairement visible. Il est toutefois à remarquer que cette expression ne nous est pas utile. En effet, nous verrons par la suite que ce sont $g(s)$ et sa dérivée qui vont intervenir dans les calculs. $G(s)$ donne certes accès à x mais avec une lourdeur évidente alors que x peut être simplement retrouvé à partir des différents Δx .

En pratique, nous ne travaillons dans l'espace non transformé des positions x que lorsque nous présentons les résultats des simulations. Dans le code, nous résolvons les équations du modèle sur une grille d'espace transformée s où le pas d'espace Δs est constant. Ceci implique de tenir compte de la modification de la grille au sein même des mêmes équations : ces modifications sont

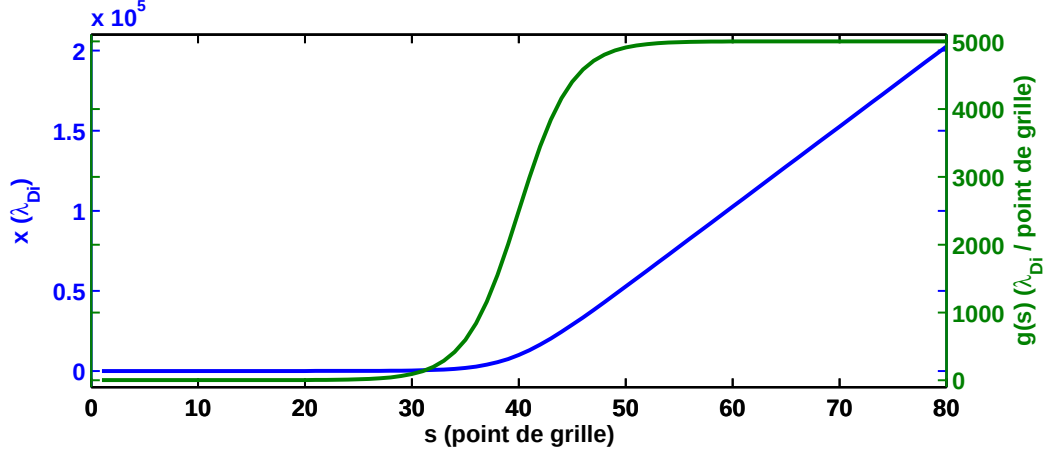


FIG. 2.5 – En choisissant correctement la forme de la fonction $g(s)$, courbe verte, il est possible d’obtenir, dans l’espace réel, un maillage fin de l’espace au niveau de la paroi, et un maillage beaucoup plus large dans le reste de la transition (courbe bleue).

l’objet de la prochaine section.

2.3.7.3 Conséquence sur les équations du modèle

L’introduction de cette grille inhomogène n’est pas sans conséquences sur les équations du modèle. En effet, l’équation de Vlasov ainsi que l’équation de Poisson font intervenir des dérivées par rapport à la variable d’espace, elles doivent donc être modifiées pour tenir compte de la transformation.

Partant de la forme donnée par l’équation 2.44 pour l’équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \left(-\frac{\partial \phi}{\partial x} + \vec{v} \times \vec{\omega} \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = -\nu(f - f_0)$$

on fait intervenir le changement de variable $dx = g(s).ds$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial x} + \left(-\frac{\partial \phi}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial x} + \vec{v} \times \vec{\omega} \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} &= -\nu(f - f_0) \\ \Rightarrow g(s) \frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial s} + \left(-\frac{\partial \phi}{\partial s} + g(s) \vec{v} \times \vec{\omega} \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} &= -g(s) \nu(f - f_0) \end{aligned} \quad (2.81)$$

Le facteur $g(s)$ apparaît devant trois des termes de l’équation. Parmi ceux-ci, deux ne posent aucun problème pour le traitement numérique. Le terme dans le membre de droite peut simplement être traité comme un coefficient de collision dépendant de la position $\nu^*(s)$ définie par :

$$\nu^*(s) = g(s)\nu \quad (2.82)$$

Un traitement similaire est appliqué pour le terme impliquant le champ magnétique : celui-ci se trouve aussi dépendre de la position :

$$\omega^* = g(s)\omega \quad (2.83)$$

Le facteur apparaissant devant le terme en $\partial f / \partial t$ est quant à lui beaucoup plus gênant, car il ne permet plus de résoudre l’équation obtenue à l’aide des méthodes numériques développées plus

haut. A ce stade, il existe deux voies différentes pour résoudre le problème. La première consiste à modifier les techniques numériques de manière à prendre en compte la transformation de la grille. La seconde, celle retenue, prend en compte que l'équation 2.81 a le même état stationnaire ($\partial f / \partial t = 0$) que l'équation :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial s} + \left(-\frac{\partial \phi}{\partial s} + \vec{v} \times \vec{\omega}^* \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = -\nu^*(f - f_0) \quad (2.84)$$

Or, cette dernière équation peut être résolue à partir des techniques numériques précédentes. Il faut toutefois bien souligner que seuls les états stationnaires sont communs aux deux équations. Ainsi, pour des études dynamiques avec utilisation de la grille inhomogène, cette astuce ne peut pas être employée et il est alors inévitable d'avoir recours à d'autres techniques numériques.

Pour l'équation de Poisson, il est nécessaire de calculer la dérivée seconde du potentiel électrique en prenant en compte la transformation de l'espace :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} &= \frac{\partial s}{\partial x} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial x} \right) \\ &= \frac{1}{g^2(s)} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} - \frac{g'(s)}{g(s)} \frac{\partial \phi}{\partial s} \right) \end{aligned} \quad (2.85)$$

où $g'(s)$ est la dérivée de $g(s)$ par rapport à s . En introduisant 2.85 dans l'équation de Poisson, on obtient :

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} - \frac{g'(s)}{g(s)} \frac{\partial \phi}{\partial s} \right) = g^2(s)(n_i - n_e) \quad (2.86)$$

Encore une fois, nous exprimons l'équation de Poisson sous sa forme discrète :

$$\phi^{k+1} \left(1 - \frac{g'}{g} \Delta s \right) - \phi^k (2 - 2\alpha \Delta s^2 g^2) + \phi^{k-1} \left(1 + \frac{g'}{g} \Delta s \right) = 2\Delta s^2 g^2 (n_e - n_i + \alpha \phi^k) \quad (2.87)$$

où Δs est le pas de grille transformée. On obtient encore une équation conduisant à l'inversion d'une matrice tridiagonale. Contrairement au cas régulier, le pas de grille apparaît devant le terme en ϕ^k . Or, la méthode d'inversion utilisée nécessite que le facteur devant ϕ^{k+1} soit positif, ce qui implique donc une contrainte supplémentaire sur le pas de grille donnée par :

$$1 - \frac{g'}{g} \Delta s > 0. \quad (2.88)$$

Cette contrainte sera à prendre en compte au moment de la définition de la forme de la grille pour chaque simulation.

2.4 Paramètres numériques

Pour tenir compte des conditions physiques rencontrées dans les expériences de laboratoire, ou pour faire varier l'intensité de certains phénomènes afin d'en comprendre le rôle, nous avons à notre disposition dans notre code des paramètres ajustables. Ces paramètres sont au nombre de cinq :

- $\tau = T_e / T_i$: rapport entre la température électronique et la température ionique. Dans les machines de laboratoire, les électrons sont généralement plus chaud que les ions, ces

derniers étant souvent à la température ambiante ou à peine plus chaud. Dans les plasmas de bord de tokamaks, ce n'est pas toujours le cas et on peut trouver des conditions où les ions sont au moins aussi chauds que les électrons. Ce paramètre est celui qui détermine la profondeur du puit de potentiel au niveau de la paroi et par conséquent la vitesse que vont acquérir les ions au niveau de celle-ci. Plus τ est grand et plus la vitesse maximum augmente, ce qui conduit à agrandir la boîte de simulation dans l'espace des vitesses. Pour ne pas avoir des temps de simulation démesurément longs, nous sommes donc contraints à ne pas prendre des valeurs de τ trop grandes. Typiquement, nous utilisons des valeurs allant de 1 à 15, exceptionnellement 35. Malgré tout, nous restons dans des conditions physiques acceptables.

- $\mu = m_e/m_i$: rapport entre la masse électronique et la masse ionique. Ce paramètre est imposé par le gaz utilisé dans les machines de laboratoire. Il s'agit dans notre cas d'argon, dont la masse atomique vaut $m_i = 6.64.10^{-26}\text{kg}$, ce qui conduit à une valeur de $\mu = 1.37.10^{-5}$. Ce paramètre contribue aussi à la valeur du potentiel au niveau de la paroi. Dans notre modèle, il est pris en compte lorsque la charge portée par la paroi est calculée par l'équation 2.75.
- $\omega = \omega_{ci}/\omega_{pi}$: rapport entre la pulsation cyclotron ionique et la pulsation plasma ionique. Ce paramètre nous permet de régler l'intensité du champ magnétique imposé au plasma. Il permet entre autre de pouvoir se placer dans des conditions où les trois différentes zones de la transition plasma-paroi existent. Dans cet objectif, les valeurs typiquement utilisées sont comprises entre 10^{-1} et 10^{-3} .
- α : angle d'incidence du champ magnétique sur la paroi. Cet angle est généralement faible dans les tokamaks, de l'ordre de quelques degrés au plus. Notre étude nous a amené à étudier quasiment toute la gamme des angles possibles, excepté le cas d'un champ magnétique parallèle à la paroi.
- $\nu = \nu_{coll}/\omega_{pi}$: rapport entre la fréquence de collision ion-neutre et la pulsation plasma. C'est lui qui détermine la longueur de la pré-gaine collisionnelle. Comme nous l'avons évoqué précédemment, nous sommes contraints à le prendre plus élevé que dans la réalité, de manière à réduire la boîte de simulation.

Chapitre 3

Etude générale de la transition plasma-paroi

Dans le contexte général de fusion nucléaire, l'interaction plasma-paroi peut sembler être un problème mineur ; pendant de nombreuses années, le problème des gaines était résumé par la citation : "les gaines doivent bien pouvoir s'occuper d'elles-mêmes" et l'attention des scientifiques s'est portée principalement sur le plasma de coeur et les problèmes de confinement magnétique. Avec les années, il s'est avéré que les gaines ne s'occupent pas d'elles-même ou du moins, pas d'une manière intéressante pour la fusion. En effet, les champs électriques très intenses présents dans les gaines confèrent une telle énergie aux ions qu'il leur est possible de pulvériser la surface. Les particules ainsi libérées vont pouvoir diffuser vers le coeur du plasma et y rayonner fortement (leur numéro atomique est en général assez important), ce qui conduit à une forte détérioration du confinement. De plus, l'érosion des parois faisant face au plasma n'est pas non plus sans conséquence : les composants et la paroi même du tokamak voient leur durée de vie sérieusement diminuée, posant de graves problèmes de maintenance. L'étude de l'interaction plasma-paroi, plus large que la simple étude des gaines, se trouve donc être un domaine de recherche aussi important que la maîtrise du plasma de coeur.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats numériques obtenus lors de l'application du modèle décrit dans le chapitre précédent au problème de l'interaction plasma-paroi. Nous commençons par étudier le cas non-magnétisé car il permet de comprendre la compétition entre les effets dus à la charge portée par la paroi et ceux dus aux collisions. Nous abordons ensuite le cas où un champ magnétique incliné est appliqué : ce cas est bien entendu le plus intéressant car il correspond aux conditions rencontrées dans les tokamaks et dans de nombreuses machines de laboratoire.

3.1 Transition plasma-paroi non magnétisée

Dans cette première partie, nous nous concentrons sur l'interaction plasma-paroi non magnétisée [Rie91][Fra03]. De nombreuses études théoriques et numériques [Cho82a][RSTK05][TESS04], avec des modèles différents, en font un cas d'école pour vérifier le comportement de notre propre modèle. Bien que ce travail ait largement été réalisé lors de travaux précédents [VM01], nous présentons ici des résultats permettant de fixer les idées sur les concepts physiques mis en jeu ainsi que de préciser certains points qui ne l'avaient pas été précédemment.

3.1.1 Conditions de simulation

3.1.1.1 Géométrie

Avant d'entrer dans le vif du sujet, il n'est pas inutile de redonner la géométrie du problème auquel nous nous intéressons dans cette section : nous redonnons ici la figure que nous avons présentée au premier chapitre. Nous étudions l'interaction entre un plasma, à l'équilibre thermo-

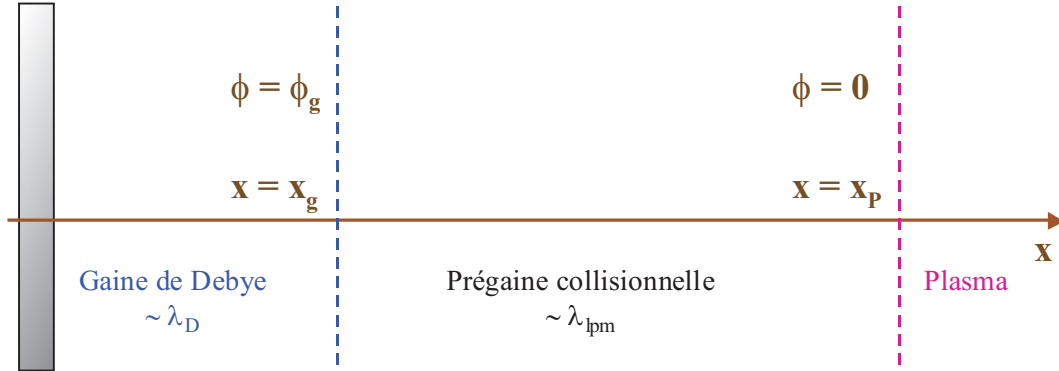


FIG. 3.1 – Géométrie de l'interaction plasma-paroi non magnétisée. Un mur semi-infini et parfaitement absorbant situé en $x = 0$ est mis en contact avec un plasma à l'équilibre thermodynamique, situé en $x = x_p$. Le nombre de dimension du problème se réduit à une dimension en position, celle de la normale au mur, Ox , et à une dimension en vitesse, v_x . La référence pour le potentiel électrique est prise nulle dans le plasma, c'est à dire que $\phi(x_p) = 0$.

dynamique et situé à une certaine distance $x = x_p$, et une paroi semi-infinie située en $x = 0$. La paroi est supposée totalement absorbante : tous les ions et les électrons la percutant sont perdus par le plasma et ne sont pas réémis. Puisqu'aucun champ magnétique n'est appliqué, l'espace des phases du problème peut être restreint à une dimension en espace, celle de la normale à la paroi, et une dimension en vitesse.

3.1.1.2 Conditions physiques

Le but de notre étude est de simuler l'interaction entre un plasma et une paroi, dans les conditions typiques rencontrées dans les plasmas de bord des tokamaks, là où se trouvent les composants faisant face au plasma. Bien que les machines de laboratoire, telle que Mirabelle, soient très différentes de ces tokamaks, elles présentent toutefois des caractéristiques permettant de reproduire en partie les phénomènes s'y produisant, avec cependant une plus grande flexibilité. Ce sont donc ces plasmas, composés généralement d'argon, que nous simulons ici. Le tableau 3.1 donne la valeur des principales caractéristiques du plasma dans différentes machines, et donne en comparaison les valeurs prises par les paramètres de notre modèle. Les paramètres retenus pour nos simulations sont de deux sortes : d'une part, nous avons retenu des valeurs correspondant aux valeurs mesurées, de manière à pouvoir comparer nos résultats aux expériences. D'autre part, à partir de ces valeurs, nous faisons varier les paramètres de manière à mettre en évidence leur rôle respectif.

TAB. 3.1 – Grandeurs physiques caractéristiques

	Code	Mirabelle	Tokamak TS	Réacteur
$n_0(m^{-3})$		10^{15}	10^{18}	10^{15}
$T_e(eV)$		1	20	1
$T_i(eV)$		0.03	20	0.04
τ	10 - 35	33	1	25
$\lambda_{De}(cm)$		2.10^{-2}	3.10^{-3}	2.10^{-2}
$\lambda_{lpm}(cm)$		-	-	7
$\omega_{pi}(s^{-1})$		2.10^8	2.10^8	7.10^6
$\nu_{coll}(s^{-1})$		2.10^3	-	4.10^3
$\nu = \nu_{coll}/\omega_p$	$10^{-3} - 10^{-5}$	6.10^5	-	6.10^{-4}

3.1.2 Allure générale de la transition plasma-paroi

Les résultats que nous présentons ici sont issus des simulations numériques que nous avons effectuées. Dans ces simulations, nous avons laissé le code tourner suffisamment longtemps pour que l'état stationnaire soit atteint. La figure 3.2 présente, pour une simulation "typique" ($\tau = 25$, $\nu = 10^{-3}$), l'évolution au cours des itérations du potentiel électrique au niveau de la paroi et au niveau d'un point proche de l'entrée de la gaine de Debye. On y observe clairement qu'au bout de 5000 itérations, le potentiel n'évolue quasiment plus d'une itération à l'autre.

Les profils de potentiel électrique et de densité de particules correspondant à cette simulation sont donnés sur les figures 3.3 et 3.4, respectivement. La partie gauche de chaque figure donne le profil dans la pré-gaine collisionnelle, tandis que le zoom, à droite, se situe dans la gaine de Debye. Il est à noter que les profils présentés sont lisses tout au long de la transition et ce, sans que nous ayons eu à moyenner les valeurs obtenues : c'est ce que nous avons présenté comme le principal avantage des codes Vlasov.

Comme prévu par la théorie développée dans le chapitre 1, la transition entre le plasma et la paroi est divisée en deux parties distinctes, dont les dimensions caractéristiques sont très différentes. Dans toute la pré-gaine collisionnelle, c'est à dire la partie côté plasma, la chute de potentiel est très lente, comme le montre la figure 3.3. Alors que le potentiel n'a chuté que d'environ $k_B T_e/e$ depuis le plasma, on observe à environ $18\lambda_{De}$ de la paroi, une chute de potentiel brutale, de l'ordre de $4.5k_B T_e/e$. Cette zone correspond à la gaine de Debye, comme le confirme la figure 3.4 : alors que la quasi-neutralité est respectée dans toute la pré-gaine, une nette différence de charge apparaît à une vingtaine de longueurs de Debye de la paroi ($\approx 16\lambda_{De}$).

À ce moment de l'étude, il est intéressant de comparer ces premiers résultats avec ceux prévus par la théorie développée dans le chapitre 1. Les relations 1.74 et 1.81 prévoient respectivement

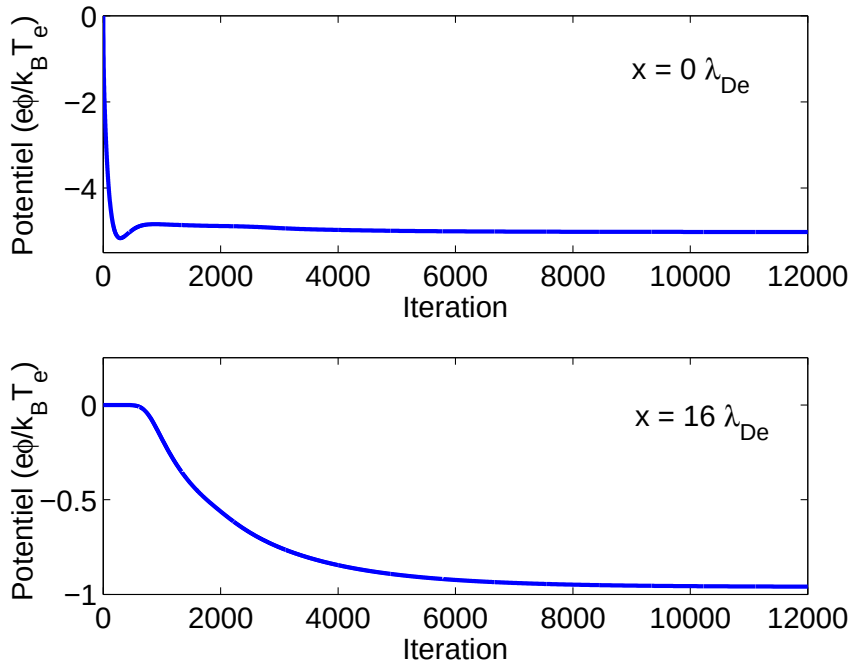


FIG. 3.2 – Evolution du potentiel électrique au niveau de la paroi (en haut, $x = 0\lambda_{De}$) et de l'entrée de la gaine (en bas, $x = 16\lambda_{De}$) au cours des itérations du code. Au bout de 5000 itérations, l'état stationnaire a été atteint et la simulation interrompue.

une chute de potentiel de $0.7k_B T_e/e$ dans la pré-gaine et de $4.6k_B T_e/e$ dans la gaine de Debye, soit un potentiel de $-5.3k_B T_e/e$ sur la paroi. Alors que la chute de potentiel dans la gaine est en bon accord avec la théorie, la chute de potentiel effectivement observée dans la pré-gaine, que nous avons estimée à environ $k_B T_e/e$, est plus importante que celle prévue. Cette différence au niveau de l'entrée de la gaine de Debye se retrouve aussi dans la valeur prise par la densité. Rappelons-le, la théorie prévoit que la diminution de la densité le long de la pré-gaine soit de l'ordre de $n_0/2$, si n_0 est la densité dans le plasma (équation 1.69). La simulation ne donne qu'une densité de l'ordre de $0.4n_0$: la différence est relativement faible et montre un bon accord entre la théorie et l'expérience.

Avant de nous lancer dans l'étude des différentes simulations effectuées, il est nécessaire de préciser un point important, celui de la détermination de l'entrée de la gaine. En effet, suivant la définition que l'on se donne de l'entrée de la gaine, par exemple le point où le potentiel électrique chute fortement ou le point où la quasi-neutralité est rompue, celle-ci ne se trouve pas à la même position. La gaine étant une zone où les variations de ces grandeurs sont importantes, il est nécessaire de se donner un critère fiable, surtout si l'on veut comparer les valeurs théoriques aux valeurs numériques.

3.1.3 Limite gaine / pré-gaine

La détermination de l'entrée de la gaine de Debye est un point important dans notre étude de l'interaction plasma-paroi car nous avons vu que la théorie permet de prédire la valeur de certaines grandeurs physiques en ce point. Comme nous l'avons évoqué précédemment, il est nécessaire de se donner un critère fiable permettant de déterminer cette limite. Les différentes

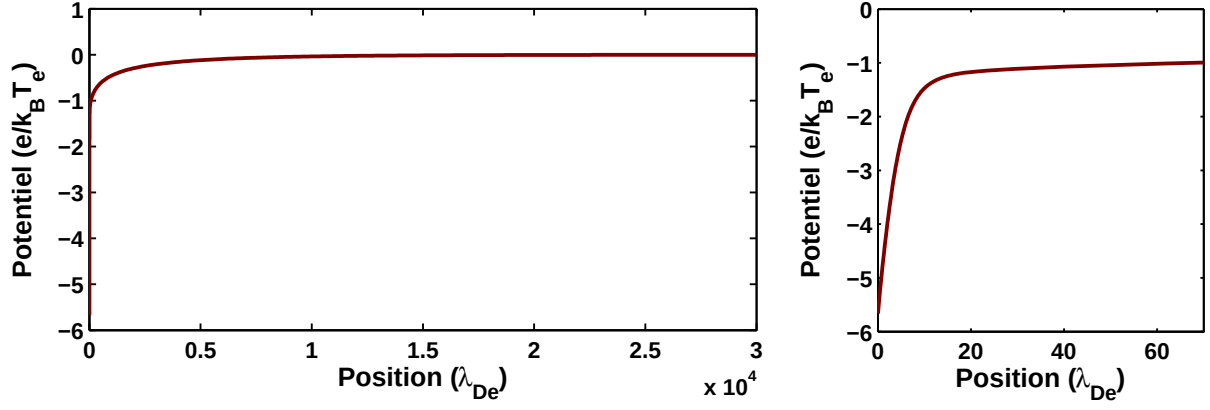


FIG. 3.3 – Profil de potentiel le long de la prégaîne collisionnelle (figure de gauche) et dans la gaîne de Debye (zoom, à droite). Après une chute de l'ordre de $k_B T_e/e$ sur une distance de plusieurs dizaines de milliers de longueurs de Debye depuis la position du plasma à l'équilibre, dans la prégaîne collisionnelle, le potentiel chute brutalement aux alentours de $20\lambda_{De}$. Cette forte chute, d'environ $6k_B T_e/e$, est caractéristique de la gaîne de Debye.

possibilités sont illustrées par les différents graphiques de la figure 3.5 qui représentent, de haut en bas, les densités ioniques n_i et électroniques n_e , la séparation de charge $(n_i - n_e)/n_0$, la vitesse moyenne des ions u_i et le logarithme du potentiel électrique, chacun étant donné en fonction de la distance à la paroi, exprimée en longueur de Debye électronique.

L'entrée dans la gaîne de Debye est caractérisée par la fin de la quasi-neutralité du milieu et l'apparition d'une charge d'espace positive (dans le cas d'une paroi laissée au potentiel flottant, comme c'est ici le cas). L'étude de la figure 3.5.a montre que les densités électroniques et ioniques sont égales jusqu'à une distance d'environ $18\lambda_{De}$ de la paroi. Cette distance, qui est bien évidemment confirmée par le tracé de la séparation de charges présentée sur la figure 3.5.b, donne l'entrée de la gaîne. Bien que correcte, l'utilisation de la séparation de charges n'est pas très pratique comme critère. En effet, les densités électroniques et ioniques ne sont jamais rigoureusement égales l'une à l'autre, d'une part à cause des fluctuations numériques et d'autre part à cause de l'idée même de quasi-neutralité. Ainsi, nous ne pouvons utiliser un critère strict de la forme :

$$n_i - n_e > 0 \Leftrightarrow \text{Limite de la gaîne} \quad (3.1)$$

Pour utiliser ce critère, il est nécessaire de se donner une valeur limite de la séparation de charge en-deçà de laquelle le plasma pourra être considéré comme quasi-neutre. Le problème étant maintenant de savoir comment choisir cette valeur : dans notre cas, une limite fixée à une différence de densités de 1% donne l'entrée à $15\lambda_{De}$ alors qu'une différence de 0.1% la donne à $30\lambda_{De}$. Malgré le côté arbitraire de ce choix, qui ne peut être justifié que par l'observation "à l'oeil nu" des courbes, nous nous donnerons, lorsque cette méthode sera utilisée pour définir l'entrée de la gaîne, un seuil de 0.5%, qui conduit ici à une valeur de $18\lambda_{De}$ pour la limite gaîne/prégaîne.

Cette manière de procéder n'étant pas totalement satisfaisante, nous avons cherché un autre moyen de déterminer l'entrée de la gaîne. Une autre possibilité, trouvée dans la littérature [KHDC95], est illustrée par la figure 3.5.d. Celle-ci part de l'observation que le potentiel électrique présente deux taux de variation très différents dans la gaîne et dans la prégaîne collisionnelle : l'idée est donc de déterminer le point où se produit ce changement de comportement. L'applica-

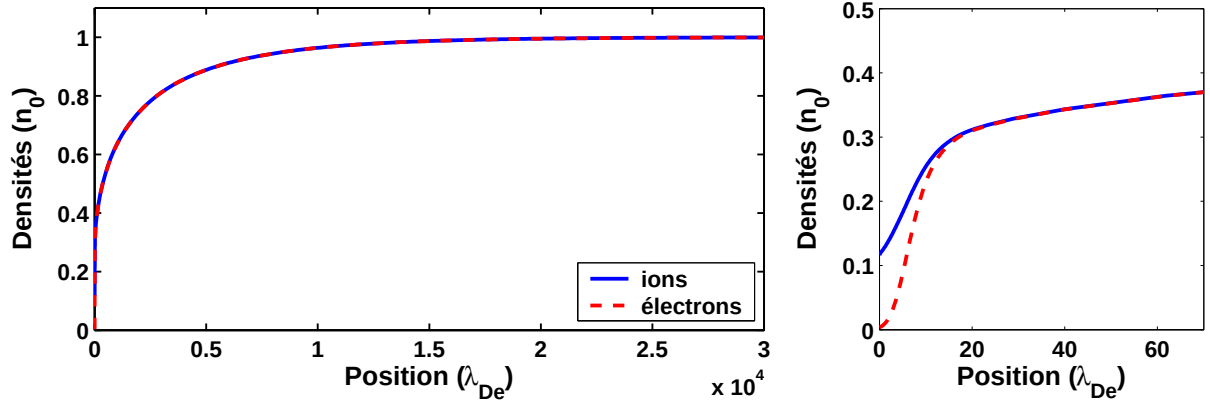


FIG. 3.4 – Profil de densité le long de la prégaîne collisionnelle (figure de gauche) et dans la gaine de Debye (zoom, à droite). Les électrons sont représentés par la courbe tiretée bleue et les ions par la courbe pleine en rouge. La quasi-neutralité $n_i \approx n_e$ est respectée sur toute la longueur de la prégaîne collisionnelle. L'entrée dans la gaine de Debye est marquée par l'apparition d'une charge d'espace positive neutralisant la charge négative de la paroi.

tion à notre cas conduit à une longueur de gaine de l'ordre $8\lambda_{De}$, ce qui sous-estime fortement sa longueur réelle. Alors qu'elle donne des résultats satisfaisants dans la pratique, il apparaît que cette méthode n'est pas adaptée aux cas que nous étudions ici.

Une autre solution est encore possible pour caractériser l'entrée de la gaine. Cette dernière consiste à utiliser le critère de Bohm cinétique qui, rappelons-le, s'exprime sous la forme :

$$\langle v^{-2} \rangle|_{x_0} \leq \frac{m_i}{k_B T_e}$$

où $\langle v^{-2} \rangle|_{x_0}$ est le moment d'ordre -2 de la fonction de distribution évalué en x_0 , frontière de la gaine, m_i est la masse des ions, k_B la constante de Boltzmann et T_e la température des électrons. La courbe bleue de la figure 3.5.c représente cette quantité $\langle v^{-2} \rangle$ sur les 60 premières longueurs de Debye de la transition plasma-paroi, la courbe verte donnant la valeur de $c_s^{-2} = m_i/k_B T_e$. Bien que le critère de Bohm soit respecté à l'entrée de la gaine, il est clair qu'il ne va pas être utile pour notre problème : il impose que la vitesse d'entrée des ions soit supérieure ou égale à la vitesse acoustique et non pas strictement égale.

Nous verrons plus loin que dans certaines conditions le critère de Bohm est satisfait sous sa forme "égale" à l'entrée de la gaine, et qu'il sera alors possible de l'utiliser comme entrée de la gaine, mais il ne l'est donc pas systématiquement. Après avoir étudié ces différents cas, il s'avère que la première méthode envisagée se trouve être la plus sûre pour déterminer la limite gaine/prégaîne : il nous est donc maintenant possible de continuer notre étude.

3.1.4 Prévisions théoriques et résultats numériques

3.1.4.1 Longueur de la gaine de Debye

Après avoir passé la section précédente à déterminer le meilleur moyen de mesurer la longueur de la gaine de Debye, il est tout naturel de commencer par mesurer cette longueur dans les différentes simulations. Ces différentes valeurs sont regroupées dans le tableau 3.2 ci-dessous. On remarque que la longueur de la gaine ne varie quasiment pas d'une simulation à l'autre : c'est

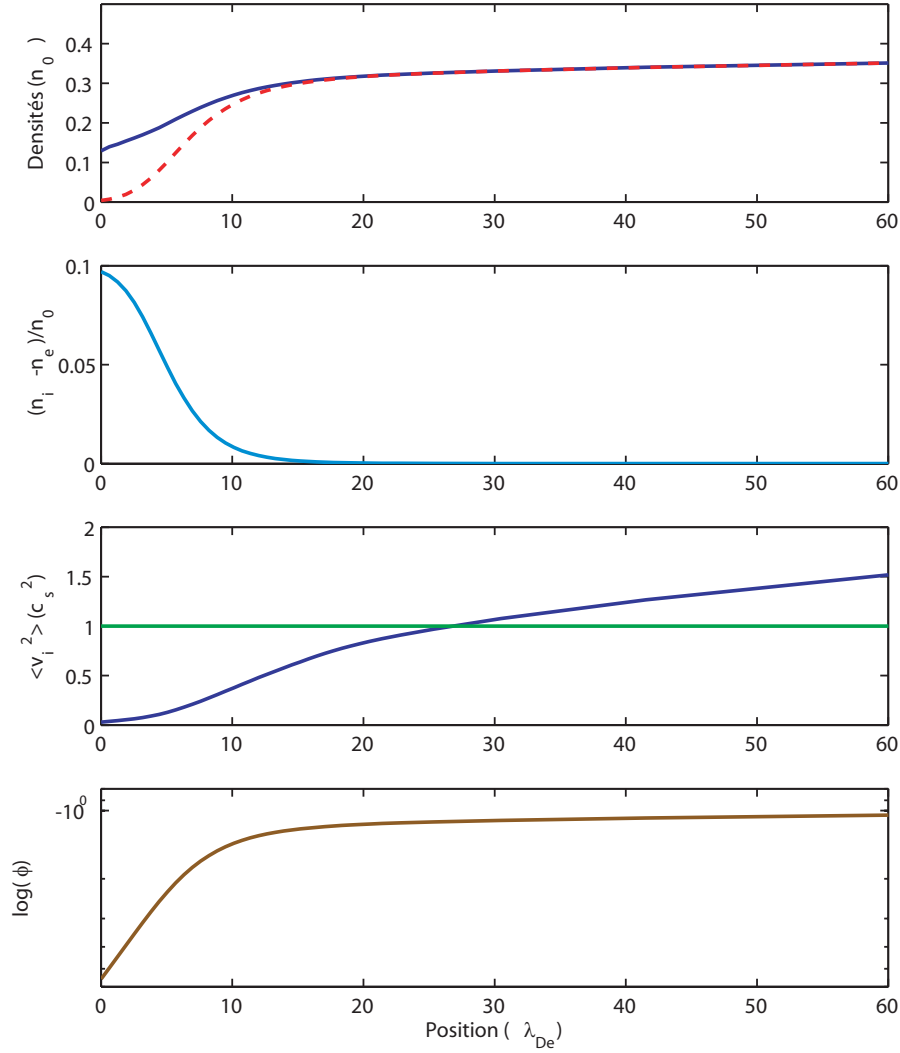


FIG. 3.5 – Détermination de la limite entre la gaine et la pré-gaine magnétique. Profils obtenus pour les paramètres $\tau = 10$ et $\nu = 10^{-4}$, entre le mur et le début de la pré-gaine collisionnelle. De haut en bas, les profils de densités ionique et électronique, la séparation de charges associée, le profil de $\langle v_i^{-1/2} \rangle$ associé au critère de Bohm cinétique, et le logarithme du potentiel électrique ϕ .

ce qui était attendu puisque la longueur de Debye est la distance caractéristique sur laquelle le potentiel électrique est écranté. La longueur de la gaine est donc d'environ $19\lambda_{De}$, ce qui fait, dans le cas d'électrons ayant une température de l'ordre de l'électron-Volt et une densité de l'ordre de $2 \cdot 10^{15} \text{m}^{-3}$, une longueur d'environ 3mm. Cette longueur est en bon accord avec les longueurs de gaines observées expérimentalement, de l'ordre de 4mm [OH05].

3.1.4.2 Potentiel électrique et densité ionique

La deuxième grandeur que nous testons dans le but de valider nos simulations est la chute de potentiel électrique dans la gaine de Debye. Pour mémoire, elle est donnée par la relation 1.81 que nous rappelons ci-dessous :

$$\phi_p - \phi_g = \frac{1}{2} \ln [2\pi m_{ei} (1 + 1/\tau)]$$

TAB. 3.2 – Longueur de la gaine de Debye

	$\nu = 2.10^{-4}$	$\nu = 1.10^{-3}$	$\nu = 2.10^{-3}$
$\tau = 2$	$17.7\lambda_{De}$	$17.9\lambda_{De}$	$17.9\lambda_{De}$
$\tau = 10$	$19.7\lambda_{De}$	$19.3\lambda_{De}$	$18.7\lambda_{De}$
$\tau = 35$	$19.3\lambda_{De}$	$19.3\lambda_{De}$	$19.2\lambda_{De}$

où ϕ_p et ϕ_g sont respectivement le potentiel électrique normalisé au niveau de la paroi et à l'entrée de la gaine ; m_{ei} et τ sont respectivement le rapport des masses et des températures électroniques et ioniques. On voit qu'il nous est possible par cette formule de tester deux des paramètres du code, à savoir les rapports m_{ei} et τ . Nous ne nous intéresserons ici qu'à la dépendance de la chute de potentiel vis à vis du rapport des températures.

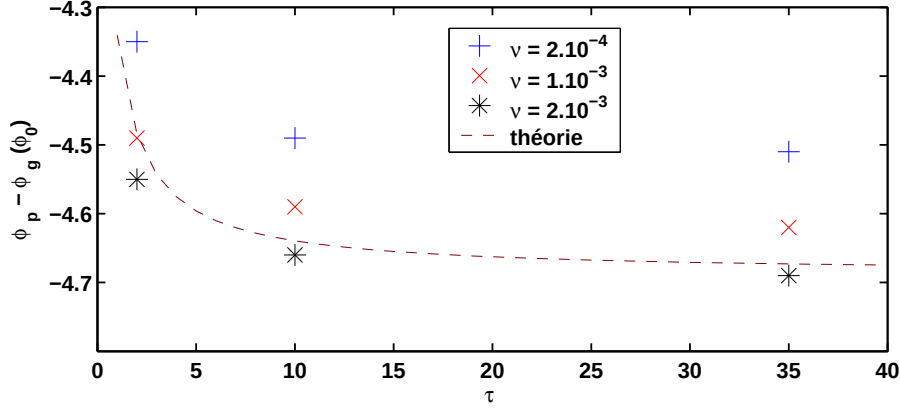


FIG. 3.6 – Evolution de la chute de potentiel dans la gaine $\phi_p - \phi_g$ en fonction du rapport des températures $\tau = T_e/T_i$. Les séries de points représentent les données numériques pour différentes valeurs du coefficient de collision ν , la ligne tiretée représente la valeur théorique pour le cas d'un gaz d'argon, soit un rapport de masse $m_{ei} = 1,35.10^{-5}$. L'accord entre la théorie et valeurs numériques est plutôt bon.

La figure 3.6 présente les résultats obtenus pour cette différence de potentiel $\phi_p - \phi_g$ en fonction de τ et du coefficient de collision ν pour les différentes simulations 1D1V réalisées, lorsque la paroi est laissée au potentiel flottant. La première observation qui peut être faite est que les résultats numériques sont en bon accord avec les prévisions théoriques, l'écart entre les deux n'étant au maximum que de $0.2k_B T_e/e$; ce maximum est atteint dans le cas où le rapport des températures est de $\tau = 35$, c'est à dire dans les conditions de simulations les plus dures. En effet, plus τ augmente et plus la chute de potentiel se creuse, comme on peut l'observer sur la figure ; en parallèle les vitesses atteintes par les ions sont plus importantes, ce qui est plus difficile à gérer pour notre code. Une autre observation est que la valeur prise par le potentiel sur la paroi varie sensiblement avec le coefficient de collision, la chute de potentiel s'accroissant lorsque ν augmente. Ce comportement n'est pas prévu par la théorie, la gaine étant censée être une zone non collisionnelle. Toutefois, ce fait n'est pas incompréhensible : les collisions ont produit dans la pré-gaine collisionnelle une queue d'ions ralentis, il est donc nécessaire de les accélérer plus fortement pour obtenir le même flux d'ions sur la paroi que s'il n'y avait eu aucune collision

(l'équilibre est atteint lorsque le flux ionique devient égal au flux électronique).

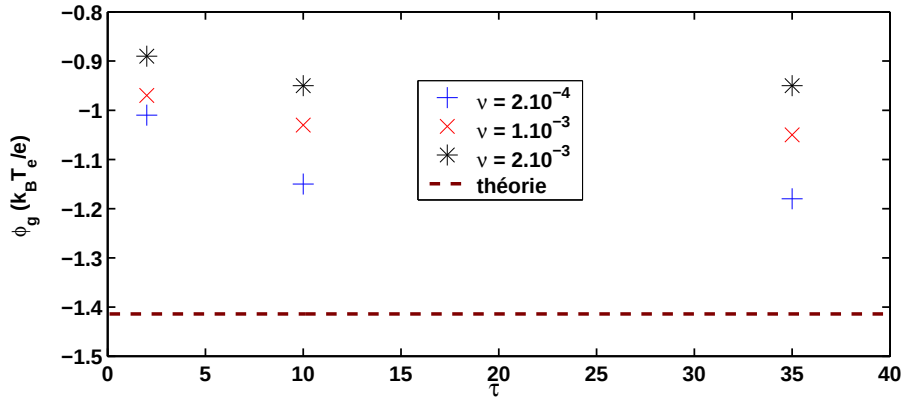


FIG. 3.7 – Evolution du potentiel à l'entrée de la gaine ϕ_g en fonction du rapport des températures $\tau = T_e/T_i$. Les séries de points représentent les données numériques pour différentes valeurs du coefficient de collision ν , la ligne tiretée représente la valeur théorique, soit $\phi_g = 0.5$. Le désaccord entre la théorie et les valeurs numériques montre que les hypothèses du modèle fluide ne sont pas applicables ici.

La chute de potentiel dans la gaine étant conforme aux prévisions, nous nous intéressons maintenant à la valeur du potentiel à l'entrée de celle-ci. Le modèle fluide développé au chapitre 1 nous permet en effet de prévoir cette valeur par l'intermédiaire de la relation :

$$\phi_g \approx \sqrt{2} k_B T_e / e .$$

La figure 3.7 représente, dans les mêmes conditions que la figure 3.6, le potentiel électrique à l'entrée de la gaine ϕ_g donné par les simulations (points) ainsi que la valeur théorique (courbe tiretée). On observe cette fois un écart assez important entre la théorie et les simulations, de 0.2 à 0.5 $k_B T_e / e$ suivant les simulations. Cette importance doit certes nous rendre prudent vis à vis des résultats numériques, mais surtout réfléchir au modèle utilisé. En effet, celui-ci est une approche fluide du problème alors que notre code est une approche cinétique, il est donc naturel de trouver des différences entre ces deux visions. Cette question requiert l'étude en détail de la fonction de distribution des ions et sera l'objet du prochain chapitre.

Avant de passer à cette étude de la distribution des ions, nous nous attardons sur un autre point de comparaison entre le modèle et nos simulations : il s'agit de la densité ionique à l'entrée de la gaine, que l'on trouve représentée sur la figure 3.8, dans les mêmes conditions que les deux figures précédentes. On retrouve ici le même désaccord entre prévisions et simulations, les écarts allant cette fois de 20% dans le cas le plus favorable ($\nu = 2.10^{-3}, \tau = 2$) à 40% dans le plus défavorable ($\nu = 2.10^{-4}, \tau = 35$). A ce stade, il est important de se souvenir des formules qui ont permis, au premier chapitre, d'établir les valeurs théoriques à l'entrée de la gaine :

$$n(x) = \frac{n_0}{1 + M^2(x)} ,$$

$$\phi = -\ln(1 + M^2(x)) .$$

On voit immédiatement que la densité et le potentiel électrique ne sont en fait que le reflet du comportement du nombre de Mach M , défini comme la valeur absolue du rapport entre la vitesse moyenne des ions et leur vitesse acoustique, comportement qu'il convient maintenant d'étudier.

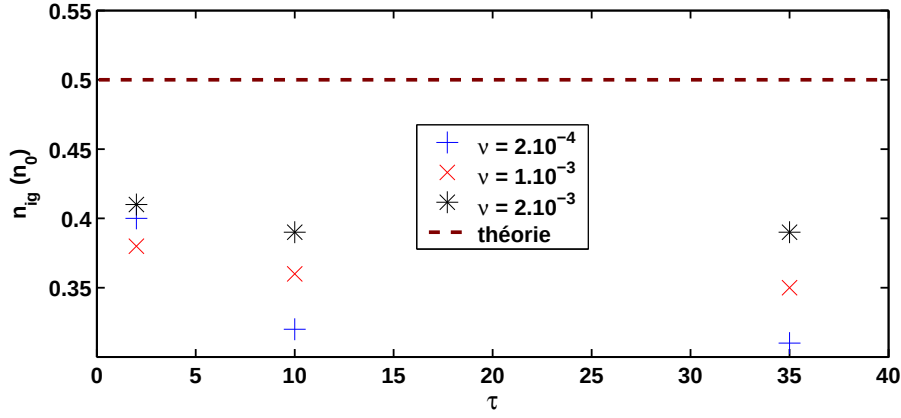


FIG. 3.8 – Evolution de la densité ionique à l'entrée de la gaine ϕ_g en fonction du rapport de températures $\tau = T_e/T_i$. Les séries de points représentent les données numériques pour différentes valeurs du coefficient de collision ν , la ligne tiretée représente la valeur théorique, soit $n_i = 0.5n_0$.

3.1.4.3 Nombre de Mach et critère de Bohm

Lorsqu'on s'intéresse à l'entrée dans la gaine de Debye, le critère de Bohm est incontournable : la condition de stabilité est que le nombre de Mach des ions soit au moins égal à 1 lorsqu'ils y pénètrent. La figure 3.9 donne la valeur effective de ce nombre à la limite gaine/prégaine pour nos différentes simulations. L'étude de la figure est sans appel : mis à part pour les cas $\nu = 1.10^{-3}$,

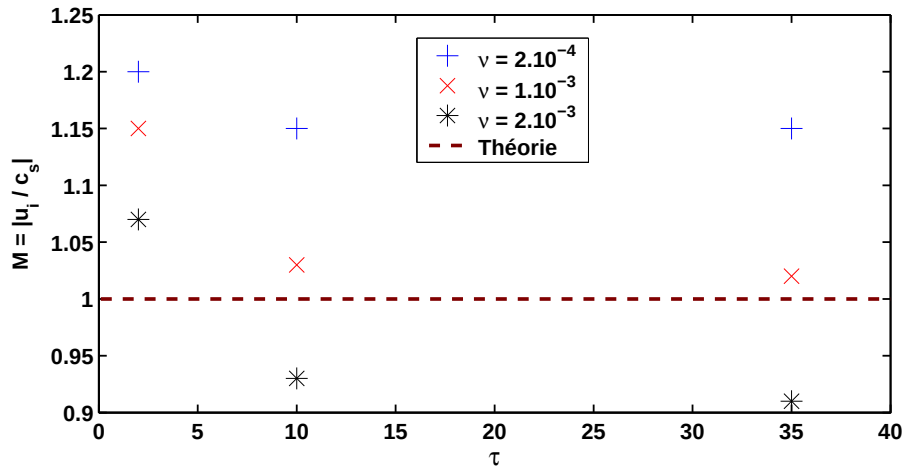


FIG. 3.9 – Valeur du nombre de Mach à l'entrée de la gaine ϕ_g en fonction du rapport des températures $\tau = T_e/T_i$. Les séries de points représentent les données numériques pour différentes valeurs du coefficient de collision ν , la ligne tiretée représente la valeur $M = 1$. Le critère de Bohm n'est pas respecté dans les simulations où ν est fort ; dans les autres, les ions entrent dans la gaine avec une vitesse supérieure à c_s et valident le critère.

$\tau = 10$ et $\tau = 35$ où le nombre de Mach est proche de 1 à l'entrée de la gaine, il en est en général différent. Deux situations se présentent : d'une part, pour les taux de collision les plus faibles ($\nu = 2.10^{-4}$ et $\nu = 1.10^{-3}$), le critère de Bohm est satisfait mais le nombre de Mach est strictement supérieur à 1 à l'entrée de la limite gaine/prégaine. Dans ces conditions, nous ne pouvons plus appliquer les formules pour la densité et le potentiel, qui perdent leur sens à la limite $M = 1$. D'autre part, pour le taux de collisions le plus fort ($\nu = 2.10^{-3}$), le critère n'est pas satisfait pour $\tau = 10$ et $\tau = 35$, même s'il en est très proche. Cette situation n'est

toutefois pas dramatique pour la validité de nos résultats : le critère de Bohm du côté gaine est obtenu sans prendre en compte l'effet des collisions et le fait qu'il ne soit pas satisfait pour un ν important semble indiquer que leur effet ne peut être négligé. Il est maintenant nécessaire d'étudier directement la fonction de distribution des ions pour étudier ce qu'il se passe réellement à l'entrée de la gaine.

3.1.5 Fonction de distribution des ions

Parmi les avantages apportés par l'utilisation des codes de type "Vlasov" dans la simulation numérique des plasmas, l'accès direct aux fonctions de distribution est sans doute le plus important. Nous venons de voir dans les paragraphes précédents que le modèle fluide utilisé, bien que rendant compte dans les grandes lignes du comportement du plasma au contact d'une paroi, ne semble pas en mesure de rendre compte de ce qu'il se produit au niveau de l'entrée dans la gaine de Debye. L'étude de la fonction de distribution va donc être un outil pour pousser plus avant la compréhension des phénomènes qui se produisent tout au long de la transition ; l'étude de cette distribution est donc l'objet de la présente section.

3.1.5.1 Evolution de la fonction de distribution le long de la transition

Les figures 3.10, 3.11 et 3.12 donnent le profil de la fonction de distribution en vitesse à différentes positions entre la paroi (courbe noire) et le plasma à l'équilibre (courbe violette), pour un rapport des températures $\tau = 35$ et des coefficients de collision de $\nu = 2.10^{-4}$, $\nu = 1.10^{-3}$ et $\nu = 2.10^{-3}$, respectivement. La courbe en rouge représente la fonction de distribution à l'entrée de la gaine de Debye. Les vitesses, exprimées en fonction de la vitesse acoustique des ions, sont exprimées négativement lorsque les particules se dirigent vers la paroi.

La première observation qui peut être faite est que la distribution est très loin d'être maxwellienne, mise à part dans le plasma lui-même, bien entendu. La distribution se déforme en effet très rapidement : tout d'abord, dans le début de la pré-gaine, les ions ne gagnent que peu de vitesse et la distribution ne fait que "perdre de la hauteur". Plus on approche de l'entrée de la gaine et plus les ions gagnent de la vitesse, ce qui se traduit par un déplacement de la distribution vers les vitesses négatives. Alors qu'elle n'est que peu modifiée au début de la transition, gardant un profil sensiblement maxwellien, on observe que la distribution se déforme fortement par la suite, jusqu'à donner une distribution très aplatie et élargie (troisième courbe en partant du plasma sur les figure 3.10 et 3.11, quatrième sur la figure 3.12). Puis, plus près encore de l'entrée de la gaine (courbe rouge), la distribution se rétrécit, présentant un corps d'apparence plus ou moins maxwellienne, avec une vitesse dirigée vers la paroi assez importante et une queue s'étendant jusqu'aux faibles vitesses, parfois même jusqu'aux vitesses positives. Finalement, en approchant encore de la paroi, la queue se résorbe petit à petit, ne laissant qu'un corps resserré avec une forte vitesse négative (de l'ordre de 3,2 fois la vitesse acoustique ionique).

Ces modifications de la distribution peuvent être comprises si l'on y voit l'affrontement entre deux phénomènes physiques ayant deux effets contraires. D'une part, les ions ressentent l'effet de la charge portée par la paroi qui crée un champ électrique tendant à les accélérer vers elle ; d'autre part, ils subissent des collisions avec les neutres, collisions qui tendent à reconstruire la distribution d'équilibre, c'est à dire celle du plasma. Au début de leur voyage vers la paroi, les ions sont dans une zone où les collisions dominant et où l'effet du champ électrique est très faible : la

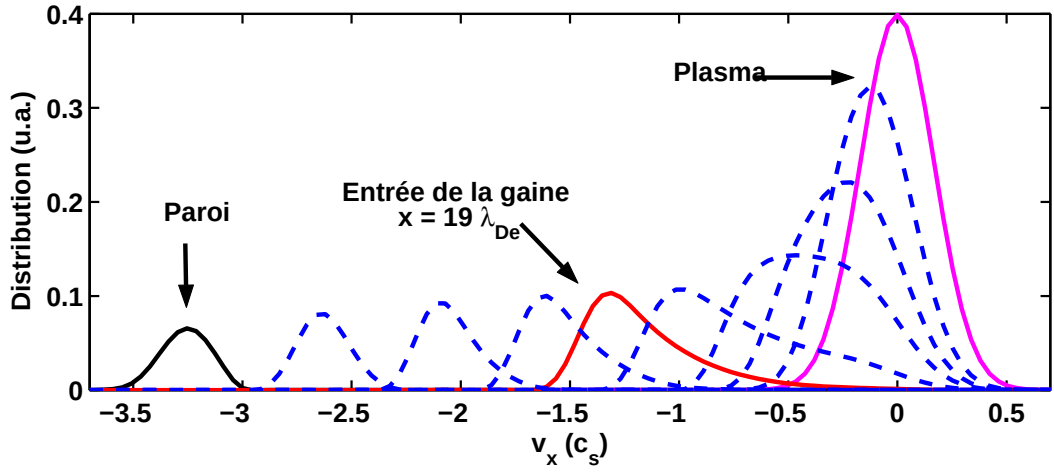


FIG. 3.10 – Profil de la fonction de distribution au long de la transition. Cas $\tau = 35 \nu = 2.10^{-4}$. La distribution à l'entrée de la gaine présente un corps dont la vitesse moyenne est nettement supérieure à la vitesse de Bohm.

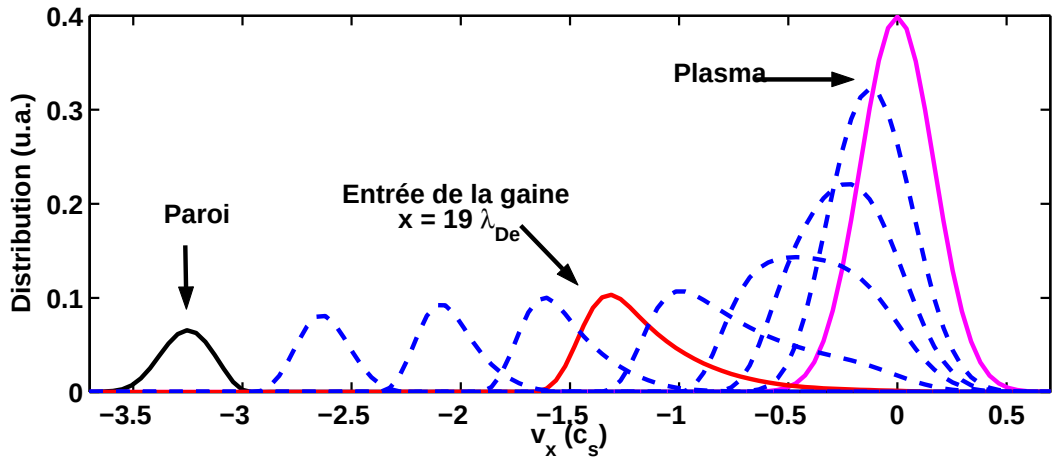


FIG. 3.11 – Profil de la fonction de distribution au long de la transition. Cas $\tau = 35 \nu = 1.10^{-3}$. Cette figure présente un cas intermédiaire en le cas où ν est faible, ci-dessus, et ν fort, ci-dessous.

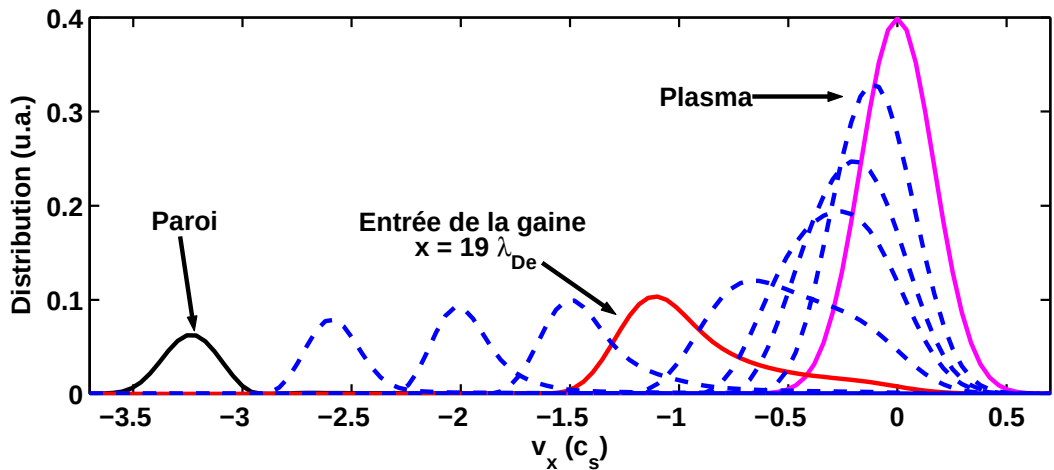


FIG. 3.12 – Profil de la fonction de distribution au long de la transition. Cas $\tau = 35 \nu = 2.10^{-3}$. La distribution présente un corps avec une vitesse tout juste supérieur à la vitesse de Bohm et une importante queue d'ions lents.

vitesse moyenne des ions n'augmente que très peu. Plus on approche de la paroi et plus le champ E prend de l'importance. La vitesse moyenne des ions augmente mais les collisions continuent à dominer : il en résulte un élargissement de la distribution. Elle est maintenant constituée d'un corps gagnant de plus en plus de vitesse, et d'une queue de plus en plus importante. Aux environs de l'entrée de la gaine de Debye, le comportement de la distribution change car l'effet dominant est celui du champ E : un champ électrique accélère plus efficacement les particules lentes que les particules rapides, de sorte que les ions restés "à la traine" rattrapent petit à petit leur retard sur les ions initialement plus rapides. La queue disparaît alors et le corps lui-même se rétrécit, comme on peut le voir sur la courbe noire, donnant la distribution des ions sur la paroi.

3.1.5.2 Lien avec le critère de Bohm

Après avoir décrit l'évolution générale de la fonction de distribution dans la pré-gaine collisionnelle et dans la gaine de Debye, nous nous concentrons ici sur son profil à l'entrée de la gaine, c'est à dire sur les courbes rouges des figures 3.10, 3.11 et 3.12. Ces trois profils sont à rapprocher des valeurs prises par le nombre de Mach pour $\tau = 35$, présentées sur la figure 3.9. Pour mémoire, on observait sur cette figure que le critère n'est plus satisfait lorsque le coefficient de collisions devient trop important. Les profils de distribution montrent que la situation est en fait plus compliquée : quel que soit le coefficient de collisions, la plus grande partie des ions se situant dans le corps de la fonction de distribution possède une vitesse supersonique. Seules les particules situées à "l'arrière" du corps et dans la queue de la distribution ont une vitesse inférieure à la vitesse acoustique. Comme on l'a déjà indiqué, le critère de Bohm a été établi, même dans sa version cinétique, en négligeant complètement les collisions mais, à l'évidence, elles peuvent représenter une portion non négligeable de la distribution lorsque le taux ν devient important.

Pour confirmer le raisonnement qui nous a amené à désigner les particules situées dans la queue de la distribution comme les responsables de la violation du critère de Bohm, nous avons opéré un découpage de la distribution. L'idée est de suivre l'évolution de la vitesse des ions situés au sommet de la distribution, c'est à dire de considérer que la distribution est symétrique par rapport à son maximum, comme l'explique la figure 3.13.a. Ce procédé permet d'éliminer la contribution de la queue de la distribution. Une fois cette partie retirée, il ne reste qu'à tracer l'évolution de la nouvelle "vitesse moyenne" de la population ionique, et à la comparer à la vitesse acoustique à l'entrée de la gaine : c'est ce qui est fait sur le graphique 3.13.b. Le résultat est immédiat : alors que la vitesse de la population d'ions totale, représentée par la courbe bleue, n'a pas encore atteint la vitesse acoustique en entrant dans la gaine (entrée symbolisée par le segment vertical), les ions présents dans le corps de la distribution ont eux atteint cette vitesse (courbe noire) bien avant cette limite et respectent le critère de Bohm.

3.1.5.3 Température ionique dans la pré-gaine collisionnelle

Avec l'étude précédente, nous avons vu que la fonction de distribution des ions subit de profondes modifications dans la pré-gaine collisionnelle et dans la gaine de Debye, modifications qui ne permettent en général plus de la décrire comme une maxwellienne. Ces modifications ont des conséquences pratiques très importantes, notamment en ce qui concerne les mesures de températures. Un travail de thèse précédent [Val02] a permis de mettre en évidence que des

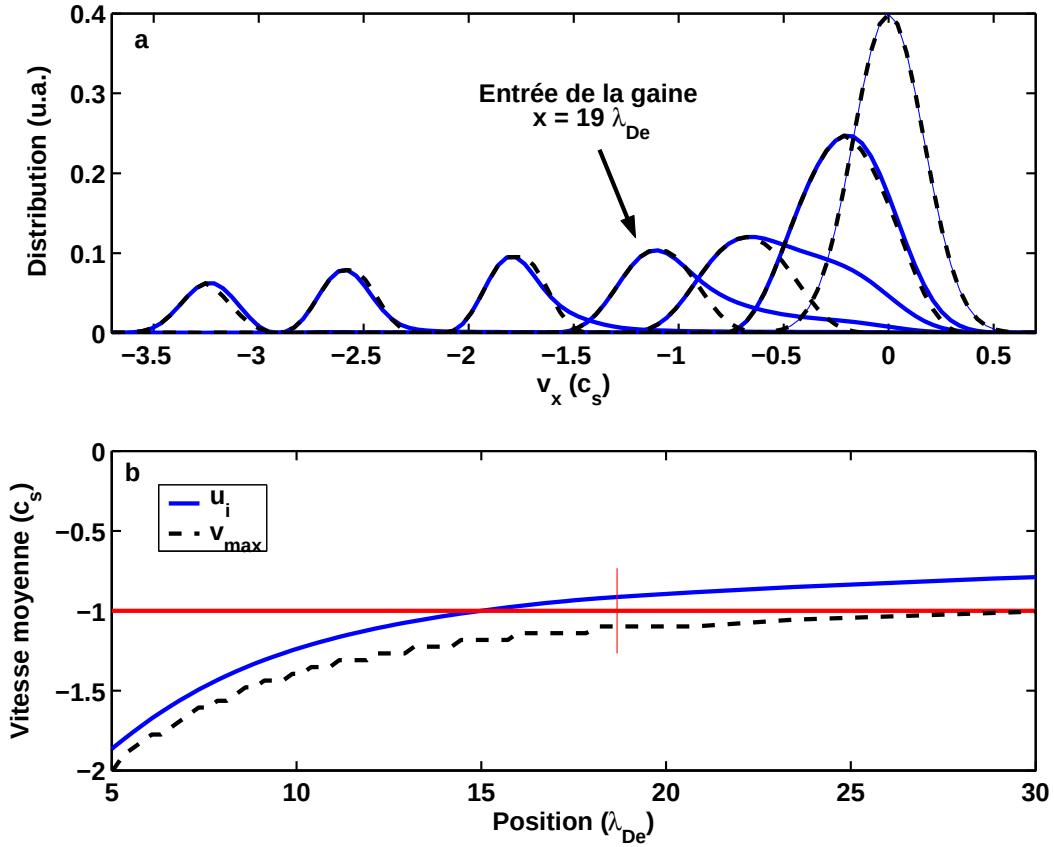


FIG. 3.13 – Profil de la fonction de distribution au long de la transition ; cas $\tau = 35$ $\nu = 2.10^{-3}$. Lorsque l'ensemble de la population d'ions est prise en compte (figure du haut, en bleu) pour le calcul de la vitesse moyenne le critère de Bohm n'est pas respecté (en bas, en bleu). Si on coupe numériquement la queue et qu'on ne s'intéresse qu'au corps de la distribution, alors le critère est respecté à l'entrée de la gaine.

diagnostics de type LIF (fluorescence induite par laser) pouvaient conduire à une surestimation de la température des ions. Cette surestimation est alors due aux importantes modifications de la fonction de distribution sur des distances très courtes. Dans cette section, nous avons continué l'analyse de l'évolution de la température des ions dans la gaine et la pré-gaine, afin de comprendre tous les mécanismes à l'oeuvre.

La figure 3.14.a donne la courbe de température pour l'ensemble de la transition, la figure 3.14.b présentant quant à elle un zoom sur ce qu'il se passe entre la paroi et les 1000 premières longueurs de Debye électroniques. Ces deux figures montrent que la température ionique présente une très forte augmentation à l'approche de la paroi : jusqu'à quatre fois la température du plasma à environ $250\lambda_{De}$ du mur. Ce pic n'est toutefois pas brutal, il apparaît progressivement à mesure que les ions approchent de la paroi. Sa disparition l'est beaucoup plus : alors qu'il était apparu sur une distance de l'ordre de $20000\lambda_{De}$, il ne lui en faut que 200 pour disparaître. Ces deux échelles de longueur parlent d'elles-mêmes quant à la nature des phénomènes impliqués : la première est liée au libre parcours moyen, proportionnel à ν^{-1} , donc semble mettre en jeu les collisions, alors que la deuxième est liée à la longueur de la gaine de Debye, ce qui impliquerait le champ électrique. Ce raisonnement est identique à celui que nous avons mené dans la section précédente, lors de l'étude du profil de la distribution ; il est donc naturel de se tourner à nouveau vers ce profil pour comprendre son influence sur la température. La figure 3.15 présente, comme

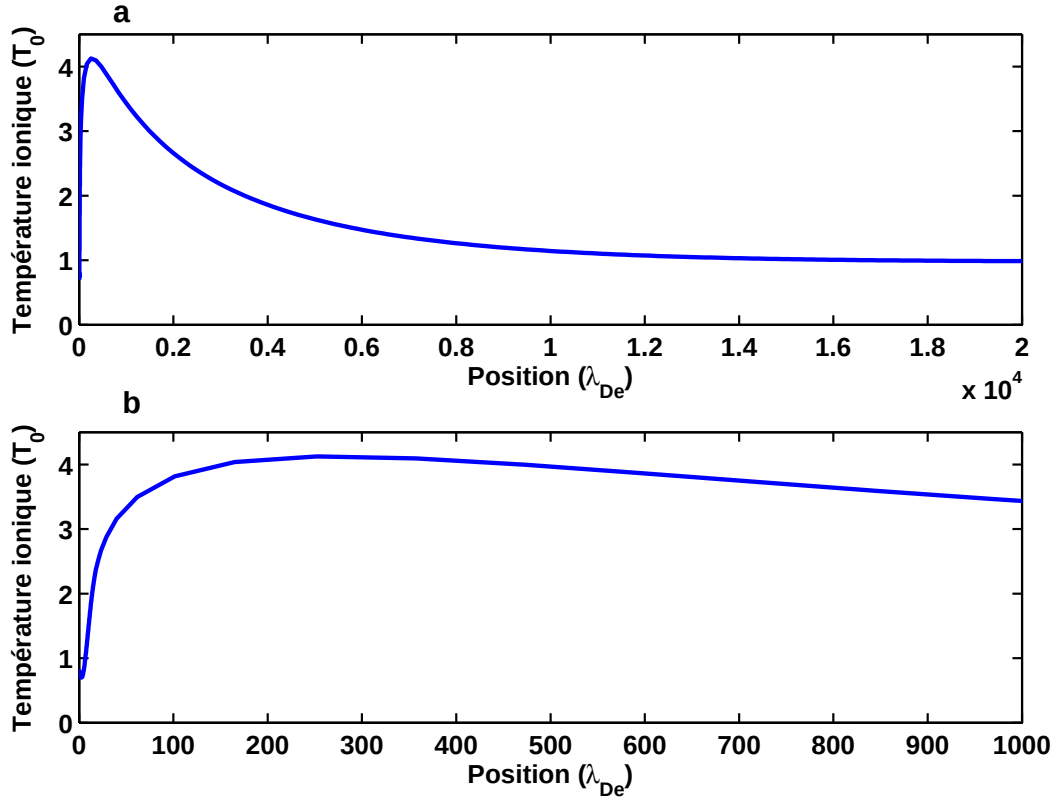


FIG. 3.14 – Evolution de la température ionique dans la gaine de Debye et la pré-gaine collisionnelle pour le cas $\tau = 35$ $\nu = 1.10^{-4}$. L'élévation de la température dans la pré-gaine est importante ($4T_0$) mais se fait sur une distance très importante, liée au libre parcours moyen des ions. La chute, brutale, se produit à l'approche de l'entrée de la gaine de Debye.

les figures 3.10 à 3.12, la distribution ionique à différentes positions entre la paroi et le plasma à l'équilibre, mais cette fois pour le cas $\nu = 2.10^{-4}$, $\tau = 35$. En particulier, la courbe verte donne le profil de celle-ci au niveau du maximum de la température, c'est à dire à $x = 252\lambda_{De}$. La comparaison de ce profil avec ses voisins confirme l'origine du pic de température observé dans la pré-gaine collisionnelle : la distribution n'a en effet cessé de s'élargir entre le plasma et la position $x = 252\lambda_{De}$ et, bien qu'elle ne soit pas la plus déformée à cet endroit (il suffit de regarder la précédente sur le graphe), elle y est la plus large (elle s'étend depuis $v_x = -1.7c_s$ jusqu'à $v_x = +0.3c_s$), ce qui est le paramètre important pour la détermination de la température. Notre première analyse est donc correcte : la température augmente d'abord le long de la pré-gaine sous l'effet des collisions puis, lorsque le champ électrique devient l'effet prépondérant, la distribution se rétrécit à nouveau (sur la courbe rouge, au niveau de l'entrée de la gaine, le champ électrique a déjà vidé la queue de la distribution de ses particules les plus lentes).

De manière à bien mettre en évidence la compétition entre les deux phénomènes à l'oeuvre dans l'élargissement de la fonction de distribution, notre code nous donne la possibilité de faire varier leur importance relative par le biais de la polarisation de la paroi. Dans toutes les simulations que nous avons présentées jusqu'à maintenant, aucune polarisation n'était appliquée et la paroi se chargeait en réaction aux flux d'ions et d'électrons qui la percutaient. Il nous est toutefois très facile d'imposer un certain potentiel : en le choisissant plus négatif que le potentiel flottant, nous augmentons la profondeur de la chute de potentiel aux abords de celle-ci et par conséquent,

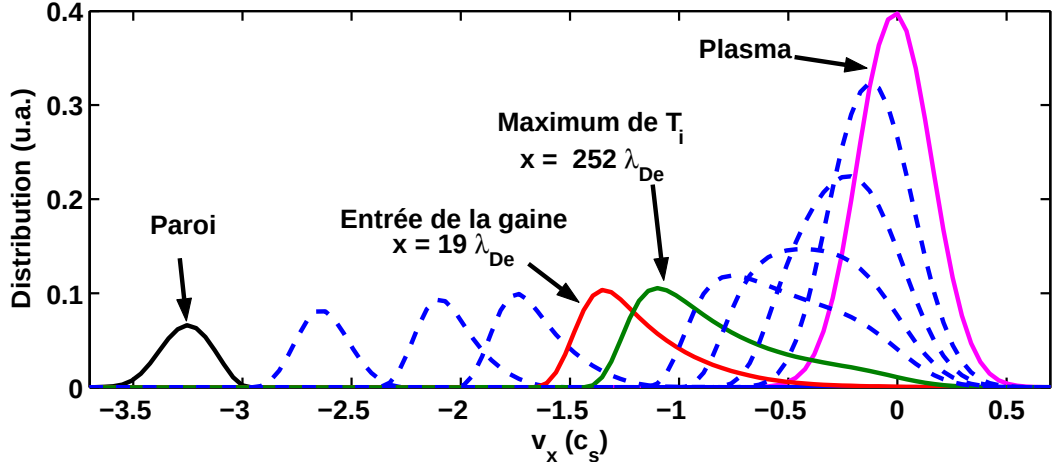


FIG. 3.15 – Profil de la fonction de distribution au long de la transition. Cas $\tau = 35$ $\nu = 10^{-4}$. On a mis en couleur le profil correspondant à des points importants de la transition : plasma, maximum de la température, entrée de la gaine de Debye et paroi.

nous accroissons l'intensité du champ électrique. Les profils de température obtenus pour le cas "libre" et pour trois polarisations différentes de la paroi sont représentés sur la figure 3.16. L'évolution du pic de température est très nette : plus la polarisation de la paroi est importante et plus le pic s'éloigne de celle-ci. La raison en est bien entendu que plus le champ électrique est important et plus le point où son effet devient aussi important que celui des collisions, c'est à dire le point où la distribution cesse de s'élargir, est éloigné de la paroi. On remarquera au passage que le pic ne se déplace que très peu malgré l'importance de l'augmentation de la polarisation du mur : c'est une preuve supplémentaire que l'écrantage de Debye est un phénomène très efficace.

3.1.6 Bilan de l'interaction plasma-paroi non magnétisée

Dans cette première partie de l'étude de l'interaction plasma-paroi, nous nous sommes concentrés sur le cas non magnétisé. Notre première analyse a porté sur la détermination de la limite gaine - pré-gaine collisionnelle. Ce faisant, il est apparu que la méthode la plus adaptée à nos simulations est l'utilisation de la séparation de charges. En parallèle, nous avons été amenés à nous interroger sur le critère de Bohm. Deux cas de figure se sont présentés à nous. Dans le premier, où le taux de collision est faible, le critère est satisfait car la vitesse moyenne des ions atteint la vitesse critique (la vitesse acoustique) avant d'atteindre la frontière de la gaine. Dans l'autre cas, où les collisions deviennent relativement importantes, le critère n'était apparemment pas satisfait à l'entrée de la gaine. Une étude approfondie basée sur la fonction de distribution des ions a permis de mettre en évidence que cette distribution est très déformée à l'approche de cette frontière. Elle est en effet composée d'un corps et d'une queue. Le corps est resserré et doté d'une vitesse moyenne dirigée vers la paroi importante : les ions le composant respectent le critère de Bohm à la frontière gaine - pré-gaine. La queue est quant à elle composée d'ions ayant subis des collisions et s'étire depuis le corps de la fonction de distribution jusqu'aux faibles vitesses, voire même jusqu'aux vitesses positives. Ces ions lents, bien que moins nombreux, ont un poids suffisant pour conduire à une "non-satisfaction" du critère de Bohm lors de l'évaluation de la moyenne en $1/v^2$ de la population totale.

La présence de ces ions lents a aussi permis de comprendre les fortes augmentations de

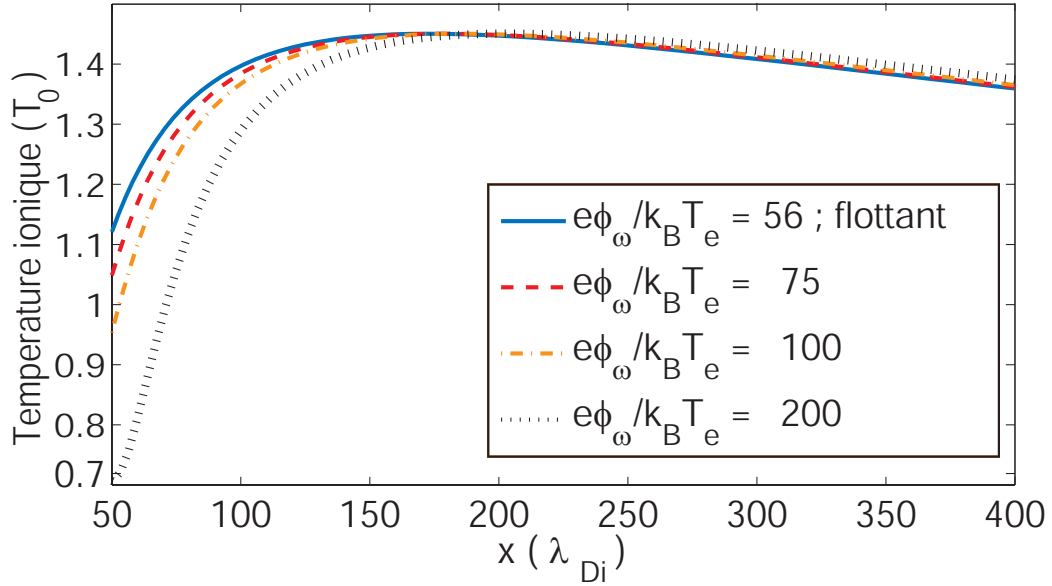


FIG. 3.16 – Déplacement du pic de température en fonction de la polarisation de la paroi. Plus la polarisation de la paroi est importante, plus le champ électrique l'est, ce qui éloigne de la paroi le point où le corps de la distribution commence à diminuer.

température dans la prégaîne collisionnelle et la gaîne de Debye. Il a été montré que dans la prégaîne, l'action combinée du champ électrique, qui tend à accélérer les ions vers la paroi, et celle des collisions avec les neutres, qui tentent de reconstruire la distribution maxwellienne initiale (dont la vitesse moyenne est nulle), a pour conséquence de construire une distribution très déformée. La température calculée alors à partir de cette distribution ne peut être prise comme la température au sens thermodynamique du terme, mais seulement comme une mesure de l'élargissement de la distribution. A l'entrée de la gaîne, le champ électrique a alors assez d'impact pour resserrer la distribution et faire chuter la "température" mesurée.

3.2 Transition plasma-paroi magnétisée

Après avoir décrit les phénomènes physiques à l'oeuvre dans la transition plasma-paroi non magnétisée, nous nous attaquons maintenant au cas, plus compliqué mais aussi plus intéressant pour les tokamaks et pour les machines de laboratoire, de l'interaction plasma-paroi magnétisée. Cette étude constitue le coeur du travail effectué durant cette thèse. Bien que, comme nous l'avons évoqué dans le premier chapitre, l'étude de la transition entre un plasma et une paroi en présence d'un champ magnétique est un sujet qui a été traité de nombreuses fois [Ahe97][Cho82b][Cho86][Rie94b][TS05], notre travail trouve son originalité dans la méthode utilisée, à savoir la résolution numérique de l'équation de Vlasov, ce qui nous permet de décrire l'évolution de la fonction de distribution des ions sur l'ensemble de la transition et ce, avec une très grande précision. De plus, pour obtenir des profils corrects, nous ne faisons aucune autre hypothèse que celle d'électrons décrits par une distribution de Boltzmann[Sho06].

3.2.1 Contexte numérique

3.2.1.1 Géométrie

Comme nous l'avons fait pour le cas non-magnétisé, nous commençons par rappeler ici la géométrie du problème étudié. Nous considérons toujours un plasma à l'équilibre thermodynamique en interaction avec une paroi semi-infinie parfaitement absorbante, comme représenté sur la figure 3.17.

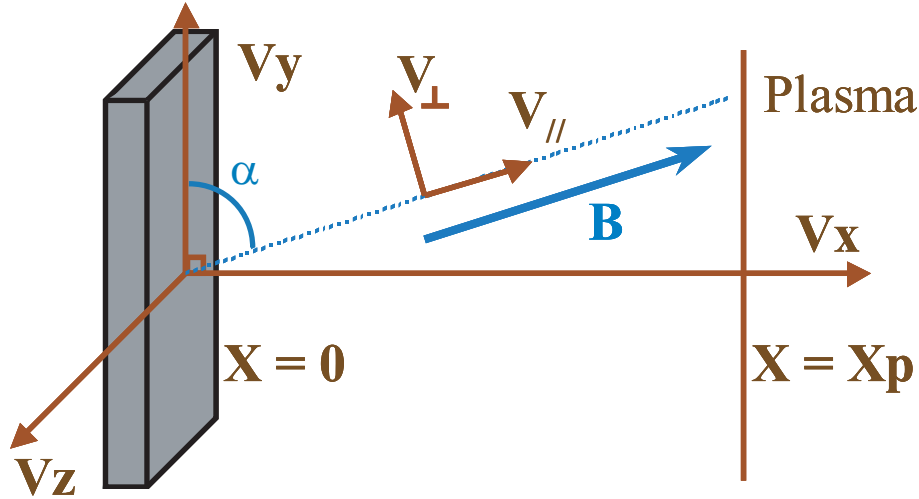


FIG. 3.17 – Géométrie de l'interaction plasma-paroi magnétisée. La direction v_x correspond à la direction normale à la paroi. Le champ magnétique se situe dans le plan (v_x, v_y) ; v_z est la direction qui complète le référentiel. On définit également $v_{//}$ la direction parallèle au champ magnétique et $v_{\perp}$ la direction perpendiculaire au champ magnétique dans le plan (v_x, v_y) .

Le plasma se voit imposer la présence d'un champ magnétique incliné par rapport à la paroi : il est compris dans le plan xOy et fait un angle α avec la paroi. Dans ces conditions, un angle de 90° correspond à un champ perpendiculaire à la paroi, ce qui revient au cas non magnétisé, et un angle de 0° conduit à un champ parallèle à celle-ci. L'introduction du champ magnétique ne permet plus de réduire l'espace des vitesses à une dimension, mais oblige au contraire à conserver les trois directions. La paroi étant toujours semi-infinie, l'espace des positions se réduit toujours à la seule direction normale à la paroi. Au final, on obtient donc un espace des phases à quatre dimensions. Dans la suite de cette thèse, nous désignerons par direction parallèle la direction parallèle au champ magnétique. La direction perpendiculaire désignera pour sa part la direction perpendiculaire au champ magnétique, dans le plan xOy , comme cela est représenté sur la figure 3.17. La troisième direction utilisée, nécessaire à la formation d'un repère de coordonnées, est la direction v_z .

3.2.1.2 Conditions physiques

Comme nous l'avons déjà évoqué, l'angle d'incidence du champ magnétique présent dans les tokamaks est en général de l'ordre de quelques degrés. Toutefois, dans les sections qui vont suivre,

nous avons choisi d'explorer une large gamme de valeurs pour les différents paramètres liés au champ magnétique, à savoir son inclinaison α et son intensité ω . Ce choix a pour but de permettre la compréhension des phénomènes en jeu, en partant du cas maintenant connu d'un champ magnétique perpendiculaire à la paroi, et en modifiant progressivement les deux paramètres précédents afin de déterminer leur influence. Le tableau 3.3 compare les valeurs retenues pour nos simulations aux valeurs rencontrées dans différentes machines : MIRABELLE [GBB⁺03], machine cylindrique présente au laboratoire et dans laquelle certaines propriétés des plasmas de bord peuvent être reproduites, le tokamak Tore Supra, et enfin un réacteur de laboratoire, machine où sont conduites les expériences auxquelles nous faisons référence [OAH01].

TAB. 3.3 – Caractéristiques du champ magnétique

	Code	Mirabelle	Tokamak TS	Réacteur
α	90°-1°	-	$\approx 1^\circ$	-
Champ B [T]	-	10^{-3} - 10^{-2}	≈ 1	10^{-4} - 10^{-3}
ω_{ci} [s ⁻¹]	-	10^5	2.10^8	
ω_{pi} [s ⁻¹]	-	2.10^8	1.10^9	7.10^6
$\omega = \omega_{ci}/\omega_{pi}$	10^{-3} - 10^{-1}	10^{-3}	10^{-1} - 10^{-1}	10^{-3} - 10^{-2}

On remarquera que les paramètres utilisés sont typiques des machines de laboratoire, comme la machine MIRABELLE ou les réacteurs de laboratoire, tout en restant compatibles avec les conditions rencontrées dans les plasmas de bord des tokamaks. Le coefficient de collision, dont la valeur est de $\nu = 10^{-3}$, a été retenu de manière à pouvoir utiliser une boîte de simulation relativement courte tout en étant dans les conditions d'existence des trois zones, c'est à dire $\lambda_{Di} \ll r_L \ll \lambda_{lpm}$. De la même manière, un rapport des températures $\tau = 10$ a été choisi de manière à ne pas trop durcir les conditions de simulation. Le tableau 3.4 présente l'ensemble des simulations effectuées.

TAB. 3.4 – Paramètres des simulations effectuées pour l'interaction plasma-paroi magnétisée

$\tau =$	{ 5	10	15	35 }			
$\nu =$	{ 10^{-5}	10^{-4}	10^{-3} }				
$\omega =$	{ 0	5.10^{-3}	1.10^{-2}	5.10^{-2}	1.10^{-1} }		
$\alpha =$	{ 5	10	15	20	40	60	90 }

3.2.2 Allure générale de la transition magnétisée

Les simulations que nous présentons dans cette section ont toutes atteint l'état stationnaire correspondant aux paramètres physiques donnés. Le temps de simulation nécessaire pour obtenir cet état est considérablement plus important que pour les cas 1D1V : de quelques dizaines de minutes, nous sommes passés à des simulations de l'ordre de la dizaine de jours sur une machine type PC et ce, malgré l'utilisation de la grille inhomogène. Un résultat typique d'une simulation avec champ magnétique est donnée sur la figure 3.18 ; les paramètres de simulations sont $\nu = 10^{-3}$, $\tau = 10$, $\omega = 0.01$ et $\alpha = 20^\circ$.

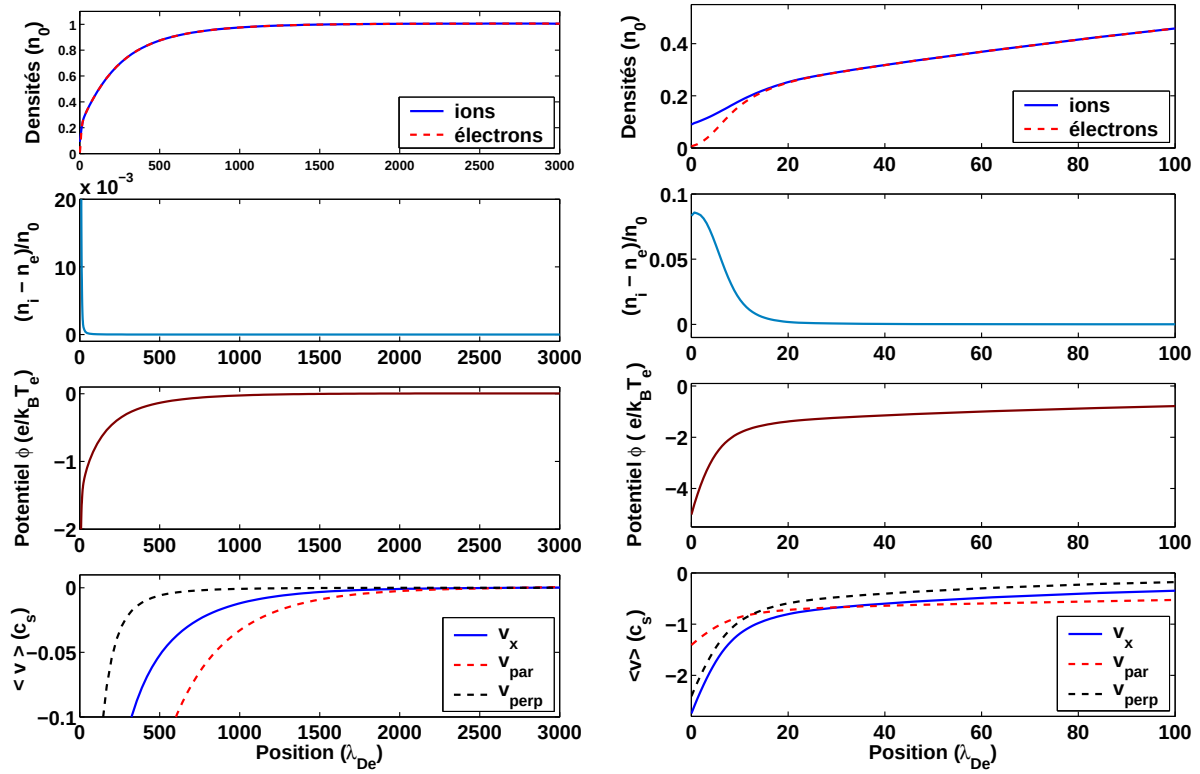


FIG. 3.18 – Transition plasma-paroi magnétisée ; de haut en bas, profil de densités, de la séparation de charges, du potentiel et des vitesses moyennes dans l'ensemble de la transition, à gauche, et dans les 100 premières longueurs de Debye électroniques, à droite. Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.01$ - $\alpha = 20^\circ$.

L'observation simultanée de l'ensemble des figures permet de repérer les trois différentes zones de la transition. Sur le profil de densité, à gauche, on repère assez facilement deux zones dont la limite, floue, est grossièrement située autour de $500\lambda_{De}$. Pour $x > 500\lambda_{De}$, une chute de densité existe mais elle reste relativement faible, à peine $0.2n_0$ sur $2500\lambda_{De}$: c'est la prégaîne collisionnelle, comme le confirme le graphe du bas où l'on peut voir que seule la vitesse parallèle au champ magnétique augmente, la vitesse perpendiculaire restant nulle : les particules suivent les lignes de champ magnétique. En dessous de cette limite, la chute est nettement plus abrupte : la diminution de densité est de $0.6n_0$ entre cette limite et le point le plus proche de la paroi que l'on peut discerner à l'oeil. Cette nouvelle zone ne peut pas être confondue avec la gaîne de Debye car, comme le montre le graphe de la séparation de charges, elle reste quasi-neutre. De plus, la vitesse perpendiculaire devenant non-nulle à cette position, nous sommes dans la zone où le flux d'ions commence à être réorienté vers la paroi, c'est à dire dans la prégaîne magnétique. La dernière zone, s'étendant entre la paroi et la position $x \approx 20\lambda_{De}$, est bien entendu la gaîne

de Debye avec sa séparation de charges caractéristique. L'étude du potentiel électrique permet elle aussi de déterminer la position du passage d'une zone à une autre : sur le graphe général, on voit clairement un changement de pente dans la décroissance du potentiel, changement situé approximativement autour de la position $x = 500\lambda_{De}$. Plus proche de la paroi, sur le zoom, on observe nettement un deuxième changement de pente à une position qui coïncide avec l'entrée de la gaine.

3.2.3 Gaine de Debye

Lors de l'étude du cas non magnétisé, nous avons commencé par étudier le comportement du plasma au niveau de la gaine. C'est ce que nous faisons ici aussi pour le cas magnétisé. Bien que l'effet du champ magnétique soit très inférieur à celui du champ électrique régnant dans la gaine, il est intéressant d'étudier cette zone et de déterminer si elle est tout de même sensible à B .

3.2.3.1 Longueur de la gaine de Debye

Le critère choisi pour définir l'entrée de la gaine de Debye est le même que pour la partie non magnétisée, à savoir que nous considérons être dans la gaine lorsque la séparation de charges atteint les 0.5%. Le tableau 3.5 donne les longueurs de gaine obtenues pour différentes valeurs de α et ω , pour un taux de collisions $\nu = 10^{-3}$ et un rapport des températures $\tau = 10$. Il ressort

TAB. 3.5 – Position de l'entrée de la gaine de Debye en fonction des paramètre du champ magnétique. Simulations $\tau = 10$ - $\nu = 10^{-3}$.

	$\alpha = 60^\circ$	$\alpha = 40^\circ$	$\alpha = 20^\circ$	$\alpha = 15^\circ$	$\alpha = 10^\circ$	$\alpha = 5^\circ$
$\omega = 0.005$	$19.0\lambda_{De}$	$19.7\lambda_{De}$	$20.4\lambda_{De}$	-	-	-
$\omega = 0.010$	$19.7\lambda_{De}$	$20.4\lambda_{De}$	$23.5\lambda_{De}$	$23.5\lambda_{De}$	$23.5\lambda_{De}$	-
$\omega = 0.050$	$19.7\lambda_{De}$	$22.2\lambda_{De}$	$25.6\lambda_{De}$	$25.6\lambda_{De}$	$29.2\lambda_{De}$	$35.5\lambda_{De}$
$\omega = 0.100$	$19.7\lambda_{De}$	$21.2\lambda_{De}$	$29.2\lambda_{De}$	$29.2\lambda_{De}$	$29.2\lambda_{De}$	$29.2\lambda_{De}$

de ces mesures que la longueur de la gaine de Debye est sensible à l'intensité et à l'incidence du champ magnétique : son extension augmente lorsque ω devient plus important et lorsque l'angle d'incidence sur la paroi diminue. Cette augmentation peut être assez importante pour la gaine : elle voit par exemple sa longueur passer de $19.7\lambda_{De}$ à $29.2\lambda_{De}$ lorsque l'inclinaison de B varie de 60° à 15° , soit une augmentation de près de 50% ; pour les conditions typiques de MIRABELLE, cela représente une augmentation de l'ordre du millimètre. Ce comportement de la gaine vis à vis du champ magnétique a été observé expérimentalement : dans des expériences menées par GH.Kim [KHDC95] avec des plasmas d'Hélium, dans des conditions physiques relativement semblables à celles présentées ici ($\tau \approx 20$, $\omega = 2.10^{-3}$ - 8.10^{-3} , $\alpha = 10^\circ$ - 60°), l'auteur observe ce même accroissement de la longueur de la gaine en réponse à l'augmentation de l'intensité du champ magnétique et à sa plus grande inclinaison.

Il est à remarquer que certaines valeurs du tableau semblent ne pas être cohérentes avec les autres, surtout vers les faibles valeurs de α . Le problème vient ici du pas de la fonction de grille utilisée : la zone où se trouve la limite de la gaine dans ces cas, autour de $30\lambda_{De}$, se situe là où le pas de grille commence à augmenter fortement d'un point de grille sur l'autre. En conséquence, la précision de la détermination de la limite gaine - pré-gaine y diminue fortement. Elle reste cependant suffisante pour obtenir le comportement général des différentes grandeurs physiques dans cette zone et surtout pour décrire correctement son influence sur les autres zones de la transition.

3.2.3.2 Critère de Bohm et nombre de Mach dans la direction normale à la paroi

Après avoir déterminé où se situe la limite de la gaine, nous nous intéressons maintenant au critère de Bohm : le champ électrique est l'effet dominant près de la paroi, mais le champ magnétique a-t-il une influence suffisante pour modifier le comportement des ions dans cette zone ? Une étude numérique similaire, menée par Tskhakaya à l'aide d'une modélisation cinétique utilisant des codes PIC [TS05], a en effet mis en évidence que le critère de Bohm pouvait ne pas être satisfait.

La figure 3.19 donne la valeur de M_x , nombre de Mach dans la direction normale à la paroi, à l'entrée de la gaine, pour α allant de 20° à 60° et pour ω compris entre 0.005 et 0.100. Le nombre de Mach dépend fortement de l'intensité du champ magnétique et de son inclinaison : plus B est fort et plus la valeur de M_x est faible, plus B est incliné sur la paroi et plus M_x diminue. En anticipant l'étude détaillée que nous ferons plus loin dans ce chapitre, nous présentons sur la figure 3.20 la distribution des ions à une dimension, suivant la direction v_x , au niveau de l'entrée de la gaine. Les cas représentés sont ceux correspondant à $\alpha = 20^\circ$, c'est à dire celui où les valeurs de M_x sont les plus faibles. On observe sur cette figure deux "types" de distributions : pour $\omega = 0.005$ et $\omega = 0.01$, la distribution présente une queue s'étirant vers les vitesses positives, alors que pour $\omega = 0.050$ et $\omega = 0.100$ cette queue n'existe pas mais l'ensemble des ions de la distribution possède une vitesse relativement faible. Contrairement à ce qu'on pouvait observer dans le cas non magnétisé, la "non-satisfaction" du critère de Bohm sous sa forme $M_x < 1$ n'est donc pas ici due à une queue de particules lentes, mais bien à une trop faible vitesse de l'ensemble de la distribution. Ce fait se comprend si on considère ce qu'ont subi les ions depuis qu'ils ont quitté le plasma : ils ont été contraints de suivre les lignes de champ magnétique et de gagner de la vitesse dans cette direction. Lorsque l'incidence est proche de la normale ($\alpha = 60^\circ$), la direction de l'accélération correspond presque à la normale à la paroi et le champ électrique peut efficacement réorienter les ions et leur communiquer une vitesse suffisante à l'entrée de la gaine, et ce, d'autant mieux que l'intensité de B est faible. A l'opposé, lorsque B est fortement incliné sur la paroi, le travail à produire est plus important et si, de plus, l'intensité du champ magnétique est importante, celui-ci parvient à conserver plus longtemps les ions le long de ses lignes de champ et au final, la distribution acquiert une vitesse plus faible dans la direction normale.

3.2.4 Pré-gaine magnétique

Après avoir étudié la gaine de Debye et l'influence du champ magnétique sur celle-ci dans la section précédente, nous abordons ici le sujet de la pré-gaine magnétique. Cette zone sert à connecter la gaine de Debye, où des changements limités sont apparus, à la pré-gaine collisionnelle

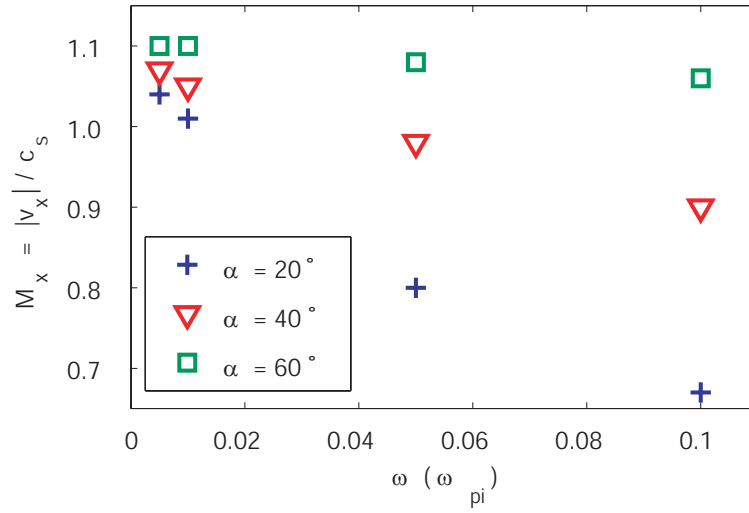


FIG. 3.19 – Nombre de Mach dans la direction normale à la paroi à l'entrée de la gaine. Le critère de Bohm est respecté pour les champs magnétiques faibles et les incidences proches de la normale. Il ne l'est plus lorsque le champ magnétique prend de l'importance et que l'incidence devient plus rasante.

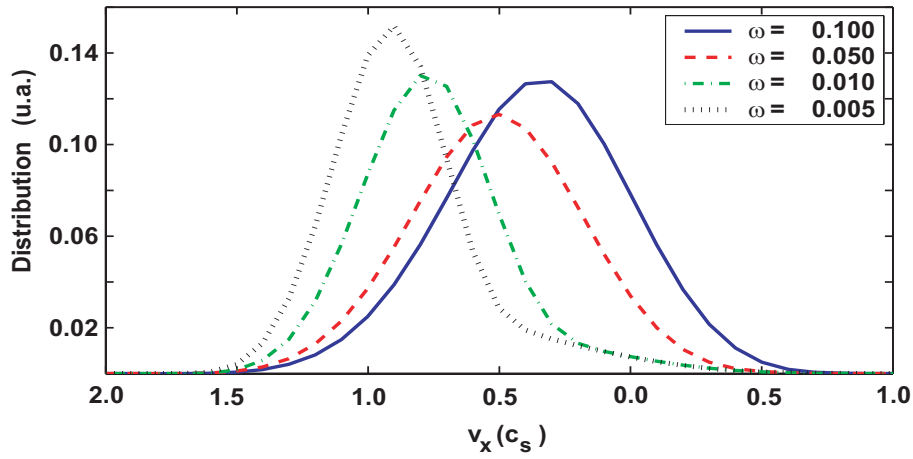


FIG. 3.20 – Distribution ionique dans la direction normale à la paroi à l'entrée de la gaine de Debye. Plus le champ magnétique est fort et plus il contraint les ions à suivre ses lignes de champ, limitant ainsi la vitesse prise dans la direction normale à la paroi.

qui est pour sa part fortement influencée par la présence d'un champ magnétique. C'est d'ailleurs par cette transition entre les deux prégainnes que nous commençons notre étude.

3.2.4.1 Transition prégainne collisionnelle - prégainne magnétique

Dans la présente section, nous nous concentrons sur les modifications que subit la fonction de distribution des ions dans la prégainne collisionnelle et dans la prégainne magnétique. Nous avons choisi de décrire les deux zones dans la même partie car, comme nous allons le voir, il n'y a pas de transition brutale entre les deux, contrairement à ce qui se produit avec l'apparition d'une charge d'espace lorsqu'on pénètre dans la gaine de Debye.

Nous commençons la description de ces deux zones par l'étude de la vitesse moyenne des ions, en particulier dans la direction parallèle au champ magnétique, dans la direction perpendiculaire et dans la direction normale à la paroi. La figure 3.21 donne le comportement de ces trois

vitesse moyenne entre la paroi et un point de la prégaîne collisionnelle, le plasma étant situé à environ $x = 3000\lambda_{De}$; les paramètres de la simulation sont $\tau = 10$, $\nu = 10^{-3}$, $\omega = 0.01$ et $\alpha = 40^\circ$. La vitesse moyenne des ions est initialement nulle dans le plasma ; ensuite, dans la

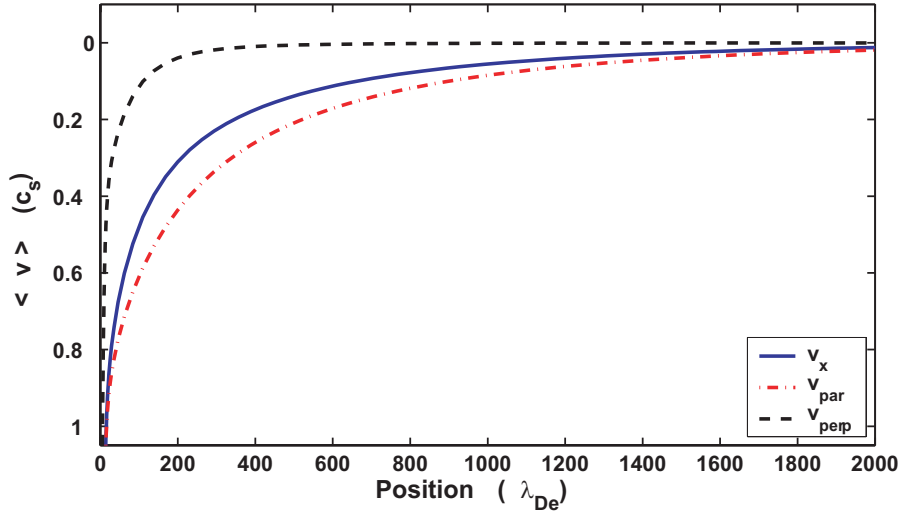


FIG. 3.21 – Profil de vitesse moyenne dans la direction normale à la paroi (courbe bleue), parallèle au champ magnétique (courbe rouge) et dans la direction perpendiculaire (courbe noire). Alors que la vitesse moyenne dans la direction du champ augmente tout au long de la prégaîne collisionnelle, la vitesse perpendiculaire ne devient non nulle qu'à l'entrée de la prégaîne magnétique.

prégaîne collisionnelle, sous l'action des collisions et du champ magnétique, ceux-ci voient leur vitesse moyenne parallèle augmenter. Dans le même temps, la vitesse moyenne dans la direction perpendiculaire reste nulle : le flux d'ions est canalisé par le champ magnétique. Plus proche de la paroi, vers la position $x = 200\lambda_{De}$, alors que la vitesse parallèle a augmenté de 0.4 fois la vitesse acoustique, la vitesse perpendiculaire devient à son tour non nulle. Ce point, ou plutôt cette zone, puisque comme on peut le voir l'augmentation est très progressive (voir la courbe de la figure 3.21), constitue l'entrée dans la prégaîne magnétique, c'est à dire la région de la transition où l'effet du champ électrique prend le pas sur celui du champ magnétique et réoriente les ions vers la paroi. Cette définition de la prégaîne magnétique a été introduite pour la première fois par J.P.Gunn [Gun97].

A ce stade, il est important de remarquer que la valeur prise par la vitesse parallèle est bien inférieure à ce qu'elle devrait être selon les modèles fluides : ceux-ci prévoient en effet que la vitesse moyenne dans cette direction atteigne la vitesse acoustique alors que, d'après notre simulation, elle n'atteint que la moitié de cette valeur. Toutefois, ceci n'est pas surprenant car comme nous l'avons évoqué dans le premier chapitre, la divergence dans les équations des modèles est obtenue en négligeant un certain nombre de termes, notamment les collisions. L'étude du critère de Bohm-Chodura à l'entrée de la prégaîne magnétique fera l'objet d'une prochaine section.

Nous nous concentrons maintenant sur le profil de la vitesse moyenne dans la direction perpendiculaire et la définition du critère d'entrée dans la prégaîne magnétique. Pour étudier la validité d'un tel critère, nous représentons sur la figure 3.22 le profil de la vitesse perpendiculaire pour plusieurs valeurs de l'intensité ω de B, l'angle α étant de 40° . Cette figure montre que la vitesse perpendiculaire est sensible aux paramètres du champ magnétique, présentant des profils assez différents pour chaque valeur de ω . Toutefois, comme nous l'avons dit un peu plus haut, le

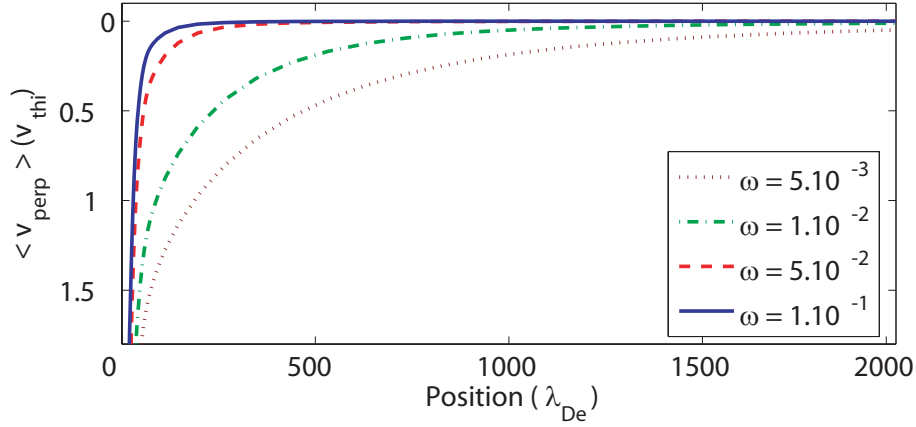


FIG. 3.22 – Modification de profil de la vitesse moyenne dans la direction perpendiculaire en fonction de la valeur de ω ; $\alpha = 40^\circ$, $\tau = 10$ et $\nu = 10^{-3}$. Le point où la vitesse perpendiculaire devient non nulle s'éloigne à mesure que ω diminue.

passage d'une région à l'autre reste progressif, il est donc ici aussi nécessaire de se donner une valeur limite pour la vitesse moyenne perpendiculaire, au-dessous de laquelle nous considérerons que les ions sont entrés dans la prégaîne magnétique. Pour choisir cette valeur, nous avons retenu la définition de la longueur de la prégaîne magnétique donnée par la formule établie au premier chapitre et communément admise :

$$\lambda_{pgm} = \sqrt{6} \frac{\tau^{1/2}}{\omega} \sin \alpha$$

A partir de cette relation nous pouvons obtenir le critère recherché. Comme pour la détermination de l'entrée de la gaine de Debye, nous choisissons une simulation comme référence et relevons la valeur de la vitesse perpendiculaire à la position théorique de l'entrée de la prégaîne magnétique, donnée par la formule ci-dessus. Cette valeur nous sert alors de critère d'entrée dans la prégaîne magnétique pour les autres simulations. Le choix de la simulation de référence s'est porté sur celle dont les paramètres sont $\tau = 10$, $\nu = 10^{-3}$, $\alpha = 40^\circ$ et $\omega = 0.01$; cette simulation a été retenue car elle présente des conditions "moyennes", dans le sens où l'angle d'incidence du champ B sur le mur n'est pas trop rasante tout en l'étant suffisamment pour présenter les "caractéristiques" de la magnétisation, les mêmes considérations étant valables pour l'intensité ω . Munis de ce critère, nous pouvons passer à l'étude de la longueur de la prégaîne en fonction du champ magnétique.

3.2.4.2 Longueur de la prégaîne magnétique

La détermination de la longueur de la prégaîne magnétique en fonction des caractéristiques du champ B est un bon outil pour valider les simulations. La formule théorique redonnée dans la section précédente a en effet fait l'objet de nombreuses études, aussi bien théoriques, numériques, qu'expérimentales [SR02][AGB05]. Puisque toutes ces études montrent qu'elle peut être utilisée avec confiance, nous cherchons à savoir si notre modèle la respecte. Dans cet objectif, nous avons représenté sur les figures 3.23 la longueur de la prégaîne magnétique, trouvée à l'aide du critère défini précédemment, en fonction de α et de ω (figure 3.23.a), ainsi qu'en fonction de α et de τ (figures 3.23.b et 3.23.c). Les valeurs numériques sont données par les points sur le graphe, les courbes représentant la valeur théorique. Il est à noter que les incertitudes données pour chaque

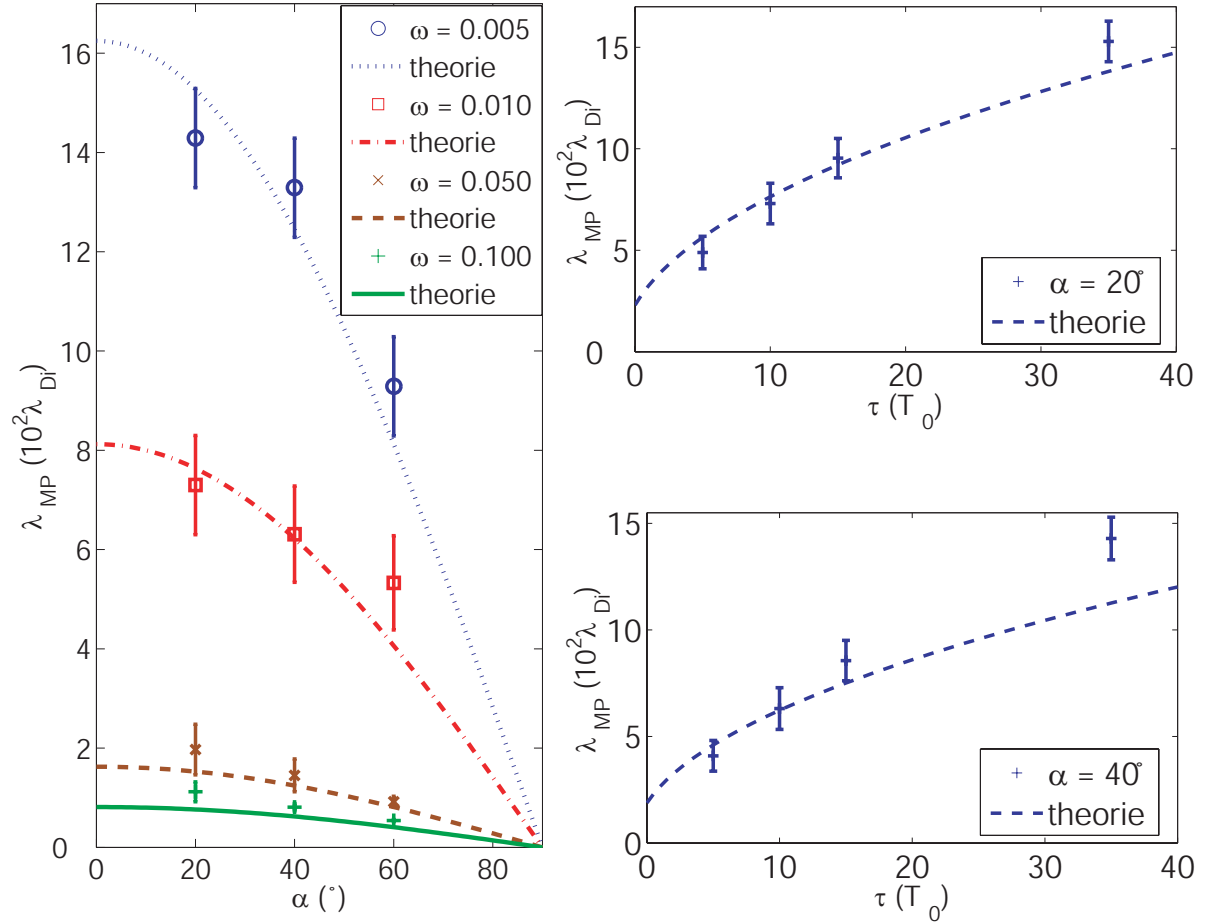


FIG. 3.23 – Evolution de la longueur de la prégaîne magnétique en fonction des conditions de simulations. Figure a : influence de ω et de α ; Figures b et c : influence de α et de τ . Les points sont les données numériques, les courbes les prévisions théoriques. Le bon accord entre numérique et théorie permet d'avoir confiance dans la manière dont le modèle gère l'influence de B sur la transition.

point de ces graphes ne sont pas des incertitudes, mais la valeur du pas de grille Δx au niveau de la position donnée. Le pas de grille étant plus petit au niveau de la paroi, les barres d'erreur sont plus petites lorsque la prégaîne est moins étendue.

De l'étude des figures précédentes, il ressort que les dimensions de la prégaîne magnétique issues de nos simulations sont en très bon accord avec les prévisions théoriques, l'écart entre position théorique et position "numérique" étant en général inférieur au pas de grille. Il existe cependant deux situations où l'accord entre numérique et théorie semble se dégrader un peu, tout en restant globalement satisfaisant. Le premier est le cas où l'intensité du champ magnétique devient importante, pour $\omega = 0.100$; dans cette situation, l'écart entre théorie et numérique atteint environ 30%. L'origine de ce désaccord tient au fait que la longueur de la prégaîne magnétique devient proche de la longueur de la gaine de Debye : la condition de séparation des échelles de longueurs n'est alors plus respectée et la description de la transition en trois zones distinctes perd alors sa légitimité. Le deuxième cas où la valeur numérique s'écarte de la valeur théorique apparaît lorsque le rapport des températures τ augmente. Dans ce cas de figure, l'origine du désaccord est incertaine. Il pourrait être lié à notre modèle de collision trop simpliste.

Cette première étude de l'extension de la prégaîne magnétique montre que les résultats numériques sont en bon accord avec les prévisions théoriques. Ces vérifications nous permettent donc d'avoir confiance dans la manière dont notre modèle gère l'influence du champ magnétique sur la transition entre le plasma et la paroi.

3.2.4.3 Critère de Bohm-Chodura et nombre de Mach parallèle

La frontière de la prégaîne magnétique ayant été étudiée dans la section précédente, nous nous concentrons maintenant sur le critère de Bohm-Chodura. Comme nous l'avons évoqué précédemment, les modèles fluides prédisent qu'à l'entrée de la prégaîne magnétique, les ions atteignent la vitesse acoustique dans la direction parallèle au champ magnétique. Or, nous avons observé dans la section 3.2.4.1 que pour le cas $\tau = 10$, $\nu = 10^{-3}$, $\omega = 0.01$ et $\alpha = 40^\circ$, ce critère n'est pas respecté. Nous cherchons donc à déterminer pourquoi il ne l'est pas et ce qu'il se passe dans les autres simulations.

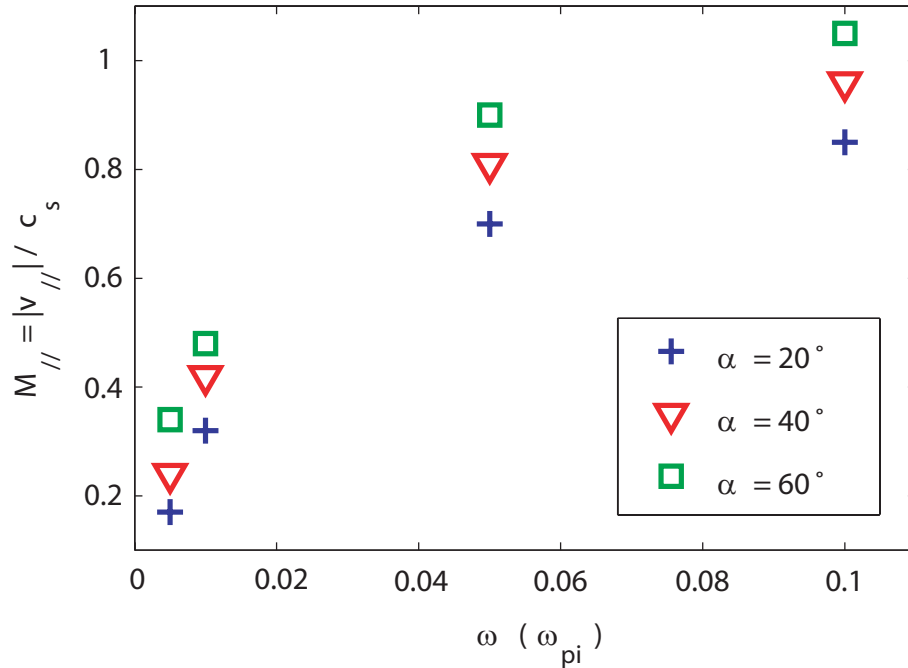


FIG. 3.24 – Evolution du nombre de Mach parallèle en fonction du champ magnétique. Un champ magnétique intense parvient à maintenir plus efficacement les ions autour des lignes de champ, favorisant l'augmentation de la vitesse dans cette direction. Si le champ B est faible, le champ électrique l'emporte et l'accélération se fait essentiellement dans la direction normale à la paroi.

La figure 3.24 donne la valeur du nombre de Mach associé à la vitesse parallèle des ions en fonction de α et de ω . Il est clair que le critère n'est pas respecté dans la majorité des cas ; il l'est d'autant moins que le champ magnétique est faible et que l'inclinaison sur la paroi est importante, bien que ce dernier paramètre n'ait qu'une faible influence sur le nombre de Mach (on observe une augmentation de l'ordre de $0.1c_s$ lorsque l'angle passe de 20° à 40° , quelque soit l'intensité du champ magnétique). L'influence de ω est elle beaucoup plus importante, puisque dans le cas $\alpha = 60^\circ$, $\omega = 0.100$, $M_{||}$ atteint l'unité contre seulement $0.5c_s$ dans le cas $\omega = 0.010$. L'influence de ω peut être comprise par le même raisonnement que celui avancé pour expliquer son influence sur le nombre de Mach dans la direction normale à la paroi. Alors que $M_{||}$ diminuait lorsque

l'intensité de B augmentait, on observe ici le comportement inverse. Lorsque ω augmente, le champ magnétique parvient à conserver plus efficacement les ions le long des lignes de champ et ainsi à mieux canaliser le flux ionique : cela favorise l'augmentation de la vitesse moyenne le long de ces lignes et contrarie celle dans la direction normale. Pour expliquer l'influence de α , il suffit ici de considérer qu'il est plus difficile au champ magnétique de tenir les ions le long des lignes de champ lorsque celles-ci sont éloignées de la normale, c'est à dire lorsque le champ électrique s'oppose plus fortement à ce maintien.

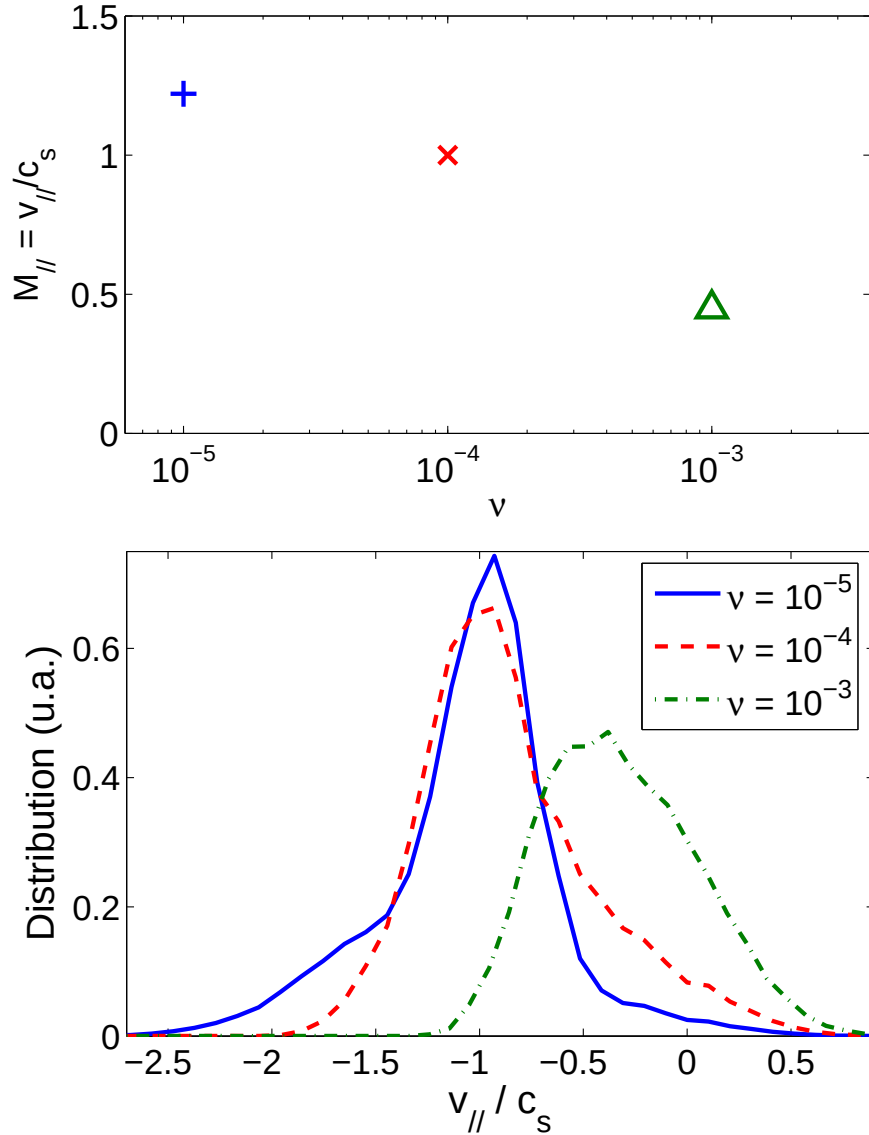


FIG. 3.25 – En haut, évolution du taux de collisions sur le nombre de Mach parallèle. Les collisions, en créant des particules lentes, tendent à diminuer la valeur du nombre de Mach à l'entrée de la prégaîne magnétique. En bas, fonctions de distribution correspondant aux trois taux de collisions : plus ce taux est fort et plus il existe de particules avec une vitesse inférieure à la vitesse acoustique.

L'influence du champ magnétique étant maintenant comprise, nous cherchons à déterminer le phénomène à l'origine de la non satisfaction du critère de Bohm-Chodura. Puisque nous nous trouvons à la limite entre la prégaîne collisionnelle et la prégaîne magnétique, il est naturel

de soupçonner ici un effet des collisions. Pour vérifier cette hypothèse, nous représentons sur la figure 3.25 l'évolution du nombre de Mach $M_{//}$ en fonction du taux de collisions, figure du haut, ainsi que la distribution des ions correspondante au niveau de la frontière entre les deux zones. L'observation de ces figures ne laisse aucun doute sur la responsabilité des collisions : on est encore en présence d'une population d'ions dont la vitesse moyenne est fortement abaissée lorsque le taux de collisions devient important. Cette influence des collisions explique alors le non-respect du critère de Bohm-Chodura qui, rappelons-le, a été obtenu en négligeant ce terme.

Le bilan de cet étude est que plusieurs phénomènes interviennent dans le respect ou non du critère de Bohm-Chodura. Le champ électrique créé par la paroi tend à accélérer les ions vers elle : si la direction du champ magnétique est suffisamment proche de la normale, alors l'accélération des ions dans la direction parallèle est plus importante, ce qui favorise la satisfaction du critère. A cela s'ajoutent les collisions entre ions et neutres, qui tendent à diminuer la vitesse moyenne de la population ionique en "créant" des particules lentes. Si ces dernières sont en trop grand nombre, le critère n'est plus validé.

3.2.5 Fonction de distribution des ions

Les études que nous avons présentées dans les sections précédentes ont permis de faire ressortir l'influence du champ magnétique, tant par son inclinaison sur la paroi que par son intensité, sur la vitesse moyenne des ions. Pour obtenir des explications sur les phénomènes observés, nous avons déjà eu recours à des projections de la fonction de distribution des ions dans certaines directions de l'espace (direction normale à la paroi, parallèle au champ magnétique). Dans ce qui suit, nous nous proposons de donner une vision d'ensemble de la population ionique en étudiant la fonction de distribution dans sa totalité.

Les simulations d'interactions plasma-paroi magnétisées donnent à étudier des fonctions de distribution à 4 dimensions, une pour l'espace des positions et trois pour l'espace des vitesses. Puisqu'il n'est pas possible de représenter une telle distribution, nous avons recours à des projections de cette fonction dans les plans (v_x, v_y) et (v_y, v_z) . Ces projections n'étant pas toujours aisées à appréhender, nous avons choisi de commencer par donner le résultat de la projection dans le plan v_x, v_y de la distribution dans le cas 1D1V afin de fixer les idées (figure 3.26). A $x = 1000\lambda_{Di}$, la distribution est parfaitement isotrope et centrée sur $v_x = v_y = 0$, ce qui traduit son caractère maxwellien au sein du plasma ainsi qu'une vitesse moyenne nulle des ions à cette

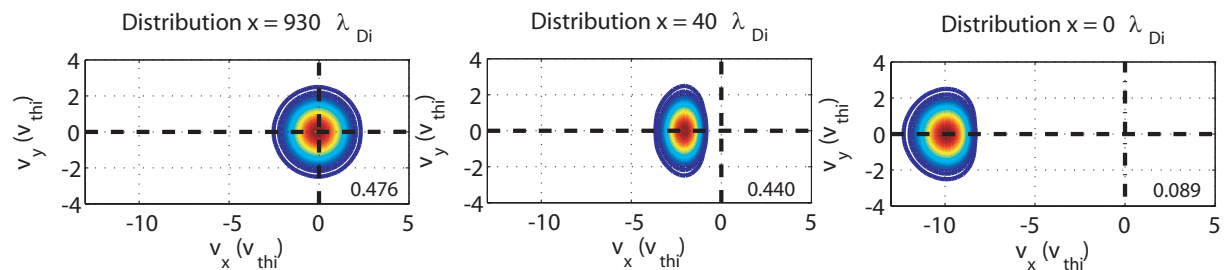


FIG. 3.26 – Contours dans le plan v_x, v_y de la fonction de distribution dans le cas 1D1V $\tau = 10$, $\nu = 10^{-3}$, aux positions $x = 1000\lambda_{Di}$, dans le plasma à l'équilibre, $x = 40\lambda_{Di}$, à l'entrée de la gaine, et à $x = 0\lambda_{Di}$, sur la paroi. La distribution est divisée en 20 contours d'isodensité, le maximum de f_i étant donné en bas à droite de chaque figure.

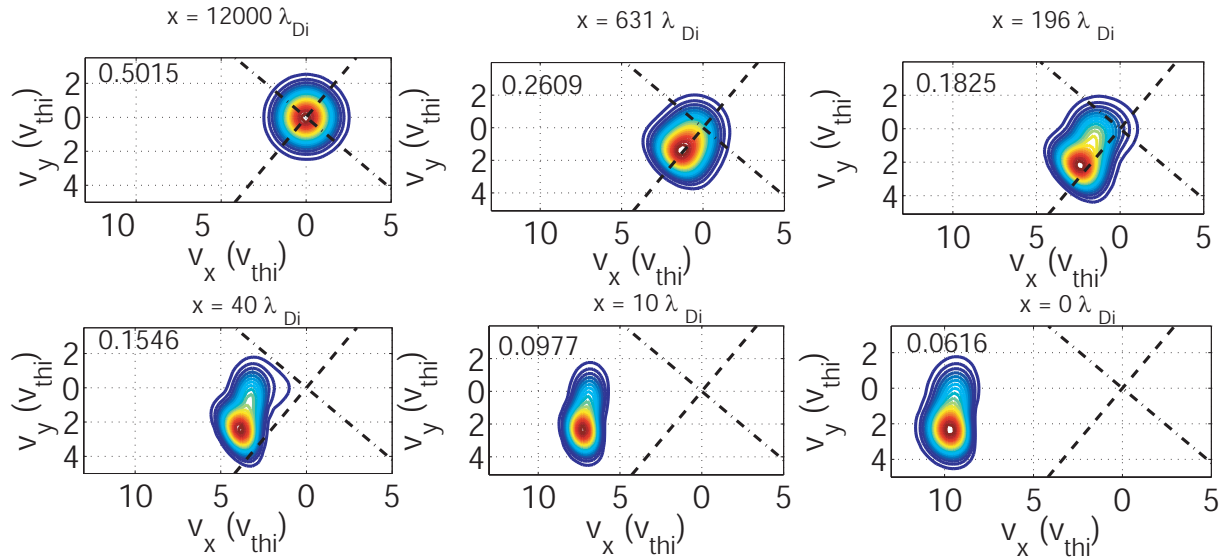


FIG. 3.27 – Contours dans le plan v_x, v_y de la fonction de distribution dans le cas $\tau = 10$, $\nu = 10^{-3}$, $\omega = 0.01$ et $\alpha = 40^\circ$, dans le plasma à l'équilibre ($x = 12000\lambda_{Di}$), à l'entrée de la prégaîne magnétique ($x = 631\lambda_{Di}$), dans la prégaîne magnétique ($x = 196\lambda_{Di}$), à l'entrée de la gaine ($x = 40\lambda_{Di}$), dans la gaine ($x = 10\lambda_{Di}$), et sur le mur ($x = 0\lambda_{Di}$). La distribution est divisée en 20 contours d'iso-densité, le maximum de f_i étant donné en haut à gauche de chaque figure.

position. Entre le plasma et l'entrée de la gaine de Debye, située à $x = 40\lambda_{Di}$, la distribution est déformée dans la direction normale à la paroi et se déplace vers les vitesses négatives, sous l'action du champ E et des collisions. On remarquera que la queue de la distribution n'est pas visible ici, le cas n'étant pas favorable à une queue importante. La distribution sur le mur, à $x = 0\lambda_{Di}$, est fortement déplacée vers les vitesses négatives, puisqu'elle a été soumise au champ électrique intense présent dans la gaine.

La représentation utilisée permet de se représenter rapidement les modifications subies par la fonction de distribution le long de la transition. Dans le cas d'une transition magnétisée, les déformations de la distribution sont plus complexes et il est nécessaire de prendre en compte ce qu'il se passe dans les trois dimensions de l'espace des vitesses. Nous présentons sur la figure 3.27 la projection de la distribution dans le plan (v_x, v_y) , c'est à dire la même représentation que pour le cas 1D1V donné précédemment. Dans le plasma non perturbé, situé en $x = 14000\lambda_{Di}$, la distribution ionique est toujours maxwellienne, preuve que la boîte de simulation est suffisamment grande pour que la transition soit "complète". Les modifications subies pendant le passage des ions par la prégaîne collisionnelle, dont la frontière se situe à $x = 631\lambda_{Di}$, sont nettement visibles : l'augmentation de la vitesse parallèle se traduit par un déplacement de la distribution dans la direction parallèle au champ magnétique, schématisée par la ligne tiretée. La distribution s'étend en laissant une queue de particules lentes, comme elle le faisait dans la direction normale en l'absence de champ B . Dans la direction perpendiculaire à B , représentée par la ligne mixte, la distribution des ions reste parfaitement symétrique par rapport à $v_\perp = 0$, preuve que les lignes magnétiques canalisent parfaitement le flux d'ions.

Dans la prégaîne magnétique ($x = 196\lambda_{Di}$), les lignes de champ ne sont plus capables de maintenir les ions dans leur direction, l'influence du champ électrique commençant à prendre le pas sur celle de B . Pour la distribution, cela se traduit par un "décollement" de l'axe parallèle au

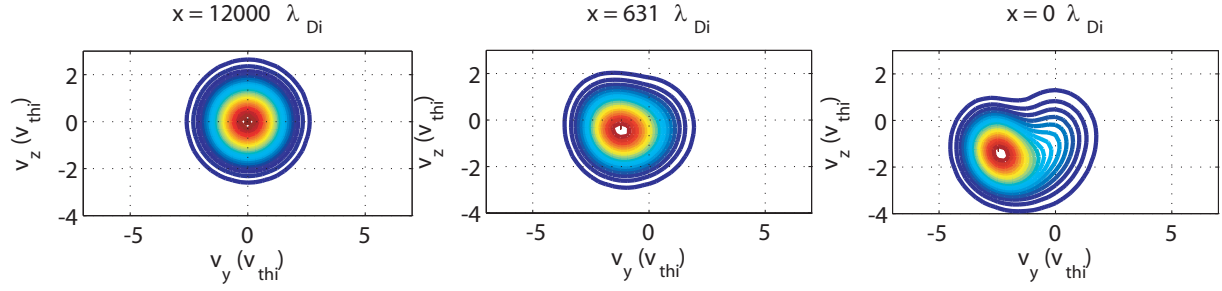


FIG. 3.28 – Contours dans le plan v_y, v_z de la fonction de distribution dans le cas $\tau = 10$, $\nu = 10^{-3}$, $\omega = 0.01$ et $\alpha = 40^\circ$, aux positions $x = 12000\lambda_{Di}$, dans le plasma à l'équilibre, $x = 631\lambda_{Di}$, à l'entrée de la gaine, et à $x = 0\lambda_{Di}$, sur la paroi. La distribution est divisée en 20 contours d'iso-densité, le maximum de f_i étant donné en bas à droite de chaque figure.

profit d'une redirection vers la normale à la paroi. On remarquera que la queue de la distribution est la plus sensible à cette redirection. Les ions qui la constituent sont ceux ayant connu des collisions avec les neutres et qui ont été "recrétés" avec une vitesse faible. Lorsque cette collision se produit dans la pré-gaine magnétique, les ions mis en jeu ont la possibilité d'être réaccélérés dans la direction parallèle et de former la queue. Lorsque la collision se produit dans la pré-gaine magnétique, le champ électrique est l'effet dominant et la réaccélération se produit maintenant dans la direction normale à la paroi, d'où ce redressement de la queue de distribution.

À l'entrée de la gaine de Debye, située à $x = 40\lambda_{Di}$, le corps n'a pas encore subi de forte accélération. Par contre, la distribution présente dans le cas étudié deux queues de particules différentes. La première s'étend depuis le corps de la distribution vers les vitesses v_y nulles : ces particules sont celles qui faisaient partie de la "queue parallèle" et qui ont été redressées par le champ électrique. Bien qu'issues de la queue de la distribution, elles sont toutes caractérisées par une vitesse normale semblable à celle du corps de la distribution. La deuxième queue s'étend elle dans la direction normale à la paroi, vers les vitesses nulles. Elle est formée des ions ayant subis une collision encore plus proche de la paroi et qui n'ont pas pu être réaccélérés par le champ électrique. Cette queue se résorbe ensuite petit à petit dans la gaine de Debye, lorsque le champ électrique devient nettement plus intense, comme on peut le voir sur les figures correspondant aux positions $x = 10\lambda_{Di}$ et $x = 0\lambda_{Di}$. La queue située dans la direction v_y n'a pas de raison de se résorber, puisque E n'agit pas dans cette direction. Le résultat est que la distribution est beaucoup plus élargie et anisotrope que dans le cas non magnétisé, ce qui va donner lieu à des mesures de température très différentes suivant la direction selon laquelle elle sera mesurée. Ce point fera l'objet d'une prochaine section.

Après avoir détaillé les modifications subies par la distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) , nous nous concentrons sur celles se produisant dans le plan v_y, v_z . La figure 3.28 donne la fonction de distribution dans ce plan pour trois positions : dans le plasma, à l'entrée de la pré-gaine magnétique et au niveau de la paroi. Il apparaît clairement que la distribution est moins perturbée dans ce plan que dans le précédent. Dans la pré-gaine collisionnelle, le maximum de f_i ne fait que se déplacer dans la direction v_y : ceci est bien entendu dû à l'accroissement de la vitesse dans la direction parallèle au champ B , dont v_y est l'une des composantes. Dans le reste de la transition, les ions voient leur vitesse continuer à augmenter dans cette même direction, mais surtout dans la direction v_z . Cette direction est celle liée à la dérive $E \times B$. On remarquera que la vitesse

moyenne suivant v_z reste limitée dans la région proche de la paroi, contrairement à ce qu'on aurait pu attendre vu l'importance que prend le champ électrique dans cette zone. L'origine de cette faiblesse sera étudiée plus loin dans ce chapitre.

3.2.6 Température des ions

L'étude détaillée de la fonction de distribution des ions a montré que celle-ci est fortement déformée tout au long de la transition et de manière anisotrope. Puisque la température des ions est liée à la largeur de la fonction f_i , on peut donc s'attendre à des profils de température différents suivant la direction dans laquelle elle est calculée. On rappelle que la température est obtenue à partir de la relation :

$$T_j = \int f_i(x, \vec{v}) (v_j - \langle v_j \rangle)^2 d\vec{v} . \quad (3.2)$$

Le résultat de cette mesure est donné sur la figure 3.29 pour la direction normale à la paroi (courbe pleine), la direction parallèle au champ magnétique (courbe tiretée) et dans la direction de v_z (courbe mixte). Le cas représenté correspond à la simulation effectuée avec les paramètres suivant : $\alpha = 40^\circ$, $\omega = 0.01$ et $\nu = 10^{-3}$. Les profils de température obtenus sont conformes à

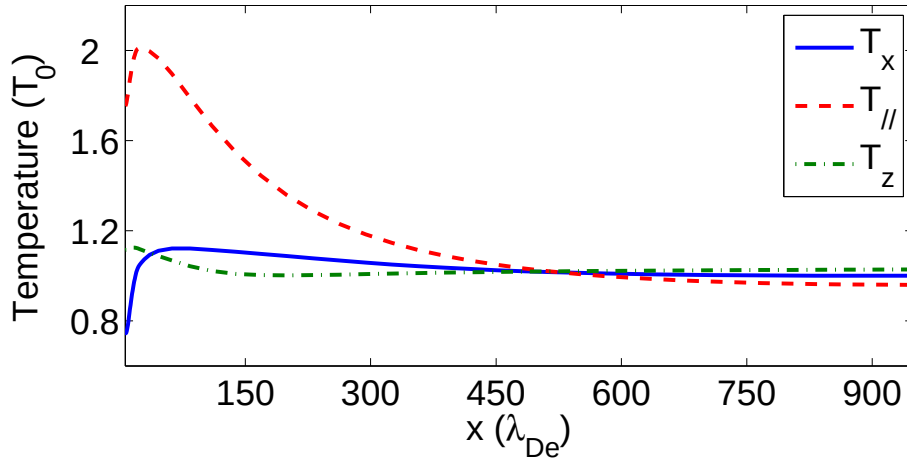


FIG. 3.29 – Profils de température dans les directions normale à la paroi, parallèle au champ magnétique et v_z . Les profils sont très différents suivant la direction selon laquelle la température est mesurée : elle reste presque constante dans la direction v_z , alors qu'elle présente un pic à $2T_0$ dans la direction parallèle ; la direction normale à la paroi ne présente qu'une augmentation modérée de la température, mais chute fortement à l'approche de la paroi.

ceux qu'on attendait, à savoir que l'évolution de la température dépend fortement de la direction considérée. Alors que la valeur de la température dans la direction v_z reste à peu près constante dans la quasi-totalité de la transition, n'augmentant que de $0.2T_0$, elle augmente rapidement dans la direction parallèle, atteignant deux fois la valeur du plasma près du mur. La direction normale à la paroi présente un troisième comportement : la température y reste constante dans les deux prégaines avant de plonger fortement au niveau de la paroi.

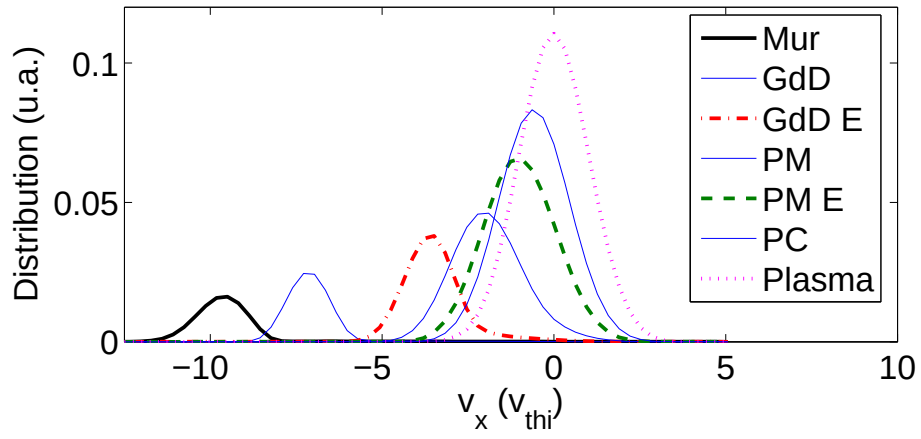


FIG. 3.30 – Profils de la distribution à différentes positions (plasma, prégaines, gaine, paroi) dans la direction normale à la paroi. Dans cette direction, les ions sont principalement dominés par l'action du champ électrique.

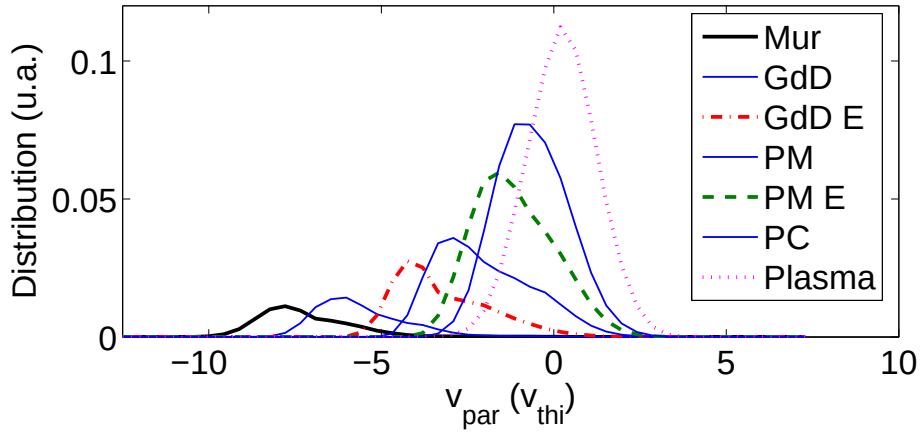


FIG. 3.31 – Profils de la distribution à différentes positions entre le plasma et la paroi dans la direction parallèle au champ magnétique. Les ions sont soumis à l'effet des collisions et du champ électrique, d'où profil semblable au cas non magnétisé.

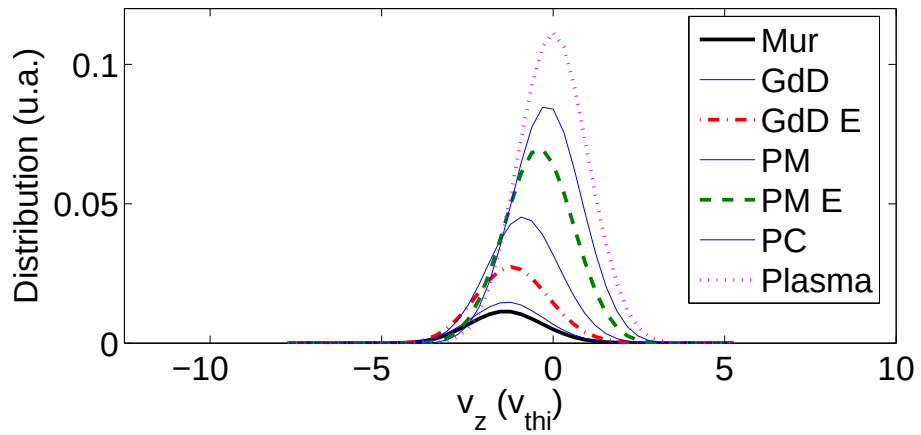


FIG. 3.32 – Profils de la distribution à différentes positions dans la direction v_z . La distribution évolue peu dans cette direction et ne subit que peu de déformations.

Pour comprendre de telles différences dans les profils de température, nous avons recours à des projections de la fonction de distribution dans chaque direction. Les figures 3.30, 3.31 et 3.32 présentent respectivement les distributions à une dimension dans les directions normales à la paroi, parallèle au champ magnétique et dans la direction v_z . La comparaison de ces trois figures montre que les distributions obtenues dans chaque direction sont aussi différentes les unes des autres que le sont les profils de température, ce qui implique des phénomènes différents.

Le cas de la direction v_z est le plus simple : comme nous l'avions déjà remarqué dans la section précédente, les ions gagnent peu de vitesse dans cette direction et par conséquent la distribution ne se déplace que très peu vers les vitesses négatives. La faible accélération dans la gaine de Debye conduit à un petit élargissement et à la faible augmentation de vitesse observée. De plus, la distribution ne se déforme quasiment pas dans cette direction et garde un profil presque maxwellien jusqu'à la paroi.

Le cas de la distribution dans la direction normale à la paroi est le résultat de l'action du champ électrique. Dans la pré-gaine collisionnelle, les ions sont accélérés dans la direction parallèle ; cette accélération a une composante selon la normale à la paroi (qui dépend de l'angle d'incidence α du champ B sur la paroi), d'où un déplacement de la distribution vers les v_x négatifs. Comme dans le cas à une dimension, la compétition entre cette accélération et les collisions conduit à un élargissement de la distribution et donc une augmentation de la température. L'augmentation de la vitesse normale restant modeste, l'accroissement de la température l'est aussi. Finalement, lorsque le champ électrique domine le mouvement des ions, la distribution se resserre et la température décroît fortement. On retrouve donc le comportement observé dans les cas non magnétisés lorsque l'accélération dans la pré-gaine collisionnelle reste limité.

La direction parallèle présente elle aussi une partie du comportement de la température dans les cas 1D1V. En effet, au niveau de la pré-gaine collisionnelle, la direction parallèle dans les cas magnétisés est équivalente à la direction normale dans les cas non magnétisés : il existe une accélération relativement importante des ions dans cette direction sous l'effet de la composante parallèle du champ électrique, accélération qui n'est pas entravée par les effets magnétiques. Cette fois encore, la combinaison d'une forte accélération et des collisions conduit à un corps de distribution déplacé vers les vitesses négatives importantes et à l'apparition d'une queue de particules lentes : la distribution s'élargit fortement et la température présente un très large pic à l'approche de la paroi. La comparaison avec le cas 1D1V s'arrête toutefois là : alors que dans ce cas le champ électrique permettait de résorber la queue en accélérant les particules les plus lentes et ainsi de faire chuter la température, il n'a cette fois pas la même intensité. L'inclinaison de la direction parallèle par rapport à la normale à la paroi limite la valeur de la composante de E dans cette direction. Il n'est alors pas suffisamment important et une queue subsiste jusqu'à la paroi. La conséquence pour la température est alors une diminution près de la paroi, mais relativement restreinte.

3.2.7 Dérive $\vec{E} \times \vec{B}$

Dans la section 3.2.5, consacrée à l'étude de la fonction de distribution f_i , nous avons remarqué que celle-ci était peu déformée dans le plan (v_y, v_z) et que la vitesse moyenne des ions dans la direction v_z restait faible, même dans la gaine de Debye. Ce fait est relativement surprenant car, comme on peut le voir sur la figure 3.33, cette direction est celle de la dérive $\vec{E} \times \vec{B}$, dont

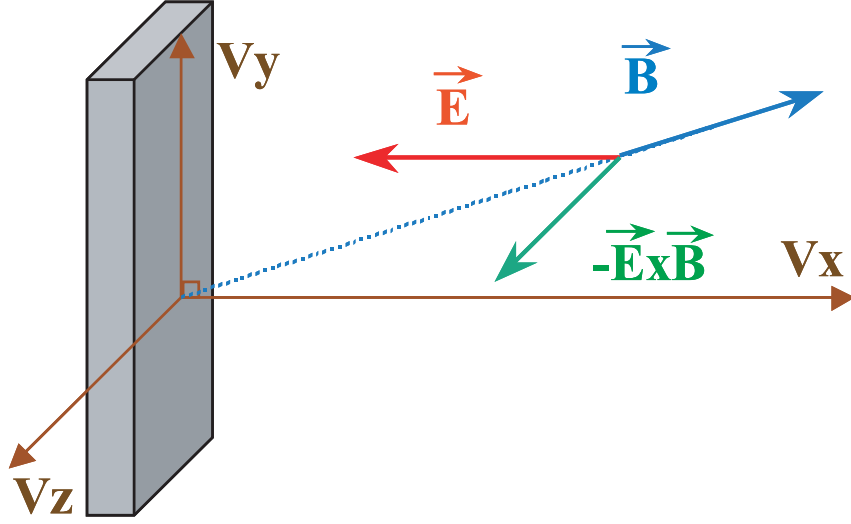


FIG. 3.33 – Représentation de la dérive $\vec{E} \times \vec{B}$. Le champ électrique créé par la paroi étant suivant la direction normale à celle et le champ magnétique contenu dans le plan (v_x, v_y) , la dérive $\vec{E} \times \vec{B}$ qui en résulte agit dans la direction de v_z .

l'expression est rappelée ci-dessous :

$$v_{\vec{E} \times \vec{B}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} . \quad (3.3)$$

Comme on peut le voir, la vitesse de dérive dépend de la valeur du champ électrique : ce dernier devenant très important dans la gaine de Debye, nous devrions aussi observer une forte augmentation de la vitesse associée $v_{\vec{E} \times \vec{B}}$, et donc plus généralement de la vitesse moyenne selon v_z .

Nous représentons sur la figure 3.34 les deux vitesses en question, à savoir la vitesse moyenne selon la direction v_z et la vitesse de dérive $v_{\vec{E} \times \vec{B}}$. Le cas représenté correspond au cas pour lequel nous avons étudié la fonction de distribution, c'est à dire le cas $\tau = 10$, $\nu = 10^{-3}$, $\omega = 0.01$ et $\alpha = 40^\circ$. Sur la première partie de la figure, qui donne les profils de vitesses entre $x = 0\lambda_{De}$ et $x = 1500\lambda_{De}$, on remarque qu'il existe deux zones distinctes. Dans la première, du côté du plasma, la vitesse moyenne $\langle v_z \rangle$ est confondue avec la vitesse de dérive $\vec{E} \times \vec{B}$, ce qui signifie que la vitesse des ions dans cette direction est uniquement dirigée par la vitesse de dérive. Du côté de la paroi, les deux vitesses ne sont plus confondues : la vitesse moyenne reste, en valeur absolue, bien inférieure à la vitesse de dérive, ce qui indique qu'un autre phénomène est entré en jeu. L'encart de la figure 3.34 est un zoom sur la zone s'étendant entre $x = 100\lambda_{De}$ et $x = 300\lambda_{De}$, c'est à dire là où les deux courbes se séparent. Le point où les deux courbes ne se superposent plus se situe aux alentours de $x = 200\lambda_{De}$, ce qui correspond à l'entrée de la prégaîne magnétique. Notre interprétation de la faible augmentation de vitesse dans la direction v_z est la suivante : le rayon de giration des ions autour des lignes de champ magnétique est lié à la vitesse dans le plan normal à ces lignes, c'est à dire la vitesse v_z . La limite de la prégaîne magnétique correspond à la position moyenne où les ions les plus rapides, emportés par leur mouvement de giration, peuvent percuter la paroi et y être collectés. Les ions les plus rapides étant "prélevés", il ne reste dans le plasma que les ions plus lents, dont le mouvement n'intercepte pas encore la paroi. Pour donner un ordre d'idée, la vitesse maximum des ions à l'entrée de la prégaîne magnétique, dans

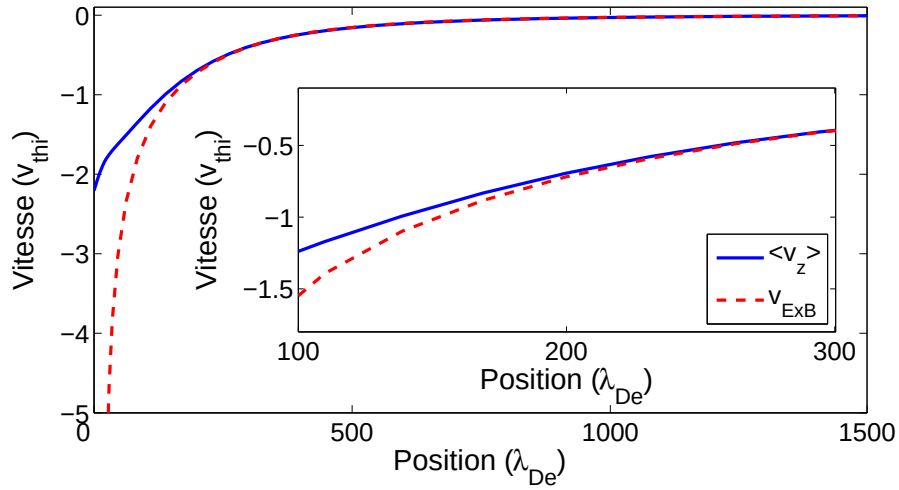


FIG. 3.34 – Représentation de la vitesse moyenne dans la direction v_z et de la vitesse de dérive $v_{\vec{E} \times \vec{B}}$ calculée à partir des champs issus du code. Les deux vitesses sont confondues dans la pré-gaine collisionnelle mais diffèrent à partir de la pré-gaine magnétique, distance à laquelle les particules les plus rapides sont collectées par la paroi.

la direction perpendiculaire au champ magnétique, est de l'ordre de $4.5v_{thi}$. Cette valeur permet de calculer le rayon de Larmor des ions dont le rayon de giration est le plus grand. Ceci donne donc, pour la projection du rayon de Larmor sur la normale à la paroi, une distance de l'ordre de $120\lambda_{De}$. Cette distance, du même ordre de grandeur que la distance à la paroi, confirme notre analyse.

3.3 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons mené une étude détaillée de l'interaction plasma-paroi, d'abord dans le cas non magnétisé, puis magnétisé. Le cas non magnétisé nous a permis de retrouver un certain nombre de résultats présents dans la littérature, et de comprendre les différents mécanismes à l'oeuvre. Nous avons en particulier pu observer l'influence non négligeable des collisions, malgré le fait que nous simulons des plasmas faiblement collisionnels. Celles-ci génèrent des ions formant une queue de particules lentes, dont la vitesse moyenne est très différente du corps de la distribution. Ces particules ont notamment une influence sur la validité du critère de Bohm à l'entrée de la gaine de Debye et sur l'évaluation de la température des ions dans les régions proches de la paroi.

L'étude du cas magnétisé constitue la principale partie de cette thèse. L'originalité du travail réside dans l'utilisation d'un code de type Vlasov pour simuler la totalité de la transition entre le plasma et la paroi, dans le cas d'un plasma magnétisé et faiblement collisionnel. Nous avons été en mesure de retrouver numériquement des résultats théoriques et expérimentaux, tels que la décomposition de la transition en trois zones distinctes. En particulier, nous avons vérifié que la longueur de la pré-gaine magnétique, zone directement liée au champ B , obtenue numériquement, correspond bien à la longueur prévue par la théorie. Nous nous sommes ensuite attachés à tirer profit du principal avantage des codes Vlasov, à savoir l'accès aux fonctions de distribution en vitesse des ions. Nous avons pu montrer que la combinaison des effets du champ électrique, du champ magnétique et des collisions conduit à des distributions très déformées. Ces déformations

jouent ici aussi sur la validation des différents critères d'entrée dans la gaine de Debye et dans la prégaîne magnétique. Du fait de la forte anisotropie des modifications de la distribution, les profils de température pouvant être obtenus sont très différents suivant la direction dans laquelle ils sont mesurés, la direction parallèle à la paroi étant peu perturbée, la direction normale à celle-ci étant elle très affectée par les perturbations.

Chapitre 4

Interaction des ions avec la paroi - Pulvérisation

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié la transition entre un plasma et une paroi dans son ensemble. Nous avons mis en évidence que les caractéristiques physiques de la population ionique sont fortement modifiées lors du voyage des ions vers la paroi. Sous les effets combinés du champ électrique, du champ magnétique quand il est présent, et des collisions, la fonction de distribution des ions est déformée : le profil alors obtenu est très éloigné d'un profil maxwellien, ce qui donne tout son sens à une étude cinétique de l'interaction plasma-paroi. Bien que ces déformations soient présentes dans le cas non magnétisé, c'est en présence du champ magnétique qu'elles sont les plus importantes. Suivant les intensités relatives des différents phénomènes en jeu, les ions peuvent être répartis en différentes sous-populations dont les caractéristiques diffèrent fortement. Nous avons vu que ces modifications ont des conséquences expérimentales importantes, en particulier sur l'interprétation des mesures de température dans les plasmas.

Un autre aspect de l'interaction plasma-paroi affecté par les déformations de la distribution est la pulvérisation de la paroi. Ce phénomène est, comme nous l'avons déjà évoqué, un des défis posés par la fusion nucléaire : dans l'objectif de maximiser la durée de vie des composants faisant face au plasma, il est important de comprendre comment les ions les percutent afin de minimiser l'érosion associée. Dans d'autres domaines de la physique des plasmas, où on cherche à traiter directement des surfaces, il est encore plus fondamental de connaître l'énergie et l'angle avec lesquels les ions percutent la surface, puisque ce sont ces deux paramètres qui interviennent dans l'érosion. Ces grandeurs étant accessibles à partir des données de notre code, il nous est possible d'étudier ce phénomène.

Le présent chapitre se propose dans un premier temps d'étudier plus en détails les différentes sous-populations en question ainsi que les causes qui leur ont donné naissance. Par la suite, nous nous concentrerons sur la distribution des ions sur la paroi et en particulier sur le taux de pulvérisation du mur en fonction des conditions physiques.

4.1 Géométrie du problème

Comme nous avons pris l'habitude de le faire dans les chapitres précédents, nous commençons par décrire le système de coordonnées dans lequel nous décrivons le problème : nous conservons le système d'axes mis en place auparavant. Notre repère possède donc une dimension x dans l'espace des positions, celle de la normale à la paroi, et trois dimensions dans l'espace des vitesses v_x, v_y et v_z . La paroi semi-infinie est située en $x = 0$; le champ magnétique se trouve dans le plan (v_x, v_y) et fait un angle α avec celle-ci, mesuré à partir de l'axe v_y . L'étude de la distribution sur

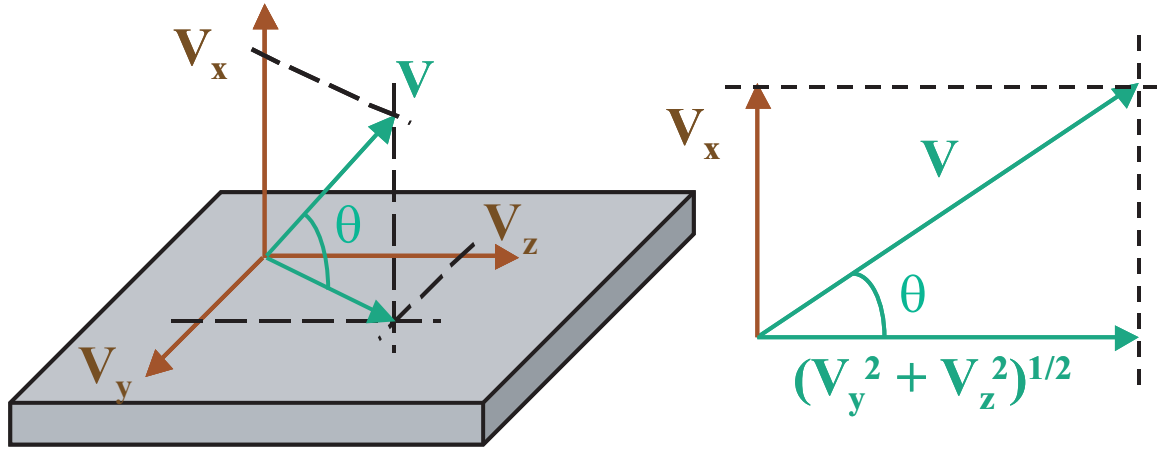


FIG. 4.1 – Géométrie concernant l'interaction des ions avec la paroi. Le mur semi-infini est situé en $x = 0$. Le repère de coordonnées comporte une dimension en espace, Ox , et trois dimensions en vitesse (v_x, v_y, v_z) . θ est l'angle sous lequel les ions percutent la paroi.

la paroi et celle de sa pulvérisation nécessitent de connaître l'angle sous lequel les ions percutent le mur. Sur la figure 4.1, nous avons représenté le cas d'une particule arrivant sur la paroi : pour des raisons de représentation, le plan (v_y, v_z) du mur se trouve au bas de la figure, la normale x se trouvant alors dirigée vers le haut. Contrairement à celle du champ magnétique, la direction de la vitesse des ions n'est pas contenue dans le plan (v_x, v_y) ; pour obtenir une distribution angulaire, il est nécessaire de recourir à un nouvel angle. Cet angle, que nous appelons θ , est défini par :

$$\theta = \arctan \left(\frac{v_x}{\sqrt{v_y^2 + v_z^2}} \right) \quad (4.1)$$

Cette définition correspond à l'angle mesuré entre la paroi et la direction de la vitesse de la particule incidente, comme indiqué sur la figure 4.1. On remarquera au passage que nous pourrions prendre en considération un autre angle, celui entre l'axe v_y et la projection du vecteur vitesse de l'ion dans le plan (v_y, v_z) : cet angle décrit la manière dont ce vecteur vitesse s'est écarté du plan dans lequel se situe le champ magnétique. Cet angle n'intervenant pas dans les problèmes de pulvérisation, nous nous contenterons de l'angle θ . Lorsqu'une distribution angulaire sera donnée, il s'agira d'une distribution en fonction de θ , celle-ci ayant été intégrée selon l'autre angle.

4.2 Effet de la transition sur la distribution au mur

Lors de l'étude de la fonction de distribution dans le chapitre précédent, il a été vu que la population ionique n'était plus décrite par une distribution maxwellienne, et qu'elle pouvait être composée de différentes sous-populations, l'origine de ces sous-populations étant liée aux contraintes physiques s'exerçant sur les particules pendant leur trajet vers la paroi. Dans cette section, nous ne cherchons pas à réexpliquer comment les différents phénomènes agissent, mais nous appliquons les raisonnements développés au chapitre 3 afin de comprendre les conséquences sur la distribution de la variation des paramètres tels que l'inclinaison du champ, son intensité, les collisions, ...

4.2.1 Influence de l'inclinaison du champ magnétique

Pour étudier l'influence de l'inclinaison du champ magnétique sur la transition plasma-paroi, nous donnons sur les figures 4.2 à 4.5 les résultats obtenus pour une série de simulations dans lesquelles seul l'angle α est modifié. Les cas représentés sont caractérisés par $\nu = 10^{-3}$, $\tau = 10$, $\omega = 0.05$ et, de haut en bas, $\alpha = 10^\circ$, $\alpha = 20^\circ$, $\alpha = 40^\circ$, $\alpha = 60^\circ$. Les graphes donnent une coupe de la fonction de distribution dans le plan (v_x, v_y) au niveau de la paroi (à gauche), à l'entrée de la gaine de Debye (au milieu) et dans la pré-gaine magnétique (à droite). Le choix de la position dans la pré-gaine magnétique a été fait de manière à mettre en évidence les modifications subies par la distribution dans cette zone.

Le cas de la figure 4.3 présente les mêmes caractéristiques que celui présenté dans le chapitre précédent. On retrouve un profil où le maximum de la distribution se déplace le long des lignes de champ dans la pré-gaine collisionnelle (figure de droite). Puis, le flux des ions est réorienté vers la paroi dans la pré-gaine magnétique (figure du milieu). Finalement, une forte accélération se produit dans la gaine de Debye, accélération dans la direction du mur (figure de gauche). L'augmentation de la vitesse moyenne du corps de la distribution dans la direction des lignes de champ magnétique donne naissance à une queue dans laquelle on retrouve les particules ayant subies des collisions et qui ont par conséquent une vitesse parallèle moins élevée. Après l'accélération dans la gaine, on obtient une distribution avec une forte vitesse dans la direction normale à la paroi ; dans la direction v_y , le corps de la distribution a aussi une vitesse importante, mais la queue s'étend jusqu'à $v_y = 0$.

Les figures ainsi que les résultats que nous avons présentés jusqu'à maintenant peuvent laisser penser que la distribution est toujours formée d'un corps et d'une queue plus faible de particules. Dans ces conditions, on pourrait alors imaginer que l'effet des ions situés dans ladite queue est négligeable comparé à celui des ions du corps, vu leur nombre nettement plus faible et leur vitesse moindre. Cette impression est toutefois erronée et uniquement due aux choix de figures que nous avons fait pour représenter les modifications de la distribution liées à la transition. Nous nous sommes en effet placés dans un cas "type", c'est à dire dans un cas où les conditions sont suffisamment "moyennes" pour que les différents effets soient clairement identifiables. La comparaison des figures 4.2 à 4.5 montre que la distribution sur le mur est très sensible à l'inclinaison du champ magnétique. Les différentes zones de la transition sont toujours identifiables sur les figures, mais les profils au niveau de la paroi sont assez différents. Dans le cas où le champ magnétique est assez proche de la normale, $\alpha = 60^\circ$ sur la figure 4.5, les ions arrivent regroupés sur

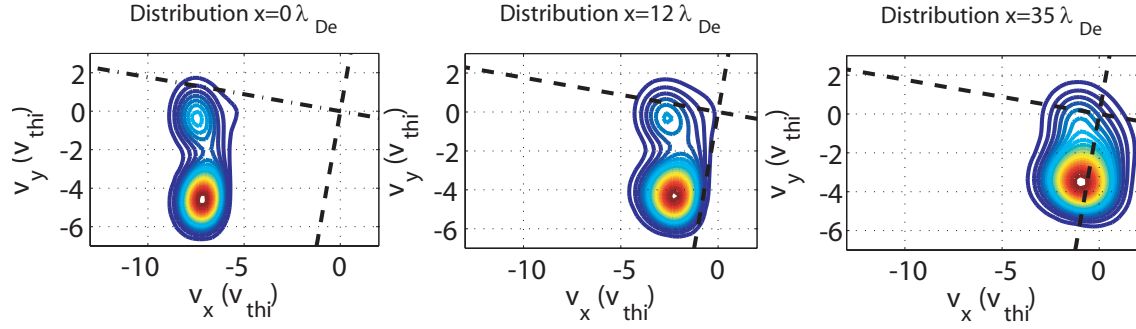


FIG. 4.2 – Projection de la distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) sur la paroi (à gauche), à l'entrée de la gaine de Debye (au milieu) et dans la pré-gaine magnétique (à droite). Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.05$ - $\alpha = 10^\circ$. La distribution est composée d'un corps avec une vitesse v_y importante et d'un second avec v_y quasi-nulle.

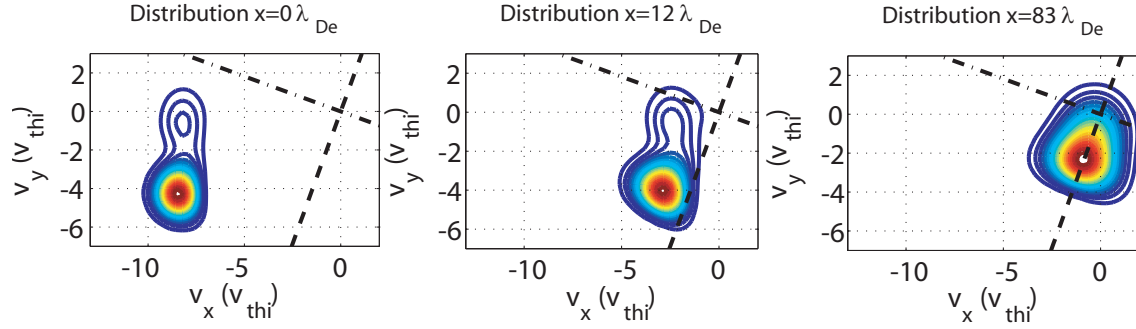


FIG. 4.3 – Projection de la distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) sur la paroi (à gauche), à l'entrée de la gaine de Debye (au milieu) et dans la pré-gaine magnétique (à droite). Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.05$ - $\alpha = 20^\circ$.

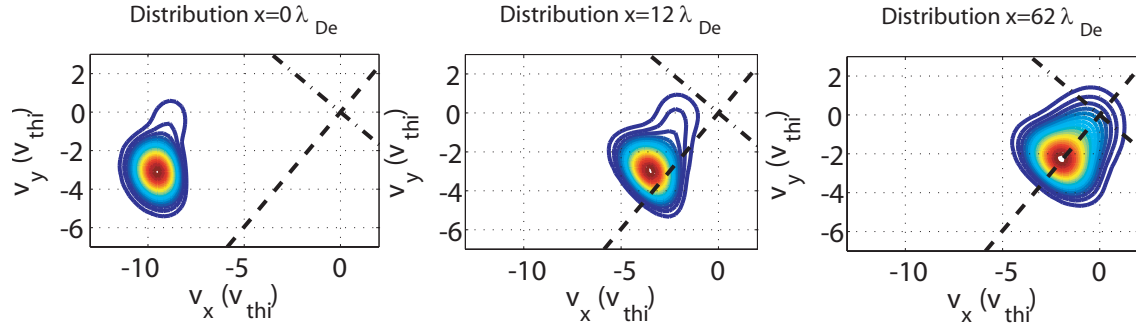


FIG. 4.4 – Projection de la distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) sur la paroi (à gauche), à l'entrée de la gaine de Debye (au milieu) et dans la pré-gaine magnétique (à droite). Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.05$ - $\alpha = 40^\circ$.

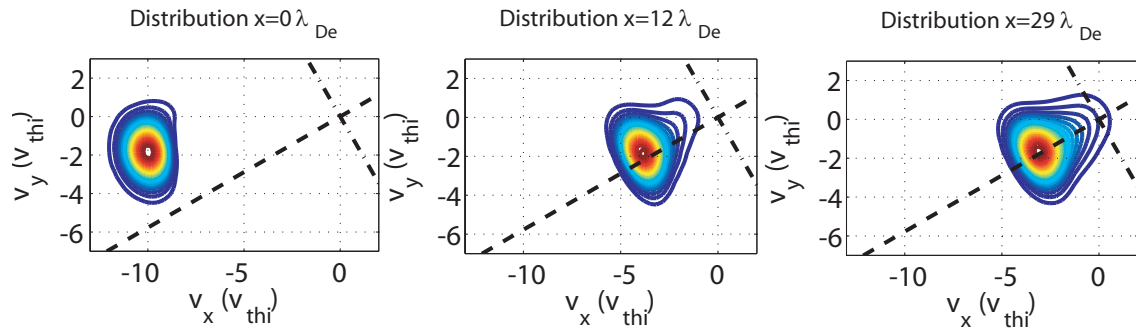


FIG. 4.5 – Projection de la distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) sur la paroi (à gauche), à l'entrée de la gaine de Debye (au milieu) et dans la pré-gaine magnétique (à droite). Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.05$ - $\alpha = 60^\circ$. La distribution est uniquement constitué d'un corps d'ions, la queue d'ions lents ayant disparue.

le mur, avec une vitesse de l'ordre de $10v_{thi}$ suivant v_x et $2v_{thi}$ suivant v_y ; leur distribution ne présente pas de queue de particules lentes. A l'opposé, dans le cas plus proche de la réalité des tokamaks où $\alpha = 10^\circ$ de la figure 4.2, les ions percutent le mur avec une vitesse plus faible selon v_x , de l'ordre de $6v_{thi}$ mais plus importante selon v_y , de l'ordre de $5v_{thi}$; la distribution présente cette fois ce que l'on peut appeler un corps secondaire, dont la vitesse moyenne suivant v_x est semblable au corps principal, mais nettement plus faible dans la direction de v_y (proche de $0v_{thi}$). Entre ces deux cas, c'est à dire pour $\alpha = 40^\circ$ et $\alpha = 20^\circ$, on observe l'apparition progressive d'une queue de particules s'étendant depuis le corps principal jusqu'aux vitesses nulles en v_y . Les particules formant le corps secondaire ont donc la même origine que celle formant la queue : les collisions. Elles ont été principalement soumises à l'accélération induite par le champ électrique et n'ont donc pas réussi à gagner une vitesse importante dans la direction parallèle aux lignes de champ magnétique. La différence avec les autres cas étant que les particules sont simplement plus nombreuses à se situer dans la "queue". L'implication des collisions se traduit aussi par la présence d'une nouvelle queue, s'étendant dans la direction normale à la paroi à partir du corps secondaire. Cette queue est similaire à celle observée dans le cas 1D1V vu au chapitre 3. Elle se résorbe d'ailleurs de la même manière dans la gaine, lorsque le champ électrique permet aux ions les plus lents de gagner plus de vitesse que les plus rapides.

On pourrait faire remarquer qu'alors que nous comparons deux situations où le seul paramètre ayant été modifié est l'inclinaison du champ magnétique, nous impliquons les collisions pour expliquer la différence entre les résultats des deux simulations. La réalité est que tous les phénomènes impliqués dans la transition plasma-paroi magnétisée ont des effets "imbriqués" les uns dans les autres lorsqu'on regarde les modifications qu'ils apportent à la fonction de distribution. Incliner plus fortement le champ magnétique sur la paroi n'augmente pas le taux de collisions, mais contrarie la prise de vitesse des ions dans la direction parallèle. En conséquence, les ions s'étalent dans la direction parallèle et, après leur passage dans la gaine, s'étalent dans la direction v_y , donnant naissance à une distribution composée de deux populations d'ions. Nous allons retrouver cette imbrication des différents effets dans la section suivante, traitant de l'influence de l'intensité du champ magnétique.

4.2.2 Influence de l'intensité du champ magnétique

Après avoir modifié l'incidence du champ magnétique et constaté que la diminution de son inclinaison favorise l'apparition d'une deuxième population d'ions, l'étape suivante est de faire varier son intensité. Nous présentons sur les figures 4.6 à 4.9 une série de simulations dans lesquelles l'angle du champ magnétique reste constant, $\alpha = 20^\circ$, mais où son intensité vaut $\omega = 0.100$, $\omega = 0.050$, $\omega = 0.010$ et $\omega = 0.005$, de haut en bas. Les autres paramètres de la simulation ont été conservés, c'est à dire que $\tau = 10$ et $\nu = 10^{-3}$. La figure 4.7 a déjà été introduite dans la section précédente et est donnée ici à titre de comparaison.

Le cas de la figure 4.6 correspond donc au champ magnétique le plus intense, avec $\omega = 0.100$. Les trois figures, donnant ici encore une coupe de la distribution dans le plan (v_x, v_y) au niveau de la paroi, à l'entrée de la gaine et dans la pré-gaine magnétique (de gauche à droite), montrent clairement les différentes zones de la transition. Les profils obtenus dans la pré-gaine sont toutefois légèrement différents de ceux que nous avons observés jusqu'à maintenant. En effet, la distribution est toujours allongée en direction des vitesses nulles, mais présente un aplatissement "à l'avant".

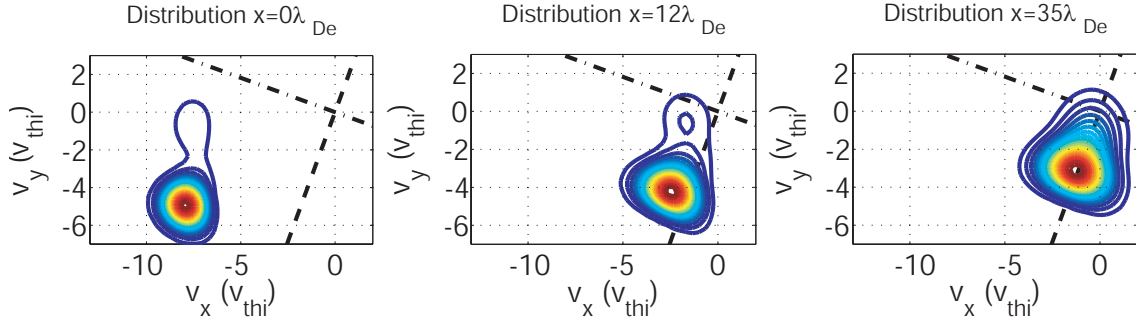


FIG. 4.6 – Projection de la distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) sur la paroi (à gauche), à l'entrée de la gaine de Debye (au milieu) et dans la pré-gaine magnétique (à droite). La distribution est uniquement composée d'un corps principal, la queue étant quasi-inexistante. Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.100$ - $\alpha = 20^\circ$.

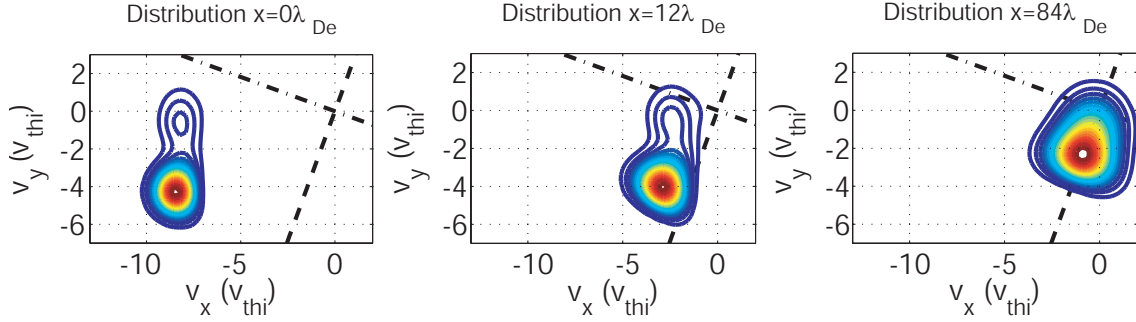


FIG. 4.7 – Projection de la distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) sur la paroi (à gauche), à l'entrée de la gaine de Debye (au milieu) et dans la pré-gaine magnétique (à droite). La distribution montre ici un corps principal et une queue de particules lentes. Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.050$ - $\alpha = 20^\circ$.

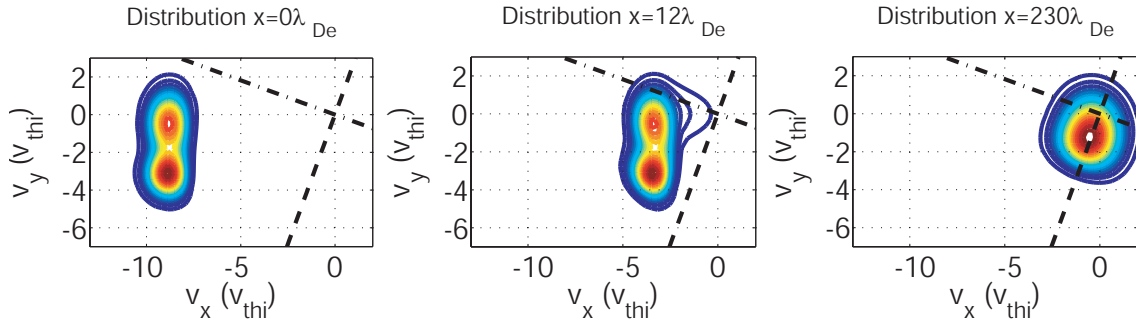


FIG. 4.8 – Projection de la distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) sur la paroi (à gauche), à l'entrée de la gaine de Debye (au milieu) et dans la pré-gaine magnétique (à droite). La distribution est composée de deux corps d'importance similaire. Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.010$ - $\alpha = 20^\circ$.

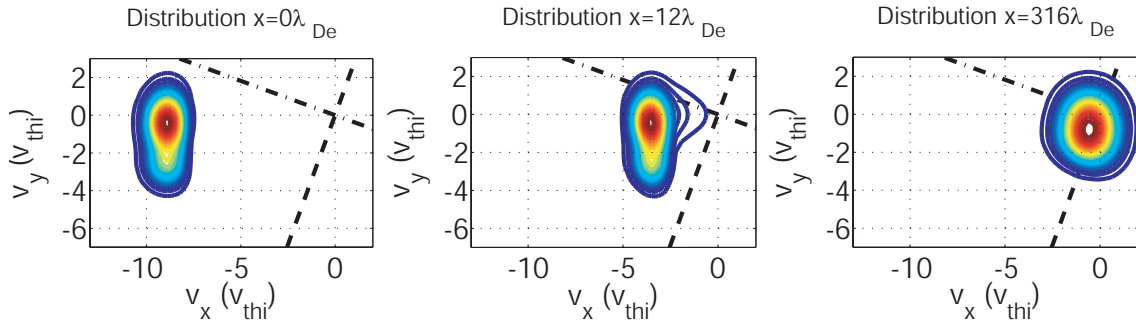


FIG. 4.9 – Projection de la distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) sur la paroi (à gauche), à l'entrée de la gaine de Debye (au milieu) et dans la pré-gaine magnétique (à droite). Le corps principal est ici composé des particules lentes. Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.005$ - $\alpha = 20^\circ$.

L'origine de cet aplatissement est encore une fois à rechercher au niveau des champs électrique et magnétique. B est suffisamment intense pour conserver efficacement les ions le long des lignes de champs et, dans ces conditions, la composante parallèle à B du champ E peut s'exprimer pleinement : comme dans le cas 1D, le champ électrique "pique" la distribution en diminuant les différences de vitesses entre les ions. Ce resserrement de la distribution n'est visible qu'à l'avant, l'arrière étant occupé par la queue d'ions ayant subis des collisions.

La comparaison des quatre simulations présentées permet d'observer un comportement analogue à celui vu dans la section précédente. A mesure que les conditions deviennent plus difficiles pour le champ magnétique, c'est à dire quand l'intensité de celui-ci décroît, une deuxième population d'ions apparaît. Cette seconde population se manifeste d'abord sous la forme d'une queue s'étendant dans la direction de v_y : elle est quasiment inexistante dans le cas $\omega = 0.100$ de la figure 4.8, mais présente déjà son profil "habituel" dans le cas de la figure 4.7. Lorsque l'intensité de B décroît encore, respectivement à $\omega = 0.01$ et $\omega = 0.005$ sur les figures 4.8 et 4.9, la situation devient encore plus critique en ce qui concerne la répartition des ions entre les deux populations. Alors que jusqu'à maintenant les ions ayant suivis les lignes de champ B dans la prégaîne étaient les plus nombreux, nous rencontrons ici des cas où la seconde population devient aussi importante que la première voire même beaucoup plus importante, ce qui va conduire à un comportement totalement différent vis à vis de la pulvérisation de la paroi. La compétition entre le champ magnétique et l'effet des collisions, avec l'intervention du champ électrique, est encore une fois responsable de ces phénomènes. Tant que B reste suffisamment important, les ions suivent ses lignes de champ en ressentant simultanément l'influence de la composante parallèle de E . Quand ω devient trop faible, les ions ne sont plus suffisamment maintenus et, après avoir subis une collision, ils sont accélérés directement vers le mur.

Pour expliquer l'apparition de la deuxième population de particules, nous avons systématiquement mis en cause les collisions entre les ions et les neutres. De manière à justifier ce raisonnement, nous allons étudier dans la section suivante l'influence du taux de collisions sur la fonction de distribution ionique.

4.2.3 Influence du taux de collisions

Dans les deux études précédentes, il apparaît que la présence de la seconde population ionique est liée au taux de collisions. Pour valider cette observation, nous modifions maintenant ce taux dans nos simulations. Dans les cas présentés sur les figures 4.10 à 4.12, le taux de collisions passe respectivement de $\nu = 0$ à $\nu = 10^{-2}$, en passant par $\nu = 10^{-3}$ sur la figure 4.11, notre cas de base ; les autres paramètres sont $\tau = 10$, $\omega = 0.10$ et $\alpha = 20^\circ$.

Nous nous concentrons d'abord sur le cas sans collision de la figure 4.10 : cette simulation est à prendre avec beaucoup de précautions, car sans le terme de collisions, aucun état stationnaire n'est atteint. Ceci signifie que côté plasma, les grandeurs physiques telles que la densité ou le potentiel électrique n'atteignent jamais leur valeur d'équilibre. Nous avons choisi de présenter tout de même cette simulation afin de fixer les idées sur ce qu'il se passe dans ce cas extrême (le lecteur pourra trouver dans le travail de thèse de F. Valsaque une étude de la prégaîne magnétique et de la gaine de Debye dans le cas sans collision). Le phénomène d'aplatissement de la fonction de distribution que nous avons décrit dans la section concernant l'influence de l'intensité du champ magnétique est ici encore plus évident. La distribution, débarrassée des ions lents issus

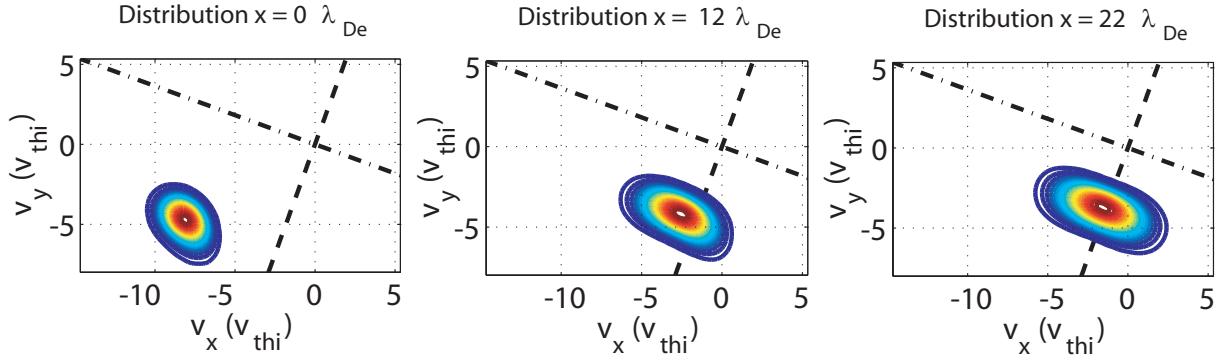


FIG. 4.10 – Distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) au niveau de la paroi (à gauche), de la gaine de Debye (au milieu) et de la pré-gaine magnétique (à droite). Sans collisions, les ions sont uniquement soumis aux effets des champs électrique et magnétique : la distribution est d'abord aplatie dans la direction parallèle, puis dans la direction normale, accompagnée d'une forte accélération dans la gaine. Aucune queue de particules lentes n'est présente. Cas $\alpha = 20^\circ$, $\omega = 0.10$, $\tau = 10$ et $\nu = 0$.

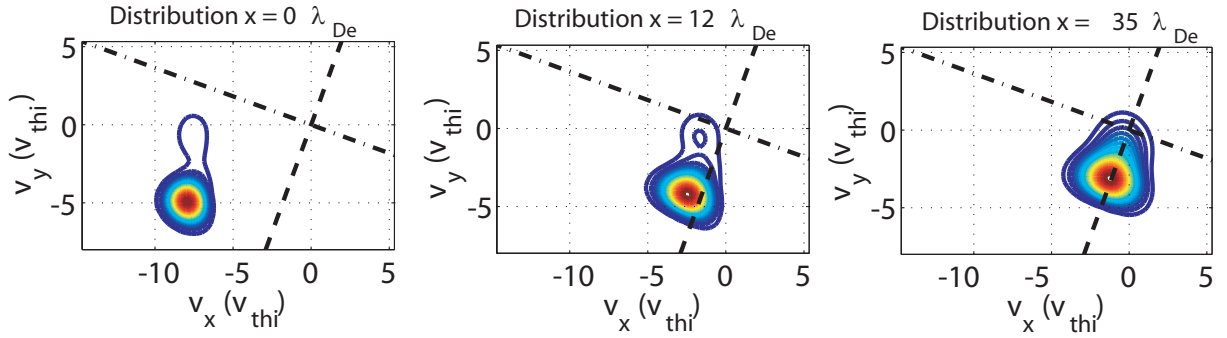


FIG. 4.11 – Distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) au niveau de la paroi (à gauche), de la gaine de Debye (au milieu) et de la pré-gaine magnétique (à droite). Un champ B intense permet de canaliser efficacement les ions le long des lignes de champ, ce qui favorise la prise de vitesse dans la direction parallèle, y compris pour les ions subissant des collisions, ce qui conduit à l'absence d'un corps secondaire pour la distribution. Cas $\alpha = 20^\circ$, $\omega = 0.10$, $\tau = 10$ et $\nu = 10^{-3}$.

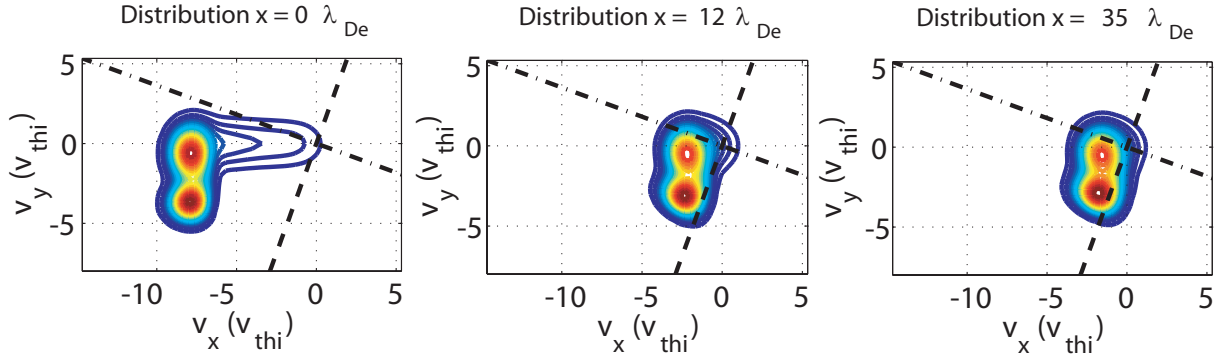


FIG. 4.12 – Distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) au niveau de la paroi (à gauche), de la gaine de Debye (au milieu) et de la pré-gaine magnétique (à droite). Lorsque les collisions sont importantes, un corps secondaire apparaît. Il est constitué des particules ne parvenant pas à être reaccélérées le long des lignes de champ magnétique. Les ions ne ressentent alors que l'effet du champ électrique. Cas $\alpha = 20^\circ$, $\omega = 0.10$, $\tau = 10$ et $\nu = 10^{-2}$.

des collisions, a ce profil très caractéristique à l'entrée de la pré-gaine magnétique, sur la figure de droite. Rappelons que ce tassement dans la direction parallèle est le résultat de l'action de la

composante parallèle à B du champ électrique. Dans la suite de la transition, c'est à dire dans la gaine, on retrouve cette fois l'aplatissement de la distribution dans la direction normale à la paroi. Le profil obtenu sur le mur, figure de gauche, est très similaire à celui de la section précédente. Etant données les conditions de simulation, il ne serait pas raisonnable de pousser l'étude de ce cas non collisionnel plus avant. Nous nous contentons donc d'observer que le comportement des ions est bien celui que nous attendions.

Si la simulation précédente nous a permis d'étudier les modifications imposées à la population ionique par la compétition entre le champ magnétique et le champ électrique, le cas de la figure 4.12 nous permet au contraire d'étudier l'action des collisions, en utilisant un taux de collision important. La distribution présente à nouveau une structure avec deux corps distincts, mais cette fois-ci dès l'entrée de la pré-gaine magnétique, figure de droite, alors qu'elle ne la présentait qu'à une position plus proche de la paroi dans les cas précédents. L'explication est la conjonction d'un taux de collision et d'un champ magnétique important. Le premier permet de créer le corps secondaire alors que le deuxième donne, indirectement, une vitesse suffisamment importante dans la direction parallèle pour qu'on puisse discerner les deux structures. Avec une valeur plus faible de ω , on n'aurait obtenu qu'une distribution fortement allongée et déformée dans la direction parallèle au champ B . Le passage dans la gaine de Debye et le décalage vers les vitesses v_x importantes qui s'en suit, conduisent cette fois-ci à l'apparition d'une queue de distribution nettement visible, queue s'étendant dans la direction normale à partir du corps "collisionnel". Comme nous l'avons déjà évoqué, les liens entre cette queue de distribution et le corps "collisionnel" sont les mêmes que ceux que nous avons décrit dans le chapitre 3, dans le cas de la transition plasma-paroi non magnétisée. La conclusion qu'il nous est possible de tirer est donc que dans les ions de la sous-population se comportent comme s'il n'y avait pas de champ magnétique imposé au plasma. Cette dernière affirmation n'est toutefois pas complètement vraie. En effet, si on étudie de près la position du deuxième corps dans l'espace des vitesses, on remarque que sa vitesse moyenne n'est pas nulle, mais légèrement négative selon v_y . Cette vitesse, de l'ordre de $0.7v_{thi}$, est la marque du champ magnétique qui a tout de même réussi à conserver les ions ayant subis des collisions autour de ses lignes de champ, ce qui leur a permis de regagner un peu de vitesse dans la direction parallèle.

4.3 Distribution sur le mur

Nous abordons maintenant la distribution des ions sur le mur, c'est à dire la répartition des ions selon l'angle sous lequel ils percutent la paroi. Dans un premier temps, nous présentons les distributions angulaires associées aux cas que nous avons présenté plus haut puis, nous ajouterons à cette distribution en angle la distribution en énergie.

4.3.1 Distribution angulaire

Nous commençons donc par étudier la distribution des ions selon θ , leur angle d'arrivée sur la paroi. Pour cela, nous présentons sur la partie gauche des figures 4.13, 4.14 et 4.15, la distribution en vitesse des ions dans le plan (v_x, v_y) , au niveau de la paroi. La ligne tiretée correspond toujours à la direction parallèle et la ligne mixte à la direction perpendiculaire au champ magnétique. Sur la partie droite, nous donnons la distribution angulaire associée à chaque cas. Les cas traités ici

sont caractérisés par $\nu = 10^{-3}$ $\tau = 10$ $\alpha = 20^\circ$, le paramètre modifié d'un cas à l'autre étant l'intensité du champ magnétique ; de haut en bas, on trouve $\omega = 0.01$, $\omega = 0.05$ et $\omega = 0.10$.

Pour mener cette étude, nous introduisons l'angle θ_{max} : c'est l'angle correspondant au maximum du corps principal de la distribution angulaire des ions. Cet angle est celui sous lequel la paroi est percutée par les ions situés au niveau de ce maximum. Pour chaque simulation, le tableau 4.1 donne la valeur de cet angle.

TAB. 4.1 – Valeur de θ_{max} , défini comme l'angle sous lequel la majorité des ions du corps principal percutent la paroi, pour $\tau = 10$ et $\nu = 10^{-3}$.

	$\alpha = 20^\circ$	$\alpha = 40^\circ$	$\alpha = 60^\circ$	$\Delta\theta$
$\omega = 0.100$	52.8°	70.8°	82.1°	$\pm 1.3^\circ$
$\omega = 0.050$	59.6°	73.1°	86.6°	$\pm 1.3^\circ$
$\omega = 0.010$	70.8°	79.8°	86.6°	$\pm 1.3^\circ$
$\omega = 0.005$	78.8°	86.6°	86.6°	$\pm 1.3^\circ$

La distribution angulaire dans le cas du champ magnétique fort (en bas, $\omega = 0.10$), présente un nombre important d'ions percutant la paroi avec un angle θ_{max} de l'ordre de 52.8° , avec une dispersion de l'ordre d'une dizaine de degrés autour de cette valeur maximum. On trouve aussi la présence de particules dont les angles d'incidence couvrent toutes les valeurs entre θ_{max} et $\theta = 90^\circ$. Cette queue est naturellement associée à la queue de la distribution en vitesse, marquée par une forte vitesse selon v_x et une faible voire inexistante vitesse dans les autres directions. On peut aussi le voir en comparant les trois cas présentés : lorsque le champ magnétique faiblit, la queue de la distribution en vitesse prend de l'importance. Cette prise d'importance se traduit pour la distribution angulaire par l'apparition d'une nouvelle population dont l'angle d'incidence est de l'ordre de 90° , dans les cas $\omega = 0.05$ et $\omega = 0.01$. Dans ce dernier cas, la population d'ions possédant une incidence normale est même la population la plus importante.

De manière à compléter l'étude menée dans la partie précédente, nous présentons deux nouvelles distributions angulaires, sur les figures 4.16 et 4.17 : il s'agit des cas où le champ magnétique est important ($\omega = 0.10$), avec $\alpha = 20^\circ$ - $\tau = 10$, avec soit des collisions importantes, $\nu = 10^{-2}$ en haut, soit inexistantes, $\nu = 0$ en bas. Ces deux cas sont à comparer avec celui donné sur la figure 4.15, puisqu'ils n'en diffèrent que par le taux de collisions ($\nu = 10^{-3}$). Le cas le plus collisionnel, en haut, présente un profil où la population dont l'incidence est proche de la normale est dominante, ce qui est conforme aux raisonnements que nous avons menés jusqu'à maintenant. Le cas sans collisions, en bas, est aussi remarquable car il donne le profil de la distribution angulaire sans le "bruit de fond" généré par les collisions ions-neutres : on observe qu'elle présente un maximum situé à $\theta_{max} = 57^\circ$. Il apparaît que sa largeur est plus importante que dans le cas de la figure 4.15 où le taux de collisions était de $\nu = 10^{-3}$ et qu'elle présente un profil asymétrique qu'elle n'avait pas dans ce même cas. Ces deux phénomènes sont à prendre avec précaution car, rappelons-le, cette simulation à $\nu = 0$ est un cas limite pour notre code.

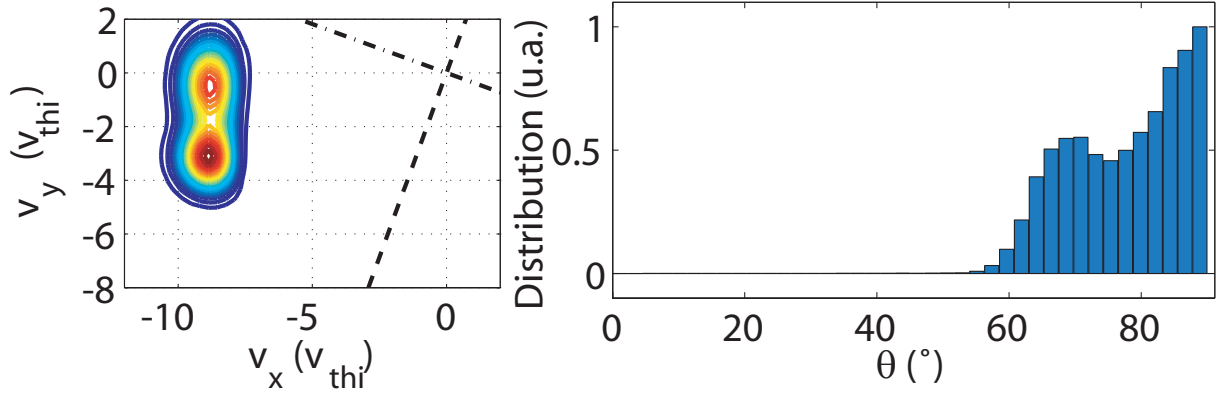


FIG. 4.13 – Distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) au niveau de la paroi (à gauche) et distribution angulaire associée (à droite). Le profil angulaire est composé d'une population ayant suivi les lignes de champ magnétique, dont $\theta_{max} \approx 70^\circ$ et d'une population plus importante d'ions ayant subi des collisions et dont l'incidence est proche de la normale. Cas $\alpha = 20^\circ$, $\omega = 0.01$, $\tau = 10$ et $\nu = 10^{-3}$.

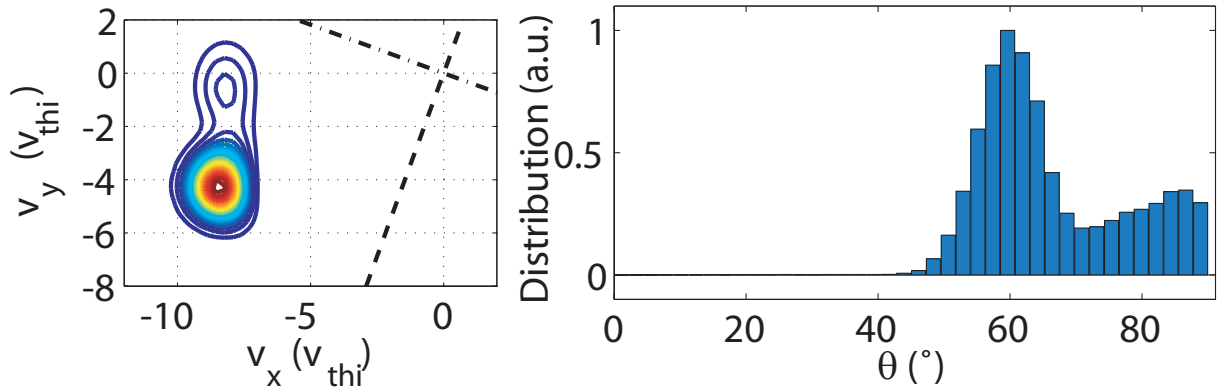


FIG. 4.14 – Distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) au niveau de la paroi (à gauche) et distribution angulaire associée (à droite). Le profil angulaire est composé d'une population ayant suivi les lignes de champ magnétique, dont $\theta_{max} \approx 60^\circ$ et d'une population nettement plus réduite d'ions ayant subi des collisions et dont l'incidence est proche de la normale. Cas $\alpha = 20^\circ$, $\omega = 0.05$, $\tau = 10$ et $\nu = 10^{-3}$.

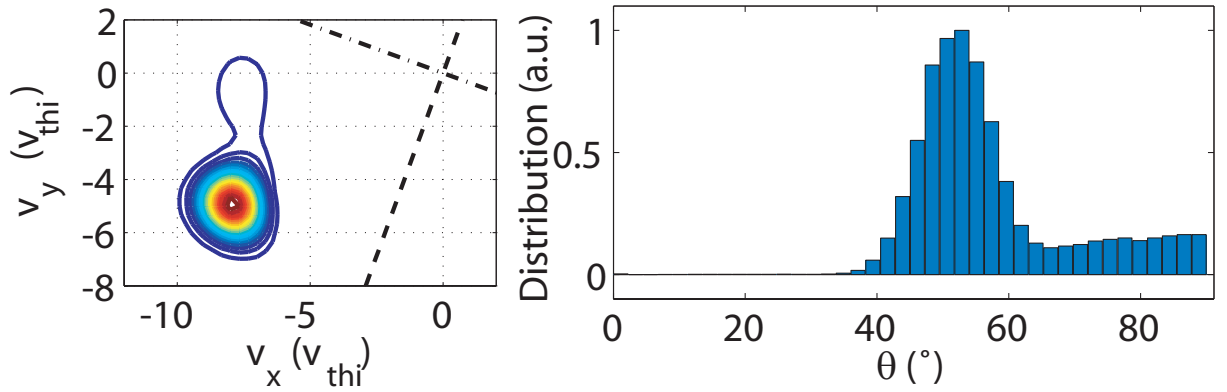


FIG. 4.15 – Distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) au niveau de la paroi (à gauche) et distribution angulaire associée (à droite). Le profil angulaire est composé d'une population ayant suivi les lignes de champ magnétique, dont $\theta_{max} \approx 47^\circ$ et d'une population plus importante d'ions ayant subi des collisions et dont l'incidence est proche de la normale. Cas $\alpha = 20^\circ$, $\omega = 0.10$, $\tau = 10$ et $\nu = 10^{-3}$.

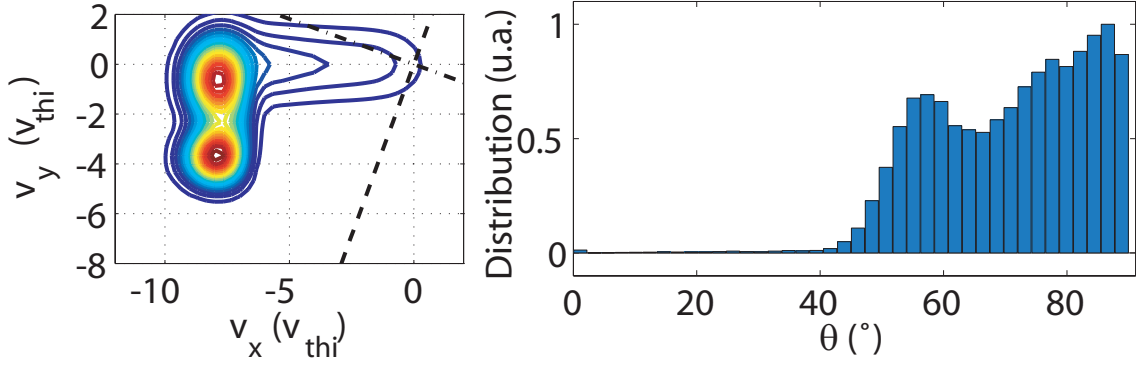


FIG. 4.16 – Distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) au niveau de la paroi (à gauche) et distribution angulaire associée (à droite). Le profil angulaire est composé d'une population ayant suivi les lignes de champ magnétique, dont $\theta_{max} \approx 70^\circ$ et d'une population plus importante d'ions ayant subi des collisions et dont l'incidence est proche de la normale. Cas $\alpha = 20^\circ$, $\omega = 0.01$, $\tau = 10$ et $\nu = 10^{-2}$.

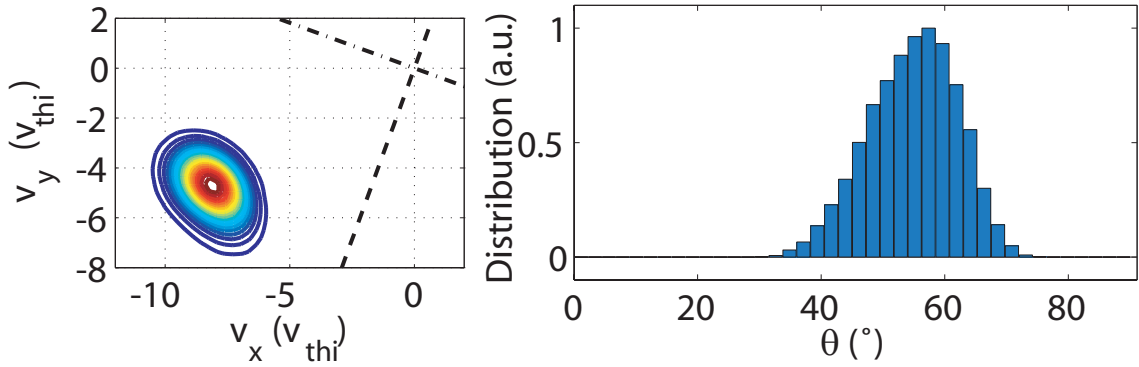


FIG. 4.17 – Distribution des ions dans le plan (v_x, v_y) au niveau de la paroi (à gauche) et distribution angulaire associée (à droite). Le profil angulaire est uniquement composé d'une population ayant suivi les lignes de champ magnétique, dont $\theta_{max} \approx 70^\circ$. La population d'ions lents a complètement disparu. Cas $\alpha = 20^\circ$, $\omega = 0.01$, $\tau = 10$ et $\nu = 0$.

Le suivi de θ_{max} , l'angle sous lequel le plus grand nombre de particules percutent la paroi (celles situées dans le corps "non collisionnel"), est aussi intéressant. On peut en effet voir dans le tableau 4.1 que la valeur de θ_{max} augmente lorsque l'intensité du champ magnétique décroît, et ce d'autant plus que l'inclinaison du champ B sur la paroi est importante (augmentation de 4° pour $\alpha = 60^\circ$ contre 25° pour $\alpha = 20^\circ$, quand omega diminue de 0.100 à 0.005). A l'aide des figures 4.16 et 4.17, on remarque que la valeur de θ_{max} est peu dépendante du taux de collisions. Il apparaît donc que l'angle sous lequel les ions percutent la paroi dépend de la capacité du champ magnétique à les maintenir le long des lignes de champ. Dans tous les cas présentés ici, θ_{max} reste très supérieur à l'incidence que les ions auraient s'ils avaient suivi la direction imposée par B jusqu'au mur : c'est une preuve supplémentaire du caractère dominant du champ électrique de la gaine sur l'évolution des ions. Toutefois, plus le champ B est intense et plus θ_{max} se rapproche de α . La faible dépendance vis à vis des collisions s'explique par le fait que la principale action des collisions est de dépeupler la population principale au profit de la queue de particules, ce qui laisse θ_{max} inchangé.

4.3.2 Distribution en énergie

A partir des graphes présentés dans la section précédente, il est encore possible d'obtenir des informations importantes pour l'interaction avec la paroi, en particulier pour la pulvérisation de celle-ci. Pour y parvenir, il est nécessaire d'extraire de la distribution en vitesse des ions non seulement l'angle sous lequel ils percutent la paroi, ce que nous avons déjà fait, mais aussi l'énergie avec laquelle ils la percutent : il s'agit ici de leur énergie cinétique au niveau de la paroi.

Nous présentons dans cette partie deux séries de figures présentant la distribution des ions, au niveau de la paroi, en fonction de leur incidence sur la paroi, exprimée en degré, et de leur énergie, exprimée en fonction de l'énergie thermique $E_{th} = k_B T_i$. Dans la première série, Fig.4.18 à 4.21, les simulations ont été réalisées avec $\tau = 10$, $\nu = 10^{-3}$, $\omega = 0.05$ et l'angle du champ magnétique varie de 60° à 10° . Le cas de la figure 4.20, où $\omega = 0.05$ et $\alpha = 20^\circ$, peut être comparé avec la figure 4.14 de la section précédente. Le profil angulaire de cette simulation présente en effet un cas moyen, dominé par un corps principal important centré sur un θ_{max} légèrement inférieur à 60° mais possédant un corps secondaire marqué. Sur la présente représentation en angle et en énergie, on observe toujours la présence de la population principale, centrée sur le même angle légèrement inférieur à 60° et possédant une énergie de l'ordre de 50 fois l'énergie thermique initiale. Une observation importante est que la deuxième population n'apparaît pas sur cette représentation sous la forme d'un corps secondaire, mais sous la forme d'une large queue de distribution s'étendant vers les incidences normales et les faibles énergies : c'est l'intégration selon l'espace des énergies qui donne naissance au corps vu sur la distribution angulaire. L'évolution de la distribution en fonction de l'inclinaison du champ magnétique est aussi intéressante : lorsque α diminue de 60° à 10° , le maximum de la distribution glisse de 80° à 40° . Dans le même temps, l'énergie du maximum de la distribution varie relativement peu, restant de l'ordre de $50E_{th}$. Le point important est que ce corps principal se dépeuple fortement au profit de la queue quand l'inclinaison devient rasante : la valeur en bas à droite de chaque figure, qui indique la valeur prise par le maximum de la distribution, montre que celui-ci perd environ la moitié de sa hauteur. Nous reviendrons sur ce point dans la prochaine section où nous calculerons le taux de pulvérisation associé à chaque configuration.

Dans la deuxième série, Fig.4.22 à 4.25, l'inclinaison de B sur la paroi est maintenue constante à $\alpha = 20^\circ$ mais l'intensité varie de $\omega = 0.005$ à $\omega = 0.100$, les autres paramètres des simulations restant inchangés ($\tau = 10$ - $\nu = 10^{-3}$). Nous retrouvons sur les différentes figures la forme de la distribution observée auparavant. Lorsque le champ est faible, $\omega = 0.005$ sur la figure 4.22, la partie de la distribution où les particules sont les plus nombreuses a une incidence proche de 75° mais s'étale de manière importante jusqu'à 90° . A mesure que le champ magnétique augmente en intensité, le maximum de la distribution se resserre et voit à la fois son incidence décroître et son énergie augmenter, la première passant de 75° à 45° et la seconde de $40E_{th}$ à $50E_{th}$ quand ω croît de 0.005 à 0.100. La queue de particule se résorbe quant à elle progressivement à mesure que l'intensité augmente, devenant très faible quand $\omega = 0.100$. On remarque cette fois-ci que le gain d'énergie est important et que la population qui occupe le pic maximum ne diminue que très peu en fonction du champ magnétique : ces particules, dont l'incidence est relativement rasante, vont pouvoir avoir un fort impact sur la pulvérisation de la paroi. Pour aller plus loin dans l'étude de l'interaction plasma-paroi, il est maintenant nécessaire d'essayer d'estimer le taux de pulvérisation de la paroi, ce qui est l'objet de la section suivante.

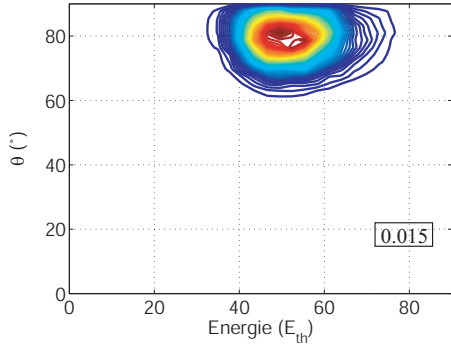


FIG. 4.18 – Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.05$ - $\alpha = 60^\circ$.

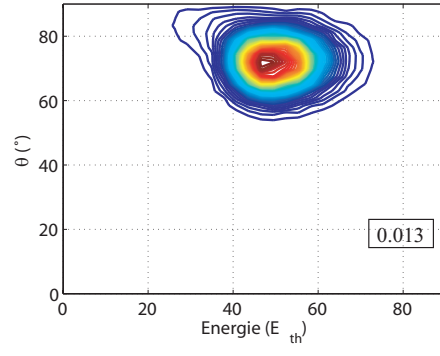


FIG. 4.19 – Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.05$ - $\alpha = 40^\circ$.

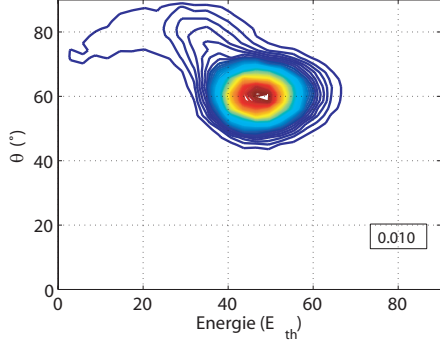


FIG. 4.20 – Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.05$ - $\alpha = 20^\circ$.

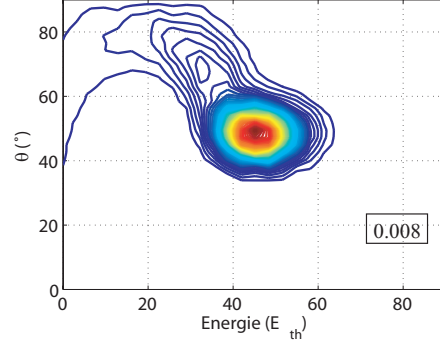


FIG. 4.21 – Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.05$ - $\alpha = 10^\circ$.

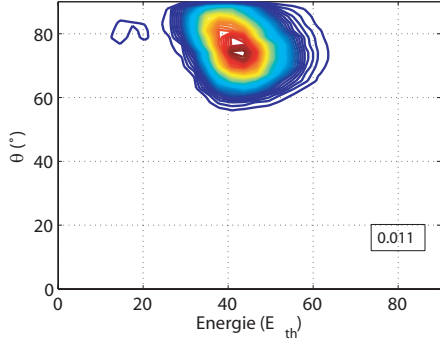


FIG. 4.22 – Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.005$ - $\alpha = 20^\circ$.

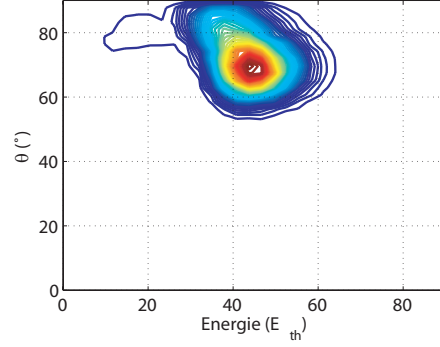


FIG. 4.23 – Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.01$ - $\alpha = 20^\circ$.

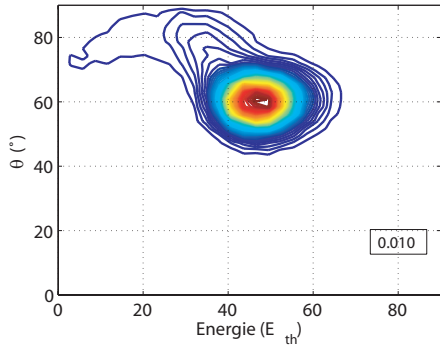


FIG. 4.24 – Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.05$ - $\alpha = 20^\circ$.

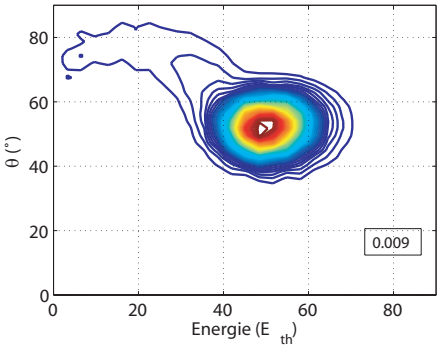


FIG. 4.25 – Cas $\nu = 10^{-3}$ - $\tau = 10$ - $\omega = 0.10$ - $\alpha = 20^\circ$.

4.3.3 Pulvérisation de la paroi

L'étude de la pulvérisation d'une surface fait intervenir de nombreux paramètres : il faut prendre en compte les caractéristiques des particules qui percutent la paroi mais aussi et surtout celles de la surface elle-même. Dans les lignes qui suivent, nous ne prétendons pas mener une réelle étude de la pulvérisation d'une surface, car nous ne prenons pas en compte les caractéristiques de celle-ci. Nous nous restreignons à décrire le comportement des ions et à en extraire une information sur le taux de pulvérisation.

De manière simpliste, nous cherchons à estimer le taux de pulvérisation d'une surface à partir des caractéristiques des ions la percutant. Deux paramètres sont alors à prendre en compte : d'une part, l'angle sous lequel les particules heurtent la paroi et d'autre part l'énergie avec laquelle elles le font. L'importance de l'énergie cinétique des particules incidentes se comprend facilement :

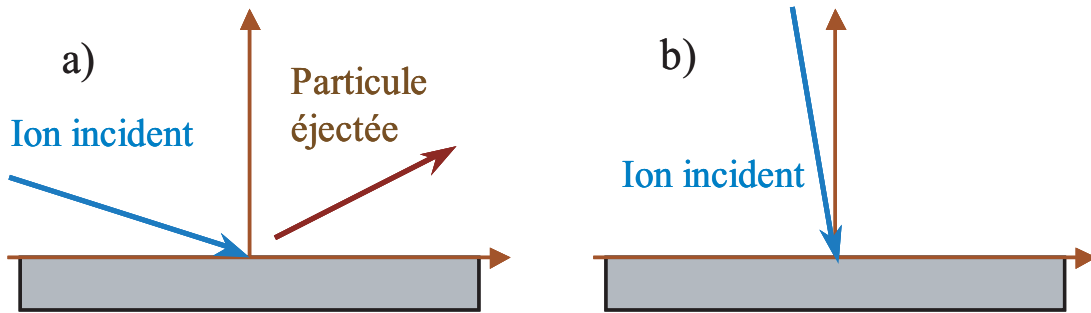


FIG. 4.26 – Pulvérisation d'une surface : les atomes de la surface sont plus facilement éjectés de celle-ci lorsque les ions les percutant arrivent avec une incidence rasante (figure 4.26.a) que lorsqu'ils possèdent une incidence proche de la normale à la paroi (figure 4.26.b).

l'éjection d'un atome de la paroi est facilitée lorsqu'une quantité importante d'énergie lui est transmise. L'influence de l'angle d'incidence des ions mérite une représentation : nous présentons pour cela les figures 4.26.a et 4.26.b. Si les ions percutent le mur avec une incidence proche de la normale à la paroi, l'atome heurté ne va avoir qu'une faible probabilité d'être éjecté de celle-ci, puisqu'il est "poussé" vers l'intérieur, comme le montre la figure 4.26.b. Par contre, si l'incidence est rasante, figure 4.26.a, il va alors avoir la possibilité de quitter plus facilement la surface. Cette étude reste bien entendu très simpliste, car pour avoir une description rigoureuse, il faudrait prendre en compte les interactions entre les atomes des différents plans atomiques. De telles études amènent à estimer que le taux de pulvérisation d'une surface est proportionnel à :

$$S \propto \frac{E_{cin}}{\cos(\pi/2 - \theta)} , \quad (4.2)$$

où E_{cin} est l'énergie cinétique des ions calculée au niveau de la surface et θ leur angle d'incidence, comme nous l'avons défini jusqu'à maintenant. A partir de la fonction de distribution en énergie et en angle, nous sommes en mesure de calculer pour chaque configuration de champ magnétique la valeur moyenne de S , ce qui permettra de donner l'évolution du taux de pulvérisation en fonction de ω et α . Nous donnons sur la figure 4.27 le résultat de ce calcul pour $\omega = 0.10$ et $\omega = 0.05$, α variant de 5° à 90° .

La dépendance du taux de pulvérisation avec l'inclinaison du champ magnétique est assez claire : plus celui-ci est rasant et plus le taux de pulvérisation calculé décroît. Ce résultat est à

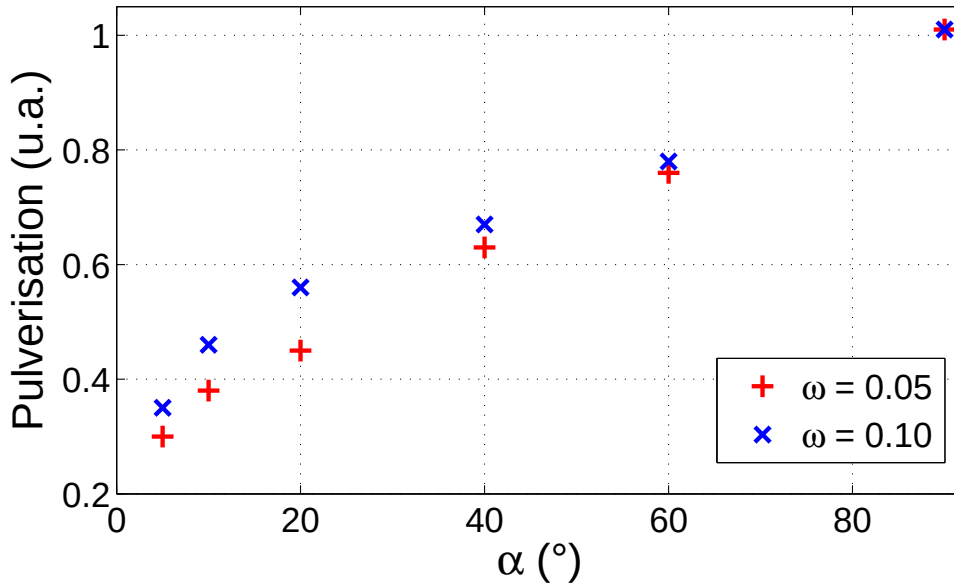


FIG. 4.27 – Evolution du taux de pulvérisation de la surface en fonction de l’inclinaison et de l’intensité du champ magnétique. Quand α devient rasant, la pulvérisation diminue ce qui va dans le sens de ce qui est pratiqué dans les tokamaks où le B est très incliné sur le bord de manière à augmenter la durée de vie des composants faisant face au plasma.

première vue surprenant puisque nous avons mentionné dans les lignes ci-dessus qu’un atome de la paroi a plus de facilités à s’extraire de celle-ci lorsque l’ion incident le percute avec un angle rasant. Il faut ici se souvenir que quelque soit l’incidence imposée initialement aux ions par le champ magnétique, la gaine les redresse fortement : au final, la différence d’incidence entre les différents cas est plus faible que la différence d’inclinaison du champ magnétique. De plus, nous avons vu que lorsque l’inclinaison diminue, la population principale d’ions, celle dont l’incidence est la plus rasante et l’énergie la plus importante, se dépeuple au profit de la queue de la distribution. Tous ces phénomènes concourent à limiter la pulvérisation de la paroi lorsque l’inclinaison de B diminue. Ce résultat pourrait s’avérer intéressant pour les tokamaks. Dans ceux-ci, l’inclinaison des lignes de champs magnétique est de l’ordre de 5° : ceci a pour but de soumettre les surfaces à des flux de particules moins importants, de manière à minimiser la pulvérisation (le flux de particules s’étale sur une région plus importante quand les lignes de champ sont rasantes, à la manière des rayons solaires l’hiver). Cet effet géométrique est donc renforcé par l’effet que nous avons mis en évidence. La figure 4.27 montre aussi que la pulvérisation de la surface diminue lorsque ω diminue de 0.10 à 0.05 : le champ magnétique étant plus faible, on dépeuple encore une fois la population avec l’incidence la plus rasante et la plus active vis à vis de la pulvérisation.

4.4 Bilan

Dans ce chapitre nous avons mené une étude de cas assez large : le but était de connaître l’influence sur la population ionique des différents paramètres de l’interaction plasma-paroi magnétisé, à savoir l’intensité et l’inclinaison sur la paroi de B . Nous avons pu montrer que la distribution sur la paroi est très sensible aux conditions de champs magnétique. En effet, lorsque le champ est fort et/ou proche de la normale au mur, la distribution ionique se présente sous la

forme d'un seul corps resserré autour d'une incidence moyenne qui reste cependant assez éloignée de la valeur de l'inclinaison imposée par B , preuve de la domination du champ électrique sur cette zone. Lorsque l'inclinaison du champ magnétique devient rasante et/ou que son intensité diminue, celui-ci garde plus difficilement les ions autour des lignes de champs. Les ions, toujours soumis aux collisions, peuvent alors se retrouver dans une seconde population, présente généralement sous la forme d'une queue de distribution. Cette nouvelle population possède une faible vitesse dans la direction parallèle : après avoir subi une collision, les ions sont principalement soumis à l'accélération du champ électrique, qui leur confère uniquement une vitesse importante dans la direction de la paroi. Ces deux populations, qui diffèrent l'une de l'autre à la fois par leur incidence moyenne et leur énergie cinétique, n'ont pas le même comportement vis à vis de la pulvérisation de la paroi. A l'aide de considérations très simples sur la pulvérisation due à un bombardement ionique, et à l'exploitation de distribution en angle et en énergie, nous avons pu montrer que le taux de pulvérisation a tendance à diminuer lorsque le champ magnétique est rasant. Ce résultat va dans le sens de ce qui est observé dans les tokamaks, où l'on cherche à incliner le plus fortement possible le champ B sur la paroi de manière à augmenter la durée de vie des composants faisant face au plasma.

Chapitre 5

Transition plasma-paroi non magnétisée en présence de deux espèces d'ions

Dans ce cinquième chapitre, nous abordons un sujet un peu différent quoique toujours en relation avec l'interaction plasma-paroi. Nous avons signalé à plusieurs reprises que l'étude du critère de Bohm à l'entrée de la gaine est un des sujets les plus fondamentaux de la physique des plasmas. Bien que la littérature sur le sujet soit très riche, il reste néanmoins un domaine où de nombreuses études sont encore à mener (et sont actuellement en cours) : il s'agit de l'étude du critère de Bohm appliqué à un plasma composé de plusieurs espèces d'ions. Cette étude a un intérêt double. Le premier est un intérêt "fondamental" : comme nous le verrons, la théorie ne permet pas de décrire complètement le comportement de chaque espèce ionique à l'entrée de la gaine, mais uniquement le comportement "global" du plasma. Il est donc nécessaire d'avoir recours aux expérimentations ainsi qu'aux simulations numériques pour faire progresser le sujet. Le second intérêt est pratique : les plasmas sont généralement composés de plusieurs espèces d'ions, que ce soit dans le domaine des plasmas réactifs ou dans les tokamaks (plasmas composés d'hydrogène, d'hélium, de poussières chargées électriquement). Il est là aussi important de comprendre comment les ions interagissent entre eux en arrivant sur la paroi.

Dans le présent chapitre, nous commencerons par donner l'état des recherches sur le sujet, en donnant des éléments de théorie sur les transitions plasma-paroi "multi-ions", ainsi que l'état des recherches expérimentales. Nous aborderons ensuite la partie numérique en présentant une étude portant sur quelques uns des paramètres importants. Nous nous attacherons enfin à comparer nos résultats avec les résultats expérimentaux.

5.1 Généralités sur la transition "multi-ions"

5.1.1 Eléments de théorie

Le problème de la formation des gaines en présence de plusieurs espèces d'ions n'est pas le plus documenté mais de nombreux travaux traitent néanmoins du sujet [VH96][Fra00]. Dans ces papiers, des modèles fluides sont utilisés pour donner la forme du critère de Bohm à l'entrée de la gaine de Debye. Ici, nous utiliserons une approche similaire à celle proposée par K.U. Riemann [Rie03] : son approche, cinétique, correspond en effet au modèle que nous avons présenté dans cette thèse.

L'obtention du critère de Bohm cinétique en présence de plusieurs espèces d'ions chargés positivement, s'obtient en généralisant le raisonnement que nous avons mené dans le deuxième chapitre, pour établir le critère avec une seule espèce d'ions. En effet, l'équation de Poisson donne :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \left(en_e - \sum_i e_i n_i \right) , \quad (5.1)$$

où la somme sur i porte sur les différentes espèces d'ions ; e est la charge élémentaire, e_i la charge de l'ion i de masse m_i . A partir de l'équation de Vlasov stationnaire pour une espèce d'ions, on avait obtenu la relation :

$$\frac{\partial n_i}{\partial \phi} = \frac{e_i}{m_i} n_i \langle v_i^{-2} \rangle , \quad (5.2)$$

avec

$$\langle v_i^{-2} \rangle = \frac{1}{n_i} \int \frac{1}{v_i^2} f_i(x, v) . dv . \quad (5.3)$$

En effectuant le même développement limité de l'expression 5.1 autour de l'entrée de la gaine de Debye, et en combinant la relation obtenue avec 5.2, on obtient :

$$\sum_i \frac{e_i^2}{e^2} \frac{n_{i0}}{n_{e0}} \frac{k_B T_e}{m_i} \langle v_i^{-2} \rangle \leq 1 \quad (5.4)$$

Ce qui constitue la version "multi-ions" du critère de Bohm cinétique.

Les différents auteurs mettent en avant deux solutions particulières, qui satisfont cette forme du critère de Bohm. La première est celle où chaque espèce ionique entre dans la gaine avec sa propre vitesse acoustique $c_{si} = \sqrt{k_B T_e / m_i}$, comme si chaque population était seule dans le plasma. La deuxième correspond à la situation où tous les ions arrivent avec la même vitesse c_s , la vitesse acoustique du système définie par :

$$c_s^2 = \sum_i \frac{n_{i0}}{n_{e0}} c_{si}^2 . \quad (5.5)$$

Ces deux solutions ne sont que des cas particuliers qui satisfont le critère de Bohm, d'autres cas sont possibles. De plus, la théorie ne permet pas de prédire quelle est la solution effectivement retenue par le plasma. Dans ces conditions, il est nécessaire de recourir aux expériences de laboratoire et aux simulations numériques : d'une part pour vérifier la validité du critère de Bohm sous sa forme multi-ions et, d'autre part, pour déterminer quelles sont les caractéristiques physiques des différentes populations ioniques lorsqu'elles entrent dans la gaine de Debye.

5.1.2 Expériences de laboratoire

Pour étudier l'interaction plasma-paroi multi-ions, nous avons choisi de nous approcher au maximum des conditions dans lesquelles sont réalisées les expériences de laboratoire : nous commençons donc par décrire les plasmas mis en jeu.

A l'heure actuelle, on trouve dans la littérature que deux types de plasma sont utilisés pour les expériences menées sur la transition plasma-paroi. Ils sont composés de deux espèces d'ions : dans le premier cas, il s'agit d'un mélange hélium - argon, dans le second, d'un mélange argon - xénon. Le choix de gaz rares est fait pour éviter toutes perturbations "chimiques" des interactions entre les deux espèces. Le choix récurrent de l'argon s'explique assez facilement : les

diagnostics par fluorescence induite par laser (LIF) [CBSD06] sont maintenant très efficaces sur ce gaz et permettent d'avoir accès à la fonction de distribution des ions jusqu'à une distance très réduite de la paroi, permettant une étude du critère de Bohm pour l'argon [SWKH03]. Les caractéristiques concernant l'autre population ionique ne sont obtenues dans le meilleur des cas que par des méthodes indirectes [WH06]. Dans les autres cas, elles demeurent inconnues [LSOH06] et seules les perturbations sur l'argon sont exploitées. Les grandeurs physiques caractérisant les plasmas auxquels nous nous référons sont indiquées dans le tableau 5.1. Il est à remarquer que les conditions pour les plasmas sont semblables à celles étudiées jusqu'à maintenant.

TAB. 5.1 – Grandeurs physiques caractéristiques

Auteurs	Plasma	Composition $n_1/n_e; n_2/n_e$	n_e ($10^{15}m^{-3}$)	T_e (eV)	λ_{De} (cm)
Severn <i>et al.</i>	Argon - Hélium	0.7 ; 0.3	≈ 1	?	
Wang <i>et al.</i>	Argon - Hélium	0.7 ; 0.3	3.7	1.1	0.02
Lee <i>et al.</i>	Xénon - Argon	0.5-0.8 ; 0.5-0.2	5 – 8	≈ 0.7	≈ 0.02

Les différences "physiques" entre ces gaz sont aussi particulièrement intéressantes pour tester les différents paramètres qui peuvent intervenir dans l'interaction plasma-paroi. Le tableau 5.2 donne deux des paramètres importants pour notre étude, à savoir la masse de chaque ion (en unité de masse atomique) et le libre parcours moyen concernant les collisions entre les ions et les neutres d'une même espèce. Le rapport entre la masse de l'hélium et celle de l'argon,

TAB. 5.2 – Conditions physiques caractéristiques

Gaz	Masse de l'ion (u.m.a.)	Libre parcours moyen ion-neutre (cm)
Argon	40	8.8
Hélium	4	1.3
Xénon	131	?

$m_{He}/m_{Ar} = 0.1$, est suffisamment important pour que l'argon soit qualifié d'ion lourd et l'hélium d'ion léger : cette différence peut permettre de mettre en évidence l'influence de la masse des ions, qui intervient notamment dans la valeur du potentiel électrique auquel est portée la paroi. La plupart des expérimentations sont faites avec ces deux gaz. De manière à obtenir des informations sur l'ion "léger", les plasmas composés d'argon et de xénon sont particulièrement intéressants, bien qu'on ne puisse obtenir les profils de distribution de ce dernier. La différence de libres parcours moyens entre les espèces est quant à elle importante pour les phénomènes ayant lieu dans la prégainie collisionnelle, puisque dans le cas d'un plasma "pur" son extension spatiale

dépend de cette grandeur. Il est important de noter que nous ne prenons en compte ici que les collisions entre les ions et les neutres de la même espèce. L'hypothèse faite, à savoir que les ions d'une espèce n'entrent pas en collision avec les neutres de l'autre, est justifiée par les faibles pressions auxquelles sont effectuées les expériences : dans le cas des plasmas argon-hélium, la valeur du libre parcours moyen $Ar^+ - He$ est estimée à 62 cm ! Nous n'avons malheureusement pas pu obtenir d'informations sur le libre parcours moyen du xenon.

5.1.3 Aspect numérique

La modélisation numérique présentée dans le deuxième chapitre de cette thèse est rapidement applicable au cas que nous étudions maintenant. La présence de deux populations d'ions nécessite toutefois certaines modifications de notre code, modifications que nous allons présenter ici. De plus, lors des confrontations avec les résultats expérimentaux, il nous est apparu que le terme de collisions pouvait être modifié de manière à mieux rendre compte des mesures expérimentales : nous montrerons comment.

5.1.3.1 Deux espèces d'ions

Pour un plasma composé de deux types d'ions, la première quantité à définir est la concentration de chaque espèce. Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons α la proportion d'ions hélium, définie à partir de la relation :

$$(1 - \alpha)n_{Ar} + \alpha n_{He} = n_i \quad (5.6)$$

où n_{He} est la densité d'ions hélium, n_{Ar} celle des ions argon et n_i celle de l'ensemble des ions. Avec cette définition, $1 - \alpha$ est la proportion des ions argon.

La normalisation des équations du modèle est faite par rapport aux quantités ioniques ; maintenant qu'il existe deux espèces d'ions, il est nécessaire de choisir une des deux populations comme population de référence : notre choix s'est porté sur l'ion le plus lourd, désigné maintenant par l'indice "1", les quantités faisant références à l'ion léger portant l'indice "2". Dans ces conditions, les paramètres concernant l'ion lourd restent inchangés dans le code ; pour l'ion léger, nous introduisons les paramètres T_{21} et m_{21} , respectivement rapport des températures et des masses des deux ions, définis par :

$$T_{21} = \frac{T_2}{T_1} \quad (5.7)$$

$$m_{21} = \frac{m_2}{m_1} . \quad (5.8)$$

Un autre paramètre doit être redéfini, la fréquence de collisions. Il n'est toutefois pas possible d'introduire un rapport des fréquences comme nous l'avons fait pour la température et la masse. En effet, la fréquence de collisions dépend de la température et de la masse des ions, puisqu'elle est définie à partir de la vitesse thermique :

$$\nu = \frac{v_{Ti}}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i}} , \quad (5.9)$$

où λ est le libre parcours moyen, la grandeur physique importante attachée aux collisions. De

manière à pouvoir comparer directement les simulations entre elles, il est donc nécessaire de réexprimer les taux de collisions normalisés en fonction de celui-ci. Ce qui donne, pour la valeur du coefficient de collisions intervenant dans le terme de collisions de notre modèle :

$$\bar{\nu}_1 = \frac{\nu_1}{\omega_{p1}} = \frac{\lambda_{D1}}{\lambda_1} \quad (5.10)$$

$$\bar{\nu}_2 = \frac{\nu_2}{\omega_{p1}} = \frac{\lambda_{D1}}{\lambda_2} \sqrt{\frac{T_{21}}{m_{21}}} \quad (5.11)$$

où les barres correspondent aux grandeurs normalisées. Ces modifications s'insèrent naturellement dans les méthodes de résolution numérique du système de Vlasov-Poisson.

5.1.3.2 Terme de collision

Comme nous l'avons mentionné dans le chapeau de cette section, la confrontation entre les résultats expérimentaux et nos simulations numériques, que nous présenterons plus loin dans ce chapitre, nous a amené à modifier notre terme de collisions afin de l'améliorer.

Notre terme de collisions, comme nous venons de le rappeler, est un terme de relaxation vers l'équilibre dont le temps caractéristique est donné par l'inverse du taux de collisions ν . Ce temps caractéristique est défini comme le temps entre deux collisions, c'est à dire par le rapport entre le libre parcours moyen divisé par la vitesse à laquelle l'ion se déplace entre ces collisions. Jusqu'à maintenant, nous avons considéré que cette vitesse caractéristique était la vitesse thermique des ions. Sur la figure 5.1, nous présentons le profil de vitesse obtenu pour le cas $\nu = 10^{-4}$ - $\tau = 25$ d'un plasma d'argon pur. Le profil de droite est situé dans le plasma, celui de gauche sur la paroi. Ces profils nous montrent que la vitesse des ions est de l'ordre de la vitesse thermique dans la

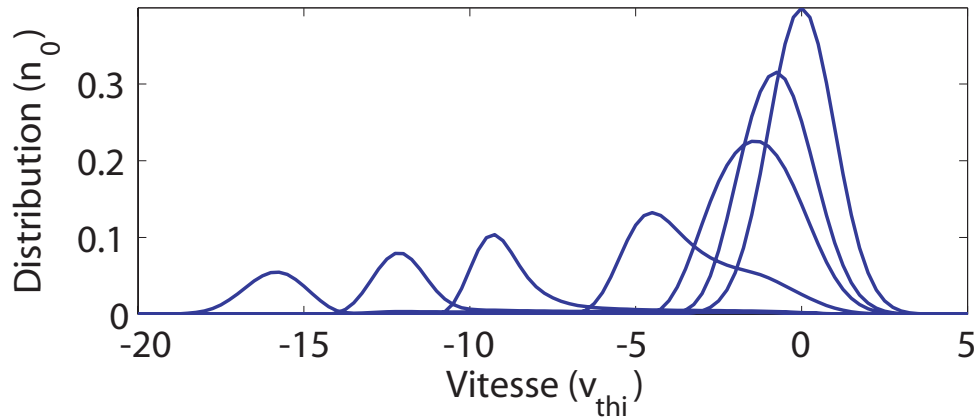


FIG. 5.1 – Profil de la fonction de distribution en vitesse des ions argon entre le plasma (à droite) et la paroi (à gauche). La vitesse moyenne des ions devient rapidement différente de la vitesse thermique lorsqu'on approche de la paroi. Simulation $\tau = 25$ - $\nu = 10^{-4}$.

zone proche du plasma, mais en est très différente à mesure qu'on s'approche de la paroi. Notre terme de collisions, considérant que la vitesse caractéristique est toujours la vitesse thermique, sous-estime donc l'effet des collisions. De manière à corriger notre terme, nous avons remplacé la vitesse thermique calculée dans le plasma par la vitesse obtenue à partir du moment d'ordre

2 de la fonction de distribution des ions :

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} v^2 f \cdot dv}{\int_{-\infty}^{+\infty} f \cdot dv} \quad (5.12)$$

Dans le cas où la distribution f à la forme d'une maxwellienne possédant une vitesse moyenne non nulle v_0 , c'est à dire de la forme :

$$f(v) = e^{-\alpha(v-v_0)^2}, \quad (5.13)$$

$$\alpha = \frac{m_i}{2k_B T_i}. \quad (5.14)$$

Avec :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i}}, \quad (5.15)$$

on trouve :

$$\langle v^2 \rangle = v_{th}^2 + v_0^2. \quad (5.16)$$

De cette manière, la vitesse caractéristique ainsi obtenue correspond à la vitesse thermique dans la zone proche du plasma, où la vitesse moyenne est presque nulle ($v_0 \approx 0$), et correspond à la vitesse moyenne lorsque celle-ci devient plus importante que la vitesse thermique, comme dans le voisinage de la paroi. De cette façon, nous parvenons à utiliser une vitesse caractéristique de "collision" qui évolue en fonction de la position, ce qui est plus conforme à la réalité. Pour rester cohérent avec le travail effectué jusqu'à maintenant, nous continuerons dans ce chapitre à utiliser le taux de collision pour décrire les simulations : il s'agira du taux de collisions "thermique" défini par :

$$\nu_{thi} = \frac{v_{thi}}{\lambda_i}, \quad (5.17)$$

où v_{thi} et λ_i représentent respectivement la vitesse thermique et le libre parcours moyen de l'espèce i .

Pour valider notre terme de collisions, nous avons confrontés nos simulations à des résultats issus d'expériences menées en laboratoire . Nous avons choisi de présenter ici des mesures de température effectuées par des diagnostics laser (LIF) dans un plasma d'argon [OAH01][OH03]. Les paramètres numériques calculés à partir des conditions physiques sont les suivants : rapport des températures $\tau = 25$, libre parcours moyen $\lambda = 10^4 \lambda_{Di}$ et polarisation de la paroi $\phi_p = -30V$.

La figure 5.2 donne les comparaisons entre plusieurs simulations effectuées (courbes) et les points expérimentaux (points) tirés des références ci-dessus. La courbe donnée pour $\nu = 10^{-4}$, qui correspond au cas des expériences, montre que notre terme de collision présente la bonne variation de température en fonction de la distance à la paroi, mais surestime la valeur de la température. On remarquera que l'écart entre les points expérimentaux et la courbe augmente à mesure qu'on s'éloigne de la paroi. Le cas avec $\nu_{th} = 2 \cdot 10^{-4}$ montre pour sa part un très bon accord avec les résultats expérimentaux puisque la courbe est compatible avec les barres d'erreurs fournies. Il en ressort donc que notre terme de collisions sous estime l'influence des collisions et ce, de manière plus importante dans la première partie de la transition. L'accord est toutefois

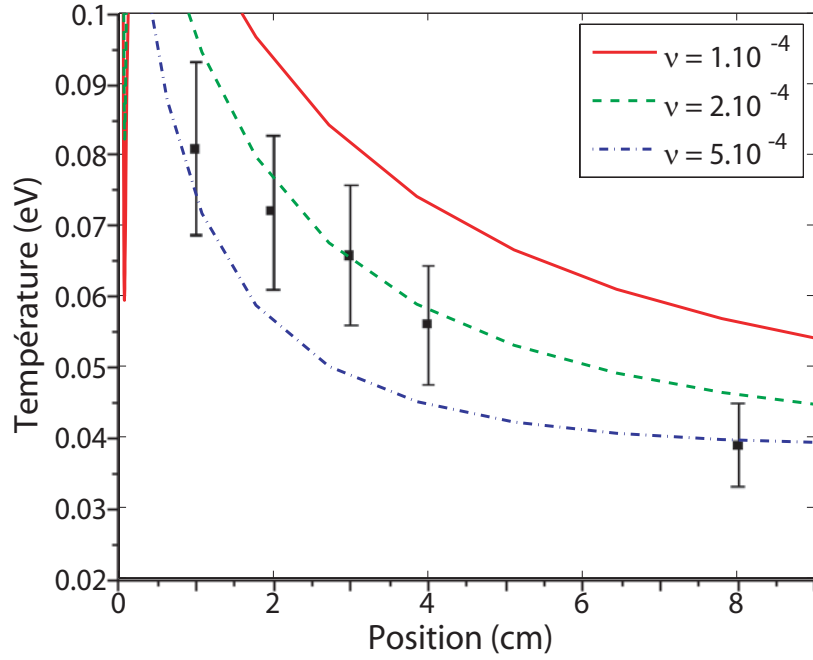


FIG. 5.2 – Profils de température le long de la transition. Les points avec barres d'incertitude correspondent aux mesures expérimentales, les courbes aux résultats des simulations numériques pour trois valeurs de ν . Le cas correspondant à l'expérience est celui avec $\nu = 1.10^{-4}$. Simulation $\tau = 25$ - polarisation de la paroi $\phi_p = -30V$.

acceptable, surtout si on se rappelle que la forme retenue pour ce terme reste très simple. Cette première comparaison effectuée et nos résultats en partie validés, nous pouvons aborder le reste de l'étude de l'interaction plasma-paroi avec deux ions.

5.2 Etude de la transition plasma-paroi

Nous avons indiqué dans la première partie de ce chapitre que les études menées sur les plasmas à deux ions sont essentiellement orientées vers le critère de Bohm et la manière dont il est satisfait ou non à l'entrée de la gaine de Debye. Notre travail a donc été orienté dans cette direction. De manière à comprendre ce qu'il se produit à l'entrée de la gaine, nous allons suivre les deux populations d'ions depuis le plasma jusqu'à leur arrivée sur la paroi.

5.2.1 Allure générale de la transition

Avant de commencer l'étude de la vitesse moyenne des ions le long de la transition, il est utile de s'arrêter un instant sur l'allure générale de la transition entre le plasma et la paroi. Nous présentons sur la figure 5.3 l'évolution des densités ioniques et électronique tout au long de la pré-gaine collisionnelle (en haut) et dans la gaine de Debye (en bas), pour un cas assez proche des conditions expérimentales : $m_{21} = 0.1$; $T_{21} = 1$; $\tau = T_e/T_1 = 25$; $\lambda_{21} = 0.1$; $\alpha = 0.3$. La paroi est laissée libre de se charger en fonction des flux de particules incidentes, ce qui n'est pas le cas dans les expériences de laboratoire.

La première observation est que la quasi-neutralité est bien respectée dans toute la pré-gaine bien que le plasma soit composé de deux espèces d'ions : cette constatation peut paraître triviale mais elle confirme que notre code gère correctement ce cas "multi-espèces". La proportion

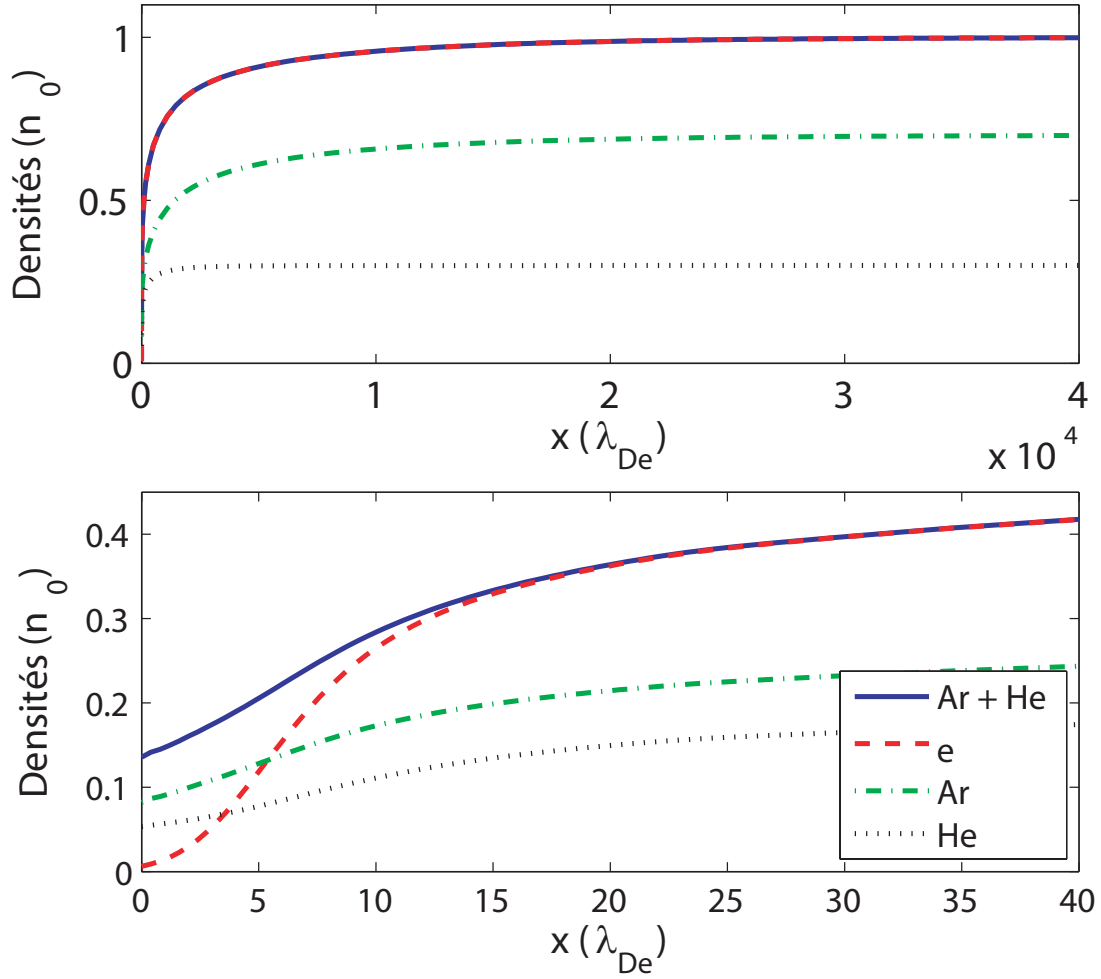


FIG. 5.3 – Profils de densité dans la prégaîne collisionnelle (en haut) et dans la gaine de Debye (en bas). La quasineutralité est respectée dans toute la prégaîne et n'est rompue que près de la paroi, dans la gaine de Debye. Simulation $m_{21} = 0.1$; $\tau = 25$; $\lambda_{21} = 0.1$; $\alpha = 0.3$.

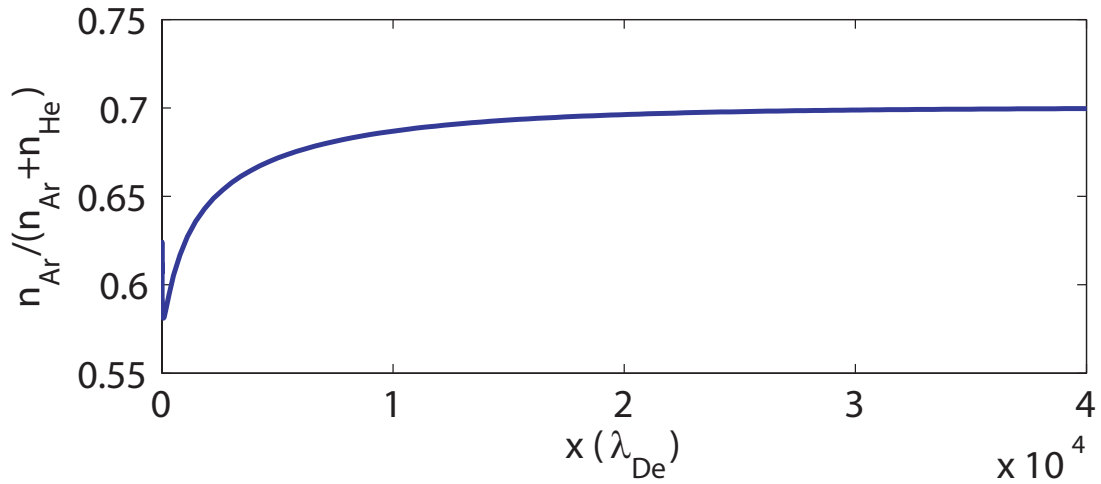


FIG. 5.4 – Evolution de la proportion d'ions argon tout au long de la transition. Cette proportion, fixée à $1 - \alpha = 0.7$ dans le plasma, diminue à mesure que la distance à la paroi diminue, pour n'atteindre que 0.58 à l'entrée de la gaine. Simulation $m_{21} = 0.1$ - $\tau = 25$ - $\lambda_{21} = 0.1$ - $\alpha = 0.3$.

d'hélium, imposée à $\alpha = 0.3$ dans le plasma, est conservée dans toute la première partie de la transition, comme le montre la figure 5.4 où la fraction d'argon par rapport à la densité totale d'ions est présentée. A mesure que l'on s'approche de la paroi, la densité totale d'ions chute comme dans le cas où une seule espèce d'ion est présente. On remarque toutefois, sur les figures 5.3 et 5.4, que la proportion d'argon diminue. Ceci signifie que la chute de densité de l'argon est plus importante que la chute de densité de l'hélium : ce phénomène est important car le rapport des densités intervient dans le critère de Bohm. Dans la gaine de Debye, on observe bien la fin de la quasi-neutralité à une distance de l'ordre de $15\lambda_{De}$, ce qui est du même ordre de grandeur que dans les cas avec une seule espèce ionique.

Cette première approche de la transition plasma-paroi en présence de deux ions positifs a permis de mettre en évidence plusieurs points importants. D'abord, si on considère l'ensemble des ions, la transition présente les mêmes subdivisions que dans le cas où une seule espèce est présente, à savoir une gaine près de la paroi où il existe une charge d'espace positive, et une pré-gaine où la quasi-neutralité est respectée. Ensuite, nous avons observé que le comportement des deux espèces ioniques n'est pas le même, puisque la proportion de l'une par rapport à l'autre n'est pas conservée : ce point sera à prendre en considération lors de l'étude du critère de Bohm. Enfin, les profils obtenus étant comparables à ceux obtenus dans les cas avec une seule espèce, notre code est bien capable de gérer les deux espèces d'ions.

5.2.2 Prégaine collisionnelle

Nous commençons dans cette section l'étude qui nous conduira au critère de Bohm : avant de détailler ce qu'il se produit à l'entrée de la gaine de Debye, il est nécessaire de comprendre ce que subissent les deux populations ioniques tout au long de la pré-gaine collisionnelle.

5.2.3 Vitesses moyennes des ions dans la pré-gaine collisionnelle

Pour décrire l'évolution des deux populations ioniques dans la pré-gaine collisionnelle, nous avons choisi de nous aider des vitesses moyennes de ces deux populations. L'évolution de la vitesse moyenne de l'argon et de celle de l'hélium sont données respectivement en haut et en bas de la figure 5.5. Les différentes courbes correspondent à différentes proportions d'hélium, allant du cas d'un plasma d'argon pur pour $\alpha = 0.0$ à un plasma d'hélium pur pour $\alpha = 1.0$, les autres paramètres des simulations étant $m_{21} = 0.1$; $\tau = 25$; $\lambda_{21} = 0.1$. Les légendes et les échelles sont identiques pour les deux figures. Le cas de l'argon seul, courbe noire sur la figure du haut, est le cas de base ; la courbe noire de la figure du bas correspond au comportement de l'hélium dans les conditions rencontrées par l'argon, mais sans intervenir "physiquement" puisque $\alpha = 0$, est un cas extrême servant à fixer les idées. Partant du cas de la vitesse moyenne des ions argon dans un plasma ne contenant que cette espèce, on observe que l'ajout d'hélium rapproche de la paroi le point où la vitesse moyenne de l'argon devient non nulle : autrement dit, la présence d'hélium raccourci la pré-gaine collisionnelle. De manière symétrique, l'ajout d'argon dans un plasma d'hélium conduit à augmenter l'extension spatiale de la pré-gaine, comme le montre la figure 5.5, en bas. La question qui se pose alors est de savoir par quel mécanisme le changement de composition du plasma parvient à modifier les dimensions de la pré-gaine. Notre modèle ne prenant en compte que les collisions entre les ions et les neutres d'une même espèce, les collisions

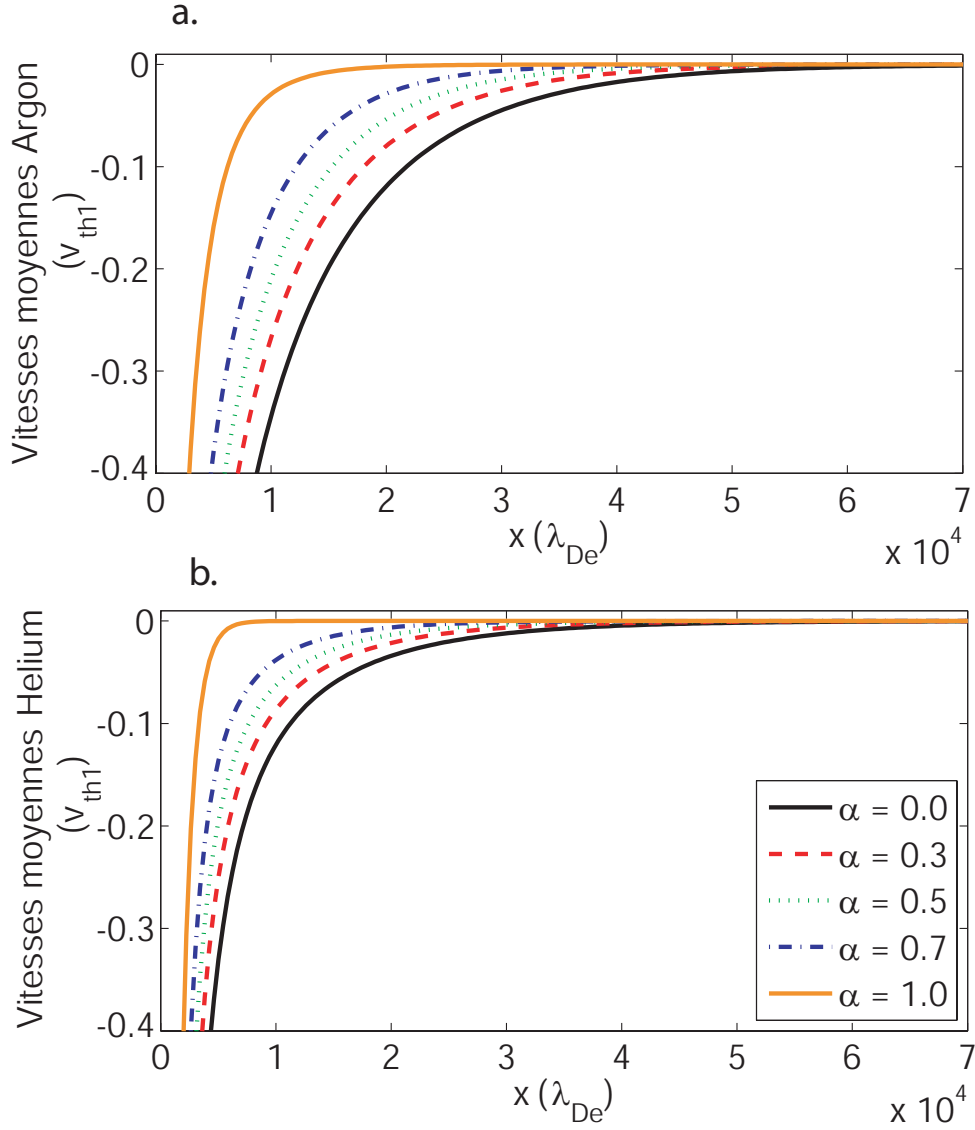


FIG. 5.5 – Evolution des vitesses moyennes des ions Argon (a) et des ions Helium (b), le long de la prégaîne collisionnelle, en fonction de la proportion d’Hélium α dans le plasma. La présence d’hélium dans le plasma ralentit les ions argon et ce d’autant plus que α est important. Simulation $m_{21} = 0.1$ - $\tau = 25$ - $\lambda_{21} = 0.1$.

entre les différentes espèces ne peuvent être mises en cause et la seule possibilité d’interaction entre les ions passe donc pas le potentiel électrique.

La figure 5.6 présente la chute de potentiel électrique dans la prégaîne (en haut) ainsi que la valeur du potentiel électrique à l’entrée de la gaîne (en bas), déterminée à partir de la séparation de charges, dans les mêmes conditions de simulation que pour la figure 5.5. On observe que le profil de potentiel dans la prégaîne évolue de manière analogue aux vitesses moyennes lorsque la proportion d’hélium dans le plasma augmente. Partant de la paroi, il atteint la valeur du plasma ($\phi_p = 0$) sur une distance plus courte lorsque α augmente : ceci traduit encore une fois le rapetissement de la prégaîne. La figure 5.6 montre que la valeur du potentiel électrique à l’entrée de la gaîne de Debye ϕ_g reste sensiblement la même lorsque α augmente, bien qu’il ait tendance à devenir plus négatif lorsque α diminue, passant de $-0.91e/k_B T_e$ pour $\alpha = 1.0$ à $-1.17e/k_B T_e$ pour $\alpha = 0.0$. La conclusion est donc ici que la proportion d’hélium modifie plus la distance sur laquelle se produit la chute de potentiel que la valeur même de cette chute. Ainsi, dans la

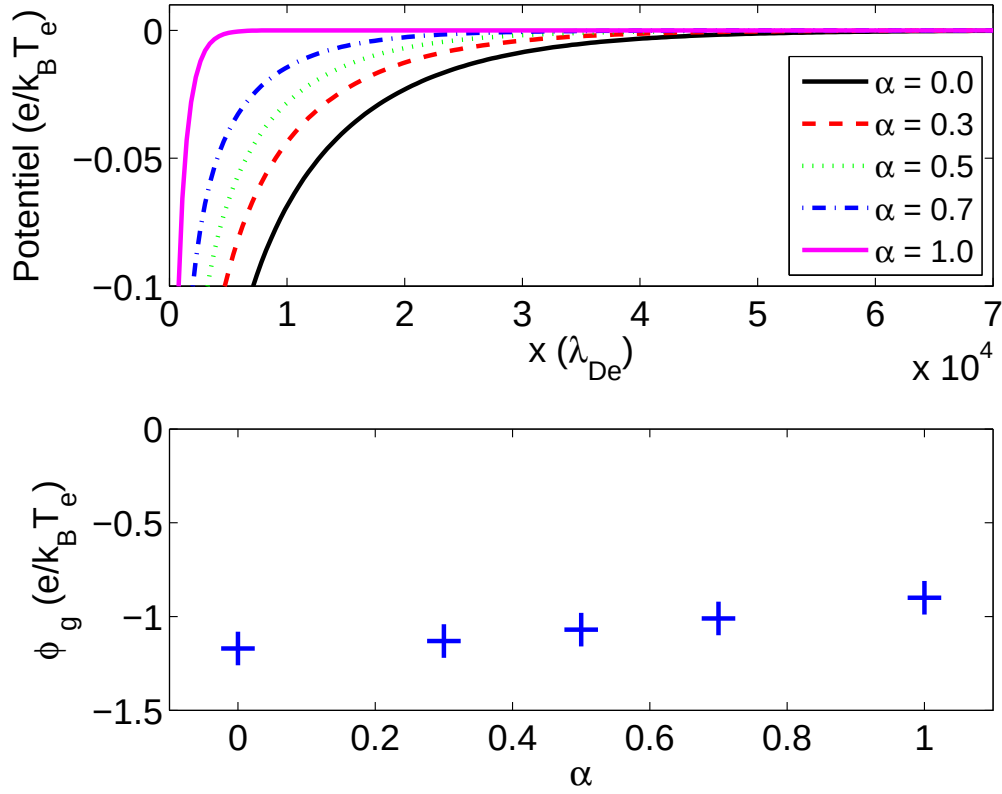


FIG. 5.6 – a. - Evolution du potentiel électrique ϕ dans la première partie de la prégaîne collisionnelle, en fonction de la proportion α d'ions Hélium dans le plasma d'Argon. Cas $m_{21} = 0.1$ - $\tau = 25$ - $\lambda_{21} = 0.1$. b. Evolution de la chute de potentiel électrique entre le plasma et l'entrée de la gaine de Debye en fonction de la proportion α d'ions Hélium dans un plasma d'Argon. Cas $m_{21} = 0.1$ - $\tau = 25$ - $\lambda_{21} = 0.1$

première partie de la transition, l'ajout d'hélium au plasma d'argon réduit la chute de potentiel dans cette première partie : la conséquence est que l'argon y acquiert moins de vitesse que s'il était seul. A l'inverse, l'ajout d'argon dans un plasma d'hélium creuse plus tôt le potentiel et conduit celui-ci à accélérer plus tôt dans la prégaîne.

5.2.4 Rôle du libre parcours moyen

Les considérations ci-dessus, à savoir que l'extension spatiale de la prégaîne varie lorsque la proportion d'hélium varie, doivent nous amener à réfléchir sur ce que nous sommes en train de faire. En effet, comme nous l'avons déjà vu, la longueur de la prégaîne est directement liée au libre parcours moyen ion - neutre : si la prégaîne rétrécit avec α cela signifie que nous jouons sur ce libre parcours moyen des ions.

De manière à faire ressortir les paramètres importants, nous avons lancé une série de simulations dans lesquelles nous faisons varier α (la proportion d'hélium dans le plasma) et λ_{21} (le rapport entre les libres parcours moyens des différentes espèces). Les valeurs prises par les

différents paramètres sont données ci-dessous :

$$\begin{aligned}\alpha &= \{ 0.0 ; 0.3 ; 0.5 ; 0.7 ; 1.0 \} \\ \lambda_{21} &= \{ 0.1 ; 0.3 ; 1.0 ; 3.0 ; 10.0 \}\end{aligned}$$

$$m_{21} = 0.1; \quad T_{21} = 1; \quad \tau = 25$$

Pour pouvoir faire varier le rapport entre les libres parcours moyens sans avoir à gérer des boîtes de simulations excessivement grandes, nous avons choisi de prendre un taux de collision $\nu_1 = 10^{-3}$, soit un taux plus élevé que dans les simulations précédentes, ν_2 variant de 10^{-2} à 10^{-4} .

Notre but est ici de montrer que le paramètre important pour la prégaîne collisionnelle est le rapport λ_{21} , α n'agissant sur la longueur de la prégaîne que parce qu'il mélange deux espèces ioniques dont les libres parcours moyens sont différents. Pour y parvenir, nous allons présenter trois figures mettant en évidence l'influence des paramètres en question. Les résultats de la figure 5.7 correspondent aux simulations dans lesquelles le libre parcours moyen a été gardé constant et égal à $\lambda_{21} = 0.1$, la proportion d'hélium variant de $\alpha = 0.0$ à $\alpha = 1.0$. La partie

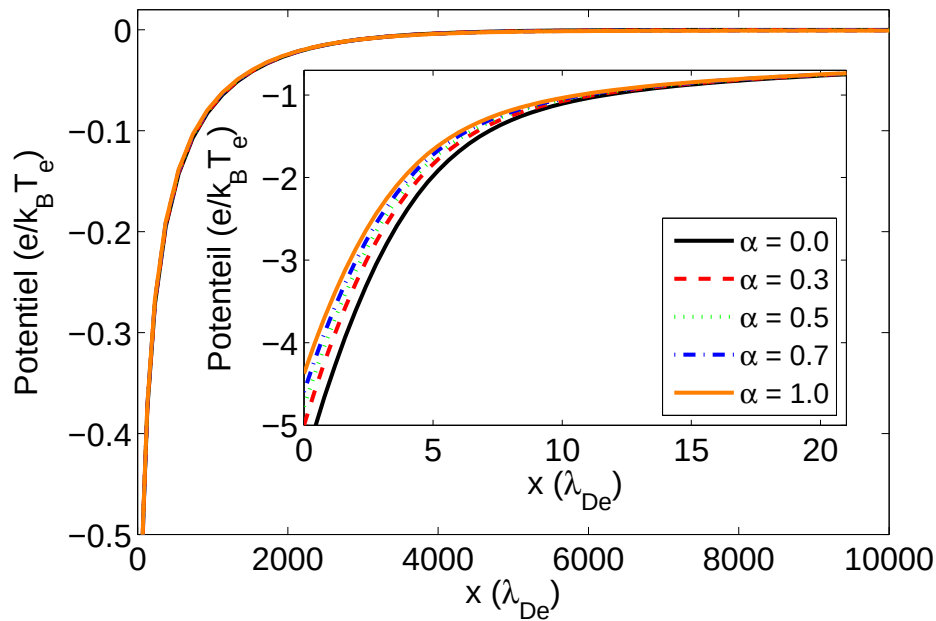


FIG. 5.7 – Evolution du potentiel électrique ϕ dans la prégaîne collisionnelle et dans la gaine (encart) en fonction de la proportion α d'ions Hélium dans le plasma d'Argon. Lorsque les deux espèces ont le même libre parcours moyen, le potentiel électrique dans la prégaîne est insensible aux variations de α . Dans la gaine, le potentiel sur la paroi décroît quand α diminue. Cas $\tau = 25$ - $\lambda_{21} = 1$. - paroi non polarisée.

principale de la figure correspond au profil de potentiel électrique dans la prégaîne collisionnelle, l'encart correspondant à ce qui se produit dans la gaine de Debye. Si nous avons choisi de suivre l'évolution de la prégaîne à partir du potentiel électrique, c'est d'une part parce que c'est une grandeur importante mais surtout parce qu'il suit les profils de vitesses des ions. Au lieu d'avoir à représenter les deux courbes de vitesse, celle de l'argon et celle de l'hélium, nous pouvons

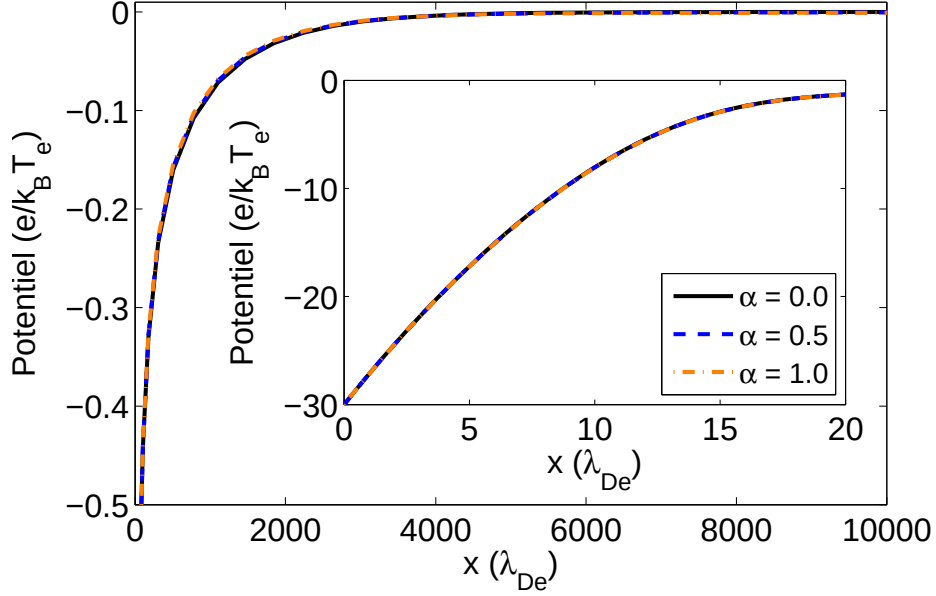


FIG. 5.8 – Evolution du potentiel électrique ϕ dans la prégaîne collisionnelle et dans la gaîne (encart) en fonction de la proportion α d'ions Hélium dans le plasma d'Argon. Le potentiel électrique dans la gaîne de Debye devient insensible à la valeur prise par α lorsque la paroi est polarisée et que les libres parcours moyens des deux espèces sont égaux. Cas $\tau = 25$ $\lambda_{21} = 1$. - paroi polarisée à -30V.

nous contenter d'une seule avec le potentiel. Nous pouvons observer sur la figure 5.7 que les courbes de potentiel se superposent dans toute la prégaîne collisionnelle, quelque soit la valeur de la proportion α . Les courbes ne diffèrent les unes des autres que dans la gaîne de Debye : nous reviendrons sur ce point plus loin dans ce chapitre. Cette première figure met en évidence que lorsque deux espèces, ayant des masses différentes mais le même libre parcours moyen sont mélangées, la proportion des gaz n'a pas d'influence sur la taille de la prégaîne.

Il nous reste maintenant à mettre en évidence que c'est bien le rapport λ_{21} qui détermine la longueur de la prégaîne dans les cas multi-espèces. De manière à ne pas être gêné par l'influence du paramètre α dans la gaîne, nous choisissons de polariser la paroi à -30V de manière à imposer le profil de potentiel dans la gaîne. La figure 5.8 montre que dans ces conditions, il n'y plus aucune influence de α sur le potentiel électrique, ni dans la gaîne ni dans la prégaîne, puisque toutes les courbes présentées se superposent. Nous poursuivons notre analyse avec la figure 5.9, où cette fois la fraction d'hélium dans le plasma est maintenue à $\alpha = 0.3$ et où le rapport entre les libres parcours moyens varie entre $\lambda_{21} = 0.1$ et $\lambda_{21} = 10$. On observe cette fois-ci que les profils de potentiel électrique dans la prégaîne collisionnelle varient de manière importante lorsque λ_{21} est modifié. Plus celui-ci est faible et plus la longueur de la prégaîne diminue : elle est supérieure à $10000\lambda_{De}$ lorsque λ_{21} vaut 10 contre seulement $4000\lambda_{De}$ pour un λ_{21} de 0.1. Ces observations sont compatibles avec les études menées jusqu'à maintenant, puisque le cas $\lambda_{21} = 10$ correspond à des taux de collisions $\nu_1 = 10^{-3}$ et $\nu_2 = 10^{-4}$, soit des taux plus faibles (et donc des prégaînes plus grandes) que pour le cas $\lambda_{21} = 0.1$, c'est à dire $\nu_1 = 10^{-3}$ et $\nu_2 = 10^{-2}$.

Nous venons donc de montrer à l'aide des figures précédentes que le rapport λ_{21} des libres parcours moyens est le paramètre important pour la prégaîne collisionnelle, la proportion d'hélium

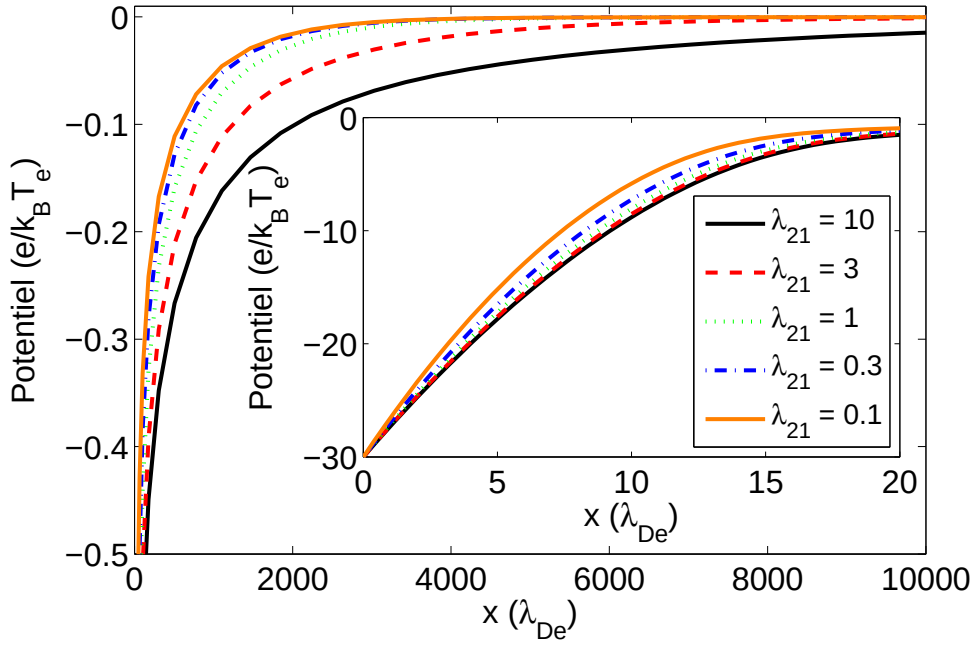


FIG. 5.9 – Evolution du potentiel électrique ϕ dans la pré-gaine collisionnelle et dans la gaine (encart) en fonction du rapport λ_{21} . Pour un α donné, le potentiel électrique devient négatif plus loin de la paroi lorsque λ_{21} augmente ; le potentiel varie de la même manière dans la gaine malgré la polarisation de la paroi. Cas $\tau = 25$ $\alpha = 0.3$ - paroi polarisée à -30V.

α dans le plasma n'ayant une influence que lorsqu'il mélange des espèces ayant des libres parcours moyens différents. L'encart de la figure 5.7 montre toutefois que celui-ci a une importance au niveau de la gaine de Debye ; l'encart de la figure 5.9 montre pour sa part que λ_{21} a aussi une influence sur la gaine, puisque les profils de potentiel y sont différents même lorsque la polarisation de la paroi est importante. Nous arrivons donc à l'objet de la prochaine section, la gaine de Debye et le critère de Bohm.

5.2.5 Gaine de Debye et critère de Bohm

Nous abordons dans cette section le problème de l'influence d'une deuxième espèce ionique sur la formation de la gaine de Debye et surtout sur la satisfaction du critère de Bohm à son entrée. Dans les lignes qui vont suivre, nous étudierons d'abord l'évolution du potentiel électrique dans la gaine en fonction des conditions de simulation, puis nous nous attacherons à décrire et comprendre ce qu'il se produit à la limite gaine / pré-gaine.

5.2.5.1 Potentiel électrique

Comme nous l'avons fait au début de cette thèse, nous devons nous donner un critère pour déterminer où se situe l'entrée de la gaine de Debye : nous choisissons une nouvelle fois de nous fier à la séparation de charge. Nous considérons que la limite gaine/pré-gaine est atteinte quand la séparation de charge vaut :

$$n_i - n_e = 0.005 , \quad (5.18)$$

où n_i et n_e sont respectivement les densités normalisées des ions et des électrons.

Nous avons évoqué lors de l'étude de la figure 5.7 que la proportion α d'ions hélium dans un plasma d'argon a une influence sur le profil de potentiel dans la gaine de Debye, c'est sur ce point que nous allons revenir ici. De manière à n'étudier que l'influence de la concentration, nous nous plaçons dans le cas où le rapport des libres parcours moyens $\lambda_{21} = 1$; la paroi est laissée sans polarisation et le rapport des masses est $m_{21} = 0.1$.

Le tableau 5.3 donne pour différentes valeurs de α la valeur du potentiel électrique ϕ_g à l'entrée de la gaine de Debye et ϕ_p au niveau de la paroi. La première observation est que la

TAB. 5.3 – Chute de potentiel dans la pré-gaine et la gaine de Debye

α	0.0	0.3	0.5	0.7	1.0
ϕ_g	-0.84	-0.84	-0.84	-0.84	-0.84
ϕ_p	-5.48	-5.00	-4.78	-4.60	-4.38
$\phi_g - \phi_p$	-4.64	-4.16	-3.94	-3.76	-3.54
$\Delta\phi_{th}$	-4.67	-4.32	-4.09	-3.86	-3.51

chute de potentiel observée dans la pré-gaine collisionnelle, $\phi_g \approx 0.84e/k_B T_e$, est très proche de la valeur prévue dans la théorie dans le cas à une seule espèce, c'est à dire $\phi_{th} \approx 0.7e/k_B T_e$, et reste inchangé lorsque α est modifié. Ce résultat va dans le sens de ce que nous avons évoqué précédemment, à savoir que le libre parcours moyen est le paramètre qui détermine les propriétés de la pré-gaine. Le tableau donne la valeur de la chute de potentiel dans la gaine de Debye, désignée par $\phi_g - \phi_p$, c'est à dire la différence entre la valeur à l'entrée de la gaine ϕ_g et la valeur sur la paroi ϕ_p . Comme le laissait voir l'encart de la figure 5.7, la chute de potentiel dans la gaine varie en fonction de la proportion d'hélium. La valeur théorique indiquée dans la dernière ligne correspond à celle trouvée en généralisant la formule donnée au premier chapitre :

$$\Delta\phi_{th} = (1 - \alpha) \times \frac{1}{2} \ln \left[2\pi m_{ei} \left(1 + \frac{1}{\tau} \right) \right] + \alpha \times \frac{1}{2} \ln \left[2\pi \frac{m_{ei}}{m_{21}} \left(1 + \frac{T_{21}}{\tau} \right) \right] . \quad (5.19)$$

Les valeurs numériques sont en bon accord avec les valeurs théoriques : dans les conditions de la simulation, la chute de potentiel ne dépend que de la proportion des ions hélium dans le plasma et des masses de ceux-ci par rapport à la masse des électrons.

5.2.5.2 De l'influence des libres parcours moyens sur le nombre de Mach à l'entrée de la gaine

Nous abordons dans cette section l'étude du nombre de Mach à l'entrée de la gaine de Debye. La comparaison de la valeur de ce nombre avec l'unité coïncide avec l'étude du critère de Bohm dans les cas où il n'y a qu'une seule espèce d'ions. Bien que ce ne soit plus le cas dans les plasmas composés de plus d'une espèce d'ions, cette étude permet néanmoins de fixer les idées sur les conditions dans lesquelles les ions pénètrent dans la gaine.

Nous cherchons dans un premier temps à mettre en évidence l'influence du rapport λ_{21} des libres parcours moyens sur la valeur du nombre de Mach de chacune des espèces d'ions à l'entrée

de la gaine. Pour cela, nous représentons sur la figure 5.10 l'évolution de $M_{xi} = |u_{xi}/c_{si}|$, rapport entre la vitesse moyenne des ions i et leur vitesse acoustique à l'entrée de la gaine, en fonction de λ_{21} . Dans les simulations correspondantes, les paramètres numériques sont : $m_{21} = 0.1$, $T_{21} = 1$, $\alpha = 0.3$ et $\lambda_1 = 10^4$; une diminution de λ_{21} correspond donc à une diminution de λ_2 et donc une augmentation du taux de collisions de cette population. On observe sur la figure que les deux espèces d'ions réagissent de manières différentes aux variations de λ_{21} . Le nombre de Mach de la population 1, donné par la courbe verte, ne varie quasiment pas en fonction de λ_{21} , sauf pour les faibles valeurs ($\lambda_{21} = 0.01$) où M_1 diminue d'environ 10%. La variation de M_2 est quant à elle nettement plus importante, puisque la valeur du nombre de Mach est divisée par 3 lorsque λ_{21} décroît de 1 à 0.01. De manière à mieux comprendre ce qu'il se produit, nous donnons sur la figure 5.11 le profil des distributions ioniques à l'entrée de la gaine de Debye pour plusieurs valeurs de λ_{21} . Les profils de distribution de la population 1 ne varient quasiment pas en fonction de λ_{21} : ils présentent une configuration conforme à ce que nous avons observé jusqu'ici, à savoir un corps principal accompagné d'une queue de particules lentes. Le comportement de l'espèce 2, figure du bas, montre une nette évolution en fonction de λ_{21} . A mesure que λ_{21} décroît, le corps de la distribution voit sa vitesse moyenne diminuer et, surtout, voit l'importance de la queue de particules lentes augmenter. Nous avons déjà observé une telle évolution dans les plasmas "purs" lorsque le taux de collisions augmentait. Ceci est cohérent avec la variation de λ_{21} puisque, λ_1 étant fixé, une diminution de λ_{21} correspond bien à une augmentation de l'intensité des collisions pour la deuxième population. Le libre parcours moyen de la population 1 ne variant pas, il est normal que la distribution de la population 1 n'évolue que très peu ; si on avait effectué ces simulations en conservant λ_2 constant et faisant varier λ_1 , nous aurions observé des modifications importantes pour la population 1 et faibles pour la population 2. Le cas $\lambda_{21} = 0.01$ présente, pour la population 2, une fonction de distribution très différente des autres, donnant l'image d'une maxwellienne très élargie. Cette forme est due à l'importance des collisions, puisque $\lambda_{21} = 0.01$ correspond à un taux de collisions $\nu_2 = 10^{-2}$. Comme nous l'avons vu dans un chapitre précédent, ce cas est à la limite de notre modèle et il convient de l'observer avec précautions.

Pour compléter notre étude, nous reproduisons sur la figure 5.12 les vitesses moyennes des deux populations d'ions sur les 200 premières longueurs de Debye de la paroi, pour plusieurs valeurs du rapport λ_{21} . La modification des vitesses moyennes avec λ_{21} est en accord avec les figures précédentes. La vitesse moyenne de l'espèce 1 ne varie que très peu d'une simulation à l'autre, et sa valeur à l'entrée de la gaine de Debye, située à $x = 30\lambda_{De}$ de la paroi, est sensiblement la même, comme le laissait prévoir les profils de distribution de la figure 5.11. Le cas de la population 2 est ici aussi très différent : alors que les ions 2 deviennent supersoniques à l'entrée de la gaine pour $\lambda_{21} = 1$, leur vitesse chute brutalement quand le rapport diminue. Cette chute est liée à la prise d'importance de la queue de particules lentes, observée sur les distributions : bien que le corps de la distribution demeure supersonique ou très proche de cette limite, les particules situées dans la queue, dont le poids lors du calcul de la moyenne est important, font fortement chuter cette valeur moyenne. On remarque au passage que pour $\lambda_{21} = 0.1$, les ions 2 entrent dans la gaine avec une vitesse de l'ordre de la vitesse acoustique du système c_s .

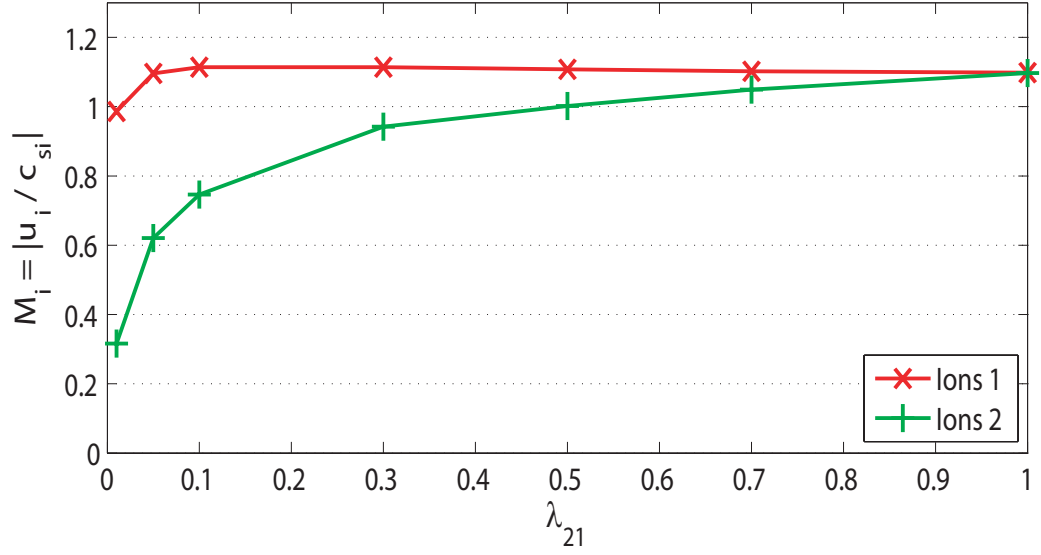


FIG. 5.10 – Evolution du nombre de Mach des ions de la population 1, en rouge, et de la population 2, en vert, en fonction du rapport des libres parcours moyens λ_{21} . Le nombre de Mach de la population 1 reste approximativement constant lorsque λ_{21} diminue, contrairement à celui de la population 2 qui est divisé par 3 lorsque λ_{21} diminue de 1 à 0.01.

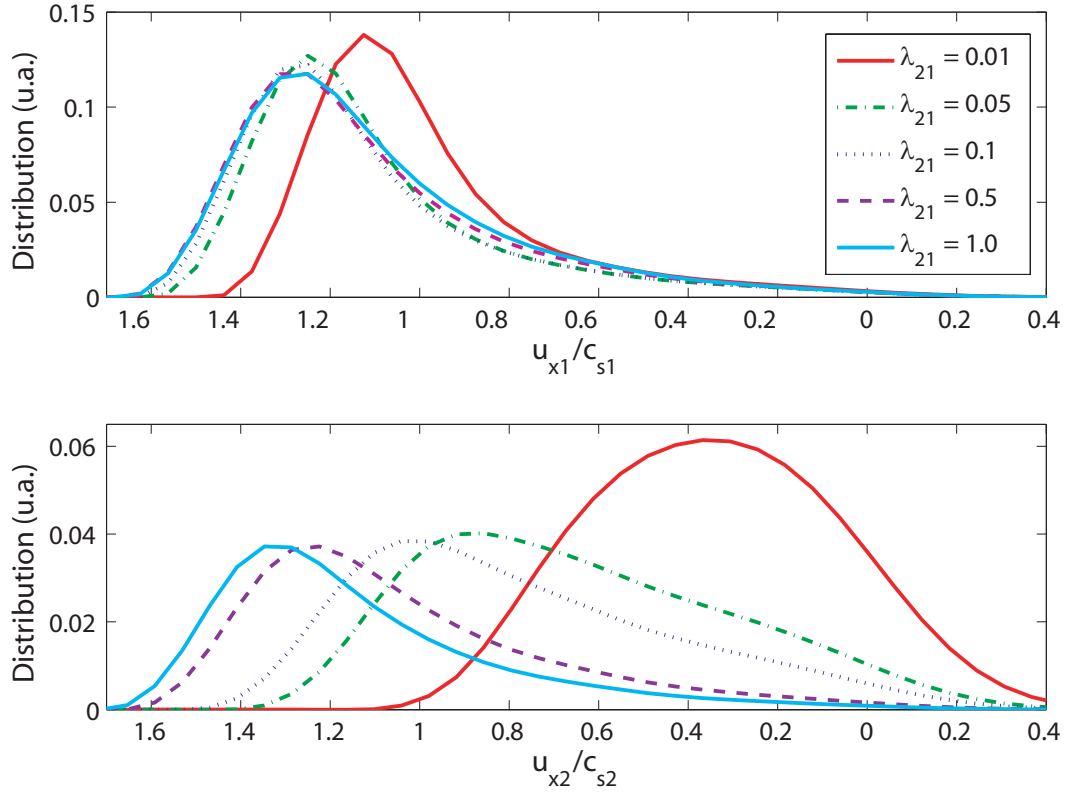


FIG. 5.11 – Profil de la fonction de distributions des ions à l'entrée de la gaine de Debye, pour différentes valeurs de λ_{21} . La population 1, sur la figure du haut, présente des profils ne variant que très peu, sauf pour le cas $\lambda_{21} = 0.01$. Ceci est également le cas pour la population 2, en bas, mais le cas $\lambda_{21} = 0.01$ est encore plus déformé.

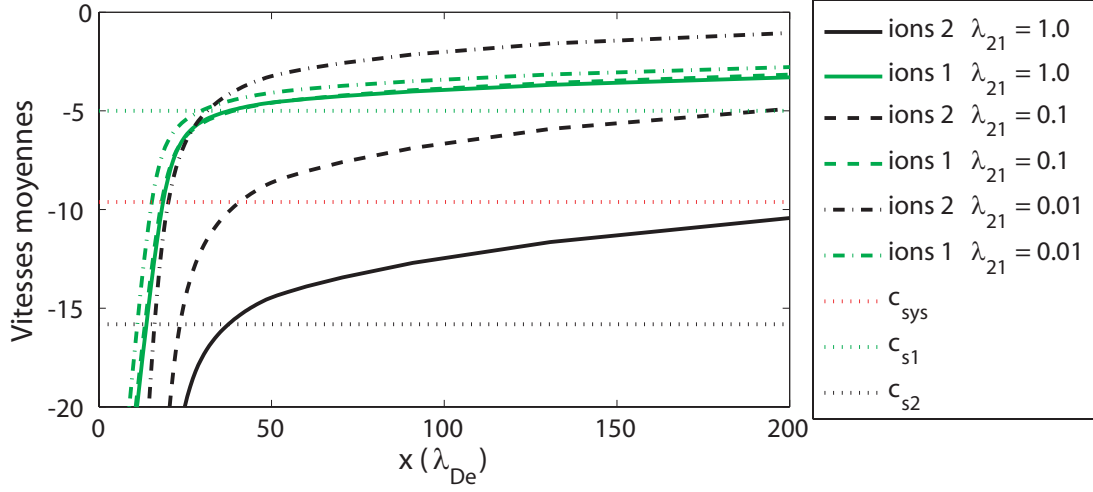


FIG. 5.12 – Vitesses moyennes des deux populations d’ions (ions lourds en vert, ions légers en noir) entre la paroi et les deux cents premières longueurs de Debye, pour différentes valeurs du rapport λ_{21} . Le profil de vitesse de la population 1 ne varie quasiment pas et reste supersonique, celui de la population 2 diminue fortement quand λ_{21} décroît, devenant rapidement subsonique. Simulation $m_{21} = 0.1$ - $\tau = 25$ - polarisation $\phi_p = -30V$.

5.2.5.3 Critère de Bohm

Après avoir étudié la valeur du nombre de Mach à l’entrée de la gaine, nous abordons l’étude du critère de Bohm. Nous rappelons ici que dans le cas des plasmas composés de plusieurs espèces d’ions, ce critère s’exprime sous la forme :

$$\sum_i \frac{e_i^2}{e^2} \frac{n_{i0}}{n_{e0}} \frac{k_B T_e}{m_i} \langle v_i^{-2} \rangle \leq 1, \quad (5.20)$$

où e_i est la charge de l’ion i de masse m_i , e la charge de l’électron, n_{i0} et n_{e0} les densités ioniques et électronique à l’entrée de la gaine de Debye, T_e la température électronique et k_B la constante de Boltzmann.

Avant d’appliquer ce critère, il est nécessaire de prendre en considération deux éléments importants. D’une part, on a à estimer les rapports n_i/n_e à l’entrée de la gaine, que ce soit pour calculer le critère de Bohm où la vitesse acoustique du système. Or, bien que la proportion d’hélium soit fixée dans le plasma, rien n’assure que cette proportion soit conservée tout au long de la transition ; l’étude de la figure 5.4 nous a même déjà indiqué que cette proportion évolue au cours de la transition. Le tableau 5.4 donne la proportion réelle d’hélium à l’entrée de la gaine en fonction de la proportion fixée dans le plasma, pour un rapport $\lambda_{21} = 0.1$, le tableau 5.5 donnant la même proportion en fonction de λ_{21} , pour $\alpha = 0.3$. Il est clair sur ces deux

TAB. 5.4 – Proportion d’hélium α_{reel} à l’entrée de la gaine de Debye en fonction de la proportion dans le plasma

α	0.00	0.10	0.20	0.30	0.40	0.50	0.70	1.00
α_{reel}	0.00	0.15	0.28	0.40	0.52	0.62	0.80	1.00

TAB. 5.5 – Proportion d'hélium α_{reel} à l'entrée de la gaine de Debye en fonction de λ_{21}

λ_{21}	0.05	0.10	0.30	0.50	0.70	1.00
α_{reel}	0.44	0.41	0.35	0.32	0.31	0.30

tableaux que la proportion au niveau de la gaine de Debye n'est pas la même que celle imposée dans le plasma, et qu'il est donc nécessaire de prendre en compte ces valeurs dans les différents calculs. Le deuxième point concerne la grandeur $\langle v^{-2} \rangle$ intervenant dans le critère de Bohm. Comme nous l'avons évoqué dans un précédent chapitre, l'intégrale contenue dans ce terme n'est définie que si la fonction de distribution tend suffisamment rapidement vers 0 quand v tend vers 0. Or, nous présentons sur la figure 5.13 les profils de distribution en vitesse des ions argon et

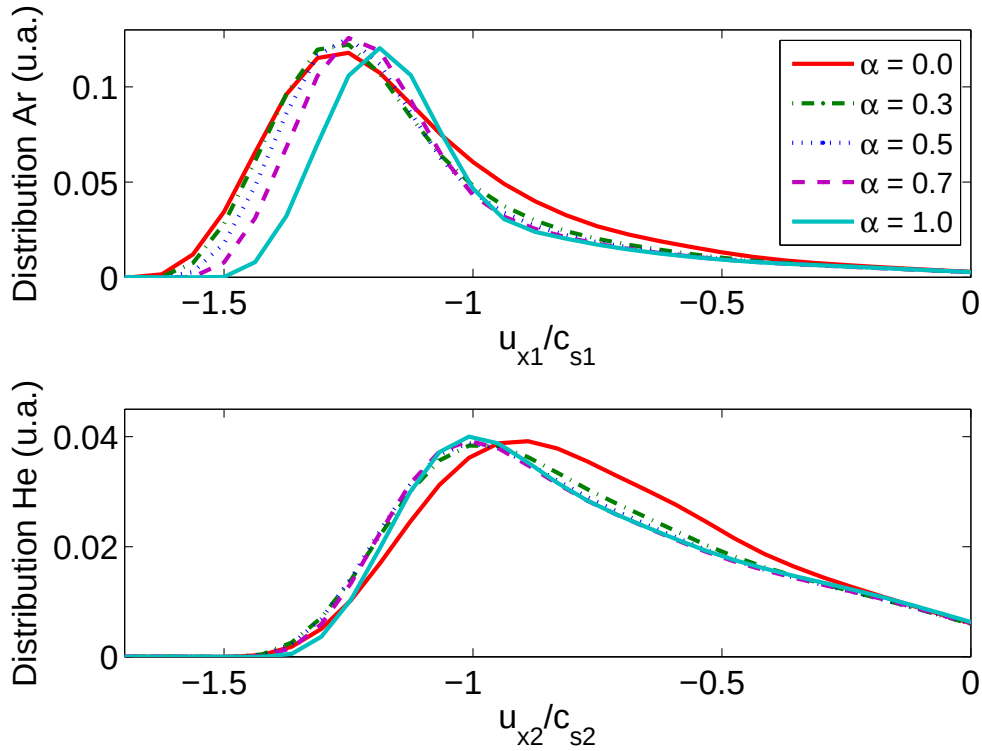


FIG. 5.13 – Profil de la distribution en vitesse des ions argon, en haut, et des ions hélium, en bas, à l'entrée de la gaine de Debye, pour différentes valeurs de la proportion d'hélium α . L'argon présente le profil habituel d'un corps de distribution supersonique accompagné d'une queue de particules lentes. L'hélium est plus marqué par les collisions, puisque les particules ayant une faible vitesse sont très importantes. Simulation $\tau = 25$ - $\lambda_{21} = 0.1$.

hélium à l'entrée de la gaine, en fonction de la proportion d'hélium α . Si la distribution de l'argon ne semble pas poser de problème, puisqu'on retrouve le profil habituel composé d'un corps de distribution, ayant une vitesse supersonique, accompagné d'une queue de particules lentes, ce n'est pas le cas pour l'hélium. En effet, si le corps de la distribution reste supersonique, la queue de distribution est beaucoup plus importante que pour l'argon et, surtout, elle ne disparaît pas pour $v = 0$. Cette importance de la queue de particules lentes est évidemment due au taux de collisions plus important de l'hélium. Dans ces conditions où la distribution ne tend pas vers 0

pour les vitesses nulles, il serait hasardeux d'utiliser la forme 5.20 du critère de Bohm.

Pour éviter ces problèmes de divergence en 0, nous utilisons une autre forme pour le critère de Bohm, donnée par l'expression :

$$\mathcal{B} = \sum_i \frac{e_i^2}{e^2} \frac{n_{i0}}{n_{e0}} \frac{k_B T_e}{m_i} u_i^{-2} ,$$

où u_i est la vitesse moyenne de la population i . La comparaison de $\mathcal{B}$ à l'unité constitue donc notre critère de Bohm : inférieur à 1 il est satisfait, supérieur il ne l'est pas. Le tableau 5.6 donne la valeur de $\mathcal{B}$ en fonction de la proportion d'hélium α . Pour de faibles proportions d'hélium, le

TAB. 5.6 – Valeur de la quantité $\mathcal{B}$ à l'entrée de la gaine de Debye en fonction de la proportion d'hélium α dans le plasma

α	0.00	0.10	0.20	0.30	0.40	0.50	0.70	1.00
$\mathcal{B}$	0.84	0.97	1.09	1.20	1.31	1.41	1.60	1.86

critère de Bohm est satisfait, puisque les valeurs obtenues sont inférieures à l'unité. Lorsque la proportion devient supérieure à $\alpha = 0.2$, on s'écarte de plus en plus de la valeur 1. L'explication tient dans le grand nombre de particules lentes dans la distribution d'hélium : ces particules, qui font chuter la vitesse moyenne de l'ensemble de la population, sont responsables de la non-satisfaction du critère de Bohm lorsque α augmente.

Nous pourrions, comme dans le cas des plasmas purs, recalculer le critère avec la vitesse moyenne de la population située dans le corps de la distribution de chaque espèce, et obtenir plus de valeurs inférieures à un. Mais ce qui nous intéresse en premier lieu est de savoir dans quelle "configuration" les ions arrivent dans la gaine. Nous rappelons ici que les deux possibilités fréquemment évoquées sont celle où chaque espèce entre dans la gaine avec sa propre vitesse de acoustique et celle où les deux espèces atteignent la même vitesse, la vitesse acoustique du système. La figure 5.14 donne sur le même graphique la vitesse moyenne de l'argon et de l'hélium, ainsi que la vitesse acoustique du système, en fonction de la fraction d'hélium α dans le plasma. Les simulations nous montrent que la vitesse moyenne de l'argon reste, quelque soit la quantité d'hélium présente dans le plasma, reste de l'ordre de sa vitesse acoustique, comme dans le cas d'un plasma pur. Pour l'hélium, la vitesse moyenne reste aussi à peu près constante quel que soit α , mais reste en deçà de sa vitesse de Bohm. Cette faible vitesse est, comme nous l'avons dit précédemment, due à l'importance de la queue de particules lentes. Il apparaît donc que notre modèle donne la première des solutions envisagées comme configuration retenue par le plasma, c'est à dire que chaque espèce entre dans la gaine avec sa propre vitesse de Bohm.

Les expériences de laboratoire citées en référence donnent pourtant l'autre solution, celle où tous les ions entrent avec la vitesse acoustique du système. Ces observations pourraient coïncider en partie avec nos résultats car, comme on peut le voir sur la figure 5.14, dans le cas d'une proportion d'hélium autour de $\alpha = 0.3$, la vitesse d'entrée de l'hélium dans la gaine est de l'ordre de la vitesse acoustique du système. Puisque c'est dans ces conditions que les expériences sont réalisées, la concordance entre ces vitesses n'aurait pu être qu'une coïncidence due aux conditions

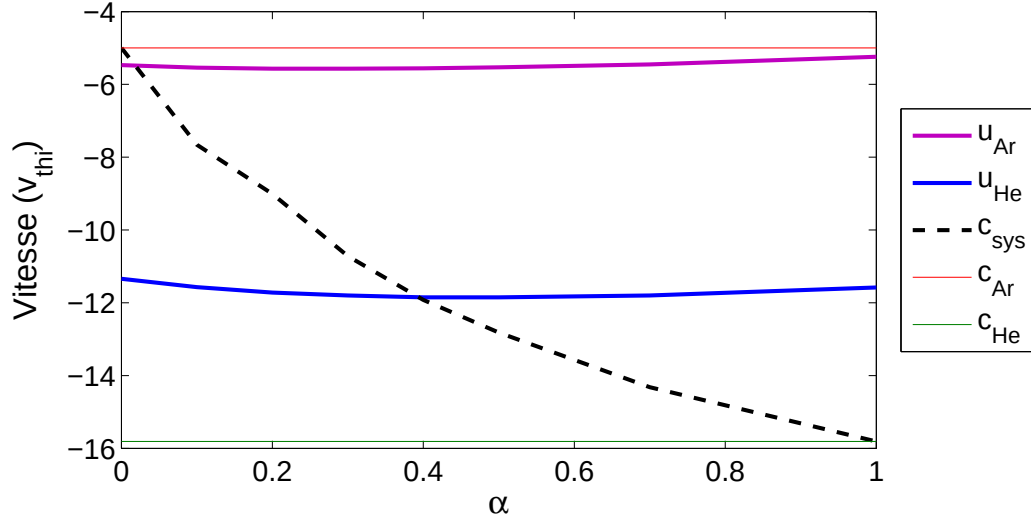


FIG. 5.14 – Evolution des vitesses moyennes u_{Ar} et u_{He} , respectivement des ions Argon et des ions Helium, à l'entrée de la gaine de Debye, en fonction de la proportion d'Hélium α . Les ions semblent peu sensibles à α , la vitesse moyenne de l'argon restant proche de la vitesse acoustique du plasma d'argon pur c_{Ar} , celle de l'hélium restant bien inférieure à c_{He} . Pour $\alpha \approx 0.4$, u_{He} croise la vitesse acoustique du système c_{sys} . Simulation $\tau = 25 - \lambda_{21} = 0.1$.

expérimentales. Toutefois, les mesures de vitesses effectuées par LIF sur l'argon montrent que celui-ci possède une vitesse 75% plus grande que sa vitesse acoustique, ce qui n'est pas compatible avec nos résultats. Nous pouvons imaginer deux origines à ce désaccord entre nos résultats et les expériences menées en laboratoire. La première est la simplicité déjà évoquée de notre terme de collisions, mais qui semble pourtant donner des résultats acceptables comme lorsque nous avons comparé les profils de température numériques et expérimentaux au début de ce chapitre. Une autre possibilité vient de l'interaction entre les deux populations d'ions. Dans notre code, seules les interactions coulombiennes sont prises en compte. Or, l'hélium possède un état métastable capable d'aller ioniser et donc perturber la population d'argon : cet effet est normalement limité dans les expériences car la pression dans les machines reste faible, mais il n'est peut-être pas négligeable. Parmi les solutions permettant d'éclaircir ce problème, l'obtention de résultats expérimentaux où les manipulations sont menées avec d'autres proportions d'hélium permettrait de lever toute ambiguïté sur la coïncidence du rapprochement entre la vitesse moyenne de l'hélium et la vitesse acoustique du système. Une autre solution consisterait à simuler les expériences argon - xénon, ce dernier ne semblant pas posséder de métastable équivalent à celui de l'hélium ; pour cela, il nous faudrait avoir une estimation du libre parcours moyen du xénon, ce que nous n'avons pas encore obtenu.

5.3 Bilan

Au cours de ce dernier chapitre, nous avons étudié l'interaction plasma-paroi en présence de deux espèces ioniques positives dans le plasma. De manière à mieux rendre compte des résultats expérimentaux, notamment des mesures de température, nous avons été amené à modifier le terme de collisions de notre code. Cette modification, validée par un bon accord avec les courbes

expérimentales obtenues par des diagnostics laser, nous permet de mieux rendre compte de la variation du taux de collisions le long de la transition, liée à l'augmentation de la vitesse moyenne des différentes populations.

Forts de cette amélioration, nous avons étudié l'interaction entre les deux espèces ioniques dans la pré-gaine collisionnelle et la gaine de Debye. Nous avons pu montrer que, sans polarisation imposée à la paroi, les valeurs prises par le potentiel électrique font intervenir le rapport des masses entre les deux espèces. Dans la pré-gaine collisionnelle, le paramètre important est la différence des libres parcours moyens des espèces : c'est ce rapport qui détermine le profil de potentiel dans cette zone. Nous nous sommes finalement intéressés à la satisfaction du critère de Bohm à l'entrée de la gaine : nos simulations semblent indiquer que la proximité entre la vitesse moyenne des différentes populations et la vitesse acoustique du système, observée expérimentalement, ne semble être qu'une coïncidence liée à la proportion d'hélium dans le plasma, et que chaque espèce entre en réalité avec sa propre vitesse acoustique dans la gaine. Toutefois, cette affirmation doit être relativisée car il existe un important désaccord entre nos simulations et les expériences en ce qui concerne la vitesse moyenne de l'argon. Pour déterminer l'origine de ce désaccord, il est nécessaire d'avoir recours à d'autres expériences de laboratoire et à d'autres études numériques.

Conclusion et perspectives

Pour reproduire l'énergie des étoiles sur Terre, la fusion de noyaux d'hydrogène en noyaux d'hélium, il est nécessaire de porter l'hydrogène à plusieurs centaines de millions de degrés pour vaincre la répulsion coulombienne entre les noyaux. Dans ces conditions, aucune surface matérielle ne résisterait au contact du plasma obtenu. Pour le confiner, la solution choisie par la filière tokamak est le confinement magnétique : les ions et les électrons s'enroulent autour des lignes de champs magnétique dont la configuration a été soigneusement déterminée. Malgré ce confinement, le plasma diffuse jusqu'à la paroi de la machine et, bien que les conditions physiques soient soutenables, interagit fortement avec celle-ci. La compréhension des plasmas de bord de tokamaks et de leurs interactions avec la paroi fait partie des défis posés par la fusion. En effet, l'érosion d'une paroi a non seulement des conséquences sur la durée de vie de celle-ci, mais aussi sur le confinement, car les atomes arrachés peuvent pénétrer dans le cœur du plasma et rayonner, dégradant ainsi le confinement de l'énergie. Pour étudier ces problèmes en dehors des tokamaks, des expériences de laboratoire sont menées sur des machines plus petites, mais dont les conditions sont similaires à celles des plasmas de bord, à un facteur d'échelle près. L'objectif de cette thèse s'inscrit dans cette optique : afin de comprendre et de détailler les mécanismes agissant lors des interactions plasma-paroi, nous avons recours à des simulations numériques reproduisant les conditions de fonctionnement de ces machines.

Les simulations que nous avons effectuées sont basées sur la fonction de distribution des ions, c'est à dire la densité de particules dans l'espace des phases. Cette fonction contient toute l'information sur la population ionique et permet entre autres de calculer les principales caractéristiques physiques de celle-ci, telles que la densité de particules, leur vitesse moyenne, leur température,... L'évolution de la population ionique en fonction des conditions physiques rencontrées est donnée par le système dit de Vlasov-Poisson. Dans ce système, l'équation de Vlasov permet de déterminer les modifications de la distribution des ions en réponse à un champ magnétique imposé et au champ électrique auto-cohérent, c'est à dire au champ électrique créé par la distribution des charges au sein même du plasma. Ce champ est calculé dans notre code à partir de l'équation de Poisson. Les plasmas en question étant faiblement collisionnels, il est nécessaire d'ajouter à l'équation de Vlasov un terme de création/disparition de particules. Dans notre modèle, ceci est fait par l'intermédiaire d'un terme de relaxation vers l'équilibre, caractérisé par une distribution maxwellienne. Notre étude étant tournée vers les ions, nous considérons que leur temps caractéristique de réponse aux perturbations du plasma est très supérieur à celui des électrons : ces derniers sont décrits à l'aide de la relation de Boltzmann. Les méthodes numériques utilisées pour résoudre ce système d'équation utilisent la technique du "time-splitting", où l'équation de Vlasov est décomposée en deux équations résolues successivement, dont les solutions exactes sont connues. Une interpolation est ensuite pratiquée de manière à connaître les valeurs prises par la

fonction de distribution au niveau des points de grille. L'apport de cette thèse du point de vue numérique a été de mettre en place une grille inhomogène dans l'espace des positions. L'interaction plasma-paroi fait intervenir des phénomènes agissant sur des échelles de longueurs très différentes : nous avons mis en place un maillage fin qui permet de décrire correctement la zone proche de la paroi où les gradients sont importants, et un maillage plus large au-delà qui nous permet de suivre les ions sur de très grandes distances.

La plus importante partie de cette thèse a été consacrée à l'étude des interactions entre un plasma à l'équilibre thermodynamique et une paroi semi-infinie et parfaitement absorbante, en présence d'un champ magnétique incliné sur la paroi. Nous nous sommes placé dans des conditions où il existe trois échelles de longueurs différentes. La plus petite correspond à la gaine de Debye, zone de charge d'espace positive qui se met en place devant la paroi pour masquer la charge électrique négative portée par la paroi. Cette zone est précédée d'une pré-gaine dominée par les collisions, dans laquelle les ions acquièrent une vitesse de l'ordre de la vitesse acoustique, condition nécessaire pour que la gaine de Debye soit stable : c'est le critère de Bohm. Lorsqu'un champ magnétique est présent, cette pré-gaine se décompose en deux : d'abord une accélération des ions le long de ligne de champ magnétique, puis une redirection du flux ionique en direction de la paroi, de manière à satisfaire le critère de Bohm à l'entrée de la gaine. Notre étude a permis de mettre en évidence que la fonction de distribution des ions subit de fortes déformations lors de la transition entre le plasma et la paroi : son profil, devenant non maxwellien, justifie pleinement le traitement cinétique effectué. Dans le cas non magnétisé, la distribution est composée d'un corps principal, caractérisé par une vitesse moyenne importante, supersonique à l'entrée de la gaine, et une queue de particules lentes, créées par les collisions. Lorsqu'un champ magnétique est imposé, cette déformation se produit dans la direction parallèle aux lignes de champ, la redirection du flux ionique dans la pré-gaine magnétique donnant alors une distribution en vitesse des ions très étalée, à la fois dans la direction normale à la paroi et dans la direction parallèle.

Ces déformations peuvent avoir des conséquences expérimentales importantes en ce qui concerne la pulvérisation de la paroi. Nous avons en effet vu que le taux de pulvérisation d'une paroi dépend à la fois de l'angle sous lequel les particules la percutent et de leur énergie, la pulvérisation augmentant quand l'angle est rasant et l'énergie importante. Or, dans les tokamaks, les lignes de champ sont très rasantes, de l'ordre de quelques degrés, de manière à "étaler" le flux d'ions sur des surfaces plus grandes. On pourrait alors imaginer que cette configuration peut renforcer le taux de pulvérisation de la paroi. Les simulations effectuées montrent que ce n'est toutefois pas le cas. Bien que les configurations rasantes favorisent l'augmentation de vitesse des ions dans la direction parallèle à la paroi dans la pré-gaine collisionnelle, cette prise de vitesse est contrariée par l'effet du champ électrique qui réoriente les ions vers la paroi et tend à leur redonner une vitesse importante dans la direction normale à la paroi. Au final, les ions arrivent avec une incidence nettement moins importante que celle du champ magnétique, et la compétition entre les deux champs conduit à une énergie cinétique modérée dans la direction parallèle à la paroi. Le résultat est alors que le taux de pulvérisation de la paroi diminue à mesure que l'inclinaison du champ magnétique devient rasante.

La dernière partie de cette thèse a été consacrée à l'interaction d'un plasma composé de deux ions avec une paroi. Cette étude a deux intérêts, l'un théorique et l'autre expérimental. L'intérêt pratique est que les plasmas sont généralement composés de plusieurs espèces : les plasmas

de fusion sont composés d'hydrogène et d'hélium, ainsi qu'un certain nombre de poussières chargées électriquement qu'il est nécessaire de prendre en compte lors des interactions avec la paroi. L'intérêt théorique concerne le critère de Bohm : dans le cas multi-ions, on obtient par la théorie un critère portant sur l'ensemble des espèces d'ions mais ne précisant pas la manière dont chaque espèce entre dans la gaine. Le seul moyen de départager les différentes possibilités étant l'expérience et les simulations. Nous avons pu ici comparer nos résultats numériques à des mesures expérimentales, en particulier au niveau des profils de température obtenus par fluorescence induite par laser. Malgré un accord relativement bon au niveau de ces mesures, nos résultats diffèrent en ce qui concerne la vitesse d'entrée des ions dans la gaine. Alors que les expériences montrent que les ions entrent tous avec une vitesse de l'ordre de la vitesse acoustique du système, nos simulations nous amènent à conclure que chaque ion entre dans la gaine avec sa propre vitesse acoustique. Elles montrent de plus que la concordance entre la vitesse des ions et la vitesse acoustique du système ne pourrait être qu'une coïncidence due aux conditions expérimentales. Nous envisageons deux origines à ce désaccord, la première étant la simplicité de notre terme de collisions. La seconde origine provient du choix des gaz utilisés, l'argon et l'hélium. Le second présente en effet un état métastable pouvant interagir avec le premier, ce qui n'est pas pris en compte par notre modèle.

Ce dernier point ouvre de nombreuses perspectives à ce travail de thèse. La première est de déterminer qu'elle est l'origine réelle de ce désaccord : l'une des solutions consiste à obtenir d'autres résultats expérimentaux afin de vérifier les prévisions des simulations. La solution qui nous concerne particulièrement est de simuler le cas des plasmas argon-xénon, ce dernier ne présentant pas le même métastable que l'hélium. Le voie des plasmas multi-ions fait partie des perspectives les plus intéressantes pour l'interaction plasma-paroi : le but est, comme nous l'avons mentionné, de prendre en compte les poudres se formant dans les plasmas de bord de tokamaks. Ces particules sont caractérisées par une masse importante et une forte charge électrique négative : ce dernier point soulève de nombreuses questions au sujet des conséquences sur la transition de la présence d'ions négatifs. Nous avons aussi besoin de confronter nos simulations à des résultats expérimentaux, en particulier les résultats concernant l'interaction plasma-paroi magnétisée. Des expériences de mesures de fonction de distribution par LIF, actuellement en cours de développement au laboratoire, devraient permettre cette confrontation. De plus, le but de ces expériences étant l'étude de la formation des poudres, il est possible d'envisager une forte interaction entre les simulations et les expériences dans ce domaine.

Bibliographie

- [AGB05] B. Alterkop, S. Goldsmith, and R.L. Boxman. *Contrib. Plasma Phys.*, 45 :485, 2005.
- [Ahe97] E. Ahedo. *Phys. Plasmas*, 4 :4419, 1997.
- [AV02] T. D. Arber and R. G. L. Vann. *J. Comput. Phys.*, 180 :339, 2002.
- [BGK54] P.L. Bhatnagar, E.P. Gross, and M. Krook. *Phys. Rev.*, 94 :511, 1954.
- [CBSD06] N. Claire, G. Bachet, U. Stroth, and F. Doveil. *Phys. Plasmas*, 13 :062103, 2006.
- [Che83] Francis F. Chen. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Plenum Press, 1983.
- [Cho82a] R. Chodura. *Phys. Fluids*, 25 :1628, 1982.
- [Cho82b] R. Chodura. *Journal of Nuclear Materials*, 111-112 :420, 1982.
- [Cho86] R. Chodura. Proceedings of a nato advanced study institute entitled physics of plasma-wall interactions in controlled fusion. In *Plenum Press, New York*, 1986.
- [CK76] Z. Cheng and G. Knorr. *J. Comput. Phys.*, 22 :1330, 1976.
- [DR99] Th. Daube and K.-U. Riemann. *Phys. Plasmas*, 6 :2409, 1999.
- [Fij99] E. Fijalkow. *Comput. Phys. Commun.*, 116 :319, 1999.
- [Fil03] F. Filbet. *Computer Physics Communications*, 150 :247, 2003.
- [Fra00] R.N. Franklin. *J. Phys. D : Appl. Phys*, 33 :3186, 2000.
- [Fra03] R.N. Franklin. *J. Phys. D : Appl. Phys*, 36 :R309, 2003.
- [FSB01] F. Filbet, E. Sonnendrücker, and P. Bertrand. *J. Comput. Phys.*, 172 :166, 2001.
- [GBB⁺03] E. Gravier, F. Brochard, G. Bonhomme, T. Pierre, and J.-L. Briançon. *Phys. Plasmas*, 11 :529, 2003.
- [Gun97] J.P. Gunn. *Phys. Plasmas*, 4 :4435, 1997.
- [KHDC95] G.-H. Kim, N. Hershkowitz, D.A. Diebold, and M.-H. Cho. *Phys. Plasmas*, 2 :3222, 1995.
- [LSOH06] D. Lee, G. Severn, L. Oksuz, and N. Hershkowitz. *J. Phys. D : Appl. Phys*, 39 :5230, 2006.
- [OAH01] L. Oksuz, M. Atta Khedr, and N. Hershkowitz. *Phys. Plasmas*, 8 :1729, 2001.
- [OH03] L. Oksuz and N. Hershkowitz. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 14 :201, 2003.
- [OH05] L. Oksuz and N. Hershkowitz. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 14 :201, 2005.
- [Rax05] Jean-Marcel Rax. *Physique des plasmas*. Dunod, 2005.
- [Rie91] K.-U. Riemann. *J. Phys. D : Appl. Phys*, 24 :493, 1991.

-
- [Rie94a] K.-U. Riemann. *Phys. Plasmas*, 1 :552, 1994.
- [Rie94b] K.-U. Riemann. *Contrib. Plasma Phys*, 34 :127, 1994.
- [Rie00] K.-U. Riemann. *J. Tech. Phys*, 41 :89, 2000.
- [Rie03] K.-U. Riemann. *J.Phys.D : Appl.Phys*, 36 :2825, 2003.
- [RSTK05] K.-U. Riemann, J. Seebacher, D.D. Tskhakaya Sr, and S. Kuhn. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47 :1949, 2005.
- [Sha05] D. Sharma. *Phys. Plasmas*, 12 :103506, 2005.
- [Sho06] M. Shoucri. Proceedings of eps 2006. 2006.
- [SR02] D. Sharma and H. Ramachandran. *Phys. Rev. E*, 66 :026412, 2002.
- [SRBG99] E. Sonnendrücker, J. Roche, P. Bertrand, and A. Ghizzo. *J. Comput. Phys.*, 149 :201, 1999.
- [SSC02] B. Singha, A. Sarma, and J. Chutia. *Phys. Plasmas*, 9 :683, 2002.
- [Sta00] Peter C. Stangeby. *The plasma boundary of magnetic fusion devices*. Taylor & Francis, 2000.
- [SWKH03] G.D. Severn, X. Wang, E. Ko, and N. Hershkowitz. *Phys.Rev.Lett*, 90 :145001, 2003.
- [TESS04] D. Tskhakaya, B. Eliasson, P.K. Shukla, and S.Kuhn. *Phys. Plasmas*, 11 :3945, 2004.
- [TK04] D. Tskhakaya and S. Kuhn. *Contrib. Plasma Phys*, 44 :564, 2004.
- [TKPK02] D. Tskhakaya, S. Kuhn, V. Petrzilka, and R. Khanal. *Phys. Plasmas*, 9 :2486, 2002.
- [TL29] L. Tonks and I. Langmuir. *Phys. Rev.*, 33 :195, 1929.
- [TS05] D. Tskhakaya and S.Kuhn. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47 :A327, 2005.
- [Val02] F. Valsaque. PhD thesis, Université Henri Poincaré Nancy I, 2002.
- [VH96] H.-B. Valentini and F. Herrmann. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 29 :1175, 1996.
- [VM01] F. Valsaque and G. Manfredi. *J. Nucl. Mater.*, 290-293 :763, 2001.
- [VM04] F. Valsaque and G. Manfredi. *Comput. Phys. Commun.*, 164 :262, 2004.
- [WH06] X. Wang and N. Hershkowitz. *Phys. Plasmas*, 13 :053503, 2006.

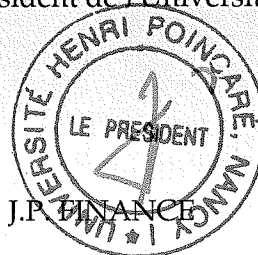
Monsieur DEVAUX Stéphane

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE HENRI POINCARÉ, NANCY 1
en PLASMAS OPTIQUE ELECTRONIQUE

VU, APPROUVÉ ET PERMIS D'IMPRIMER N° 1381

Nancy, le 18 juin 2007

Le Président de l'Université



J.P. FINANCE