

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE

FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Electronique Quantique

Par : M^r CHEKOUR Samir

Sujet :

***PIEGEAGE DES GRAINS DE POUSSIERE DANS LES
GAINES ELECTROSTATIQUES D'UN PLASMA
EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE***

Soutenu publiquement le 20/06/2010, devant le jury composé de :

M. M. BELGAID	Professeur à l'USTHB	Président
M. A. TAHRAOUI	Maître de Conférences /A à l'USTHB	Directeur de Mémoire
M. R. ANNOU	Professeur à l'USTHB	Examineur
M. N. MOUSSAOUI	Maître de Conférences /A à l'USTHB	Examineur
M. M. ISHAK-BOUSHAKI	Maître de Conférences /B à l'USTHB	Invité

REMERCIEMENTS

Le présent travail a été réalisé au Laboratoire d'Electronique Quantique de la Faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumedienne (USTHB).

Je remercie vivement Monsieur M. Belgaid, Professeur à l'USTHB pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider ce jury de mémoire.

Que Monsieur A. Tahraoui, Maître de Conférences A à l'USTHB, trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour m'avoir proposer ce sujet de mémoire. Il m'a inlassablement guidé tout au long de ce travail en me prodiguant aide et conseils, et a toujours fait preuve d'une grande disponibilité à mon égard, ce qui a été très motivant pour moi.

Je tiens à remercier vivement Monsieur R. Annou, Professeur à l'USTHB, Monsieur M. Ishak-Bouhaki Maître de conférences B à l'USTHB et Monsieur N. Moussaoui Maître de conférences A à l'USTHB, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail en acceptant de faire part de ce jury de mémoire.

Je remercie chaleureusement tous les membres du Laboratoire d'Electronique Quantique pour leur soutien amical.

Dédicaces

*À mes parents,
À mes frères et sœurs
Avec toute mon affection*

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	5
CHAPITRE I : PHYSIQUE DE L'INTERACTION D'UN PLASMA	
AVEC UNE SURFACE SOLIDE.....	10
I. INTRODUCTION.....	11
II. DEFINITIONS DES PARAMETRES PLASMA.....	11
2.1. La longueur de Debye.....	11
2.2. La fréquence plasma.....	14
2.3. Degré d'ionisation.....	15
2.4. Paramètre de couplage.....	15
III. PHYSIQUE DES PLASMAS POUSSIÈREUX	16
3.1. Introduction	16
3.2 Formation des grains de poussière	17
3.2.1. Formation des grains de poussière à partir d'un gaz réactif.....	17
3.2.2. Formation des grains de poussière par pulvérisation.....	19
3.3 Calculs des courants de charge des grains de poussière.....	21
IV. INTERACTION D'UN PLASMA AVEC UNE SURFACE SOLIDE.....	24
4.1. Introduction	24
4.2. Différents types des gaines électrostatiques.....	24
4.2.1. Gaine électronique.....	24
4.2.2. Gaine ionique.....	26
4.3. Critère de Bohm.....	28
V. CONCLUSION	30
CHAPITRE II : ETUDE DES GAINES ELECTROSTATIQUES	
EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE.....	31
I. INTRODUCTION.....	32
II. EQUATIONS DU MODELE.....	32
2.1. Equations fluides.....	32
2.2. Approximations.....	33
2.2.1. Approximation de Boltzmann.....	33
2.2.2. Approximation stationnaire.....	34

III. MODELE THEORIQUE DECRIVANT LA CREATION DES GAINES	
ELECTROSTATIQUES EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE....	34
IV. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATIONS	39
4.1. Méthode numérique.....	39
4.2. Résultats numériques.....	40
V. DYNAMIQUE D'UN GRAIN DE POUSSIERE DANS LES GAINES	
ELECTROSTATIQUES EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE....	45
5.1. Equation de la charge.....	45
5.2. Différentes forces agissant sur un grain de poussière.....	46
5.2.1. Force de la gravité.....	47
5.2.2. Force électromagnétique.....	47
5.2.3. Force de résistance ionique.....	48
5.2.4. Force de résistance du gaz neutre.....	50
5.2.5. Force thermophorétique.....	51
5.2.6. Ordre de grandeur des différentes forces.....	51
5.3. Piégeage des grains de poussière dans les gaines électrostatiques.....	52
5.4. Résultats et interprétations.....	55
VI. CONCLUSION	62
CHAPITRE III : CRITERE DE BOHM GENERALISE POUR UN PLASMA	
POUSSIEREUX.....	63
I. INTRODUCTION.....	64
II. MODELE THEORIQUE.....	64
III. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATIONS.....	70
CHAPITRE IV : EFFETS DES GRAINS DE POUSSIERE SUR LES GAINS	
ELECTROSTATIQUES EN PRESENCE D'UN CHAMP	
MAGNETIQUE.....	73
I. INTRODUCTION.....	74
II. MODELE THEORIQUE.....	74
III. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATIONS.....	77
IV. CONCLUSION	85

CONCLUSION GENERALE.....86

REFERENCES89

INTRODUCTION GENERALE

Le terme plasma a été introduit en physique en 1929 par les deux physiciens américains Tonks et Langmuir pour désigner, dans les tubes de décharges électriques, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre [1]-[2]. Par la suite, ce mot a été utilisé, surtout en astrophysique, pour désigner un état dilué de la matière, analogue à un gaz [3].

Le plasma constitue le quatrième état de la matière faisant suite, dans l'échelle des températures, aux trois états classiques de la matière bien connus, à savoir: l'état solide, l'état liquide et l'état gazeux. Il représente près de 99 % de l'Univers qui nous entoure. Il existe soit, à l'état naturel (Soleil, étoiles, etc.), soit à l'état artificiel (en laboratoire), dans ce cas créée par un champ électrique (plasma basse pression, réacteur de fusion nucléaire) où ils sont généralement produits par des décharges électriques [4].

Un plasma est un milieu constitué des particules neutres et des particules chargées, électrons et ions atomiques ou moléculaires, libres de se mouvoir dans toutes les directions de l'espace. Ce milieu gazeux se distingue d'un gaz classique, composé exclusivement de particules électriquement neutres, par la nature de l'interaction qui existe entre ces particules chargées: dans un gaz classique, l'interaction entre particules électriquement neutres est à courte portée et lorsque la pression du gaz n'est pas très supérieure à la pression atmosphérique, elle ne met généralement en cause que deux particules à la fois (interaction à deux corps). Dans ce cas, pour deux particules se dirigeant l'une vers l'autre et séparées d'une distance r , l'interaction est d'abord attractive (force $\sim 1/r^7$, dite de Van-Der-Waals) [5], puis immédiatement avant le contact et de façon abrupte, elle devient répulsive (parfois modélisée par une dépendance de la force en $\sim 1/r^{13}$). Au contraire, l'interaction entre particules chargées (attractive ou répulsive suivant les charges mises en jeu) est à longue portée, puisque la force coulombienne entre particules est en $1/r^2$. De ce fait, chaque particule chargée peut interagir simultanément avec un très grand nombre de particules chargées [6].

Un plasma est dit non collisionnel, quand les interactions collectives (forces générées par l'ensemble des particules chargées) sont prépondérantes par rapport aux interactions binaires entre particules (collisions). Ce critère est vérifié dans des conditions de basse densité de particules.

Les plasmas sont macroscopiquement neutres ($\sum_j q_j n_j = 0$, où n_j et q_j sont la densité de particules et la charge de l'espèce j respectivement), c'est-à-dire, il y a autant d'espèces chargés négativement que d'espèces chargés positivement. Cette neutralité ne s'applique qu'au delà d'une sphère de rayon égale à une distance caractéristique du plasma appelée longueur de Debye λ_D (voir Chapitre I, § 2.1). Au delà de cette longueur, ce sont les comportements individuels qui dominent le comportement collectif du plasma.

La maîtrise de la physique des plasmas est un enjeu primordial des technologies du futur, puisqu'elle permet l'émergence d'une certaine forme de nanotechnologie, de matériaux aux propriétés telles que la biocompatibilité ou la dureté mais aussi de technologies de dépollution, de propulsion spatiales [7]. Une certaine catégorie de plasmas dits chauds promet par la fusion thermonucléaire contrôlée, une énergie propre et illimitée dans un futur proche en imitant les phénomènes qui ont lieu dans les étoiles. Le projet international ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) localisé dans le sud de la France est le plus médiatisé de ceux-ci [8].

Les plasmas sont classés en trois grandes catégories:

- 1) les plasmas thermonucléaires, dits chauds (ou plasmas de fusion), qui couvrent les problématiques de fusion mais qui restent inappropriés pour une utilisation industrielle, entre autres à cause de leur température très élevée ($T > 10^6$ K), qui endommage les éléments en contact. Dans cette catégorie, nous observons un équilibre thermodynamique entre les diverses particules présentes dans les réacteurs à fusion nucléaire.
- 2) Les plasmas thermiques, sont des gaz fortement ionisés, dans lesquels les électrons et les ions sont à la même température. Leurs températures de fonctionnement est de l'ordre de 3000 K. Ils sont utilisés dans de nombreuses applications industrielles comme la métallurgie, les décharges d'arc pour la soudure, le traitement des déchets, etc.
- 3) Les plasmas industriels, dits froids, sont aisément contrôlés et utilisés dans l'industrie pour de très nombreuses applications telles que le dépôt des couches minces, la gravure, la stérilisation, etc. Ce sont des gaz partiellement

ionisés où la fraction d'atomes ou molécules ionisés α est typiquement inférieure à 10^{-4} . Ce sont des plasmas hors équilibre thermodynamique, dont lesquels les neutres et les ions sont à faible température ($T_i \approx T_n \approx 1000K$), alors que les électrons peuvent atteindre une température supérieure à 10^4 °K.

Il y'a environ trois décennies, une nouvelle branche de la physique des plasmas est apparue. C'est l'étude des plasmas contaminés par des impuretés, appelées grains de poussière, de taille nanométrique ou micrométrique qui sont de faible dimension à l'échelle macroscopique mais de dimension supérieure à celle des molécules [9]. Cette nouvelle branche est appelée plasma complexe ou poussiéreux (dusty plasma). Cette contamination se retrouve dans de nombreuses situations aussi bien à l'état naturel que dans les plasmas industriels (plasmas froids). C'est notamment dans ce dernier cadre que l'étude des plasmas poussiéreux s'est développée durant ces dernières années. En effet, la présence des grains de poussière ou des impuretés dans les réacteurs radiofréquences (RF) utilisés pour la micro-électronique est responsable de multiples défauts sur les surfaces traités [10].

La formation des grains de poussière est un phénomène très complexe. Parmi les modèles les plus utilisés est celui de Bouchoule et *al.* [9]. Selon ce dernier, la formation d'un grain de poussière passe par quatre étapes à savoir : formation des clusters primaires, croissance des clusters et nucléation, coagulation et croissance (voir Chapitre I, §.3.2).

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude des effets des grains de poussière dans les régions non neutres situées dans l'interface plasma-surface solide, appelées gaines électrostatiques, d'un plasma de décharge en présence d'un champ magnétique. C'est le cas des plasmas dans les réacteurs radiofréquence (RF) ou les plasmas de fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique. Notre travail se scinde en quatre parties :

Nous avons commencé le premier chapitre par la définition des paramètres physiques nécessaires pour définir l'état plasma et les gaines électrostatiques. Ensuite, nous avons donné un bref aperçu sur l'interaction d'un plasma avec une surface solide et la formation des gaines électrostatiques. Par la suite, nous avons présenté deux modèles donnant la formation des impuretés dans les plasmas : par

pulvérisation sur une surface solide ou à partir d'un gaz réactif. Le critère de Bohm en présence des ions négatifs a été rappelé.

Dans le deuxième chapitre, nous avons établi un modèle théorique stationnaire en présence d'un champ magnétique qui décrit la formation des gaines électrostatiques. Ensuite, nous avons étudié la dynamique d'un grain de poussière isolé dans ces dernières.

Dans le chapitre trois, nous avons généralisé le calcul de la vitesse de Bohm pour un plasma contaminé par des impuretés en utilisant l'approche du pseudo-potentiel de Sagdeev.

Dans le quatrième chapitre, nous avons établi un modèle théorique permettant la description des effets des grains de poussière sur les gaines électrostatiques. En particulier, nous avons montré l'existence des régions dépourvues des grains de poussière qui sont appelées "voids".

Nous avons terminé ce travail par une conclusion générale dans laquelle nous avons récapitulé nos résultats ainsi que les approximations utilisées dans ce travail. Les perspectives de ce travail sont également présentées.

CHAPITRE I

PHYSIQUE DE L'INTERACTION D'UN PLASMA AVEC UNE SURFACE SOLIDE

I. INTRODUCTION

L'étude de l'interaction d'un plasma avec une surface solide est d'une importance considérable dans le domaine de la physique des plasmas. En effet, les plasmas produits artificiellement sont maintenus dans une enceinte de volume limité. Les particules du plasma de même signe que l'enceinte sont repoussées et celles de signe contraire sont attirées. Il résulte une région non neutre, entre le plasma globalement neutre et la surface solide, appelée gaine électrostatique [6].

Nous commençons ce chapitre par la définition des différents paramètres du plasma. Ensuite, nous donnons un bref aperçu sur les étapes de formation des impuretés (grains de poussière) dans les plasmas à plusieurs composantes. Par ailleurs, nous discutons la formation des gaines électrostatiques en rappelant l'expression de la vitesse de Bohm obtenue en utilisant le critère de Riemann [11]. Nous terminons cette première partie de notre travail par une conclusion.

II. DEFINITIONS DES PARAMETRES PLASMA

2.1 La longueur de Debye

La présence d'une charge quelconque que nous appelons charge test dans un plasma globalement neutre, perturbe ce dernier. Grâce au potentiel électrostatique coulombien qu'elle crée autour d'elle, les particules de même signe sont repoussées et de signe opposé sont attirées. Théoriquement, la portée de ces interactions est infinie. Du point de vue pratique, ces interactions deviennent négligeables à partir d'une certaine distance λ_D . Cette longueur d'écrantage λ_D est appelée longueur de Debye.

Pour trouver l'expression mathématique de cette dernière, nous introduisons dans le plasma une charge test q_T positive par exemple (une sonde, un grain de poussière, une électrode, etc.), déposée à l'origine d'un système de coordonnées sphériques. Par hypothèse, une telle particule agit sur les autres par le potentiel électrostatique ϕ qu'elle crée autour d'elle, sans être influencée par les autres.

L'expression du potentiel électrostatique est calculée en utilisant l'équation de Poisson,

$$\Delta\phi = -\frac{\rho_c}{\varepsilon_0}, \quad (1.1)$$

où, ε_0 est la permittivité du vide et, ρ_c est la densité volumique de charges des particules dans le plasma. Son expression est donnée par :

$$\rho_c = n_i q_i + n_e q_e + q_T \delta(\vec{r}), \quad (1.2)$$

où, $\delta(\vec{r})$ est la fonction de Dirac, $q_i = e$ et $q_e = -e$ sont les charges des ions et des électrons respectivement, e étant la charge élémentaire.

Les électrons et les ions sont supposés être en équilibre thermodynamique, leurs densités sont données par,

$$n_i = n_{i_0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right), \quad (1.3)$$

$$n_e = n_{e_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (1.4)$$

où n_{e_0} et n_{i_0} sont les densités des électrons et des ions à l'équilibre, T_e et T_i sont les températures des électrons et des ions.

Lorsque nous sommes loin de la charge test q_T , la perturbation créée par cette dernière est négligeable. Ainsi nous avons, $e\phi \ll T_{e,i}$. Cette condition nous permet de développer les équations (1.3) et (1.4) à l'ordre un pour obtenir :

$$n_i = n_{i_0} \left(1 - \frac{e\phi}{T_i}\right), \quad (1.5)$$

$$n_e = n_{e_0} \left(1 + \frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (1.6)$$

Si nous remplaçons les relations (1.5) et (1.6) dans l'équation (1.1) en utilisant l'équation (1.2), nous obtenons :

$$\Delta\phi = \left[\frac{n_{i_0} e^2}{\varepsilon_0 T_i} + \frac{n_{e_0} e^2}{\varepsilon_0 T_e} \right] \phi - q_T \delta(r), \quad (1.7)$$

où la condition de la quasi-neutralité du plasma $n_{e_0} = n_{i_0}$, à l'équilibre ($\phi = 0$) a été utilisée.

La résolution de l'équation (1.7) en coordonnées sphériques donne :

$$\phi(r) = \frac{q_T}{4\pi\varepsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (1.8)$$

où,

$$\lambda_D = \left(\frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \right)^{-1/2}, \quad (1.9)$$

est la longueur de Debye totale,

$$\lambda_{De} = \left(\frac{\varepsilon_0 T_e}{n_{e_0} e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.10)$$

est la longueur de Debye électronique et

$$\lambda_{Di} = \left(\frac{\varepsilon_0 T_i}{n_{i_0} e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.11)$$

est la longueur de Debye ionique.

De la même manière, dans un plasma à plusieurs composantes, l'expression (1.9) devient :

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \sum_k \frac{n_{k_0} q^2}{\varepsilon_0 T_k}, \quad (1.12)$$

Le potentiel électrostatique donné par l'équation (1.8) est appelé potentiel coulombien écranté de Debye. Le terme exponentiel, qui réduit fortement la portée qu'aurait eu le potentiel de la charge test dans le vide, traduit l'effet d'écran. Les expressions (1.10) et (1.11) montre que la portée d'écrantage dépend de l'énergie d'agitation des particules.

2.2. La fréquence plasma

Si, dans un plasma initialement neutre, nous introduisons une perturbation locale sous la forme d'un excès de charge électrique positive ou négative. Le nouveau système n'est plus à l'équilibre, et les électrons qui ont une faible inertie vont se mettre en mouvement de façon à écranter l'excès de charge. Les électrons ayant une masse finie ne s'arrêtent pas de façon instantanée pour créer un nouvel état d'équilibre. Ainsi, ils vont amorcer une série d'oscillations autour de la position d'équilibre. Nous obtenons l'analogie d'une masse suspendue à un ressort qui a été écarté de sa position d'équilibre. L'interaction coulombienne collective joue le rôle du ressort et la masse de l'électron représente l'inertie du ressort. De telles oscillations sont appelées oscillations plasma électroniques et représentent l'aspect le plus important du comportement dynamique d'un plasma. La fréquence plasma électronique est donnée par l'expression suivante [4]:

$$\omega_{p_e} = \left(\frac{n_{e_0} e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}, \quad (1.13)$$

où m_e est la masse de l'électron.

Si nous tenons compte du mouvement collectif de toutes les composantes constituant le plasma, l'expression (1.13) devient :

$$\omega_p^2 = \sum_k \frac{n_{k_0} e^2}{\epsilon_0 m_k}, \quad (1.14)$$

où ω_p est la fréquence plasma.

2.3. Degré d'ionisation

Le degré d'ionisation α_i est la fraction des particules ionisées dans le plasma. Il caractérise la différence entre les différents types de plasmas. Son expression est donnée par [6]:

$$\alpha_i = \frac{n_i}{n_i + n_n}, \quad (1.15)$$

où n_i est la densité des ions et n_n est la densité des molécules ou atomes neutres.

Pour $\alpha_i \leq 10^{-4}$, nous devons plutôt parler de gaz ionisé que de plasma car les interactions majoritaires sont dans ce cas des collisions électrons-neutres, donc des collisions à courtes portées [6].

- Pour les plasmas froids ou gaz faiblement ionisé : $\alpha_i \leq 10^{-4}$
- Pour les plasmas chauds ou gaz complètement ionisés : $\alpha_i = 1$

Evidemment, cette dichotomie se base sur l'hypothèse que le plasma ait été généré par ionisation thermique. Lorsque la photo-ionisation est prise en compte, on peut avoir des plasmas froids et complètement ionisés.

2.4. Paramètre de couplage

Ce paramètre détermine la possibilité de la formation des cristaux poussiéreux dans les plasmas complexes. Pour donner la signification physique de ce paramètre, nous considérons deux grains de poussière de mêmes charges q_d séparées par une distance a [12]. L'énergie potentielle d'interaction entre ces deux grains de poussière est donnée par :

$$E_p = \frac{q_d^2}{a} \exp\left(-\frac{a}{\lambda_D}\right). \quad (1.16)$$

L'énergie d'agitation thermique (ou énergie de mouvement) est donnée par :

$$E_{th} \approx T_d, \quad (1.17)$$

où T_d et q_d sont la température et la charge des grains de poussière respectivement. Le paramètre de couplage Γ_c est le rapport de l'énergie potentielle sur l'énergie d'agitation thermique,

$$\Gamma_c = \frac{E_p}{E_{th}} = \frac{Z_d^2 e^2}{a T_d}, \quad (1.18)$$

où $Z_d = -\frac{q_d}{e}$ est le nombre de charge des grains de poussière.

Dans les problèmes à deux dimensions (2D), $a = (\pi n_{d_s})^{-1/2}$, où n_{d_s} est la densité des grains de poussière surfacique et dans les problèmes à trois dimensions (3D),

$$a = \left(\frac{4}{3} \pi n_d \right)^{-1/3}, \text{ où } n_d \text{ est une densité de charges volumique.}$$

Pour les petites valeurs de Γ_c ($\Gamma_c < 5$), les grains de poussière obéissent aux lois des gaz (état gazeux). Pour les grandes valeurs de Γ_c ($\Gamma_c > 130$ pour les systèmes à 2D et $\Gamma_c > 170$ pour les systèmes à 3D), l'état cristallin est observé [13,15].

III. PHYSIQUE DES PLASMAS POUSSIÉREUX

3.1. Introduction

Les plasmas froids classiques contiennent plusieurs espèces de particules, qui sont : les électrons, les ions atomiques et moléculaires, et les atomes ou molécules neutres. A partir des années 1980 [9], une nouvelle composante, qui existait dans les plasmas, a été prise en considération à savoir : les grains de poussière ou impuretés. Désormais, les plasmas sont appelés plasmas poussiéreux ou complexes.

Cette nouvelle composante peut être très massive dont la masse peut atteindre la valeur $m_d / m_{ion} \sim 10^{12}$, et elle est capable d'acquérir des charges très élevées, de l'ordre de $q_d / q_{ion} \sim 10^4$, et elle est de nature diélectrique ou métallique. Par conséquent, la maîtrise de la physique des plasmas en présence de ces grains de

poussière s'est imposée que se soit pour les plasmas du laboratoire (réacteur plasma, tokamak, etc.) ou pour les plasmas astrophysiques [16].

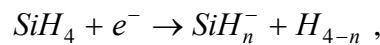
Les plasmas chauds, qui sont utilisés dans le domaine de la fusion thermonucléaire, sont également concernés par les grains de poussière. En effet, le plasma très chaud est confiné au centre du tokamak par des champs magnétiques intenses. La pulvérisation du matériau constituant les parois provoque l'émission des impuretés ou grains de poussière qui constituent un frein de la réaction de fusion.

3.2 Formation des grains de poussière

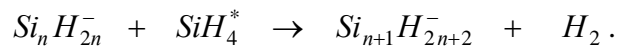
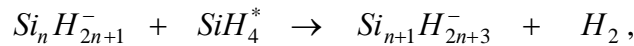
La formation des grains de poussière a plusieurs origines. Les plus connues sont dues à l'utilisation d'un gaz réactif comme le silane ou par pulvérisation d'un matériau polymère.

3.2.1. Formation des grains de poussière à partir d'un gaz réactif

Le mécanisme de formation d'un grain de poussière dans un plasma de silane, par exemple, passe par une série de réactions chimiques [17]. SiH_3^- et SiH_2^- sont les anions primaires qui sont obtenus à travers une réaction d'attachement dissociatif d'un électron e^- avec une molécule de silane SiH_4 ,



où $n = 2$ ou $n = 3$, mais dans la plupart des cas $n = 3$. Ensuite, nous avons une série de réactions chimiques, pour former les grains de poussière, de la forme suivante :



Nous récapitulons sur la figure (1.1) les étapes de formation des grains de poussière ainsi que l'évolution de leurs tailles.

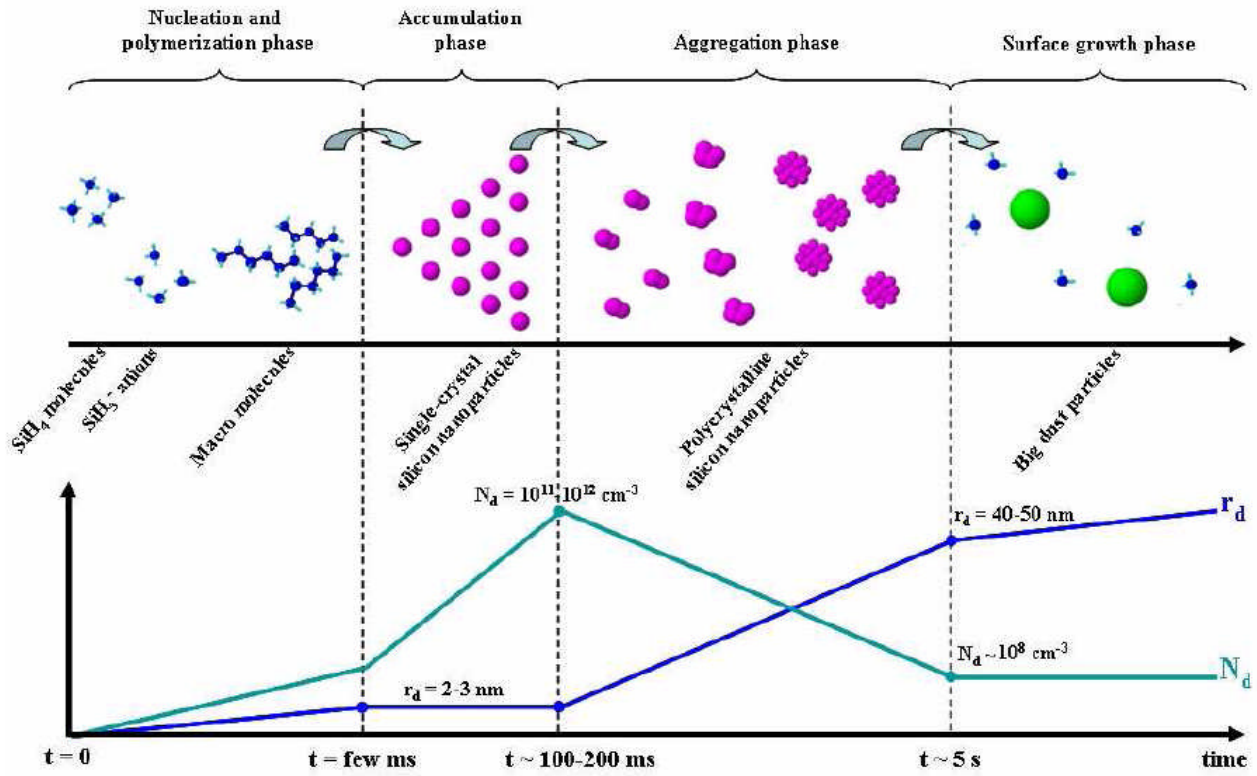


Figure (1.1): Etapes de formation des grains de poussière [18]

3.2.2. Formation des grains de poussière par pulvérisation

- **Formation des clusters primaires :**

Dans un réacteur plasma, la présence d'une électrode de potentiel négatif par rapport au plasma globalement neutre, crée une zone non neutre appelée gaine électrostatique (c.f. § 4.2). Les ions positifs sont accélérés vers cette dernière par le champ électrique ambipolaire. Leurs collisions provoquent la dissociation d'un monomère ainsi que la recombinaison de ce dernier avec l'ion incident. Des agrégats primaires, à l'échelle atomique, dits clusters primaires, se forment (voir figure (1.2)).

- **Croissance des clusters et nucléation :**

Les clusters primaires formés sont de charges positives, négatives et neutres. Ils interagissent entre eux pour former des particules de tailles nanométriques. La chimie du plasma impose leur formation.

- **Coagulation :**

Lorsque les particules primaires atteignent une concentration critique, les processus de croissance et d'agglomération très rapide commencent. La taille des particules obtenues est de quelques dizaines de nanomètres. Après coagulation, nous obtenons des macro-particules de charges négatives.

- **Croissance :**

Dans cette dernière phase, les particules macroscopiques piégées dans le plasma croissent de manière indépendante pour former des particules micrométriques qui sont appelées grains de poussière. Le plasma est ainsi appelé plasma poussiéreux ou plasma complexe.

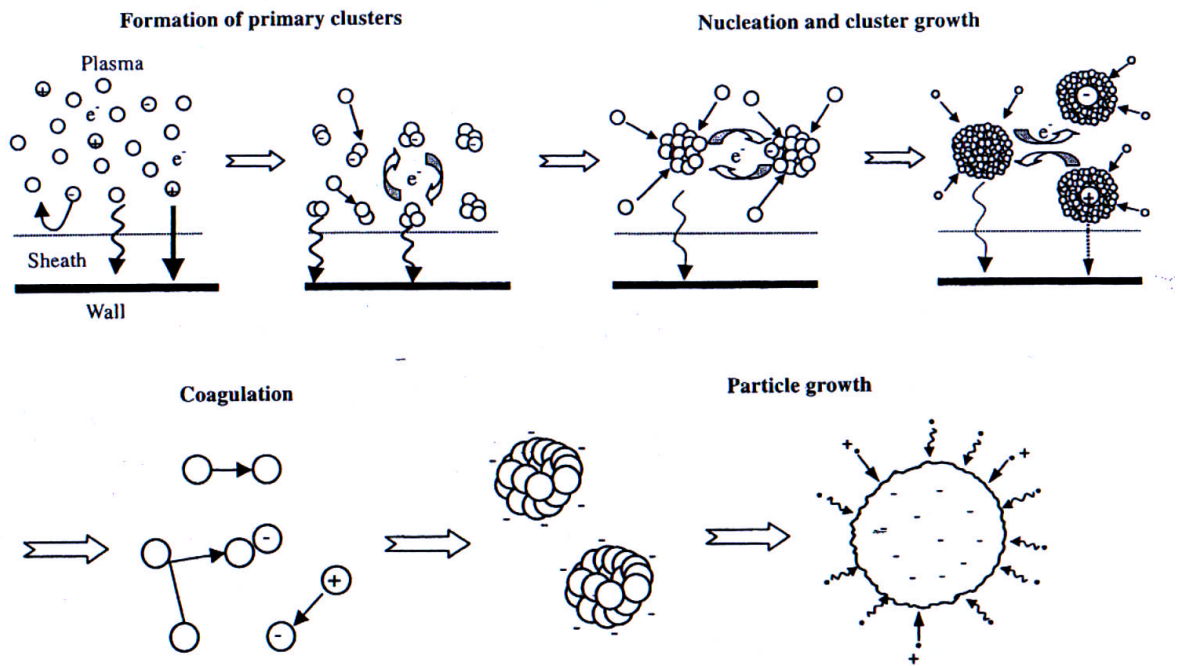


Figure (1.2): Etapes de formation d'un grain de poussière

3.3 Calculs des courants de charge des grains de poussière

Le phénomène de charge des grains de poussière est très complexe car plusieurs processus de collection et d'émission des charges se passent à la fois. De nombreux travaux ont été consacrés à leur étude [19,21]. Les électrons arrivent les premiers grâce à leur grande mobilité. Ensuite, le potentiel négatif de la surface des grains de poussière attire les ions positifs. Simultanément à cette collection des charges, nous avons le phénomène d'émission des électrons secondaires et des photons. Cependant, les phénomènes d'émission sont négligés dans la plupart des travaux théoriques.

Pour une description quantitative du phénomène de charge des grains de poussière, le modèle du mouvement de l'orbite limitée (Orbit Motion Limited OML) basé sur la théorie de la sonde de Langmuir, est utilisé. Dans ce modèle, le grain de poussière est considéré comme une sphère solide de potentiel électrique ϕ_d et de rayon r_d tel que

$$r_d \ll \lambda_D \ll \ell_{en,in} \quad (1.19)$$

où $\ell_{in,en}$ est le libre parcours moyen des collisions entre les électrons ou les ions, et le gaz neutre.

Nous supposons également que le grain de poussière est isolé. Cette approximation va nous permettre de négliger les effets des autres grains de poussière sur les électrons et les ions collectés.

Les sections efficaces de collection des électrons (e), des ions négatifs (j) et des ions positifs (i) dépendant des vitesses de ces derniers, sont données par les expressions suivantes respectivement [9]:

$$\sigma_{e,j}(\mathbf{v}) = \begin{cases} \pi r_d^2 \left(1 + \frac{2e\phi_d}{m_{e,j} v^2} \right), & \frac{2e\phi_d}{m_{e,j} v^2} > -1 \\ 0, & \frac{2e\phi_d}{m_{e,j} v^2} < -1 \end{cases} \quad (1.20)$$

et

$$\sigma_i(\mathbf{v}) = \pi r_d^2 \left(1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v^2} \right), \quad (1.21)$$

où v est la vitesse relative des électrons et des ions par rapport au grain de poussière. Les expressions des courants électronique et ionique de collection par les grains de poussière sont données par [12]:

$$I_{e,i,j} = n_{e,i,j} q_{e,i,j} \int \mathbf{v} \sigma_{e,i,j}(\mathbf{v}) f_{e,i,j}(\mathbf{v}) d^3 \mathbf{v}, \quad (1.22)$$

où $f_{e,i,j}$ est la fonction de distribution des vitesses des particules.

Dans le cas de la distribution des vitesses de Maxwell,

$$f_{e,i,j}(\mathbf{v}) = (2\pi v_{te,i,j}^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{te,i,j}^2}\right), \quad (1.23)$$

où $v_{te,i,j} = \left(\frac{T_{e,i,j}}{m_{e,i,j}}\right)^{1/2}$ est la vitesse thermique des électrons, des ions positifs et des ions négatifs respectivement.

Les courants de collection sont donnés par les expressions suivantes :

$$I_i = n_i q_i a_i, \quad (1.24)$$

$$I_j = n_j q_j a_j, \quad (1.25)$$

$$I_e = n_e q_e a_e. \quad (1.26)$$

Dans le cas où $q_d < 0$.

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \left(1 - \frac{eq_d}{r_d T_i} \right), \quad (1.27)$$

$$a_j = \pi r_d^2 (8T_j / \pi m_j)^{0.5} \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_j}\right), \quad (1.28)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_e}\right). \quad (1.29)$$

Dans le cas où $q_d > 0$.

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \exp\left(-\frac{eq_d}{r_d T_i}\right), \quad (1.30)$$

$$a_j = \pi r_d^2 (8T_j / \pi m_j)^{0.5} \exp\left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_j}\right), \quad (1.31)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \exp\left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_e}\right), \quad (1.32)$$

où a_i , a_j et a_e sont les taux d'attachement des ions positifs, des ions négatifs et des électrons respectivement par la surface des grains de poussières, $q_i = e$, $q_j = -e$ et $q_e = -e$.

Dans le cas où $v_i \gg v_{ti}$ (comme dans le cas des gaines électrostatiques où les ions sont accélérés), l'expression de a_i est donnée par [9],

$$a_i = \pi r_d^2 v_i \exp\left(1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v_i^2}\right). \quad (1.33)$$

IV. INTERACTION D'UN PLASMA AVEC UNE SURFACE SOLIDE

4.1 Introduction

L'interaction d'une surface solide avec un plasma globalement neutre donne naissance à une région intermédiaire non neutre appelée gaine électrostatique. Les caractéristiques de cette dernière dépendent du potentiel de la surface solide (positif ou négatif par rapport au plasma globalement neutre) qui définit le type de la gaine électrostatique (électronique ou ionique).

4.2. Différents types des gaines électrostatiques

4.2.1 Gaine Electronique

Dans ce cas, le potentiel de la surface solide ϕ_0 est positif par rapport au potentiel plasma $\phi_p = 0$, ainsi la gaine électrostatique est appelée, gaine électronique. L'évolution du potentiel est représentée dans la figure (1.3) [6]: nous distinguons deux régions ; à droite, le plasma caractérisé par sa neutralité macroscopique ($n_e = n_i$), un champ électrique de charge d'espace nul et un potentiel plasma $\phi_p = 0$. A gauche, une gaine purement électronique où les ions, d'énergie supposée faible $T_i \approx 0$, sont totalement repoussés vers le plasma par le potentiel répulsif qui se développe à l'interface plasma-paroi. La frontière qui sépare le plasma, macroscopiquement neutre et la gaine électronique, s'appelle lisière de la gaine. Cette frontière où se produit la rupture de neutralité est bien définie.

Dans le cas d'une surface plane, le flux électronique à la paroi est égal au flux électronique atteignant la lisière de la gaine (l'approximation de la gaine non collisionnelle). Une valeur approchée de l'épaisseur de gaine ℓ_{ge} peut être déduite de la loi de Child-Langmuir

$$\ell_{ge} = \frac{2\sqrt{2}\pi^{1/4}}{3} \lambda_{De} \left[\frac{e(\phi_0 - \phi_p)}{K_B T_e} \right]^{3/4}, \quad (1.34)$$

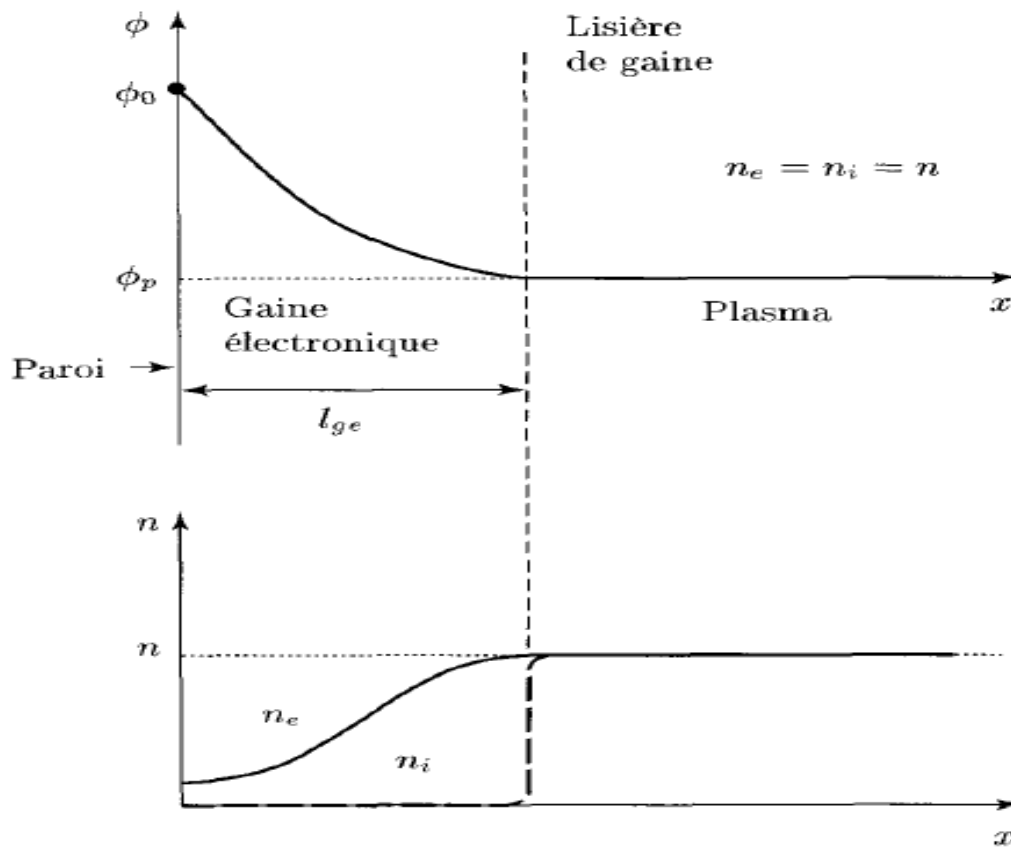


Figure (1.3): Evolution du potentiel $\phi(x)$ et des densités ionique n_i et électronique n_e à l'interface plasma-paroi dans le cas d'une gaine électronique

4.2.2 Gaine ionique

La gaine électrostatique est dite ionique car le potentiel de la surface ϕ_0 est négatif par rapport au potentiel plasma $\phi_p = 0$. Ce second cas est plus complexe, car contrairement aux ions, les électrons ont une énergie moyenne beaucoup plus élevée ($T_e \gg T_i \approx 0$). Il s'ensuit donc que, si la paroi présente un potentiel attractif pour les ions du plasma, ce potentiel n'est que partiellement répulsif pour les électrons. Cependant, plus la barrière de potentiel à franchir est élevée pour les électrons, le flux électronique collecté par la paroi est moins important. Cette fois, la frontière où se produit la rupture de neutralité entre le plasma et la gaine ionique est mal définie et s'étend sur une zone relativement large, comme la montre la figure (1.4). Pour pallier cette difficulté, nous partageons la zone de transition en deux parties, la gaine ionique proprement dite où la rupture de neutralité est effective, et la pré-gaine qui, comme son nom l'indique, précède la gaine et débute là où les ions commencent à être accélérés par le champ de charge d'espace. En fait, cette division, purement artificielle, permet de définir la lisière de la gaine entre une région quasi-neutre (la pré-gaine) dans laquelle seule une faible partie des électrons est repoussée et une région non neutre (la gaine ionique) où les ions sont devenus majoritaires. Sachant qu'en tout point de la gaine ionique, nous devons avoir : $n_i(x) > n_e(x)$. Cette condition doit en particulier, être remplie par la lisière de la gaine, c'est-à-dire pour les faibles valeurs de $\phi(x) - \phi_g$ (voir figure (1.4)). Comme cette valeur est négative, alors pour que les ions traversent la région de pré-gaine, il faut qu'ils satisfassent la condition $n_i(x) > n_e(x)$, c'est-à-dire avoir une vitesse v_g tel que :

$$v_g \geq v_B, \quad (1.35)$$

où

$$v_B = \left(\frac{T_e}{m_i} \right)^{1/2}, \quad (1.36)$$

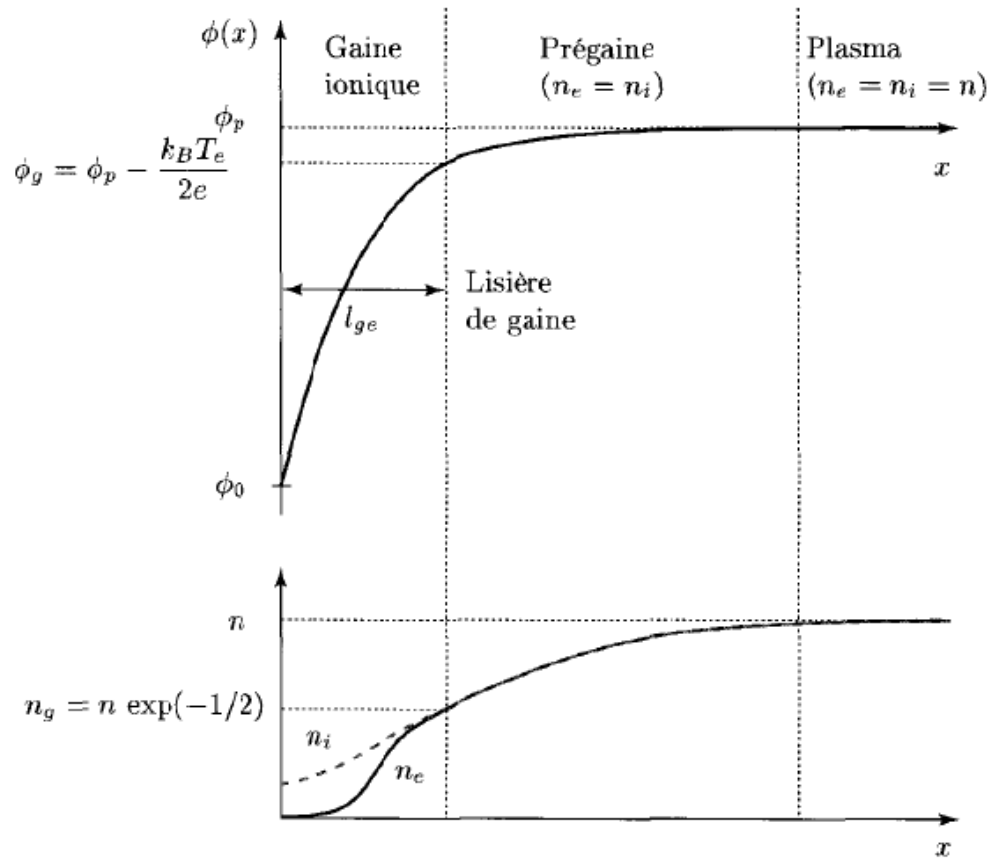


Figure (1.4): Evolution du potentiel $\phi(x)$ et des densités ionique n_i et électronique n_e à l'interface plasma-paroi dans le cas d'une gaine ionique.

est appelée la vitesse de Bohm classique (plasma classique constitué d'électrons, d'ions positifs et de particules neutres). Ce critère est connu sous le nom de critère de Bohm. Il signifie que la frontière entre la zone macroscopiquement neutre (pré-gaine) et la zone où il y a rupture de neutralité (gaine) est située au point où la vitesse des ions, accélérés dans la pré-gaine est égale à la vitesse acoustique ionique v_B , appelée vitesse de Bohm.

En supposant que la limite gaine-pré-gaine est définie par le potentiel ϕ_g (voir figure (1.4)),

$$\phi_g = \phi_p - \frac{k_B T_e}{2e}, \quad (1.37)$$

il résulte,

$$n_g = n_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right). \quad (1.38)$$

En appliquant la loi de Child-Langmuir au courant des ions, nous obtenons l'épaisseur de la gaine ionique :

$$\ell_{g_i} = \frac{2^{5/4}}{3 \exp(-1/4)} \lambda_{De} \left(\frac{e(\phi_p - \phi_0)}{k_B T_e} \right)^{3/4}. \quad (1.39)$$

4.3. Critère de Bohm [22]

Dans le paragraphe (4.2.2), nous avons vu que les ions, avant d'entrée dans la gaine électrostatique, sont accélérés dans la pré-gaine et seuls ceux qui ont une vitesse supérieure à une vitesse critique seuil, sont capables d'entrer dans la gaine électrostatique. Cette vitesse seuil, est appelée dans la littérature, vitesse de Bohm.

Dans un plasma classique électropositif constitué des électrons et des ions positifs, la vitesse de Bohm est donnée par l'expression (1.36). Riemann et al [11] ont calculé

une nouvelle expression de la vitesse de Bohm en tenant compte de la présence des ions négatifs, en utilisant les approximations suivantes :

- i)** Le plasma est supposé à basse pression, par conséquent les gaines électrostatiques sont non collisionnelles.
- ii)** A l'exception de la gaine, le plasma est supposé globalement neutre.
- iii)** les électrons et les ions négatifs sont en équilibre thermodynamique. Ainsi leurs densités de particules sont données par :

$$n_e = n_{e_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (1.40)$$

$$n_j = n_{j_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_j}\right), \quad (1.41)$$

Le critère de formation des gaines électrostatique de Riemann est donné par :

$$\frac{e}{m_i} \int_0^{\infty} \frac{1}{v_i^2} f(v_i) dv_i \leq \left. \frac{d(n_e + n_j)}{d\phi} \right|_{\phi=0} \quad (1.42)$$

où, m_i est la masse des ions. Par souci de simplicité, nous avons supposé que le potentiel à la lisière $\phi_g = 0$ et $f(v_i)$ est la fonction de distribution des vitesses des ions positifs. A la lisière, elle a l'expression suivante :

$$f(v_i) = n_{0_i} \delta(v_i - v_{i_0}), \quad (1.43)$$

où v_{i_0} est la vitesse des ions positifs à la lisière (entrée de la gaine).

En remplaçant les équations (1.40), (1.41) et (1.43) dans l'équation (1.42), nous obtenons la condition suivante connue sous le nom du critère de Bohm,

$$v_{i_0} \geq v_{B_R} = v_B \left(\frac{\delta_e + \delta_j}{\delta_e + \gamma_j \delta_j} \right)^{1/2}, \quad (1.44)$$

où $\delta_e = n_{e_0} / n_{i_0}$ et $\delta_j = n_{j_0} / n_{i_0}$ sont les fractions des électrons et des ions négatifs respectivement et $\gamma_j = T_e / T_j$.

Dans le cas d'un plasma en absence des ions négatifs (plasma électropositif), elle est égale à la vitesse acoustique ionique (Eq. (1.36)).

V. CONCLUSION:

Dans ce chapitre, nous avons donné un bref aperçu sur l'interaction d'un plasma avec une surface solide. Nous avons commencé par la définition des paramètres physiques nécessaires pour décrire un plasma. Ensuite, nous avons abordé la physique des plasmas poussiéreux où nous avons donné deux modèles donnant la formation des grains de poussière dans un plasma. Les expressions des courants de charge de ces derniers ont été rappelées. Le critère de Riemann qui donne la formation des gaines électrostatiques a été présenté et la vitesse de Bohm en présence des ions négatifs a été calculée.

CHAPITRE II

ETUDE DES GAINES ELECTROSTATIQUES EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE

I. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons présenter un modèle théorique tridimensionnel et stationnaire décrivant la création des gaines électrostatiques en présence d'un champ magnétique et la dynamique des grains de poussière dans ces dernières. Dans notre travail, en plus des électrons et des ions positifs, nous avons tenu compte des ions négatifs et des grains de poussière. Nous avons supposé que les électrons et les ions négatifs sont en équilibre thermodynamique. Par conséquent, leurs densités obéissent à la distribution de Boltzmann. Les ions positifs sont supposés froids ($T_i \ll T_e$). Ils sont décrits par les équations fluides ainsi que les grains de poussière. Ces derniers, sont supposés sans interaction entre eux. Ainsi, l'approximation du grain de poussière isolé est réaliste. Cette approximation est valable puisque nous supposons que la distance entre ces derniers est très grande devant la longueur de Debye ($d_{g-g} \gg \lambda_D$) [23]. Dans la suite de ce chapitre, nous allons étudier les effets du champ magnétique sur les forces agissant sur un grain de poussière et sur les densités électronique et ionique. Par la suite, nous avons calculé la force totale exercée sur un grain de poussière ainsi que l'énergie potentielle de ce dernier afin de déterminer sa position du piégeage et étudier son comportement en présence d'un champ magnétique.

II. EQUATIONS DU MODELE

2.1. Equations fluides

Le modèle fluide fait appel aux moments de la fonction de distribution des vitesses, permettant le calcul de la densité, la vitesse fluide et la température. Ce modèle nécessite des relations de fermeture appropriées et permet de décrire de manière relativement complète, la quasi-totalité des phénomènes physiques ayant lieu dans un plasma tout en impliquant des calculs beaucoup plus simple que ceux de la théorie cinétique, beaucoup plus lourde à manier et complexe à interprété [3].

Les équations fluides utilisées pour l'espèce "s" (électrons, ions et grains de poussière) sont données par :

i) équation de conservation du nombre de particules ou équation de continuité:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla n_s \vec{v}_s = 0, \quad (2.1)$$

ii) équation de conservation de la quantité de mouvement ou équation de mouvement:

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} + \vec{v}_s \cdot \nabla \vec{v}_s = \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{v}_s \wedge \vec{B}) - \frac{\vec{\nabla} p_s}{n_s m_s} \quad (2.2)$$

où \vec{B} est le champ magnétique, p_s , m_s , q_s , \vec{v}_s et n_s sont la pression, la masse, la charge, la vitesse et la densité des particules de l'espèce "s" respectivement, $\vec{E} = -\nabla \phi$, est le champ électrique, le potentiel électrique ϕ vérifie la relation de Poisson :

$$\Delta \phi = -\frac{\rho_c}{\epsilon_0}, \quad (2.3)$$

où $\rho_c = \sum n_s q_s$, est la densité volumique de charge.

Dans l'équation (2.1), le terme de droite est nul, ce qui signifie que le nombre de particules est constant (nous n'avons ni création ni perte de particules).

2.2. Approximations

2.2.1. Approximation de Boltzmann

Nous supposons que les électrons sont en équilibre thermodynamique local (température constante pour chaque espèce de particules), c'est-à-dire qu'ils varient instantanément avec le potentiel pour rester en équilibre thermodynamique. Concrètement, cette approximation permet de négliger le terme d'inertie (terme de gauche) de l'équation (2.2) pour les électrons et les ions négatifs. En négligeant les

effets du champ magnétique devant ceux du champ électrique, la résolution de cette dernière donne une densité de particules Boltzmanienne qui est bien connue dans la littérature. Elle est donnée par l'équation (2.4) pour les électrons et l'équation (2.5) pour les ions négatifs :

$$n_e = n_{e_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (2.4)$$

$$n_j = n_{j_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_j}\right), \quad (2.5)$$

où, n_{e_0} et n_{j_0} sont les densités de particules à l'équilibre ($\phi = 0$), T_e et T_j sont les températures des électrons et des ions négatifs, respectivement. Dans cette approximation, l'apport de la force magnétique par rapport aux deux autres forces à été considéré non déterminant.

2.2.2. Approximation stationnaire :

Nous supposons que le temps de l'expérience (temps de manipulation) est suffisamment grand par rapport au temps caractéristique relatif à la variation des grandeurs physiques telles que la densité des particules n_s , la vitesse des particules v_s et le potentiel électrique ϕ . Cette approximation permet de négliger les dérivées temporelles $\frac{\partial n_s}{\partial t}$, $\frac{\partial v_s}{\partial t}$ et $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ dans les équations de la charge des grains de poussière, l'équation de continuité et l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

III. MODELE THEORIQUE DECRIVANT LA CREATION DES GAINES ELECTROSTATIQUES EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE

Nous considérons un plasma de décharge électrique, tridimensionnel, magnétisé et stationnaire confiné entre les deux électrodes d'un réacteur plasma (plasma du laboratoire). Les électrons et les ions négatifs sont supposés à l'équilibre

thermodynamique et leurs distributions obéissent à la loi de Boltzmann. La dynamique des ions positifs est régit par les équations fluides [24,29].

En utilisant l'approximation stationnaire, les équations fluides (2.1) et (2.2) pour les ions positifs deviennent :

$$\vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0, \quad (2.6)$$

$$\vec{v}_i \cdot \nabla \vec{v}_i = \frac{\vec{F}_c}{m_i} + \frac{e}{m_i} (\vec{E} + \vec{v}_i \wedge \vec{B}) - \frac{\vec{\nabla} p_s}{n_i m_i}, \quad (2.7)$$

où \vec{F}_c est la force moyenne due à la collision du flux des ions positifs avec les atomes ou molécules du gaz neutre. Elle représente la perte d'impulsion des ions lors de leur collision avec le gaz neutre.

Les échanges de charges sont les principales réactions des ions dans les gaines électrostatiques, et par conséquent la section efficace de collision des ions est pratiquement constante dans la gamme d'énergie (1eV – 100eV) [30]. Ainsi l'expression de \vec{F}_c est donnée par :

$$\vec{F}_c = -m_i n_n \sigma_{in} \nabla_i \vec{v}_i \quad (2.8)$$

où σ_{in} est la section efficace de la collision ion-gaz neutre et, n_n est la densité du gaz neutre. Elle est donnée par la loi des gaz parfaits :

$$n_n = \frac{P_n}{T_n}, \quad (2.9)$$

où P_n et T_n sont la pression et la température du gaz neutre respectivement.

Pour fermer le système d'équations (2.3), (2.6) et (2.7), nous utilisons l'équation d'état adiabatique,

$$p_i = Cn_i^\gamma, \quad (2.10)$$

où $\gamma = 3, 2, 5/3$ pour les problèmes à 1 dimension, 2 dimensions et 3 dimensions respectivement. La constante C est calculée en supposant l'équation d'état pour un plasma non perturbé. Il s'en suit :

$$p_i = \frac{T_i n_i^{5/3}}{n_{i_0}^{2/3}}, \quad (2.11)$$

L'intégration de l'équation (2.6) donne :

$$n_i v_{iz} = n_{i_0} v_{iz_0}, \quad (2.12)$$

où l'indice "0" signifie la valeur de la grandeur physique à l'entrée de la gaine électrostatique, c'est-à-dire pour $z = 0$.

En suivant la géométrie de la figure (2.1), la projection de l'équation (2.7) donne :

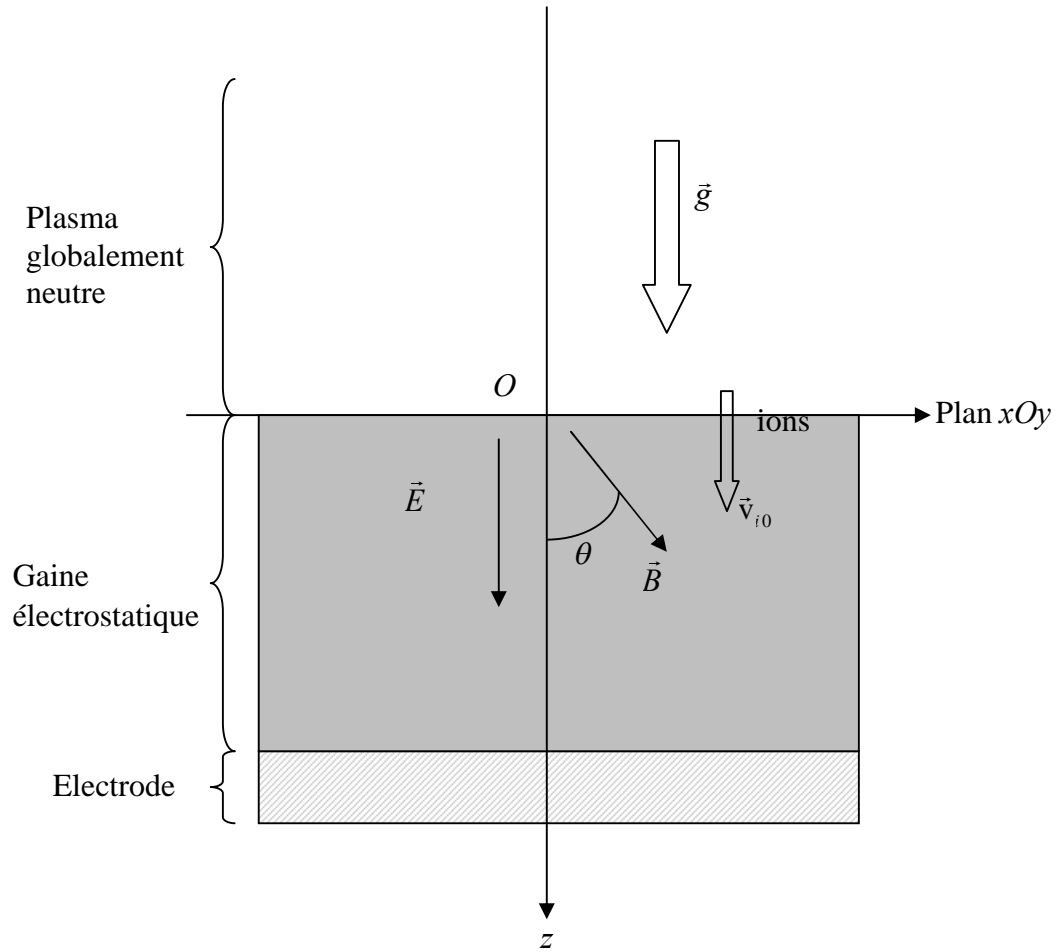
$$v_{iz} \frac{dv_{ix}}{dz} = -n_n \sigma_{in} v_i v_{ix} + \frac{e}{m_i} B v_{iy} \cos \theta, \quad (2.13)$$

$$v_{iz} \frac{dv_{iy}}{dz} = -n_n \sigma_{in} v_i v_{iy} + \frac{e}{m_i} B (-v_{ix} \cos \theta + v_{iz} \sin \theta), \quad (2.14)$$

$$v_{iz} \frac{dv_{iz}}{dz} = -\frac{e}{m_i} \frac{d\phi}{dz} - n_n \sigma_{in} v_i v_{iz} - \frac{5T_i}{3m_i n_0^{2/3} n_i^{1/3}} \frac{dn_i}{dz} - \frac{e}{m_i} B v_{iy} \sin \theta. \quad (2.15)$$

Pour rendre le système d'équations (2.13)-(2.15) auto-consistant, nous utilisons l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} [n_i - n_e] \quad (2.16)$$

**Figure (2.1) : Géométrie du problème**

Dans le but de séparer les effets physiques, dans l'équation (2.16), nous avons supposé un plasma électropositif. Les effets des ions négatifs seront discutés et interprétés dans le chapitre IV.

Pour des raisons pratiques, nous utilisons les grandeurs physiques adimensionnelles suivantes :

$$\Phi = -\frac{e\phi}{T_e},$$

$$\vec{u}_i = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\vec{v}_i}{v_{t_i}},$$

$$\xi = \frac{z}{\lambda_{D_i}},$$

où $v_{t_i} = \sqrt{\frac{T_i}{m_i}}$, est la vitesse thermique des ions.

Ainsi, le système d'équations (2.13)-(2.16) devient :

$$u_{iz} \frac{du_{ix}}{d\xi} = -\alpha u_i u_{ix} + \beta u_{iy} \cos \theta, \quad (2.17)$$

$$u_{iz} \frac{du_{iy}}{d\xi} = -\alpha u_i u_{iy} + \beta (-u_{ix} \cos \theta + u_{iz} \sin \theta), \quad (2.18)$$

$$u_{iz} \frac{du_{iz}}{d\xi} \left(1 - \frac{5\pi}{24} \frac{u_{iz_0}^{2/3}}{u_{iz}^{8/3}} \right) = \frac{\pi}{8} \gamma_i \frac{d\Phi}{d\xi} - \alpha u_i u_{iz} - \beta u_{iy} \sin \theta, \quad (2.19)$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \frac{1}{\gamma_i} \left[\frac{u_{iz_0}}{u_{iz}} - \exp(-\Phi) \right], \quad (2.20)$$

où :

- $\alpha = n_n \sigma_{in} \lambda_{D_i}$, est le paramètre de collisionnalité qui exprime le nombre de collisions sur une longueur de Debye.
- $\beta = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \lambda_{D_i} / \rho_i$, est le paramètre qui tient compte de la présence du champ magnétique.
- $\rho_i = \sqrt{\frac{T_i m_i}{e^2 B^2}}$, est le rayon de Larmor.
- $\gamma_i = \frac{T_e}{T_i}$.

Le système d'équations (2.17)-(2.20) est un système d'équations différentielles couplées non linéaires complet qui décrit la création des gaines électrostatiques collisionnelles d'un plasma stationnaire en présence d'un champ magnétique.

IV. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATIONS

4.1. Méthode numérique

Le système d'équations différentielles couplées non linéaires (2.17)-(2.20) peut être résolu en utilisant les méthodes qui utilisent les conditions aux limites telles que la méthode des différences finies avec les conditions suivantes [31]:

$$u_{ix}(\xi = 0) = u_{iy}(\xi = 0) = 0, \quad (2.21)$$

$$u_{iz}(\xi = 0) = u_B, \quad (2.22)$$

$$\Phi(\xi = 0) = 0, \quad (2.23)$$

$$\Phi(D) = \Phi_0, \quad (2.24)$$

où D est l'épaisseur de la gaine électrostatique, $\Phi_0 = -\frac{e\phi_0}{T_e}$, est le potentiel

électrostatique de l'électrode et $u_B = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{v_B}{v_{ti}}$, est la vitesse de Bohm normalisée.

Par ailleurs, cette méthode est très sensible aux conditions aux limites et sa convergence est très difficile à obtenir.

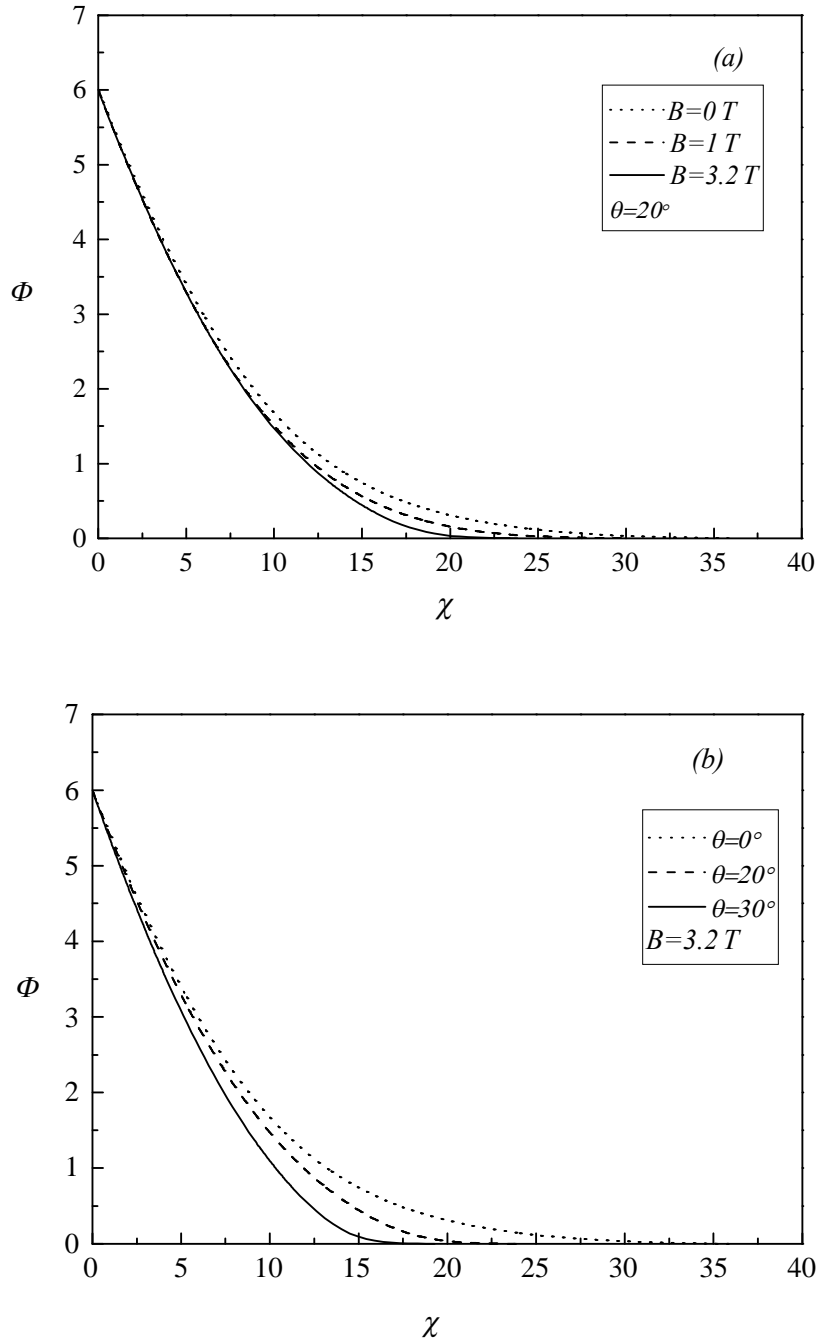
Dans le cadre de ce travail, nous avons opté pour les méthodes de Runge-Kutta qui utilisent les conditions initiales. Pour que le nombre des conditions initiales soit égal au nombre des équations différentielles, nous introduisons une nouvelle condition initiale sur le champ électrique ambipolaire à l'entrée de la gaine électrostatique à partir de l'équation (2.19). Il résulte :

$$\frac{d\Phi}{d\xi}(\xi = 0) = \frac{8\alpha}{\pi\gamma_i} u_B^2. \quad (2.25)$$

Le calcul de l'épaisseur de la gaine électrostatique D se fait de la manière suivante : nous supposons une distance de simulation numérique L qui est relativement grande par rapport à l'épaisseur de la gaine électrostatique D ($L \gg D$). Ainsi, nous obtenons le potentiel électrostatique Φ à l'intérieur de la gaine électrostatique en fonction de la variable spatiale normalisée ξ . Ensuite, pour un potentiel électrostatique donné de l'électrode Φ_0 , nous avons l'épaisseur D correspondant de la gaine électrostatique.

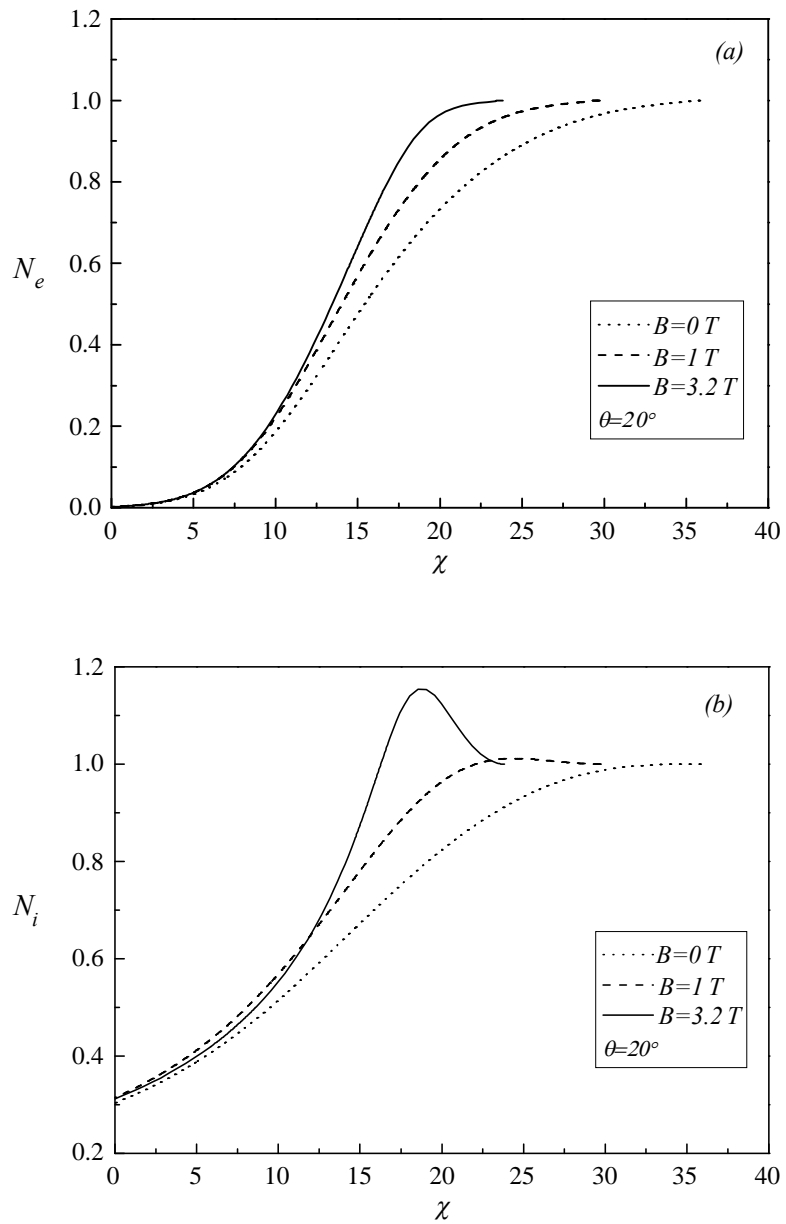
4.2. Résultats numériques

Les résultats numériques sont représentés sur les figures (2.2)-(2.5). Nous avons représenté sur la figure (2.2) le potentiel électrostatique normalisé Φ en fonction de la variable spatiale normalisée $\chi = D/\lambda_{D_i} - \xi$ pour trois valeurs du champ magnétique \vec{B} (Fig (2.2.a)) et trois valeurs de l'angle θ (Fig. (2.2.b)). Nous observons que l'épaisseur de la gaine électrostatique diminue lorsque \vec{B} augmente. En effet, la présence du champ magnétique \vec{B} ralentit le mouvement des ions par l'intermédiaire de la force de Lorentz $\vec{F}_m = q_i \vec{v}_i \times \vec{B}$, ce qui augmente la densité ionique comme le montre la figure (2.3.b). Cette augmentation de la densité des particules chargées induit une augmentation du champ électrique $E = -\frac{d\phi}{dz}$ à l'intérieur de la gaine électrostatique.

**Figures (2.2)**

Potentiel électrostatique normalisé Φ en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

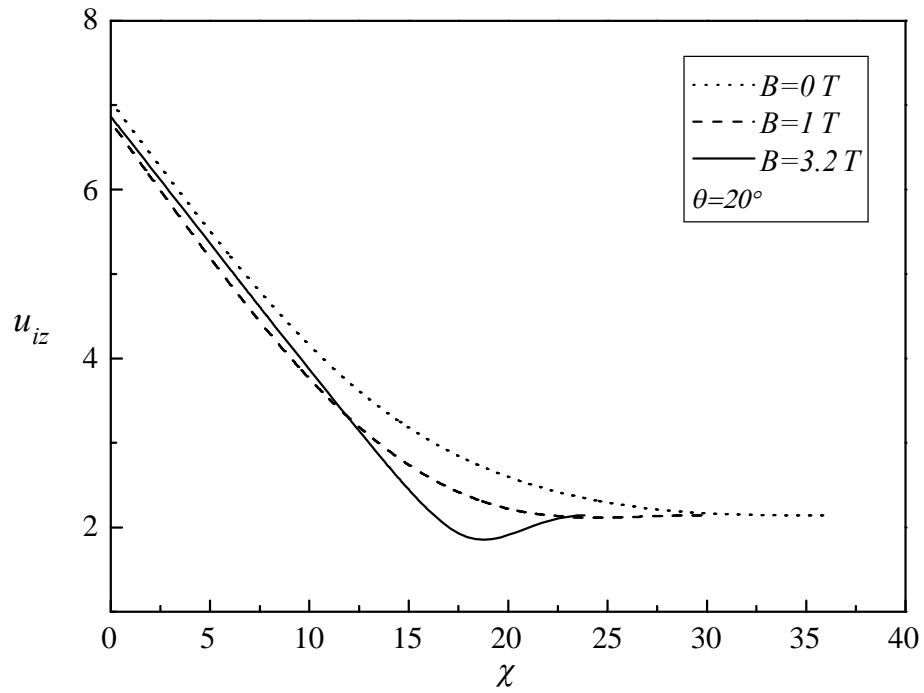
Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -6V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.1eV$, $P_n = 10mTorr$, et $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$.



Figures (2.3)

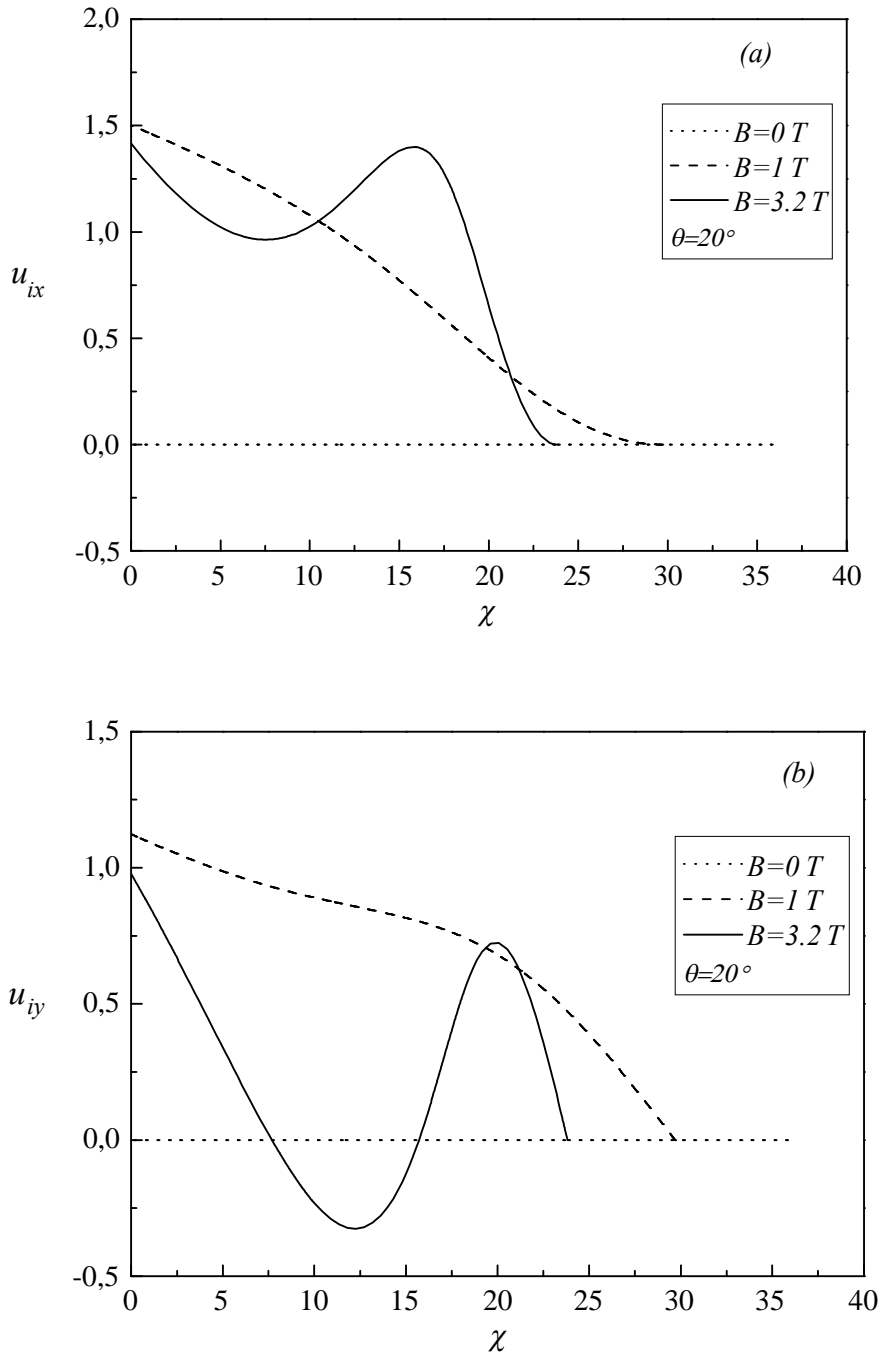
Densité électronique normalisée N_e (Fig. (2.3.a)) et densité ionique normalisée N_i (Fig. (2.3.b)) en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -6V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 1eV$, $P_n = 10mTorr$, et $n_{i_0} = 10^9\text{ cm}^{-3}$.



Figures (2.4)

Vitesse ionique normalisée u_{iz} en fonction de la variable spatiale normalisée χ .
 Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -6V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$,
 $T_n = 0.1eV$, $P_n = 10mTorr$, et $n_{i_0} = 10^9\text{ cm}^{-3}$.

**Figures (2.5)**

Vitesses ioniques normalisées u_{ix} (Fig. (2.5.a)) et u_{iy} (Fig. (2.5.b)) en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -6V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.1eV$, $P_n = 10mTorr$, et $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$.

Dans le cas où le champ magnétique \vec{B} est important (dans notre cas $B = 3.2T$), le mouvement des ions est très perturbé et il devient hélicoïdale. La figure (2.4) montre que les ions sont ralentis à l'entrée de la gaine électrostatique, ensuite à partir de la position $\chi \approx 18$, ils sont accélérés vers l'électrode pour les paramètres physiques utilisés.

La figure (2.3.a) montre que les électrons relativement plus énergétique que les ions ($T_e \gg T_i$), ne sont pas affectés par le champ magnétique.

Lorsque l'angle $\theta = (\hat{k}, \vec{B})$ augmente, la force de Lorentz $\vec{F}_m = q_i \vec{v}_i \times \vec{B}$ augmente. Ainsi nous retrouvons la même situation de la figure (2.2.a) où lorsque le champ magnétique \vec{B} augmente, l'épaisseur de la gaine électrostatique est réduit comme le montre la figure (2.2.b).

Dans les figures (2.5.a-b), nous observons que les fluctuations des composantes de la vitesse u_{ix} et u_{iy} augmentent lorsque l'intensité de \vec{B} augmente pour les raisons que nous avons déjà évoquées plus haut.

Il faut noter que ces résultats sont en bon accord avec la relation de continuité (2.12) qui indique que la densité et la vitesse ionique sont inversement proportionnelles.

V. DYNAMIQUE D'UN GRAIN DE POUSSIÈRE DANS LES GAINES ELECTROSTATIQUES EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE

5.1. Equation de la charge

La charge des grains de poussière est principalement due à l'attachement des électrons et des ions par ces derniers (Chap.I, § 3.3). L'équation de la charge est donnée par :

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e + I_i + I_j, \quad (2.26)$$

où q_d est la charge du grain de poussière, I_e , I_i et I_j sont les courants des électrons, des ions positifs et des ions négatifs respectivement. Dans le cadre du

modèle du mouvement de l'orbite limité (OML), leurs expressions sont données par les équations (1.24)-(1.33).

Le temps caractéristique du mouvement des grains de poussière est de l'ordre de $10^{-2} s$, par contre le temps de charge est de l'ordre de $10^{-8} s$. Cela signifie que le temps de charge est négligeable par rapport au temps caractéristique du mouvement des grains de poussière [32,33]. Par conséquent, nous considérons que le processus de la charge des grains de poussière est un phénomène local. Concrètement, cette hypothèse permet de négliger le terme de gauche de l'équation (2.26). Il résulte,

$$I_e + I_i + I_j = 0, \quad (2.27)$$

L'équation (2.27) est une équation non linéaire, sa résolution permet de calculer la charge du grain de poussière q_d en fonction du potentiel électrique ϕ à l'intérieur de la gaine électrostatique.

5.2. Différentes forces agissant sur un grain de poussière

Les forces qui s'exercent sur un grain de poussière dépendent toutes du rayon de celle-ci, soit directement, soit par l'intermédiaire de la charge électrique à travers l'équation suivante [12]:

$$q_d = 4\pi\epsilon_0 r_d \phi_d, \quad (2.28)$$

où ϕ_d est le potentiel de surface du grain de poussière qui peut être négatif ou positif selon la charge de ce dernier.

Ces forces sont classées en deux catégories à savoir : les forces indépendantes de la charge électrique et celles qui sont déterminées par celle-ci.

- 1) la première catégorie contient la force électrique, la force de résistance des ions et la force de résistance des électrons.
- 2) la deuxième catégorie contient la force de gravité, la force thermophorétique et la force de résistance des atomes ou des molécules du gaz neutre.

5.2.1. Force de la gravité

La force de la gravité \vec{F}_g que subit un grain de poussière de rayon r_d est donnée par:

$$\vec{F}_g = m_d \vec{g} = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho_d \vec{g}, \quad (2.29)$$

où \vec{g} est l'accélération de la pesanteur et, m_d , r_d , ρ_d sont la masse, le rayon et la masse volumique des grains de poussière respectivement. Cette force peut être négligée pour des grains de poussière de taille nanométrique. Pour ceux de taille micrométrique ($r_d \geq 1\mu m$), cette dernière joue un rôle très important dans la dynamique des grains de poussière dans les gaines électrostatiques.

Dans les expériences du projet PKE (Plasma Kristall Experiment), du projet IMPF (International Microgravity Plasma Facility) [34]-[35], etc. réalisées dans la Station Spatiale Internationale (SSI), la force de la gravité est négligeable dans tous les cas (ces conditions sont appelées dans la littérature condition de la microgravité). L'objectif de ces expériences est d'isoler les interactions électriques entre les grains de poussière, de différentes tailles, de l'effet de la gravité.

5.2.2. Force électromagnétique

La force électromagnétique, due au champ électrique \vec{E} de la gaine électrostatique et un champ magnétique extérieur \vec{B} , qui s'exerce sur un grain de poussière de charge q_d s'écrit :

$$\vec{F}_e = q_d (\vec{E} + \vec{v}_d \times \vec{B}) \quad (2.30)$$

où \vec{v}_d est la vitesse des grains de poussière.

5.2.3. Force de résistance ionique

La force de résistance ionique est due au transfert d'impulsion des ions aux grains de poussière lors de leurs interactions. Cette dernière peut être importante dans les régions où le flux des ions est important. Elle possède deux composantes : la force de résistance ionique de collection \vec{F}_i^{coll} (ions collectés par le grain de poussière) et la force de résistance ionique de coulomb \vec{F}_i^{coul} due à l'interaction électrostatique entre les grains de poussière et les ions (ions diffusés par le grain de poussière),

$$\vec{F}_i = \vec{F}_i^{coll} + \vec{F}_i^{coul}. \quad (2.31)$$

Les ions dont le paramètre d'impact b est inférieur au paramètre d'impact de collection b_c donné par [36],

$$b_c = r_d \left(1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v_{i_{tot}}^2} \right)^{1/2},$$

sont collectés par le grain de poussière. Dans ce cas, nous avons un transfert total de l'énergie cinétique des ions au grain de poussière (voir figure 2.6), où ϕ_d est le potentiel de la surface du grain de poussière (potentiel flottant) et

$$v_{i_{tot}} = \left(v_i^2 + \frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} \text{ est la vitesse totale des ions.}$$

Par contre, les ions dont le paramètre d'impact $b > b_c$ subissent une diffusion coulombienne.

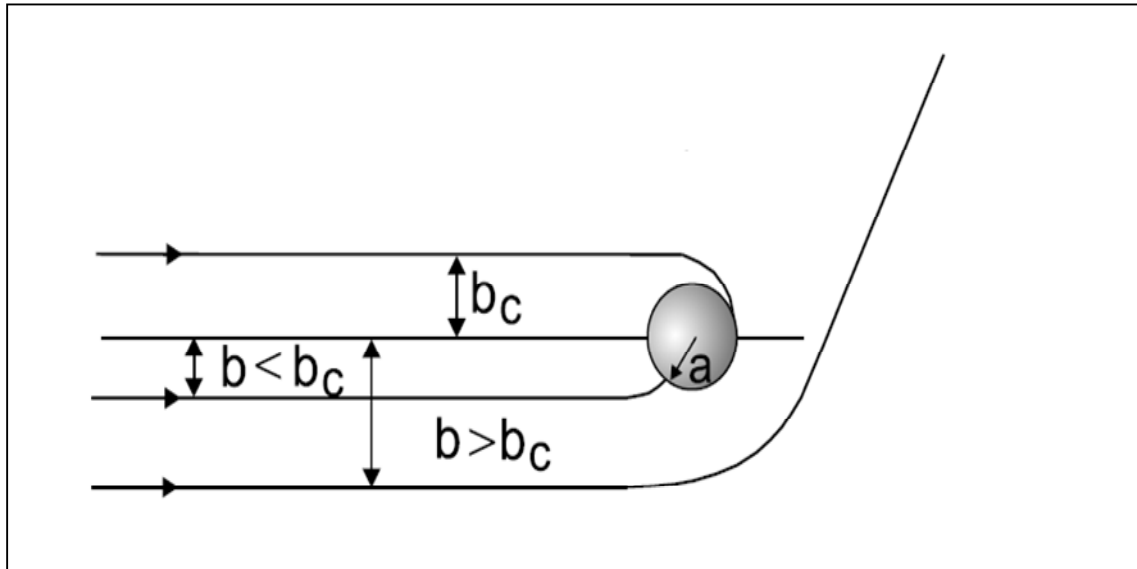


Figure (2.6): Interaction d'un ion avec un grain de poussière

Barnes *et al.* ont calculé ces deux contributions en intégrant le paramètre d'impact jusqu'à la longueur de Debye λ_D ; c'est-à-dire qu'ils ont pris en considération l'interaction du grain de poussière avec les ions qui se trouvent uniquement dans une sphère de Debye. Ces deux contributions sont données par les expressions suivantes :

$$\vec{F}_i^{coll} = \pi b_c^2 n_i m_i v_{i_{tot}} \vec{v}_i \quad (2.32)$$

et

$$\vec{F}_i^{coul} = 4\pi b_{\pi/2}^2 \Gamma n_i m_i v_{i_{tot}} \vec{v}_i \quad (2.33)$$

où $\Gamma = \ln\left(\frac{\lambda_D^2 + b_{\pi/2}^2}{b_c^2 + b_{\pi/2}^2}\right)^{1/2}$ est le logarithme de Coulomb et $b_{\pi/2}$ est le paramètre

d'impact pour une diffusion coulombienne de $\pi/2$.

Comme le nombre de charge des grains de poussière est très grand ($Z_d \approx 10^4$), par conséquent, la diffusion coulombienne est importante même pour des paramètres d'impact supérieurs à λ_D , par conséquent la force de collection \vec{F}_i^{coll} est négligeable devant la partie due à la diffusion coulombienne.

5.2.4. Force de résistance du gaz neutre

Cette force résulte de la collision des grains de poussière avec des atomes ou molécules neutres du plasma, donc elle est proportionnelle à la pression du gaz. En supposant que les interactions entre les grains de poussière et les atomes du gaz neutre ou molécules sont modélisées par le modèle de la sphère dure, ainsi la force de résistance du gaz neutre est donnée par [9]:

$$\vec{F}_n = -\frac{4}{3}\pi\left(1 + \beta\frac{\pi}{8}\right)r_d^2 m_n n_n v_m (\vec{v}_d - \vec{v}_n) \quad (2.34)$$

où $v_{in} = \left(\frac{8T_n}{\pi m_n} \right)^{1/2}$ est la vitesse des atomes neutres et, $\beta = 1$ dans le cas d'une réflexion normale de l'atome neutre par rapport à la surface du grain de poussière lors d'une collision et $\beta = 0$ dans le cas d'une réflexion spéculaire.

5.2.5. Force thermophorétique

Un grain de poussière en suspension dans un gaz ayant un gradient de température, est soumis à une force qui va entraîner le mouvement du grain de poussière à se déplacer de la région chaude vers la région froide. Cette dernière est appelée force thermophorétique. Les effets de cette dernière ont été observés en faisant varier la température des électrodes dans un plasma de décharge [37]. Dans cette expérience, les particules s'accumulent du côté de l'électrode la plus froide. Son expression est donnée par [9] :

$$\vec{F}_T = -\frac{32}{15} \frac{r_d^2}{v_m} \left(1 + \frac{5\pi}{32} (1 - \alpha) \right) \kappa_T \nabla T_n \quad (2.35)$$

où κ_T est la conductivité thermique du gaz, et α est un coefficient proche de l'unité pour une température de la surface des grains de poussière et du gaz inférieure à 500 K .

5.2.6. Ordre de grandeur des différentes forces

Pour avoir des ordres de grandeurs des différentes forces agissant sur un grain de poussière, nous avons récapitulé les valeurs de ces dernières pour un plasma de décharge radiofréquences d'argon. Les paramètres physiques utilisés sont :

- Pression: $P_n = 150 \text{ mTorr}$, ce qui correspond à une densité du gaz de $n_n = 4.8 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$
- $n_{e0} = n_{i0} = 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$
- $T_e = 3 \text{ eV}$
- $T_i \approx T_n = 0.03 \text{ eV}$

- $\rho_d = 1514 \text{ kg} / \text{m}^3$
- $r_d = 4.9 \text{ } \mu\text{m}$
- $v_n = 16 \text{ mm} / \text{s}$
- $v_i = v_B$
- $\nabla T_n = 2 \text{ K} / \text{cm}$

Les ordres de grandeur des différentes forces sont donnés sur le tableau suivant :

F_g	$7 \cdot 10^{-12} \text{ N}$
F_e	$9 \cdot 10^{-12} \text{ N}$
F_n	$2 \cdot 10^{-13} \text{ N}$
F_i	$2 \cdot 10^{-12} \text{ N}$
F_T	$5 \cdot 10^{-13} \text{ N}$

A partir de ces résultats, nous constatons que la force thermophorétique F_T et la force de résistance du gaz neutre F_n sont pratiquement négligeables devant les autres forces agissant sur le grain de poussière.

5.3. Piégeage des grains de poussière dans les gaines électrostatiques

Le but de cette partie est l'étude de la dynamique d'un grain de poussière isolé dans les gaines électrostatiques en présence d'un champ magnétique. Pour cela, nous calculons la force totale F_{tot} qui s'exerce sur ce dernier, donnée par l'expression suivante :

$$\vec{F}_{tot} = \vec{F}_g + \vec{F}_e + \vec{F}_i. \quad (2.36)$$

Dans cette expression, nous avons négligé la force thermophorétique et la force de résistance du gaz neutre pour les raisons que nous avons déjà citées dans le paragraphe précédent (§ 5.2.6). De plus, nous intéressons au piégeage des grains de poussière, ce qui signifie que leur vitesse \vec{v}_d doit être nulle. Par conséquent, la contribution explicite du champ magnétique dans la force électromagnétique est nulle. Cependant, la contribution du champ magnétique est implicite à travers le potentiel électrostatique.

Le calcul analytique de la force électrique \vec{F}_e et la force de résistance ionique \vec{F}_i est impossible. Donc, le calcul numérique de ces forces est incontournable. Pour cela, nous résolvons le système d'équations différentielles (2.17)-(2.20), ce qui permet de calculer le potentiel électrostatique normalisé Φ , le champ électrique $E = -\frac{T_e}{\lambda_{D_i} e} \frac{d\Phi}{d\xi}$

et les composantes u_{ix} , u_{iy} , u_{iz} du vecteur vitesse normalisé \vec{u}_i , en fonction de la variable spatiale normalisée ξ . Ensuite, la résolution de l'équation non linéaire (2.27) permet de calculer la charge normalisée du grain de poussière Q_d en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ , ainsi en fonction de ξ .

Sur la figure (2.7), nous avons représenté les différentes forces agissant sur un grain de poussière isolé de façon qualitative. Dans le cas de notre dispositif où l'électrode se trouve en bas, le piégeage des impuretés n'est possible que si ces dernières sont chargées négativement. Cependant, les grains de poussière chargés positivement sont collectés par l'électrode. La position de piégeage des grains de poussière chargés négativement dépend de la force électrique, la force de la gravité et la force de résistance ionique.

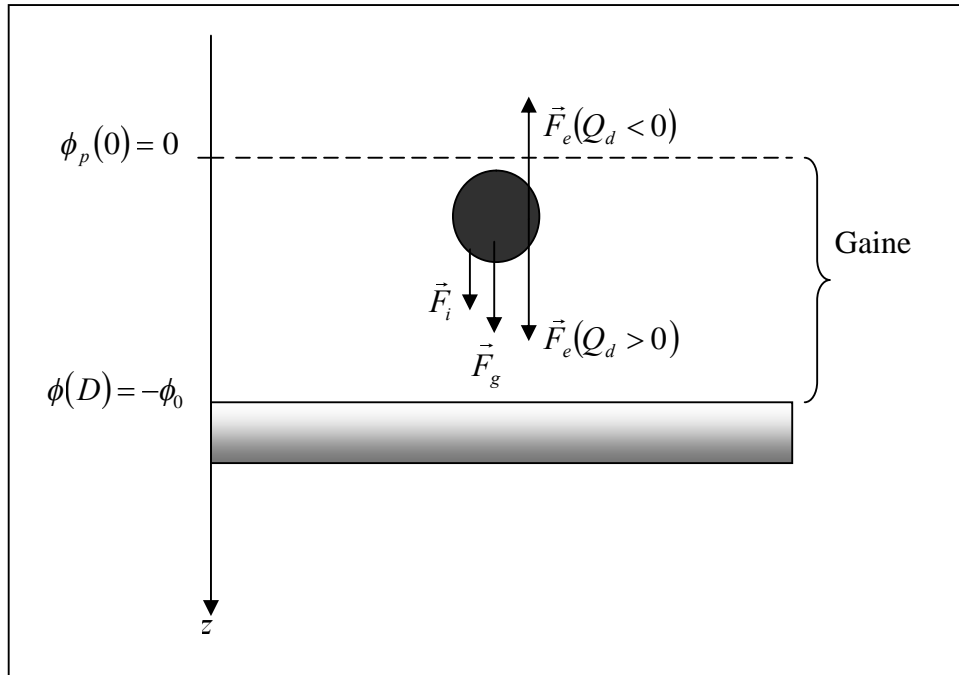


Figure (2.7): Les différentes forces agissant sur un grain de poussière isolé

5.4. Résultats et interprétations

Dans les figures (2.8.a) et (2.8.b), nous avons représenté la force électrique \vec{F}_e , la force de la gravité \vec{F}_g et la force de la résistance ionique \vec{F}_i en fonction de la variable spatiale normalisée $\chi = D/\lambda_{D_i} - \xi$ pour différentes valeurs du champ magnétique \vec{B} . Pour le modèle que nous avons utilisé dans ce travail [36], nous observons que la force de la résistance ionique \vec{F}_i est négligeable devant la force électrique et la force de la gravité pour les paramètres physiques que nous avons utilisés. Dans la référence [38], la valeur de \vec{F}_i est beaucoup plus importante que celle utilisée dans notre travail. Pour la force électrique \vec{F}_e , nous observons que sa forme est indépendante du champ magnétique \vec{B} .

La force de la gravité a été représentée pour deux valeurs de la masse volumique des grains de poussière ρ_d , à savoir : Des grains de poussière de graphite où $\rho_d = 3 \text{ g/cm}^3$, similaire à celles des parois d'un Tokamak de fusion thermonucléaire par confinement magnétique, et des grains de poussière d'or où $\rho_d = 19.32 \text{ g/cm}^3$, similaires à celles observés dans les dépôts des couches minces dans un réacteur du laboratoire.

Pour calculer la position du piégeage, nous avons calculé la force totale \vec{F}_{tot} donnée par l'expression (2.36), qui s'exerce sur un grain de poussière ainsi que son énergie potentielle donnée par l'expression suivante :

$$E_p = -\int F_{tot} dz. \quad (2.37)$$

Nous observons dans les figures (2.9) et (2.10) que dans le cas des grains de poussière denses ($\rho_d = 19.32 \text{ g/cm}^3$), les positions de piégeage stable et instable sont indépendantes du champ magnétique appliqué \vec{B} . Par contre, pour les grains de poussière légers ($\rho_d = 3 \text{ g/cm}^3$), la position du piégeage instable est pratiquement fixe ($\chi_d = 0.5$ pour les paramètres physiques utilisés) ; alors que la position du piégeage stable a tendance de se déplacer vers l'électrode lorsque \vec{B} augmente.

Dans la figure (2.11.a), nous observons que l'épaisseur de la gaine électrostatique D diminue lorsque la pression du gaz neutre P_n augmente. En effet, l'augmentation de P_n induit une augmentation de la densité du gaz neutre n_n , étant donné que T_n est constante. D'après l'équation de mouvement des ions (2.7) et l'expression (2.8) de \vec{F}_c , l'augmentation de n_n provoque l'augmentation de la perte de l'impulsion et de l'énergie des ions, ce qui diminue le nombre des ions vérifiant le critère de Bohm (Eq. (1.43)), ainsi l'épaisseur de la gaine électrostatique D .

Pour les paramètres physiques utilisés dans ce travail, nous observons dans la figure (2.11.b) que la position du piégeage stable présente un minimum lorsque la pression du gaz neutre P_n augmente que se soit en présence ou en absence du champ magnétique \vec{B} . Pour $P_n > 60 \text{ mTorr}$, les grains de poussière ne sont pas piégés.

Dans la figure (2.12.a), nous observons que l'épaisseur de la gaine électrostatique D augmente lorsque la densité ionique n_{i_0} augmente. Ce résultat est en bon accord avec l'équation de Poisson (2.16) qui indique que lorsque la densité ionique augmente, l'épaisseur de la gaine électrostatique augmente aussi ; étant donné que le gradient du potentiel électrostatique est constant.

Dans la figure (2.12.b), nous observons que la position du piégeage stable χ_d est pratiquement constante lorsque la densité ionique n_{i_0} augmente pour des grains de poussière légers ($\rho_d = 3 \text{ g/cm}^3$). Cette dernière s'éloigne de l'électrode pour des grains de poussière denses ($\rho_d = 19.32 \text{ g/cm}^3$). Pour $n_{i_0} < 3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, la position du piégeage stable χ_d n'existe pas pour les paramètres physiques utilisés.

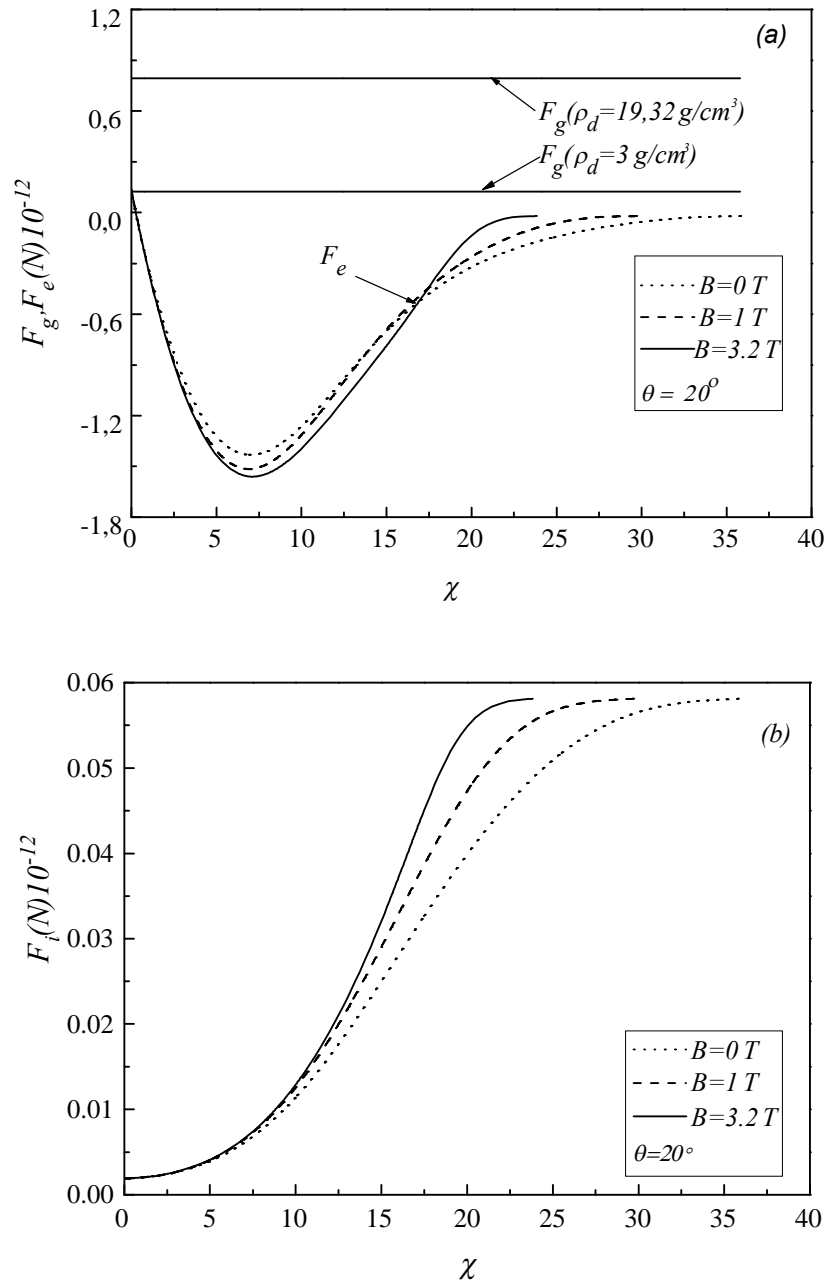


Figure (2.8)

Force électrique F_e , force de la gravité F_g (Fig. (2.8.a)) et force de la résistance ionique F_i (Fig. (2.8.b)) en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -6V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.1eV$, $P_n = 10mTorr$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$ et $r_d = 1\mu m$.

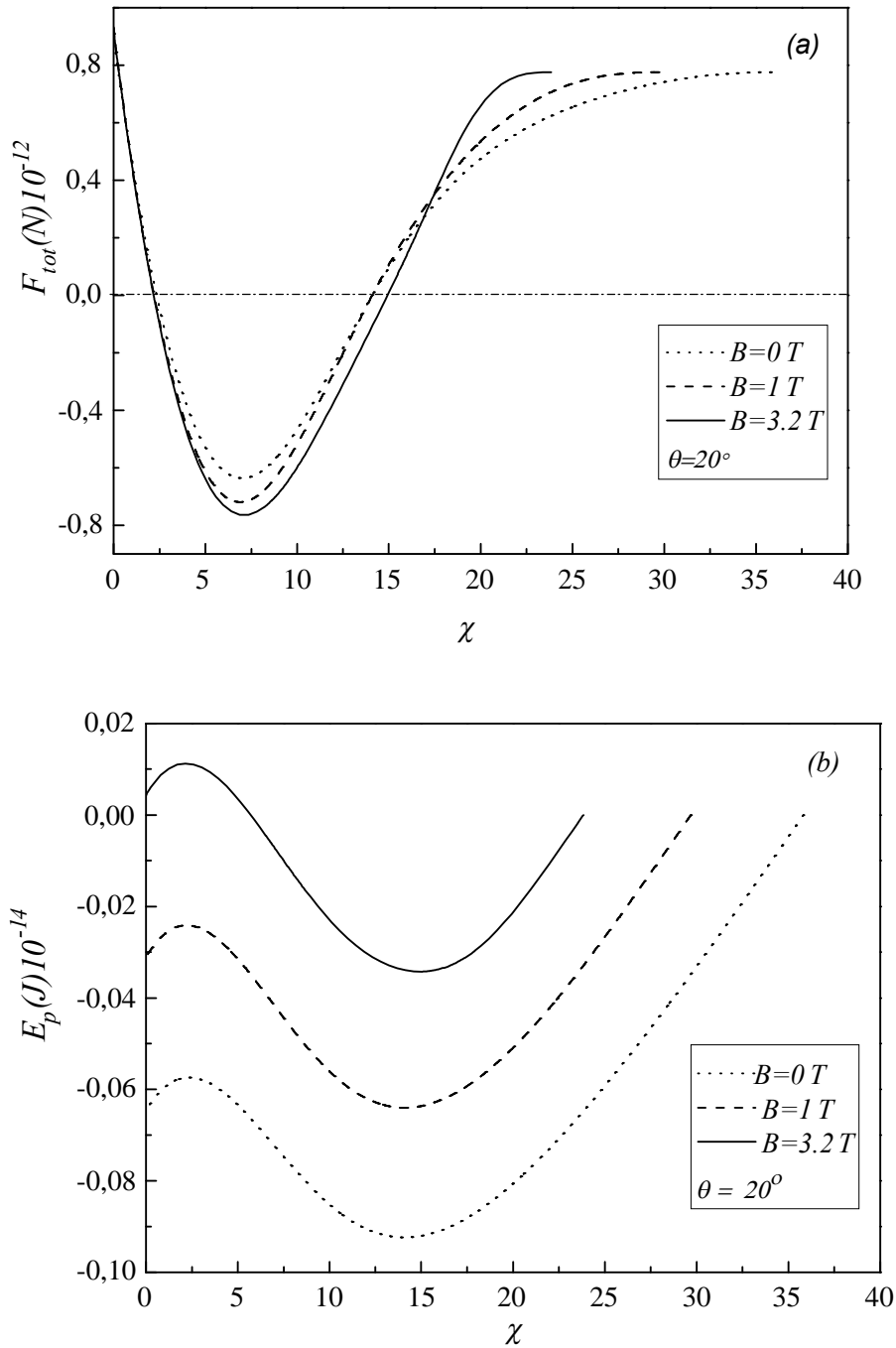


Figure (2.9)

Force totale F_{tot} (Fig. (2.9.a)) et énergie potentielle E_p (Fig. (2.9.b)) en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -6V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.1eV$, $P_n = 10mTorr$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $r_d = 1\mu m$ et $\rho_d = 19.32gcm^{-3}$.

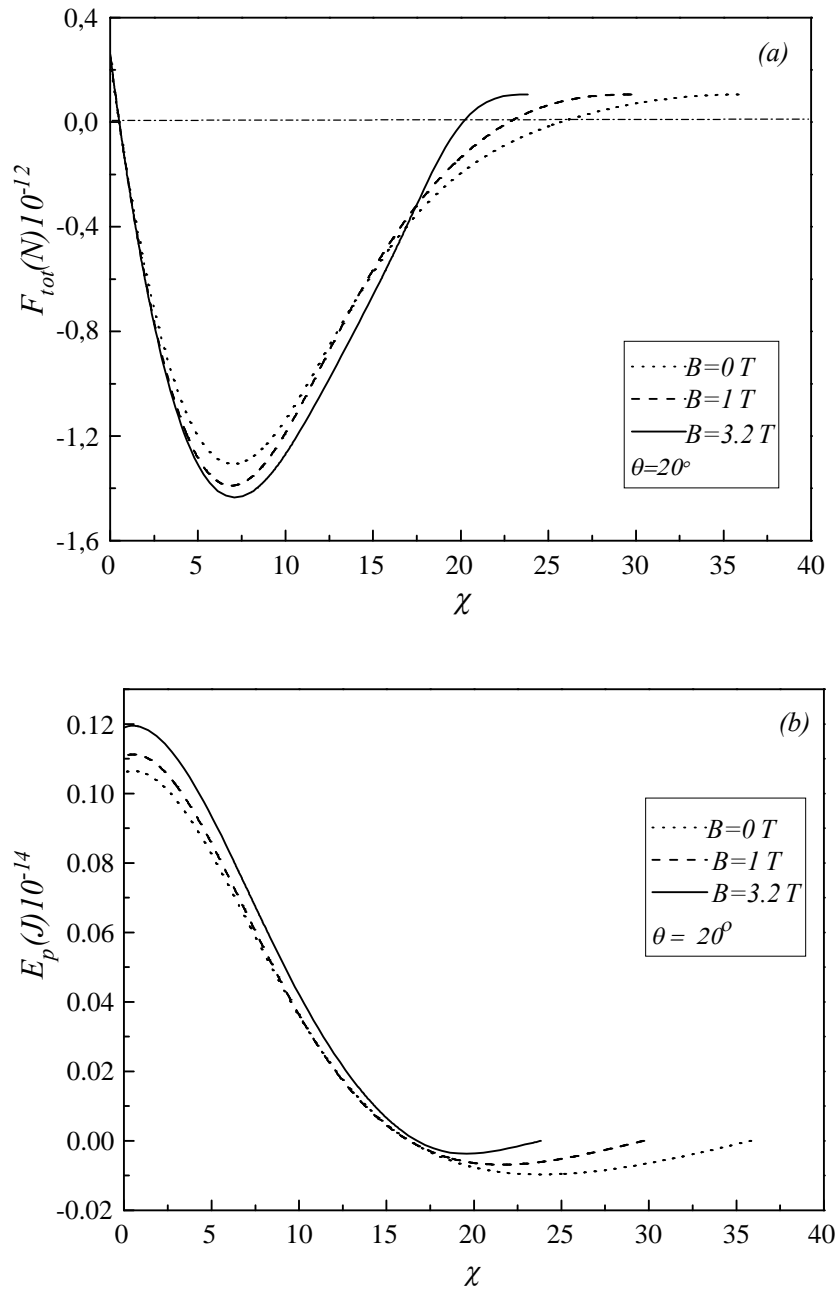


Figure (2.10)

Force totale F_{tot} (Fig. (2.10.a)) et énergie potentielle E_p (Fig. (2.10.b)) en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -6V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.1eV$, $P_n = 10mTorr$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $r_d = 1\mu m$ et $\rho_d = 3 gcm^{-3}$.

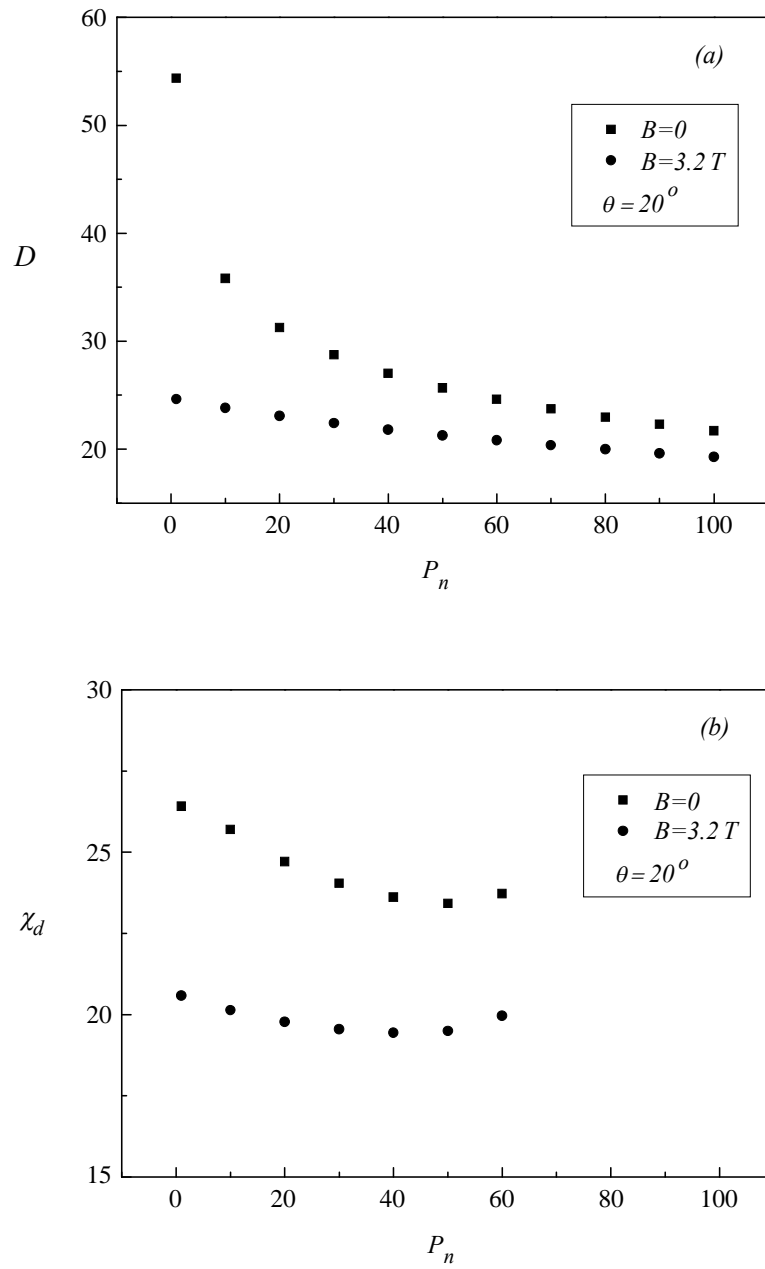


Figure (2.11)

Epaisseur de la gaine électrostatique D (Fig. (2.11.a)) et position stable du piégeage du grain de poussière χ_d (Fig. (2.11.b)) en fonction de la pression du gaz neutre P_n . Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -6V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.1eV$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $r_d = 1\mu m$ et $\rho_d = 3 gcm^{-3}$.

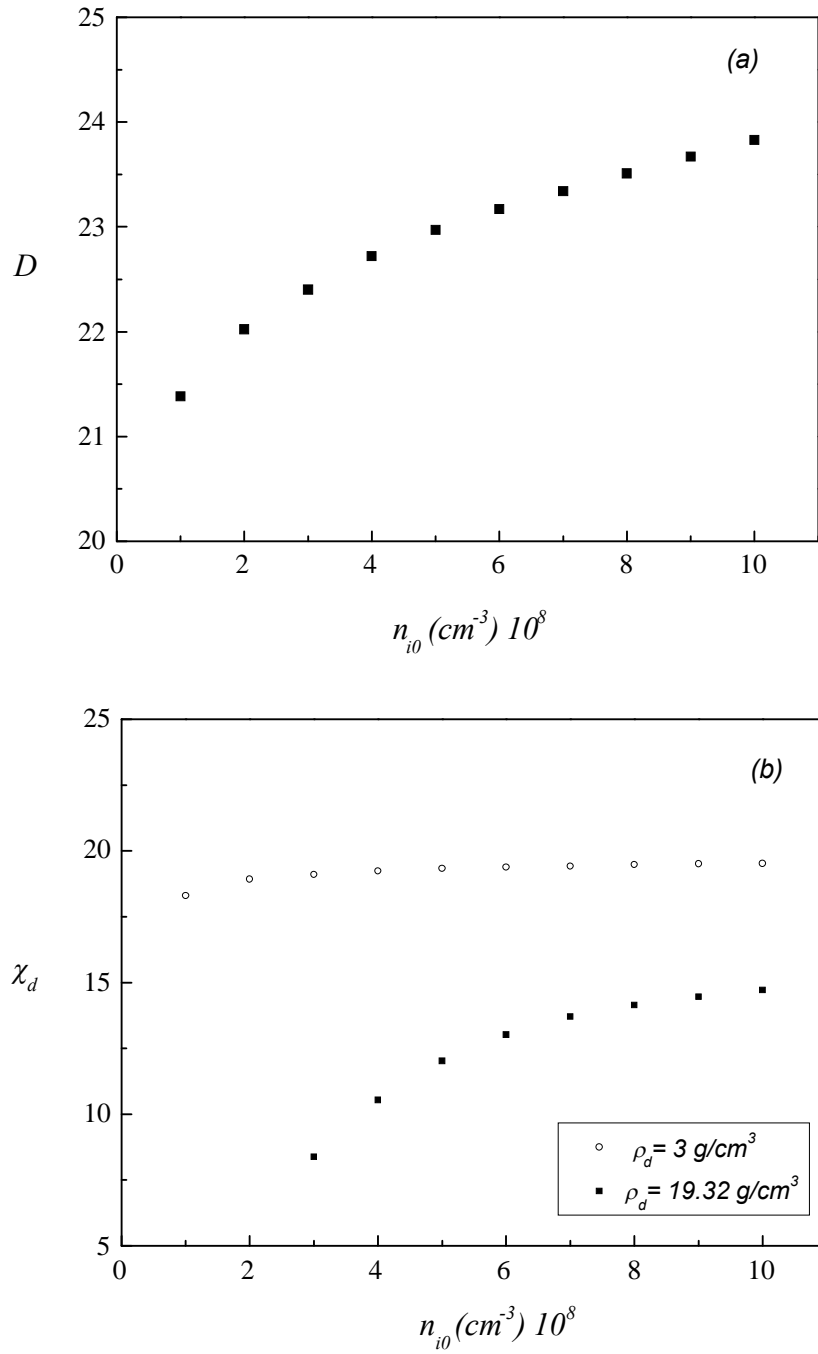


Figure (2.12)

Epaisseur de la gaine électrostatique D (Fig. (2.12.a)) et position du piégeage du grain de poussière χ_d (Fig. (2.12.b)) en fonction de la densité des ions n_{i0} .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -6V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.1eV$, $P_n = 10mTorr$, $B = 3.2 T$, $\theta = 20^\circ$ et $r_d = 1\mu m$.

VI. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons établi un modèle théorique stationnaire qui décrit la formation des gaines électrostatiques en présence d'un champ magnétique oblique où les électrons sont décrits par la statistique de Boltzmann ; alors que les ions sont décrits par les équations fluides. Les processus élémentaires de création et de perte des ions ont été négligés. Pour tenir compte de la perte d'impulsion des ions lors de leurs collisions avec les atomes et les molécules du gaz neutre, un terme de perte a été ajouté dans l'équation de mouvement des ions. Pour lier le champ électrique ambipolaire à la matière (les particules), nous avons utilisé l'équation de Poisson. De plus, pour fermer le système des équations, nous avons utilisé l'équation d'état adiabatique des gaz. Les résultats numériques montrent que l'épaisseur de la gaine électrostatique diminue lorsque l'amplitude du champ magnétique ou l'angle entre le champ magnétique et la vitesse d'entrée des ions dans la gaine électrostatique, augmentent. De plus, la présence du champ magnétique ralentit le mouvement d'ensemble des ions à l'entrée de la gaine électrostatique.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons étudié la dynamique d'un grain de poussière isolé dans les gaines électrostatiques en présence d'un champ magnétique. Les différentes forces agissant sur ce dernier ont été présentées. Les résultats numériques montrent que la force de la résistance ionique est négligeable devant la force électrique et la force de la gravité. Le calcul de la force totale s'exerçant sur un grain de poussière isolé ainsi que son énergie potentielle montre que ce dernier ne peut être piégé que si sa charge est négative. De plus, la position de piégeage de ce dernier dépend de sa taille et sa masse volumique. Elle dépend aussi de la pression du gaz neutre et la densité ionique.

CHAPITRE III

CRITERE DE BOHM GENERALISE POUR UN PLASMA POUSSIEREUX

I. INTRODUCTION

Avant d'entrée dans la gaine électrostatique, les ions sont accélérés dans la pré-gaine (voir fig. (1.4)) ; et seuls les ions qui ont une vitesse supérieure à une vitesse critique, appelée dans la littérature vitesse de Bohm, sont susceptibles d'entrer dans la gaine électrostatique. Ce critère peut être compris comme étant une condition nécessaire pour obtenir une solution monotone de l'équation de Poisson compatible avec les conditions aux limites imposées. Dans le cas d'un plasma classique, Riemann et *al.* [11] ont calculé cette vitesse critique donnée par

$$v_{Br} = v_B \left(\frac{\delta_e + \delta_j}{\delta_e + \gamma_j \delta_j} \right)^{1/2}. \quad (3.1)$$

Dans le cas d'un plasma en absence des ions négatifs ($\delta_j = 0$), cette dernière est égale à la vitesse ionique acoustique ($v_B = (T_e / m_i)^{1/2}$).

Dans un cadre plus général, le physicien soviétique R. Z. Sagdeev [39] a proposé une nouvelle approche basée sur le pseudo-potentiel de Sagdeev.

Dans ce chapitre, nous allons faire la généralisation du calcul de cette vitesse dans un plasma complexe, c'est-à-dire, en présence des impuretés ou grains de poussière en utilisant l'approche du pseudo-potentiel de Sagdeev.

II. MODELE THEORIQUE

Les électrons et les ions négatifs sont régis par la statistique de Boltzmann [40,42],

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (3.2)$$

$$n_j = n_{j0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_j}\right), \quad (3.3)$$

Les ions positifs sont considérés comme un fluide froid. Ils sont décrits par les équations fluides,

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + \vec{v}_i \cdot \vec{\nabla} \vec{v}_i = -\frac{q_i}{m_i} \vec{\nabla} \phi. \quad (3.5)$$

Dans l'équation de mouvement des ions, nous avons négligé les collisions et le champ magnétique.

En utilisant l'approximation unidimensionnelle et l'approximation stationnaire, il résulte :

$$n_i v_i = n_{i_0} v_{i_0}, \quad (3.6)$$

$$v_i \frac{dv_i}{dz} = -\frac{e}{m_i} \frac{d\phi}{dz}, \quad (3.7)$$

où n_{i_0} et v_{i_0} sont la densité et la vitesse des ions à l'entrée de la gaine électrostatique ($z = 0$). Notons que v_{i_0} est la vitesse de Bohm généralisée qui fait l'objet de ce travail.

A partir des équations (3.6) et (3.7), nous obtenons :

$$n_i = n_{i_0} \left(1 - \frac{2e\phi}{m_i v_{i_0}^2} \right)^{-1/2}, \quad (3.8)$$

$$v_i = v_{i_0} \left(1 - \frac{2e\phi}{m_i v_{i_0}^2} \right)^{1/2}. \quad (3.9)$$

Les grains de poussière sont décrits par les équations fluides suivantes:

$$n_d v_d = n_{d_0} v_{d_0}, \quad (3.10)$$

$$m_d v_d \frac{dv_d}{dz} = -q_d \frac{d\phi}{dz} + m_d g, \quad (3.11)$$

où g est l'accélération de la pesanteur, m_d et q_d sont la masse et la charge d'un grain de poussière, n_{d_0} et v_{d_0} sont la densité et la vitesse d'un grain de poussière à l'entrée de la gaine électrostatique ($z = 0$).

Dans l'équation de mouvement des grains de poussière, nous avons négligé la force de la résistance ionique pour les raisons citées dans le chapitre II, § 5.4. De plus, nous avons utilisé les approximations unidimensionnelle et stationnaire.

A partir des équations (3.10) et (3.11) nous obtenons :

$$n_d = n_{d_0} \left(1 + \frac{2\Psi(\Phi)}{M_{d_0}^2} + \frac{2\Theta}{M_{d_0}^2} \xi \right)^{-1/2}, \quad (3.12)$$

$$v_d = v_{d_0} \left(1 + \frac{2\Psi(\Phi)}{M_{d_0}^2} + \frac{2\Theta}{M_{d_0}^2} \xi \right)^{1/2}, \quad (3.13)$$

où

$$\Psi(\Phi) = \int_0^\Phi Q_d d\Phi, \quad (3.14)$$

est l'énergie potentielle électrique normalisée d'un grain de poussière à charge

variable, $\Phi = -\frac{e\phi}{T_e}$, $\xi = \frac{z}{\lambda_{D_i}}$, $Q_d = \frac{eq_d}{r_d T_e}$, $M_{d_0} = \frac{v_{d_0}}{C_{s_d}}$, $C_{s_d} = \left(\frac{z T_e}{m_d} \right)^{1/2}$ est la vitesse

acoustique poussiéreuse, $z = \frac{r_d T_e}{e^2}$ et $\Theta = \frac{g \lambda_{D_i}}{C_{s_d}^2}$.

Pour lier les densités des particules et le potentiel électrostatique, nous utilisons l'équation de Poisson,

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} \left[n_i - n_e - n_j + n_d \frac{q_d}{e} \right]. \quad (3.15)$$

En utilisant les grandeurs physiques adimensionnelles, l'équation (3.15) devient :

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = -\frac{\delta_e}{\gamma_i} \exp(-\Phi) - \frac{\delta_j}{\gamma_i} \exp(-\gamma_j \Phi) + \frac{1}{\gamma_i} \left(1 + \frac{\pi\gamma_i}{4} \frac{\Phi}{u_{Bg}^2} \right)^{-1/2} + \frac{z\delta_d Q_d}{\gamma_i} \left(1 + \frac{2\Psi(\Phi)}{M_{d_0}^2} + \frac{2\Theta}{M_{d_0}^2} \xi \right)^{-1/2}, \quad (3.16)$$

$$\text{où } \delta_d = \frac{n_{d_0}}{n_{i_0}}, \delta_e = \frac{n_{e_0}}{n_{i_0}}, \delta_j = \frac{n_{j_0}}{n_{i_0}}, \gamma_i = \frac{T_e}{T_i} \text{ et } \gamma_j = \frac{T_e}{T_j}.$$

La condition de quasi-neutralité du plasma ($\Phi = 0$) dans l'interface plasma-gaine électrostatique ($\xi = 0$), donne :

$$1 - \delta_e - \delta_j + z\delta_d Q_{d_0} = 0. \quad (3.17)$$

L'intégration de l'équation (3.16) donne :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = E_0 \quad (3.18)$$

$$\text{où } E_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)_{\xi=0}^2 = 0 \text{ et}$$

$$\begin{aligned}
 V(\Phi) = & \frac{\delta_e}{\gamma_i} (1 - \exp(-\Phi)) + \frac{\delta_j}{\gamma_i \gamma_j} (1 - \exp(-\gamma_j \Phi)) \\
 & + \frac{8u_{B_G}^2}{\pi \gamma_i^2} \left[1 - \left(1 + \frac{\pi \gamma_i}{4u_{B_G}^2} \Phi \right)^{1/2} \right] , \\
 & + \frac{z \delta_d M_{d_0}^2}{\gamma_i} \left[\left(1 + \frac{2\Theta}{M_{d_0}^2} \xi \right)^{1/2} - \left(1 + \frac{2\Theta}{M_{d_0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{M_{d_0}^2} \right)^{1/2} \right]
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

est le pseudo-potentiel de Sagdeev.

L'équation (3.18) peut être interprétée comme étant l'équation de mouvement d'une pseudo-particule de masse unité, de position Φ , de vitesse $\frac{d\Phi}{d\xi}$, oscillant dans un

puits de potentiel $V(\Phi)$ et d'énergie totale E_0 nulle.

Afin d'avoir des solutions réelles, on est tenu d'imposer $V(\Phi) < 0$. De même, la recherche de solutions solitoniques oscillatoires finies, impose :

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial \Phi^2} \right)_{\Phi=0} < 0. \tag{3.20}$$

En utilisant l'expression (3.19), la condition (3.20) donne:

$$\delta_e + \delta_j \gamma_j - \frac{\pi \gamma_i}{8u_{B_G}^2} - \frac{z \delta_d Q_{d_0}^2}{M_{d_0}^2} + z \delta_d \left(\frac{dQ_d}{d\Phi} \right)_{\Phi=0} > 0$$

Finalement, nous obtenons le critère de Bohm généralisé dans un plasma poussiéreux :

$$u_{B_G} = \left(\frac{\pi \gamma_i}{8} \right)^{1/2} \left(\delta_e + \delta_j \gamma_j - \frac{z \delta_d Q_{d_0}^2}{M_{d_0}^2} + z \delta_d \left(\frac{dQ_d}{d\Phi} \right)_{\Phi=0} \right)^{-1/2}, \tag{3.21}$$

où $u_{B_G} = \frac{v_{i_0}}{v_{t_i}}$ est la vitesse de Bohm généralisée, normalisée par la vitesse thermique

$$\text{ionique, } v_{t_i} = \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2}.$$

Dans le cas d'un plasma classique ($\delta_d = 0$), nous retrouvons l'expression (1.44) établie dans le chapitre I.

Pour calculer Q_{d_0} et $\left(\frac{dQ}{d\Phi} \right)_{\Phi=0}$ de l'expression (3.21), nous utilisons l'équation de la charge d'un grain de poussière qui est donnée par :

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e + I_j + I_i. \quad (3.22)$$

Dans le cas où la charge du grain de poussière est négative ($q_q < 0$), Les courants électronique et des ions négatifs de charge d'un grain de poussière de rayon r_d sont donnés par les expressions suivantes :

$$I_e = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_e} \right), \quad (3.23)$$

$$I_j = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_j}{\pi m_j} \right)^{1/2} n_j \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_j} \right). \quad (3.24)$$

Pour le courant des ions positifs, nous utilisons l'expression du courant de la charge d'un grain de poussière dans un plasma,

$$I_i = \pi r_d^2 e (8T_i / \pi m_i)^{1/2} n_i \left(1 - \frac{eq_d}{r_d T_i} \right), \quad (3.25)$$

où la densité des ions est supposée boltzmannienne,

$$n_i = n_{i_0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right), \quad (3.26)$$

L'utilisation de cette approximation est justifiée par le fait que le calcul de la vitesse de Bohm se fait dans l'interface plasma-gaine électrostatique. Concrètement, cette approximation permet d'éviter l'utilisation du courant ionique, donné par l'expressions (1.33) qui est lui-même fonction de la vitesse de Bohm.

La charge du grain de poussière est quasi-instantanée (Chap.II, § 5.1). Par conséquent, le terme de gauche de l'équation (3.22) est nul. Ainsi à partir des équations (3.22)-(3.25), nous obtenons :

$$\begin{aligned} & \delta_e v_{t_e} \exp(Q_d - (1 + \gamma_i)\Phi) + \gamma_i v_{t_i} Q_d - v_{t_i} \\ & + \delta_j v_{t_j} \exp(\gamma_j Q_d - (\gamma_i + \gamma_j)\Phi) = 0 \end{aligned} \quad (3.27)$$

Pour $\Phi = 0$,

$$\delta_e v_{t_e} \exp(Q_{d_0}) + \delta_j v_{t_j} \exp(\gamma_j Q_{d_0}) + \gamma_i v_{t_i} Q_{d_0} - v_{t_i} = 0. \quad (3.28)$$

L'équation (3.28) est non linéaire, sa résolution permet de calculer Q_{d_0} .

La dérivée de l'équation (3.27), pour $\Phi = 0$, donne:

$$\left(\frac{dQ_d}{d\Phi}\right)_{\Phi=0} = \frac{(\delta_e v_{t_e} (1 + \gamma_i) \exp(Q_{d_0}) + \delta_j v_{t_j} (\gamma_i + \gamma_j) \exp(\gamma_j Q_{d_0}))}{(\gamma_i v_{t_i} + \delta_e v_{t_e} \exp(Q_{d_0}) + \delta_j v_{t_j} \gamma_j \exp(\gamma_j Q_{d_0}))}. \quad (3.29)$$

III. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATIONS

Dans le graphe (3.1), nous avons représenté la vitesse de Bohm normalisée u_{B_G} en fonction de la fraction des grains de poussière δ_d pour différentes valeurs de la fraction des ions négatifs δ_j .

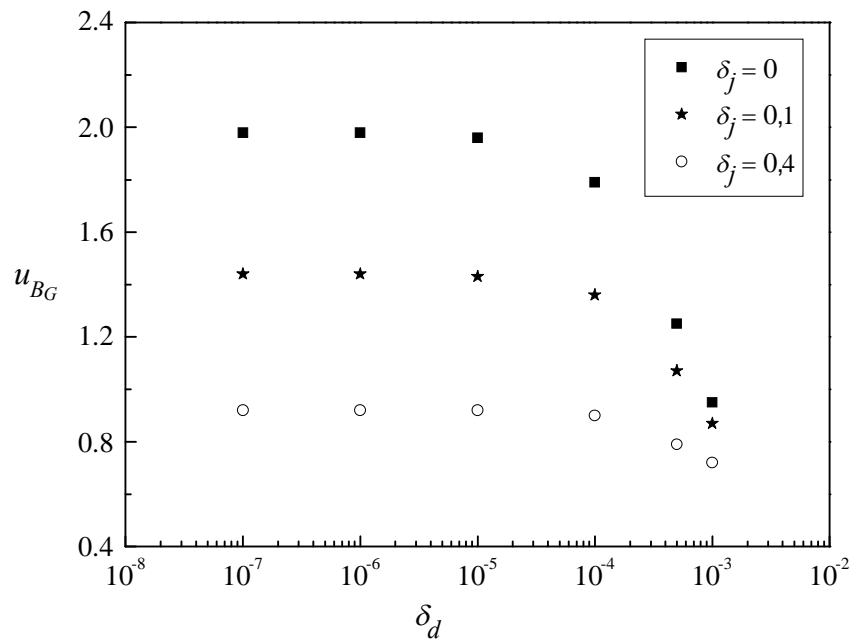


Figure (3.1)

Vitesse de Bohm normalisée u_{BG} en fonction de la fraction des grains de poussière δ_d . Les paramètres physiques utilisés sont : $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_j = 0.1eV$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $M_{d_0} = 2$ et $r_d = 1\mu m$.

Nous observons que lorsque $\delta_d \leq 10^{-5}$ (c'est le cas d'un plasma classique où les effets des grains de poussière sont négligeables), les grains de poussière n'ont aucun effet sur la vitesse de Bohm normalisée u_{B_G} et nous retrouvons la vitesse de Bohm classique donnée par l'expression (3.1). Au delà de cette limite, nous observons clairement que la présence des impuretés réduit la vitesse de Bohm. Dans les cas $\delta_j = 0, 0.1$ et 0.4 , nous constatons qu'il ya diminution de cette vitesse en passant de $\delta_d = 10^{-7}$ à $\delta_d = 10^{-3}$, de 52%, 39% et 22% respectivement.

CHAPITRE IV

EFFETS DES GRAINS DE POUSSIÈRE SUR LES GAINES ÉLECTROSTATIQUES EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE

I. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons étudier les effets des grains de poussière sur les gaines électrostatiques en présence d'un champ magnétique. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique tridimensionnel et stationnaire. Les électrons et les ions négatifs sont décrits par la statistique de Boltzmann ; les ions positifs et les grains de poussière sont modélisés par les équations fluides. Le critère de Bohm généralisé a été utilisé. Par ailleurs, nous avons montré la formation des régions dépourvues des grains de poussière appelées dans la littérature "voids" [43]. Les effets du champ magnétique sur les paramètres physiques cités ci-dessus ont été présentés et discutés.

II. MODELE THEORIQUE

Nous considérons un plasma de décharge électrique tridimensionnel, stationnaire et magnétisé, confiné entre les deux électrodes d'un réacteur plasma. Les électrons et les ions négatifs sont supposés en équilibre thermodynamique et par conséquent, ils obéissent à la distribution de Boltzmann données par les expressions [44],

$$n_e = n_{e_0} \exp(-\Phi), \quad (4.1)$$

$$n_j = n_{j_0} \exp(-\gamma_j \Phi). \quad (4.2)$$

Les ions positifs sont décrits par les équations fluides (cf. Chap. II),

$$u_{iz} \frac{du_{ix}}{d\xi} = -\alpha u_i u_{ix} + \beta u_{iy} \cos \theta, \quad (4.3)$$

$$u_{iz} \frac{du_{iy}}{d\xi} = -\alpha u_i u_{iy} + \beta (-u_{ix} \cos \theta + u_{iz} \sin \theta), \quad (4.4)$$

$$u_{iz} \frac{du_{iz}}{d\xi} \left(1 - \frac{5\pi}{24} \frac{u_{iz_0}^{2/3}}{u_{iz}^{8/3}} \right) = \frac{\pi}{8} \gamma_i \frac{d\Phi}{d\xi} - \alpha u_{iz} - \beta u_{iy} \sin \theta, \quad (4.5)$$

Les grains de poussière sont décrits par les équations fluides suivantes:

$$\frac{d(n_d v_d)}{d\xi} = 0, \quad (4.6)$$

$$m_d v_d \frac{dv_d}{d\xi} = z T_e Q_d \frac{d\Phi}{d\xi} + \lambda_{D_i} m_d g, \quad (4.7)$$

Dans l'équation (4.6), le terme de droite est nul, ce qui signifie que nous avons supposé que nous n'avons ni création, ni perte des grains de poussière. De plus, dans l'équation de mouvement des grains de poussière, nous avons négligé la force de la résistance ionique pour les raisons citées dans le chapitre II, § 5.4 et l'effet du champ magnétique sur les grains de poussière. Tandis que, les effets du terme de pression, négligé dans l'équation de mouvement (4.7), ont été montrés qu'ils sont négligeables [45].

A partir des équations (4.6)-(4.7), il résulte :

$$n_d = n_{d_0} \left(1 + \frac{2\Psi(\Phi)}{M_{d_0}^2} + \frac{2\Theta}{M_{d_0}^2} \xi \right)^{-1/2}, \quad (4.8)$$

$$v_d = v_{d_0} \left(1 + \frac{2\Psi(\Phi)}{M_{d_0}^2} + \frac{2\Theta}{M_{d_0}^2} \xi \right)^{1/2}, \quad (4.9)$$

où les définitions des différents termes sont les mêmes que dans le chapitre III.

L'équation de charge des grains de poussière est donnée par :

$$v_d \frac{dZ_d}{d\xi} = \lambda_{D_i} (-n_i a_i + n_j a_j + n_e a_e), \quad (4.10)$$

où les expressions de a_i , a_j et a_e sont données par les équations (1.27)-(1.33).

Pour fermer le système des équations, nous utilisons l'équation de Poisson,

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = & -\frac{\delta_e}{\gamma_i} \exp(-\Phi) - \frac{\delta_j}{\gamma_i} \exp(-\gamma_j \Phi) + \frac{1}{\gamma_i} \left(1 + \frac{\pi\gamma_i}{4} \frac{\Phi}{u_{B_G}^2} \right)^{-1/2}, \\ & + \frac{z\delta_d Q_d}{\gamma_i} \left(1 + \frac{2\Psi(\Phi)}{M_{d_0}^2} + \frac{2\Theta}{M_{d_0}^2} \xi \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

La condition de quasi-neutralité du plasma ($\Phi = 0$) est donnée part :

$$1 - \delta_e - \delta_j + z\delta_d Q_{d_0} = 0. \quad (4.12)$$

Les équations couplées (4.3)-(4.5) et (4.10)-(4.11) constituent un système complet d'équations pour les composantes du vecteur vitesse des ions positifs, u_{ix} , u_{iy} et u_{iz} ; le potentiel électrostatique normalisé Φ , le champ électrique normalisé $d\Phi/d\xi$, l'énergie potentielle électrique normalisée d'un grain de poussière $\Psi(\Phi)$ et le nombre de charges d'un grain de poussière Z_d . Les taux d'attachement des électrons et des ions, a_e , a_i et a_j , sont les termes de source de ces équations. Il est évident que ces équations n'admettent pas des solutions analytiques et que seules des solutions numériques sont possibles. Pour cela, nous avons développé un code numérique en langage Fortran qui utilise les conditions initiales suivantes :

$$u_{ix}(\xi = 0) = 0, \quad u_{iy}(\xi = 0) = 0, \quad u_{iz}(\xi = 0) = u_{B_G},$$

$$\Phi(\xi = 0) = 0,$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi}(\xi = 0) = \frac{8\alpha}{\pi\gamma_i} u_{B_G}^2,$$

$$\Psi(\xi = 0) = 0 \text{ et } Z_d(\xi = 0) = Z_{d_0}.$$

III. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATIONS

Nous avons représenté dans les figures (4.1.a) et (4.1.b) le potentiel électrostatique normalisé Φ en fonction de la variable spatiale $\chi = (D - z) / \lambda_{D_i}$ en absence et en présence du champ magnétique \vec{B} pour différentes valeurs de la fraction des ions négatifs dans un plasma classique (sans impuretés) et un plasma poussiéreux. Pour les courbes tracées en pointillé-tiret, nous observons que la présence du champ magnétique, dans un plasma classique, réduit l'épaisseur de la gaine électrostatique comme il se doit (cf. Chap. II). Mais en présence des impuretés (grains de poussière), l'effet du champ magnétique devient négligeable comme le montre les figures (4.1.a) et (4.1.b). De plus, nous observons dans la figure (4.1.a) la fluctuation du potentiel électrostatique Φ même en absence du champ magnétique. Cette dernière est due à la présence des grains de poussière qui se chargent de façons alternées selon leurs charges (si la charge du grain de poussière est négative, les particules de charge positive sont attirées et de charge négative sont repoussées et vis versa, selon l'équation (4.10)). De plus, la présence des impuretés élargit la gaine électrostatique de façon considérable. Pour les paramètres physiques utilisés, l'élargissement est de 300%. Aussi, la présence des ions négatifs réduit la fluctuation du potentiel électrostatique, mais leurs effets, sur l'épaisseur de la gaine électrostatique, ne sont pas observés. Dans la référence [31], ils ont montré que l'épaisseur de la gaine électrostatique est maximum pour une fraction bien définie des ions négatifs.

Dans les figures (4.2.a) et (4.2.b), nous observons les fluctuations des densités des différentes espèces qui sont dues principalement à l'attachement par les grains de poussière. De plus, nous observons que les ions négatifs sont beaucoup plus repoussés vers le plasma en présence du champ magnétique et la gaine électrostatique est pratiquement dépourvue des ions négatifs. En effet, la présence du champ magnétique décélère le mouvement des ions négatifs ; ce qui produit une diminution de leurs énergies. Par conséquent, ils sont totalement repoussés vers le plasma globalement neutre.

Dans les figures (4.3.a) et (4.3.b), nous observons des régions dépourvues des grains de poussière situées entre deux pics de densité. Ces régions sont appelées dans la littérature "voids" dont plusieurs travaux ont été consacrés dans les plasmas globalement neutres [46]-[48]. Ce phénomène de formation de "voids", devient négligeable si nous augmentons la fraction des ions négatifs ou en présence d'un champ magnétique.

Dans la figure (4.4.a), nous observons qu'en absence des collisions, la gaine électrostatique est pratiquement dépourvue des grains de poussière. En présence d'un champ magnétique, nous observons dans la figure (4.4.b) que la densité de ces derniers augmente ; et nous avons la formation des pics de densité entre lesquels nous avons des "voids". En tenant compte des collisions ion-neutre, nous constatons que le nombre des pics de densité ainsi que les "voids", augmentent pour les paramètres physiques que nous avons utilisés.

Dans les figures (4.5.a) et (4.6.a), nous avons représenté la force totale exercée sur un grain de poussière en absence et en présence d'un champ magnétique pour différentes valeurs de la fraction des ions négatifs, $F_{tot} = F_g + F_e + F_i$, où F_g est la force de la gravité, F_e est la force électrique et F_i la force de résistance ionique. La contribution de cette dernière force dans la force totale est secondaire par rapport à la force électrique et la force de la gravité. Par contre, la force de résistance du gaz neutre F_n est négligeable. Nous observons que la présence des ions négatifs et le champ magnétique augmentent le nombre des positions de piégeage des impuretés qui correspondent à une force totale nulle ($F_{tot} = 0$). Pour savoir si les positions de piégeage sont stables ou instables, nous avons calculé l'énergie potentielle du grain de poussière donnée par, $E_p = -\int F_{tot} dz$.

En faisant le lien avec la distribution des grains de poussière N_d dans la gaine électrostatique, nous remarquons que le maximum de N_d correspond à une position de piégeage instable, alors que le minimum de N_d correspond à une position de piégeage stable.

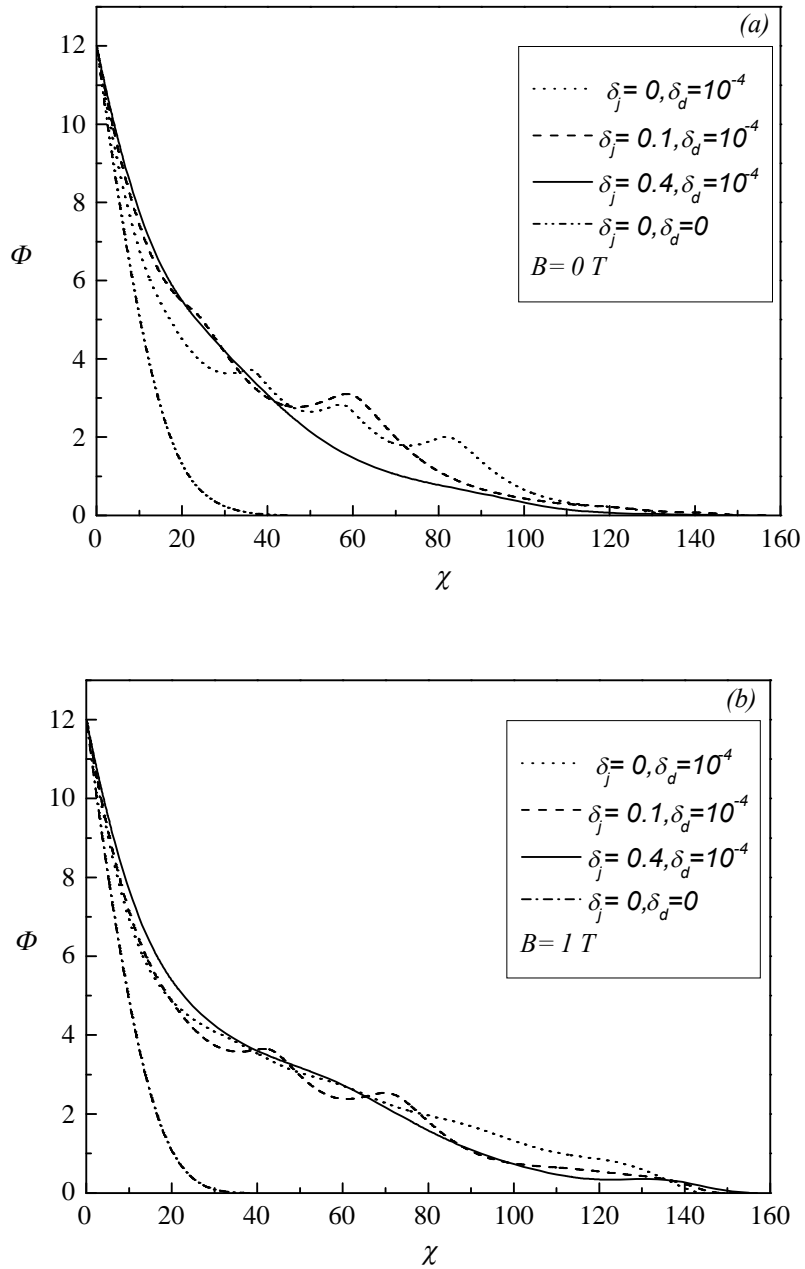


Figure (4.1)

Potentiel électrostatique normalisé Φ en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -12V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.01eV$, $T_j = 0.1eV$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $M_{d_0} = 2$, $r_d = 1\mu m$, $\rho_d = 3gcm^{-3}$, $\alpha_c = 0.003$, $\vartheta = 20^\circ$ et $P_n = 10mTorr$.

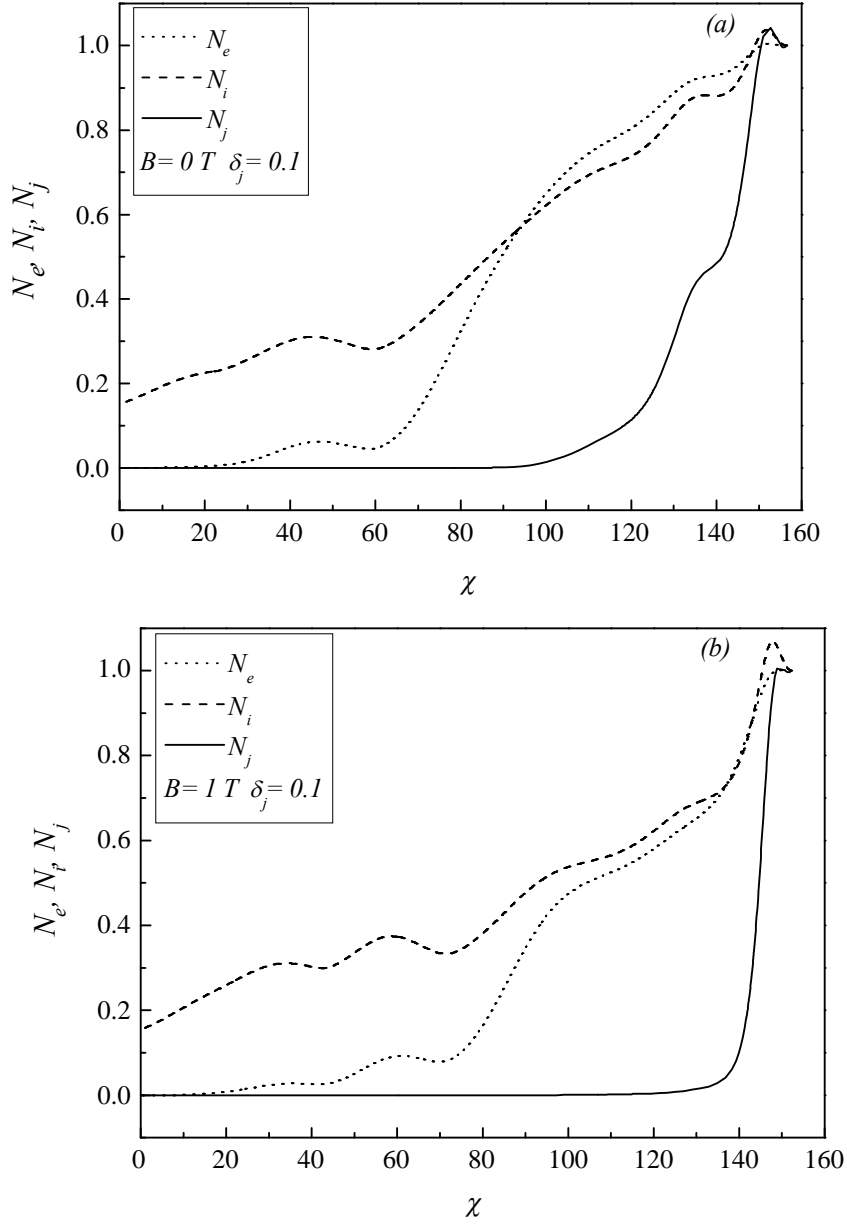


Figure (4.2)

Densité des électrons, des ions positifs et des ions négatifs en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -12V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.01eV$, $T_j = 0.1eV$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $M_{d_0} = 2$, $r_d = 1 \mu m$, $\rho_d = 3 gcm^{-3}$, $\alpha_c = 0.003$, $\vartheta = 20^\circ$, $\delta_d = 10^{-4}$ et $P_n = 10mTorr$.

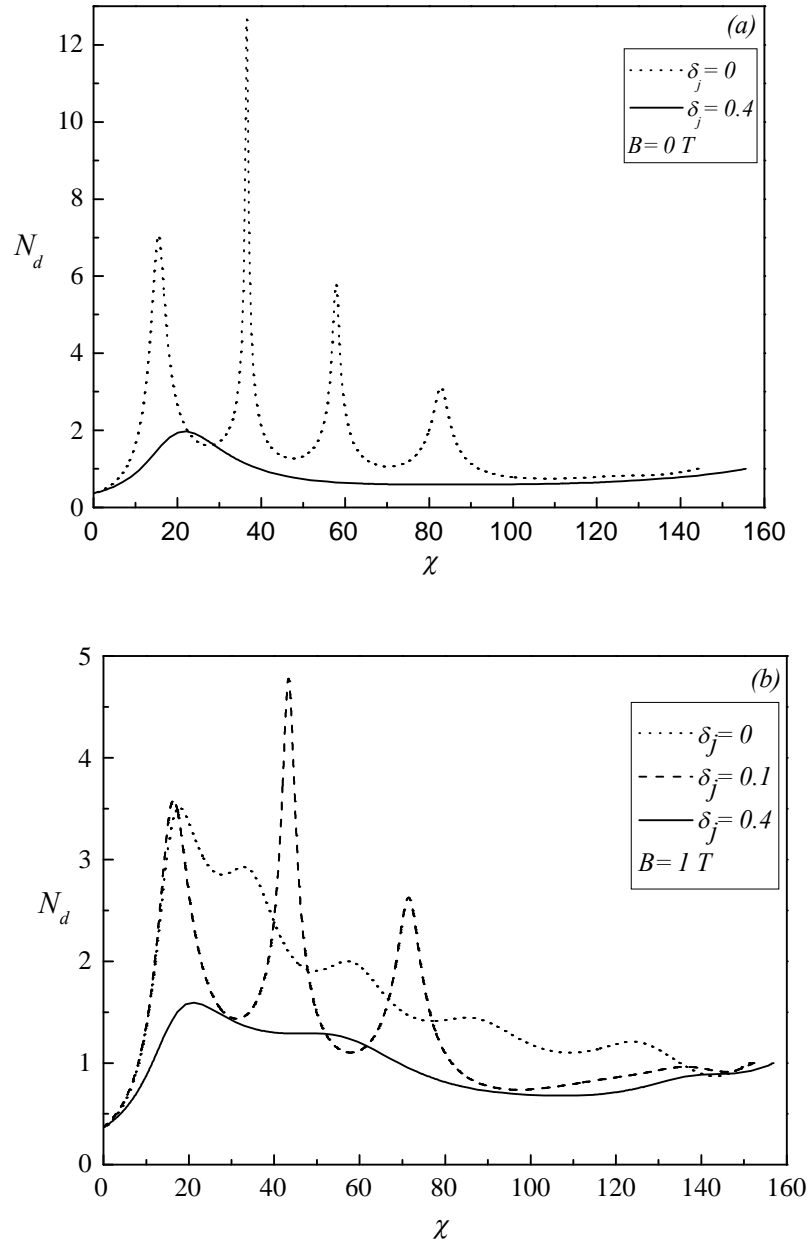


Figure (4.3)

Densité des grains de poussière normalisée N_d en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -12V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.01eV$, $T_j = 0.1eV$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $M_{d_0} = 2$, $r_d = 1\mu m$, $\rho_d = 3gcm^{-3}$, $\alpha_c = 0.003$, $\vartheta = 20^\circ$, $\delta_d = 10^{-4}$ et $P_n = 10mTorr$.

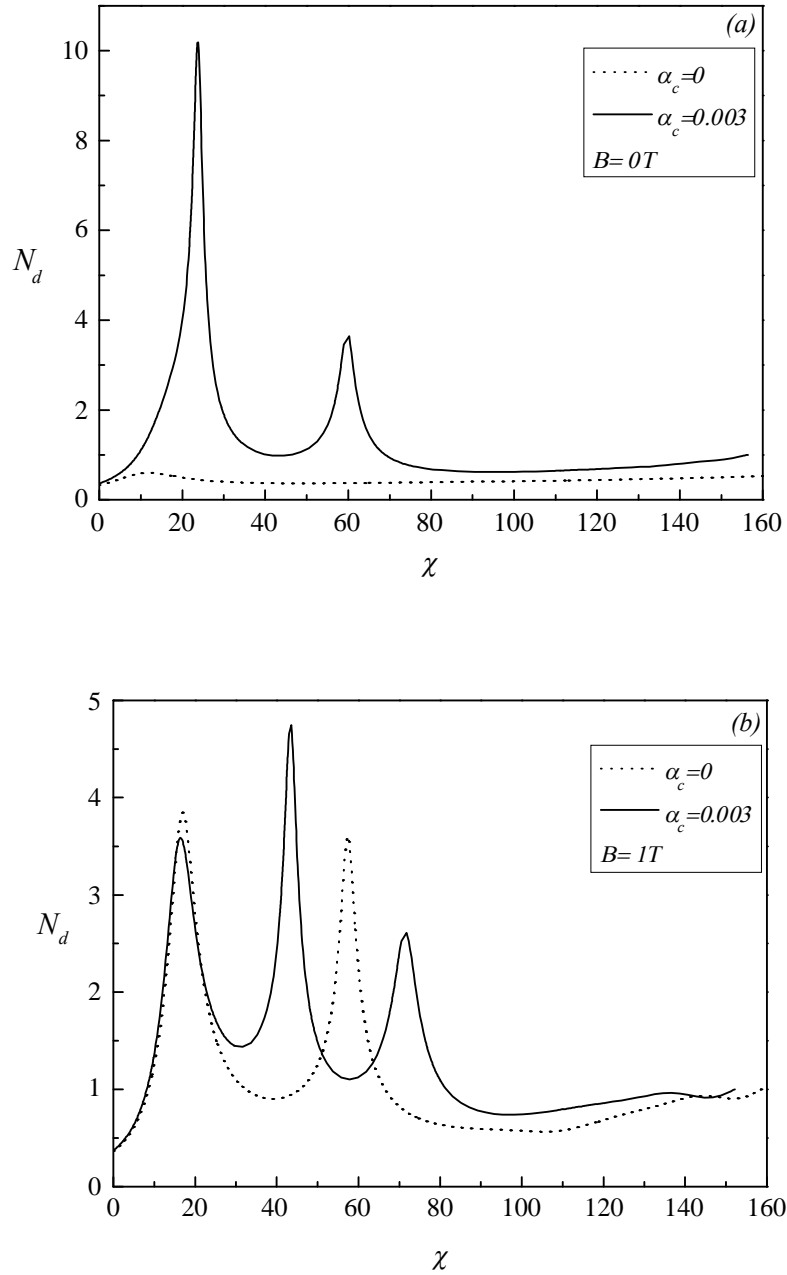


Figure (4.4)

Densité des grains de poussière N_d en fonction de la variable spatiale normalisée χ . Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -12V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.01eV$, $T_j = 0.1eV$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $M_{d_0} = 2$, $r_d = 1\mu m$, $\rho_d = 3gcm^{-3}$, $\alpha_c = 0.003$, $\vartheta = 20^\circ$, $\delta_d = 10^{-4}$, $\delta_j = 0.1$ et $P_n = 10mTorr$.

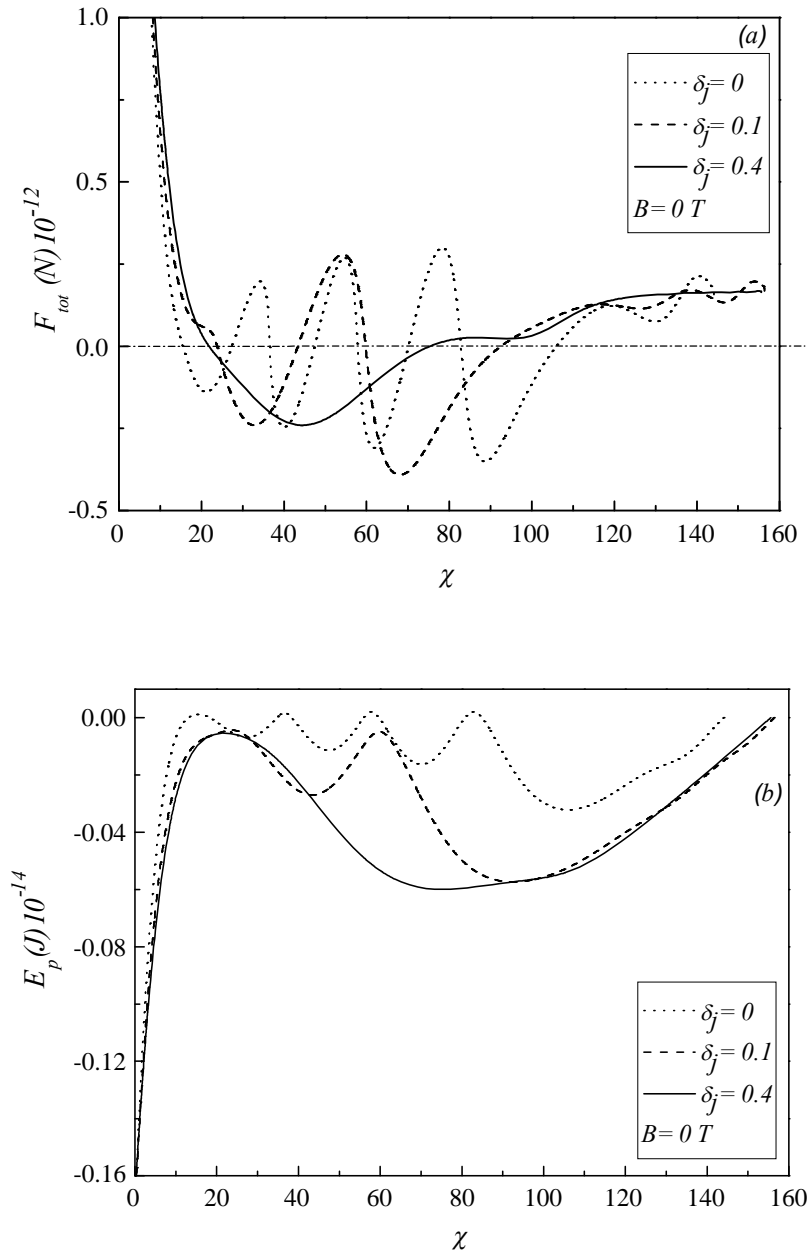
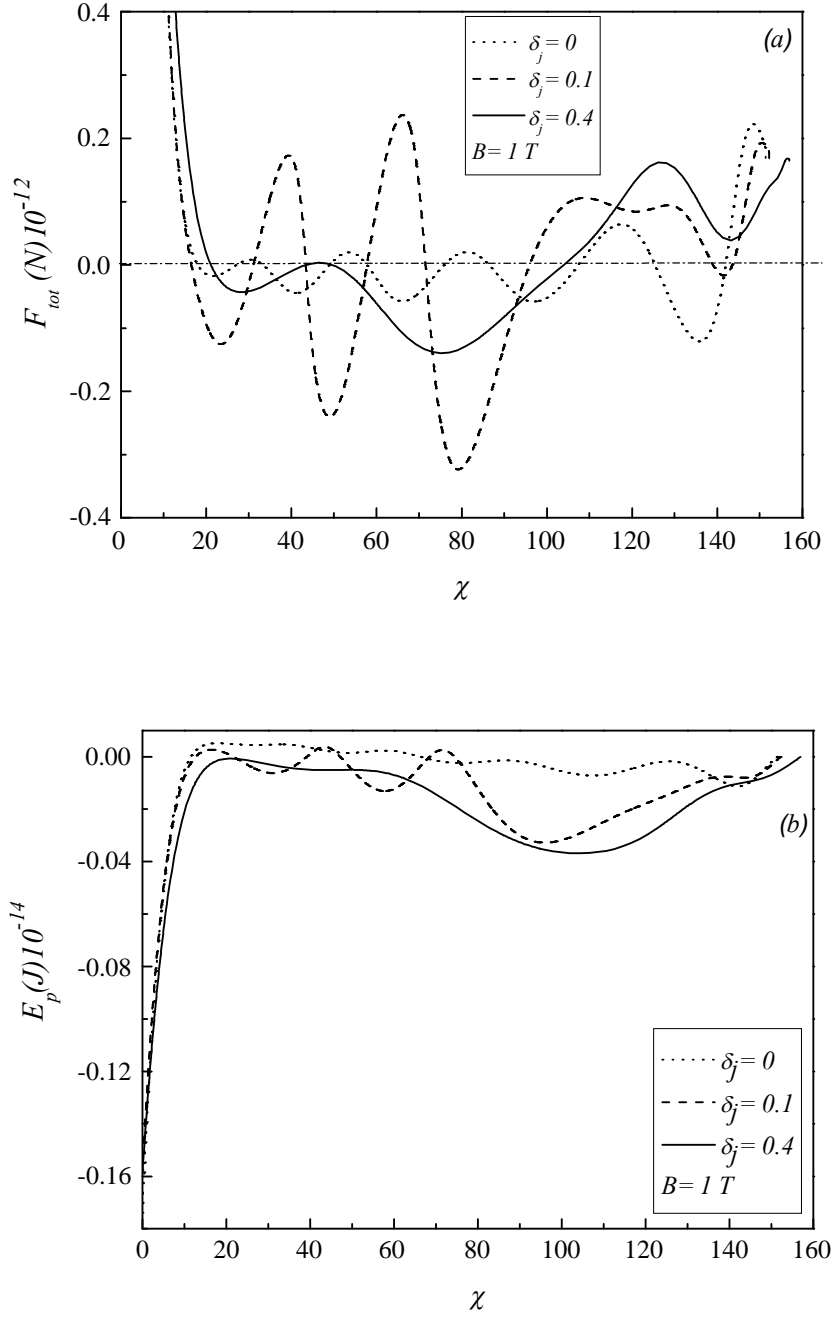


Figure (4.5)

Force totale F_{tot} (Fig. (4.5.a)) et énergie potentielle E_p (Fig. (4.5.b)) en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -12V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.01eV$, $T_j = 0.1eV$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $M_{d_0} = 2$, $r_d = 1\mu m$, $\rho_d = 3gcm^{-3}$, $\alpha_c = 0.003$, $\vartheta = 20^\circ$, $\delta_d = 10^{-4}$ et $P_n = 10mTorr$.


Figure (4.6)

Force totale F_{tot} (Fig. (4.6.a)) et énergie potentielle E_p (Fig. (4.6.b)) en fonction de la variable spatiale normalisée χ .

Les paramètres physiques utilisés sont : $\phi_0 = -12V$, $T_e = 1eV$, $T_i = 0.1eV$, $T_n = 0.01eV$, $T_j = 0.1eV$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $M_{d_0} = 2$, $r_d = 1 \mu m$, $\rho_d = 3 g cm^{-3}$, $\alpha_c = 0.003$, $\vartheta = 20^\circ$, $\delta_d = 10^{-4}$ et $P_n = 10 mTorr$.

Il faut noter que l'énergie potentielle due à l'interaction entre les grains de poussière est négligeable devant l'énergie potentielle verticale due à l'interaction électrique et à l'interaction gravitationnelle [24].

IV. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié les effets des grains de poussière sur les gaines électrostatiques d'un plasma complexe en présence d'un champ magnétique. Pour cela, nous avons développé un modèle théorique stationnaire et tridimensionnel. Les électrons et les ions sont décrits par la statistique de Boltzmann, les ions positifs et les grains de poussière sont décrits par les équations fluides. Pour fermer le système, l'équation d'état adiabatique et l'équation de Poisson ont été utilisées. Les différentes forces agissant sur les grains de poussière ont été prises en compte ainsi que leurs énergie potentielle pour déterminer les positions d'équilibre stable et instable. Pour résoudre les équations obtenues, un code numérique en langage Fortran, qui utilise les conditions initiales, a été développé.

Le calcul numérique de la densité des grains de poussière montre l'existence des pics de densité entre lesquels il existe des régions de faible densité de grain de poussière, c'est-à-dire des creux qui ressembleraient à des "voids". Lorsque le paramètre de collisionnalité α_c , qui tient compte des collisions des ions avec le gaz neutre, augmente, le nombre des pics de la densité ainsi que les "voids", augmente. La présence du champ magnétique \vec{B} diminue l'épaisseur de la gaine électrostatique. Par contre, la prise en compte des grains de poussière élargit cette dernière. D'autre part, nous avons observé que le potentiel électrostatique change considérablement même en absence du champ magnétique \vec{B} , ces changements sont dus essentiellement à la présence des grains de poussière dans la gaine électrostatique. Le calcul de la force totale ainsi que l'énergie potentielle montre l'existence de plusieurs positions de piégeage des grains de poussière.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce mémoire de Magister, nous avons étudié l'interaction d'un plasma froid poussiéreux avec une surface solide. En particulier, nous nous sommes intéressé à l'étude de la formation des régions non neutres entre le plasma globalement neutre et la surface solide, appelées gaines électrostatiques, en présence d'un champ magnétique. C'est le cas des plasmas dans les réacteurs radiofréquence (RF) ou les plasmas de fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique. Pour cela, nous avons commencé notre travail par la définition des différents paramètres qui caractérisent le plasma classique constitué d'électrons, d'ions atomiques ou moléculaires et de gaz neutre. Ensuite, nous avons introduit la quatrième composante plasma qui est les grains de poussière. Un bref aperçu donnant la formation de ces derniers soit par pulvérisation ou à partir d'un gaz réactif, a été présenté. Les différents processus de charge de ces impuretés ont été également présentés de façon succincte. En particulier, le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML) qui décrit la charge des grains de poussière par attachement électronique et ionique, a été présenté. Pour terminer la première partie de ce travail, nous avons rappelé la formation des différents types des gaines électrostatiques et la vitesse de Bohm classique obtenue à partir du critère de Riemann.

Ensuite, nous avons établi un modèle théorique stationnaire et tridimensionnel en présence d'un champ magnétique qui décrit la formation des gaines électrostatiques. Les électrons ont été décrits par la statistique de Boltzmann et les ions positifs ont été décrits par les équations fluides et l'équation d'état adiabatique. Pour fermer notre système d'équations, nous avons utilisé l'équation de Poisson. Les effets des grains de poussière sur la gaine électrostatique n'ont pas été pris en considération. En particulier, nous avons montré que la présence du champ magnétique réduit l'épaisseur de la gaine électrostatique et elle ralentit le mouvement des ions pour atteindre l'électrode. Ensuite, nous avons présenté les différentes forces agissant sur un grain de poussière isolé (nous avons négligé les effets du grain de poussière sur la formation de la gaine électrostatique). Les résultats numériques montre que l'effet de la force de la résistance ionique est secondaire par rapport à celui de la force électrique et la force de la gravité. La force de résistance du gaz neutre est négligeable. Par contre, la force thermophorétique a été négligée (T_i constante). Par ailleurs, nous avons montré que seuls les grains de poussière de charge négative sont susceptible d'être piégés dans la gaine électrostatique d'après la géométrie de notre problème. La position du piégeage est unique et elle dépend de la taille et de la masse volumique des grains de poussière. Elle dépend aussi de la pression du gaz neutre et de la densité ionique.

Pour tenir compte des effets des grains de poussière sur la gaine électrostatique, nous avons introduit ces derniers dans le calcul de la vitesse de Bohm en utilisant l'approche du pseudo-potentiel de Sagdeev. Nous avons montré que lorsque la densité des grains de poussière augmente, la vitesse de Bohm diminue. Pour un plasma électropositif ($\delta_j = 0$) et poussiéreux, dont la fraction des grains de poussière est $\delta_d = 10^{-3}$, la correction est de 108%. Cette correction diminue lorsque la fraction des ions négatifs δ_j augmente. Dans le cas où $\delta_d < 10^{-5}$, nous avons retrouvé la valeur classique.

Dans la dernière partie de ce travail, nous avons étudié les effets des grains de poussière sur la formation des gaines électrostatiques en présence d'un champ magnétique. Pour cela, nous avons amélioré le modèle du chapitre II, en modélisant les grains de poussière par les équations fluides. Les équations différentielles obtenues sont non-linéaires et couplées. Pour les résoudre, nous avons développé un code numérique en langage Fortran qui utilise les conditions initiales. Les résultats numériques montrent que la présence des grains de poussière élargit la gaine électrostatique et l'effet du champ magnétique sur l'épaisseur de la gaine électrostatique devient secondaire. La densité des grains de poussière présente des pics entre lesquels existent des régions pratiquement dépourvues de grain de poussière appelées "voids". Le calcul de la force totale ainsi que l'énergie potentielle des grains de poussière montre l'existence de plusieurs positions de piégeage. Les positions d'équilibre stable correspondent aux minimums de la densité des grains de poussière et les pics de la densité correspondent à des positions instables.

Les résultats obtenus dans ce travail sont très importants et constituent une introduction pour la compréhension et la maîtrise des impuretés que se soit dans le domaine des plasmas de la fusion thermonucléaire rencontrés dans les Tokamaks, ou dans le domaine des plasmas froids, tel que le dépôt de silicium, matériau à la base de la majorité des composants électroniques.

Parmi les extensions possibles de notre travail, nous estimons que la prise en compte du champ magnétique et des collisions dans le calcul de la vitesse de Bohm est indispensable. De plus, il faut tenir compte de la force thermophorétique dans la force totale qui s'exerce sur un grain de poussière, et les effets des processus élémentaires tels que l'ionisation, la recombinaison et l'attachement dans la formation des gaines électrostatiques.

REFERENCES

- [1] F. F. Chen, Introduction to plasma physics, Plenum, New York (1974).
- [2] P. Bradu, L'univers des plasmas, Flammarion, Paris (1999).
- [3] J. L. Delcroix et A. Bers, Physique des Plasmas, InterEditions et CNRS Editions (1994).
- [4] B. Held, Physique des Plasmas Froids, Masson, Paris (1994).
- [5] C. C. Tanoudji, B. Diu et F. Laloë, Mécanique Quantique, Tome 2, Collection enseignement des sciences (1977), p. 1120.
- [6] M. Moisan et J. Pelletier, Physique des Plasmas Collisionnels, Application aux Décharges Haute Fréquence, EDP Sciences (2006).
- [7] J. M. Rax, Physique des Plasmas, Dunod, Paris (2005).
- [8] <http://www.universalis.fr/encyclopedie/international-thermonuclear-experimental-reactor/>.
- [9] A. Bouchoule, Dusty Plasmas, Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing, Wiley, Chichester, UK (1999).
- [10] M. Mikikian, Piégeage de poussières dans la gaine d'un plasma de décharge continue, Thèse de Doctorat, Université de Provence (1999).
- [11] K-U. Riemann, J. Phys. D : Appl. Phys. **24**, 493 (1991).
- [12] P. K. Shukla and A. A. Mamun, Introduction to Dusty Plasma Physics, IOP Publishing, (2002).
- [13] S. Ichimaru, Rev. Mod. Phys. **54**, 1017 (1982).
- [14] S. Hamaguchi, R. Farouki, and D. H. E. Dublin, Phys. Rev. E **56**, 4671 (1997).
- [15] P. Hartmann, G. J. Kalman, Z. Donko, and K. Kutasi, Phys. Rev. E **72**, 026409 (2005).
- [16] URL [htt : // www. Solarviews. com / french / solarsys.htm](http://www.Solarviews.com/french/solarsys.htm); N. Ya. Kotsarenko, S. V. Koshevaya et A. N. Kotsarenko. Geofisics. International **37**, 71(1998).
- [17] K. D. Bleecker and A. Bogaerts, Phys. Rev. E **71**, 066405-1 (2005).
- [18] Marjorie Cavarroc. Nucléation, croissance et comportement de poussière dans les plasmas réctifs radiofréquence base pression : Des nanocristaux aux grains submicroniques polycristallins, Thèse Université d'Orléans (2007).
- [19] P. M. Chung, L. Talbot, and K. J. Touryan, Electric probes in stationary and flowing plasmas: Theory and applications, Springer-Verlag, New-York (1975).
- [20] J. E. Allen, Phys. Scripta **45**, 497-503 (1992).
- [21] J. Goree, Phys. Rev. Lett. **69**, 277-280 (1992).
- [22] D. Bohm, The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field: McGraw-Hill, New York (1949), Chap. 3.
- [23] D. P. Resendes and G. Sorasio, Phys. Plasmas **9**, 2988 (2002).

- [24] A. Tahraoui, B. Zaham, R. Annou, J. Bougdira and R. Hugon, Proceedings of the First International Conférence on Laser Plasma Applications in Materials Science, Algeria 23-26 June 2008, AIP Conference Proceedings 1047, p. 268.
- [25] S. Chekour et A. Tahraoui; Effets d'un champ magnétique sur les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge, 13^{èmes} Journées Scientifiques et Pédagogiques de la Faculté de Physique de l'USTHB, 12-13 Avril 2009.
- [26] M. Davoudabadi and F. Mashayek, *Phys. Plasmas* **12**, 073505 (2005).
- [27] B. P. Pandey, A. Samarian and S. V. Vladimirov, *Phys. Plasmas. Control. Fusion* **50**, 055003 (2008).
- [28] S. K. Baishya and G. C. Das, *Phys. Plasmas* **10**, 3733 (2003).
- [29] Jin-Xiu Ma and M. Y. Yu, *Phys. Plasmas* **2**, 1343 (1995).
- [30] X. P. Chen, *Phys. Plasmas* **5**, 804 (1997).
- [31] B. Zaham, Etude théorique du piégeage des grains de poussière dans les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge, Mémoire de Magister, Faculté de Physique USTHB (2008).
- [32] J. Ma and J. Liu, *Phys. Plasmas* **4**, 253 (1997).
- [33] B. S. Xie, K. He and Z. Q. Huang, *Phys. Lett. A* **247**, 403 (1998).
- [34] A. P. Nefedov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, H. M. Thomas, H. Rothermel, T. Hagl, A. V. Ivlev, M. Zuzic, B. A. Klumov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, Y. P. Gidzenko, S. K. Krikalev, W. Shepherd, A. I. Ivanov, M. Roth, H. Binnenbruck, J. A. Goree, Y. P. Semenov, PKE-Nefedov : Plasma Crystal Experiments on the International Space Station, *New J. Phys.* **5**, 33.1 (2003).
- [35] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka, H. Rothermel, M. Zuzic, A. Ivlev and J. Goree, *Phys. Rev. Lett.* **83** 1598 (1999).
- [36] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neil and D. K. Coultas, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 313 (1992).
- [37] G. M. Jellum and D. B. Graves, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2077 (1990).
- [38] S. Khrapak, A. V. Ivlev, G. Morfill and H. Thomas, *Phys. Rev. E* **66**, 046414 (2002).
- [39] R. Z. Sagdeev, *Reviews of Plasmas Physics*, vol.4, Consultants Bureau, New York, 1966, p. 23.
- [40] Zheng-Xiong Wang, Jin_Yuan Liu and Xiaogang Wang, *Phys. Plasmas* **12**, 012104 (2005).
- [41] A. A. Mamun, R. A. Cairns and P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **3**, 702 (1996).

- [42] B. Zaham, A. Tahraoui et R. Annou; Critère de Bohm généralisé pour un plasma poussiéreux, 14^{èmes} Journées Scientifiques et Pédagogiques de la Faculté de Physique de l'USTHB, 21-22 Avril 2010.
- [43] V. E. Fortov, I. T. Iakubov and A. G. Khrapak, *Physics Of Strongly Coupled Plasma*, Clarendon Press Oxford (2006).
- [44] S. Chekour, A. Tahraoui ; Effets des grains de poussière sur les gaines électrostatiques en présence d'un champ magnétique oblique, 14^{èmes} Journées Scientifiques et Pédagogiques de la Faculté de Physique de l'USTHB, 21-22 Avril 2010.
- [45] S. Belheouane, Calcul des densités électronique et ionique d'un plasma poussiéreux, Mémoire de Magister, Faculté de Physique USTHB (2009).
- [46] E. Nebbat, R. Annou and R. Bharuthram, *Phys. Plasmas* **14**, 093702 (2007).
- [47] M. Kretschmer, S. A. Khrapak, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, A. I. Ivanov and M. V. Turin, *Phys. Rev. E* **71**; 056401 (2005).
- [48] R. P. Dahiya, G. V. Paeva, W. W. Stoffels, G. M. W. Kroesen, K. Avinash and A. Bhattacharjee, *Phys. Rev. Lett.* **89**; 125001 (2002).