

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**  
**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE**  
**HOUARI BOUMEDIENNE**  
**FACULTÉ DE PHYSIQUE**



**THESE**

présentée pour l'obtention du grade de DOCTEUR

en : PHYSIQUE

Spécialité : Physique Théorique

par : Karima BENTABET.

Sujet :

**Etude de la dynamique non linéaire d'un plasma  
complexe non Maxwellien**

Soutenue publiquement, le 21/11/2019, devant le Jury composé de :

M. T. H. ZERGUINI	Professeur à l'USTHB	Président
M. M. TRIBECHE (Feu)	Professeur à l'USTHB	Directeur de thèse
M. K. AOUTOU	Maître de Conférences/ A à l'USTHB	Co-directeur de thèse
M. M. BACHA	Maître de Conférences/ A à l'USTHB	Examineur
M. A. MEZEGHRANE	Maître de Conférences/ A à l'UMMTO	Examineur
Mme Y. MEBDOUA-LAHMAR	Directrice de recherche au CDTA	Examinatrice

# *Remerciements*

Je remercie tout d'abord **Allah** tout puissant de m'avoir donné la force et l'audace pour dépasser toutes les difficultés et achever ce travail.

Cette thèse a été préparée au sein du Laboratoire de Physique Théorique de la Faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (USTHB) d'Alger, sous la direction du Professeur **Mouloud TRIBECHÉ** avec qui j'ai pris beaucoup de plaisir à travailler, ma plus grande gratitude va donc à mon formidable encadreur de thèse, pour la confiance qui m'a accordée tout au long de ce travail. Sa disponibilité exceptionnelle malgré ses multiples occupations, ses conseils avisés qui éclaireront mon chemin, sa rigueur scientifique et son soutien ont rendu mes années de thèse particulièrement enrichissantes tant sur le plan scientifique qu'humain.

Je remercie également et tout particulièrement, le Docteur **Kamel AOUTOU** Maître de Conférences au laboratoire de Physique Théorique, d'avoir accepté de co-encadrer cette thèse le long de ces deux dernières années. Je le remercie également pour le soutien dont il m'a témoigné, pour avoir eu la patience de répondre à mes innombrables questions et pour mener à bien et à terme tous mes travaux de recherche.

J'exprime mes plus sincères remerciements à monsieur le Professeur **Taha Houssine ZERGUINI** du laboratoire de Physique Théorique (USTHB) qui m'a fait l'honneur de présider le jury de la présente thèse.

Je remercie le docteur **Mustapha BACHA**, Maître de Conférences du laboratoire de Physique Théorique d'avoir accepté d'être membre du jury. Je le remercie aussi pour son aide précieuse que vous m'avez apporté durant tous ces années.

Mes remerciements les plus vifs vont également au Docteur **Yamina MEBDOU-LAHMAR**, Directrice de recherches au CDTA, ainsi qu'au Docteur **Aziz MEZEGHRANE**, Maître de Conférences à l'université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou (UMMTO) pour l'intérêt qu'ils ont manifesté et porté à ce travail en acceptant de prendre part au jury de la présente thèse.

---

J'adresse ma reconnaissance au docteur **R. Amour** pour les nombreuses discussions enrichissantes que nous avons eues. Je remercie également ma meilleure amie le docteur **S. Mayout** pour m'avoir apporté l'aide dont j'avais besoin.

J'exprime mes remerciements à Madame **L. Amirouche et H. MARIF** pour leur soutien continu et leurs encouragements.

Je remercie également Madame **Haddad** Professeur au laboratoire de Physique des rayonnement (USTHB) pour ses conseils et les nombreuses et fructueuses discussions.

Mes remerciements vont également à tous les membres du laboratoire de physique théorique, particulièrement aux membres de notre équipe de recherche (**Younsi, Boubakour, Ghebache, Mebrouk, Bouzit, Marriche, Djebarni, Zerglaine, Talhaoui, Lourek**).

J'exprime également mes remerciements à mes amies Mlle **R. Mebrek** et Mme **D. Ait aissa**, ainsi que mes collègues **A. Kiouche** et **D. Mansouri** pour leur aide et leurs encouragements sans cesse renouvelés.

Enfin, j'exprime ma profonde reconnaissance à toute ma famille, ma mère, mon père, mes soeurs et mes frères, pour leur soutien, leur confiance en moi et l'aide qu'ils m'ont apporté tout au long de mes études.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>4</b>
<b>1 Généralités sur les plasmas</b>	<b>10</b>
1.1 Plasma ordinaire . . . . .	10
1.1.1 Quasi-neutralité macroscopique et degré d'ionisation . . . . .	10
1.1.2 Ecrantage de Debye . . . . .	11
1.1.3 Fréquence plasma . . . . .	12
1.2 Plasma poussiéreux . . . . .	14
1.2.1 Propriétés d'un plasma poussiéreux . . . . .	15
1.2.2 Modes électrostatiques . . . . .	17
1.3 Fonctions de distribution des vitesses . . . . .	18
1.3.1 Distribution de Maxwell-Boltzmann . . . . .	19
1.3.2 Distribution de Tsallis . . . . .	20
1.3.3 Distribution de Cairns . . . . .	22
1.4 Modèles théoriques . . . . .	23
1.4.1 Modèle cinétique . . . . .	23
1.4.2 Modèle fluide . . . . .	24
1.5 Phénomènes physique dans un plasma . . . . .	25
1.5.1 Soliton . . . . .	25
1.5.2 Gaine électrostatique . . . . .	27
1.5.3 Expansion d'un plasma . . . . .	28
1.5.4 Collision binaire . . . . .	28
<b>2 Forces agissant sur les grains de poussière dans un plasma poussiéreux</b>	<b>32</b>
2.1 Introduction aux forces . . . . .	32
2.1.1 Force de gravité . . . . .	33

2.1.2	Force de friction des neutres . . . . .	34
2.1.3	Force de thermophorèse . . . . .	35
2.1.4	Force électrostatique . . . . .	36
2.1.5	Force de polarisation . . . . .	36
2.1.6	Force de friction des ions . . . . .	37
2.2	Conclusion: Comparaison des forces . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Force de polarisation généralisée et ses applications</b>	<b>43</b>
3.1	Introduction . . . . .	43
3.2	Equations de base . . . . .	46
3.3	Force de polarisation généralisée . . . . .	48
3.4	Application . . . . .	50
3.4.1	Soliton acoustique poussiéreux . . . . .	50
3.4.2	Formation de la gaine électrostatique . . . . .	56
3.5	Conclusion . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Soliton acoustique poussiéreux dans un plasma polarisé en présence des ions non thermiques</b>	<b>61</b>
4.1	Introduction . . . . .	61
4.2	Force de polarisation non thermique . . . . .	62
4.3	Formulation mathématique . . . . .	66
4.4	Analyse faiblement non linéaire . . . . .	67
4.5	Résultats numériques et discussion . . . . .	69
4.6	Conclusion . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Expansion self similaire d'un plasma poussiéreux polarisé: effets de la force de polarisation</b>	<b>74</b>
5.1	Introduction . . . . .	74
5.2	Modèle théorique . . . . .	76
5.3	Expansion self similaire . . . . .	78
5.4	Résultats numériques et discussion . . . . .	80
5.5	Conclusion . . . . .	84
<b>6</b>	<b>Force de friction des ions non thermiques dans un plasma poussiéreux</b>	<b>86</b>
6.1	Introduction . . . . .	86
6.2	Equations de base . . . . .	88

6.3	Section efficace orbitale: Effets non thermiques . . . . .	90
6.4	Force de friction des ions non thermiques . . . . .	94
6.5	Conclusion . . . . .	96
<b>7</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>98</b>

# Introduction

Il est bien connu que la matière constituant notre environnement proche se présente essentiellement sous forme solide, liquide ou gazeuse. Au-delà de ces trois états et à très haute température, il existe un nouveau type d'état appelé plasma. Ce dernier est donc considéré comme un quatrième état de la matière. Il se distingue par l'apparition d'une grande diversité de phénomènes physiques nouveaux. En fait, le terme plasma a été introduit pour la première fois en 1928 par le physicien américain Irving Langmuir pour désigner le gaz ionisé contenu dans un tube à décharge [1]. Un plasma se définit comme étant un gaz partiellement ou totalement ionisé composé de particules chargées (électrons, ions) et de particules neutres (atomes, molécules), bien que le comportement de ces particules doit être collectif et vérifiant la quasi-neutralité dans un volume macroscopique du plasma. D'ailleurs, un plasma est caractérisé par une température  $T$  et une densité  $n$  qui représente le nombre de particules contenues en moyenne par unité de volume, les deux sont des paramètres très importants pour la classification d'un plasma. Selon leur température, il y a deux types de plasmas: les plasmas froids appelés aussi plasmas non thermiques ou hors équilibre thermodynamique, ce sont des plasmas dont les ions et les neutres restent à des températures très inférieures à celles des électrons et les plasmas chauds ou encore plasmas thermiques où les ions sont également énergétiques pour influencer le comportement du plasma. En plus de l'égalité  $T_i \simeq T_e$ , les températures des ions et des électrons doivent être supérieures à  $10^6 K$ . Les plasmas représentent plus de 99% de la matière visible. C'est pourquoi, cet état est extrêmement répandu dans l'univers. Les plasmas se trouvent à l'état naturel dans la haute atmosphère, les vents solaires, l'éclair, la foudre et le soleil [2]. Sur terre, les plasmas sont créés artificiellement et sont utilisés dans le projet (International Thermonuclear Experimental Reactor: ITER) pour le fonctionnement du tokamak [3] afin de produire de l'énergie. Les applications des plasmas sont nombreuses et se trouvent dans les écrans à plasma pour l'affichage à grande échelle et les lampes à décharge pour l'éclairage [2]. Ils

sont également largement utilisés dans l'industrie de la micro et nanoélectronique pour le traitement de surface des matériaux [3].

Un plasma poussiéreux contient toujours des impuretés chargées appelées grains de poussière. Historiquement, ces grains de poussière ont été observés pour la première fois, dans les années 1920 par Langmuir dans une décharge filamentaire [4]. Mais à cause des problèmes à caractère industriel que pouvaient engendrer ces grains, les plasmas poussiéreux n'ont commencé à être réellement étudiés que depuis la fin des années quatre-vingt et au cours de ces dernières années, les plasmas poussiéreux ont suscité un large et profond regain d'intérêt dans certaines applications technologiques, spatiales et astrophysiques. Par exemple, les poussières créées lors des interactions du plasma avec les parois des tokamaks [5]. Les plasmas poussiéreux sont présents ainsi dans différentes parties de notre système solaire, à savoir, le milieu interplanétaire, les nuages interstellaires, les queues et chevelures des comètes, les anneaux planétaires, les boucles solaires et les nuages moléculaires interstellaires [5]. La présence des grains de poussière statiques ou mobiles rend la nature du système plasma beaucoup plus complexe et très difficile à cerner à cause de leur masse et de leur charge électrique. La dynamique des grains de poussière dans un plasma est très importante. Elle a permis la mise en évidence d'un nouveau mode acoustique nommé onde acoustique poussiéreuse [6]. Bien que, la fréquence de ce mode est très basse et sa vitesse de phase est beaucoup plus petite que celle des électrons et des ions.

Les grains de poussière lorsqu'ils sont immergés dans le plasma subissent l'effet de plusieurs forces qui sont responsables de leur mouvement et de leur équilibre local. Parmi ces forces, nous citons la gravité [5] qui joue un rôle important dans le cas où les grains de poussière sont de tailles micrométriques, la force électrique [7] induite par le champ électrique existant dans le plasma, les forces de friction [8], [9] qui sont dues aux transferts de la quantité de mouvement entre les grains de poussière et les ions ou les neutres pendant leur collision. La présence d'un gradient de température dans le plasma exerce une force thermophorèse [10] sur les grains de poussière. Dans un plasma non uniforme, un gradient non nul de la densité locale des électrons et des ions est créé autour des grains de poussière. Hamaguchi et Farouki ont montré [11], [12] qu'une nouvelle force dite de polarisation peut s'exercer sur les grains. Cette force est proportionnelle au gradient de densité ou au gradient de la longueur d'écrantage de Debye. De plus, elle est toujours dirigée dans le sens décroissant du gradient de la longueur de Debye et de sens opposé à la force électrique quel que soit le signe de la charge du grain de poussière.

Un plasma est un milieu constitué d'un très grand nombre de particules, quoique, leurs vitesses ne sont pas toutes identiques, mais distribuées selon une loi probabiliste représentée par des fonctions de distribution des vitesses, les électrons et les ions dans un plasma en équilibre thermodynamique sont distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann qui est basée sur la statistique ou le formalisme de Boltzmann Gibbs et Shannon (BGS). Néanmoins, ce formalisme n'est pas toujours adéquat pour décrire les systèmes dotés d'interactions de longues portées et les systèmes à effets de mémoire. A ce stade là, Tsallis a proposé [13] une nouvelle forme d'entropie appelée alors entropie non extensive ou la  $q$  entropie. Celle-ci est une généralisation du formalisme de BGS. La maximisation de la  $q$  entropie permet alors d'obtenir une fonction de distribution qui prend en considération la propriété d'interaction à longue portée. Ainsi la fonction de distribution de Boltzmann se retrouve comme étant un cas particulier de la fonction de distribution de Tsallis ( $q \rightarrow 1$ ). Il est intéressant de noter que la fonction de distribution des vitesses non extensive de Tsallis a été utilisée avec un grand succès en physique des plasmas et a même servi comme assise théorique pour les fonctions de distribution de type kappa [14] (fonctions de distribution qui décrivent les particules suprathermiques). Il a été démontré que ce type de distribution peut être une conséquence de l'entropie généralisée de Tsallis. A l'instar de la fonction de distribution des vitesses de Tsallis, d'autres fonctions de distribution ont vu le jour afin de décrire un plasma hors équilibre thermodynamique, parmi ces fonctions, nous citons à titre d'exemple: la fonction de distribution des vitesses dite de Cairns [15], celle-ci permet de décrire un plasma contenant une proportion de particules assez énergétiques appelées particules non thermiques. Cette proportion est représentée par un paramètre non thermique  $\alpha$ , qui mesure l'écart par rapport à l'équilibre thermodynamique ( $\alpha = 0$ ). Les particules non thermiques dans les plasmas astrophysiques ont été détectées dans de nombreuses observations spatiales. Les mesures effectuées sur leur fonction de distribution ont mis en évidence leur caractère hautement non thermique [16]. Les observations spatiales effectuées par les satellites Viking [17] et Freja [18] ont révélé l'existence, dans la magnétosphère, des structures solitaires associées à des raréfactions de densité. Motivé par ces observations, Cairns a été le pionnier dans ce domaine en proposant une fonction de distribution des vitesses non thermiques des électrons afin d'expliquer les raréfactions de densité associées aux solitons observés de l'onde acoustique ionique. La présente thèse s'inscrit dans le cadre d'une étude théorique de la dynamique non linéaire d'un plasma complexe. Notre objectif principal est de traiter quelques phénomènes non linéaires associés aux différents modèles de plasma poussiéreux. Nous nous sommes intéressés dans la majeure partie de notre travail, à l'étude de ces phénomènes en présence

---

de la force de polarisation que subissent les grains de poussière dans un plasma poussiéreux non uniforme. La non uniformité ici est liée au gradient des densités locales des électrons et des ions qui produisent une déformation dans la sphère de Debye autour du grain. Cette thèse comprend six chapitres organisés de la manière suivante:

Les deux premiers chapitres seront consacrés à une introduction à la physique des plasmas. Le premier chapitre, quelques généralités sur les plasmas, composé de six parties: en premier lieu nous définirons le plasma ordinaire et ses grandeurs caractéristiques telles que la quasi-neutralité macroscopique, la longueur d'écrantage de Debye et la fréquence plasma. Nous décrirons en deuxième partie les plasmas complexes ou poussiéreux et insisterons sur les phénomènes qui les caractérisent tels leurs propriétés spatio temporelles (longueur de Debye, fréquence plasma), la charge des grains de poussière, les processus de charge et l'apparition de nouveaux modes tels que le mode acoustique poussiéreux (DA) et la modification du mode acoustique ionique habituel par la présence de ces grains appelé mode acoustique ionique poussiéreux (DIA). Nous présenterons par la suite quelques notions sur les fonctions de distribution des vitesses, telles que la distribution de Maxwell-Boltzmann, la distribution de Tsallis et la distribution de Cairns. Deux modèles théoriques (cinétique et fluide) seront présentés dans la cinquième partie. Nous terminerons ce chapitre en présentant quelques phénomènes non linéaires apparaissant dans un plasma comme le soliton, la formation de la gaine électrostatique, l'expansion et les collisions binaires. Le deuxième chapitre sera entièrement consacré à la présentation de quelques forces s'exerçant sur les grains de poussière immergés dans un plasma.

Le troisième chapitre portera sur l'étude de la force de polarisation dans le cadre de la statistique non extensive de Tsallis. Au début, nous présenterons un calcul exhaustif de l'expression de la force de polarisation généralisée agissant sur des grains de poussière chargés négativement dans un plasma composé d'électrons non extensifs et d'ions Maxwelliens. Ensuite, une partie d'application sera consacrée à l'étude de l'influence de la force de polarisation et de la non extensivité électronique sur le soliton et la gaine électrostatique. Nous commencerons cette partie par l'étude de la propagation de l'onde acoustique poussiéreuse d'amplitude faible mais finie, une équation de type Korteweg-de Vries (K-dV) sera établie. Les solutions solitaires de cette équation résultent d'un équilibre entre la non linéarité et la dispersion du milieu plasma. L'influence de la force de polarisation et de la non extensivité électronique sur la structure solitaire sera alors examinée. Par la suite, nous étudierons la gaine électrostatique poussiéreuse, le critère de Böhm associé à sa formation sera établi. Ce dernier dépend fortement du terme de la polarisation et du paramètre non extensif.

Le chapitre 4 sera consacré à l'étude de l'influence de la force de polarisation non thermique sur le soliton acoustique poussiéreux et sur son énergie transportée. En première partie, on examinera la dépendance de la force de polarisation en fonction de la fraction des ions non thermiques. Dans la seconde partie, nous étudierons l'effet de la force de polarisation non thermique sur les ondes acoustiques poussiéreuses se propageant dans un plasma poussiéreux composé d'ions non thermiques, d'électrons Maxwelliens et de grains de poussière fortement chargés négativement. Dans le cas du régime faiblement non linéaire, nous établirons une équation de type Korteweg-de Vries (K-dV) permettant de quantifier les différents paramètres, nous montrerons que la largeur et l'amplitude du soliton sont sensiblement affectées par la présence de l'effet d'interaction de polarisation et de la non thermalité ionique. La condition d'existence de ces structures localisées sera également établie. Finalement, nous examinerons les modifications induites par ces deux effets sur l'énergie transportée par le soliton.

Dans le cinquième chapitre de cette thèse, nous étudierons le phénomène d'expansion d'un plasma poussiéreux non uniforme dans le vide en utilisant le formalisme self-similaire. Ce chapitre a pour but d'étudier les effets de la force de polarisation sur l'expansion d'un plasma composé de grains de poussière de charges électriques négatives avec des électrons et des ions en équilibre thermodynamique. Pour ce faire, nous introduirons alors les équations fluides pour décrire la dynamique des grains de poussière et supposerons que le plasma reste quasi-neutre durant l'expansion. Dans la section suivante, nous introduirons les transformations self-similaires dans le système d'équations. A partir d'une résolution analytique de ce système, une solution non triviale sera établie. Ensuite, nous utiliserons des conditions initiales, les grandeurs macroscopiques qui décrivent l'expansion de plasma seront établies en fonction du terme de polarisation et de la variable self-similaire. Nous examinerons par la suite les modifications apportées par la force de polarisation sur l'évolution de la vitesse fluide, la densité des grains, le potentiel électrostatique et le champ électrique en fonction de la variable self-similaire.

Le dernier chapitre portera sur le calcul de la force de friction due aux ions non thermiques agissant sur un grain de poussière immobile fortement chargé négativement dans un plasma collisionnel. Nous nous intéresserons aux modifications apportées par la non thermalité ionique sur cette force. Nous présenterons dans la première partie notre modèle théorique et les équations de base nécessaires, nous examinerons ensuite les effets non thermiques sur le mouvement radial des ions autour du grain de poussière. Nous calculerons la section efficace (orbitale) de transfert de quantité de mouvement des ions qui passent

à proximité d'un grain de poussière, sans atteindre sa surface. L'effet des ions non thermiques sur la section efficace orbitale sera examiné. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous calculerons l'expression de la force de friction ionique correspondant à notre modèle et examinerons les effets de la fraction des ions non thermiques sur l'intensité de la force de friction ionique.

Nous terminerons cette thèse par une conclusion générale et une brève présentation de nos perspectives.

# 1

## Généralités sur les plasmas

### 1.1 Plasma ordinaire

Un plasma se définit comme étant un gaz partiellement ou totalement ionisé, constitué d'espèces neutres (atomes, molécules) et d'espèces chargées électriquement (ions, électrons). Ce milieu gazeux se distingue d'un gaz classique, composé seulement de particules électriquement neutres, par l'interaction de nature électromagnétique de longue portée [2] qui existe entre les particules chargées. Afin d'étudier un plasma, il faut tout d'abord connaître ses propriétés, c'est donc la raison pour laquelle nous allons présenter dans la présente section, un certain nombre de concepts de base qui caractérisent un plasma à savoir la quasi-neutralité macroscopique, le degré d'ionisation, l'écrantage de Debye et la fréquence plasma.

#### 1.1.1 Quasi-neutralité macroscopique et degré d'ionisation

Dans le milieu plasma, les effets collectifs sont omniprésents où chaque particule chargée interagit simultanément avec un très grand nombre de particules voisines par l'intermédiaire d'un champ électrique. En l'absence de toute perturbation, le plasma se trouve dans un état d'équilibre. A l'échelle macroscopique, ce plasma est globalement neutre du point de vue électrique, il y a autant de charges positives que négatives. Cette propriété qui s'appelle la quasi-neutralité du plasma se traduit par

$$\sum_j q_j n_{j0} = 0 \quad (1.1)$$

où  $q_j$  et  $n_{j0}$  sont respectivement la charge électrique et la densité à l'équilibre des particules de l'espèce  $j$ . La condition de quasi-neutralité de la charge électrique dans un plasma composé d'électrons de densité  $n_{e0}$  et d'ions positifs de densité  $n_{i0}$  en présence d'atomes ou de molécules neutres de densités  $n_{n0}$  s'écrit sous la forme

$$n_{e0} - Z_i n_{i0} = 0 \quad (1.2)$$

Lorsque les ions sont chargés une fois positivement  $Z_i = 1$ , la condition (1.2) se réduit à la forme  $n_{e0} = n_{i0}$ . Un plasma est caractérisé par un degré d'ionisation défini par le rapport de la densité électronique  $n_{e0}$  sur la densité totale d'électrons et d'espèces (neutres) non ionisées  $n_{n0}$  [19]

$$\alpha = \frac{n_{e0}}{n_{e0} + n_{n0}} = \frac{Z_i n_{i0}}{Z_i n_{i0} + n_{n0}} \quad (1.3)$$

Ce paramètre permet de distinguer les plasmas faiblement ionisés  $\alpha < 1$  comme les plasmas industriels et l'ionosphère et les plasmas fortement ionisés où  $\alpha \simeq 1$  comme les plasmas thermonucléaires et les plasmas stellaires.

### 1.1.2 Ecrantage de Debye

La tendance à la neutralité électrique est l'une des caractéristiques de base d'un plasma et comme nous l'avons mentionné précédemment, cette neutralité est une propriété macroscopique dans un plasma, en fait, une particule chargée "charge test" est entourée par un certain nombre de particules de signes opposées. La distance entre cette particule et les particules qui l'entourent s'appelle longueur de Debye. Au-delà de cette distance l'influence du champ électrostatique exercé par cette charge test n'est plus ressentie par les autres particules présentes dans le plasma. En réalité, le processus de l'écrantage électrique est tout à la fois dynamique et statistique et représente un équilibre entre deux tendances antagonistes, la force Coulombienne qui tend à rapprocher les particules de la charge test et la force due à l'agitation thermique qui tend à lisser toutes les accumulations de charge. On considère un modèle simple pour décrire le phénomène d'écrantage, on suppose qu'une charge électrique positive quelconque placée dans un plasma composé d'électrons et d'ions positifs qui sont beaucoup plus lourds que les électrons et leur temps de réponse est beaucoup plus long. Donc ils peuvent être considérés immobiles  $n_i = n_{i0}$ . Le potentiel électrostatique autour de cette charge est donné par l'équation de Poisson [2]

$$\nabla^2 \phi = 4\pi e (n_e - n_{i0}) \quad (1.4)$$

En prenant une distribution de Boltzmann pour les électrons, leur densité est donc donnée par

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

où  $T_e$  est la température des électrons (en terme d'énergie). Supposons que la température électronique soit suffisamment élevée pour que l'énergie cinétique des électrons domine l'énergie potentielle électrostatique ( $e\phi/T_e \ll 1$ ). Dans ce cas, il est facile de montrer que le potentiel électrostatique autour de cette charge s'écrit sous la forme

$$\phi(r) = \phi_0 \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (1.5)$$

où

$$\lambda_D = \lambda_{De} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_{e0} e^2}} \quad (1.6)$$

où  $\phi_0$  le potentiel au voisinage de l'origine de cette charge qui n'est rien d'autre que le potentiel de Coulomb,  $\lambda_D$  est la longueur de Debye électronique. Dans l'équation (1.5), le terme exponentiel manifeste l'effet d'écran. Par conséquent, la décroissance du potentiel électrostatique créé par une charge est plus rapide dans un plasma que dans le vide. De la même façon, on peut définir la longueur de Debye ionique si on place dans le plasma une charge électrique négative

$$\lambda_{Di} = \sqrt{\frac{T_i}{4\pi n_{i0} e^2}} \quad (1.7)$$

où  $T_i$  est la température des ions. Naturellement, si  $L$  est une grandeur caractéristique de la dimension du plasma, la première condition pour avoir un plasma sera

$$\lambda_D \ll L \quad (1.8)$$

En fait, c'est la quasi-neutralité qui impose cette condition. Par conséquent le nombre de particules chargées se trouvant dans une sphère de Debye doit être très grand

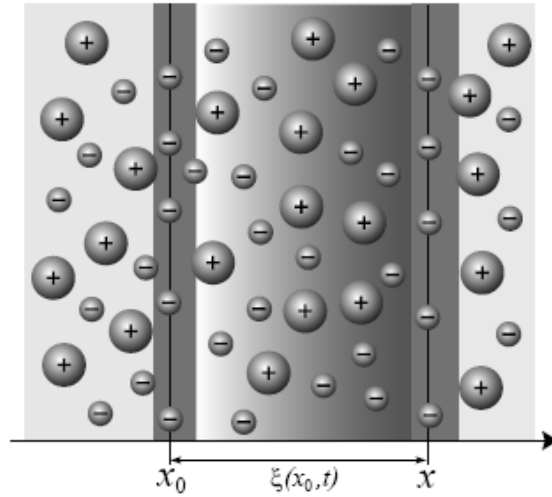
$$n_{j0} \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \gg 1 \quad (1.9)$$

Cela implique que dans un plasma les effets collectifs des particules seront plus importants que les effets dus aux forces Coulombiennes.

### 1.1.3 Fréquence plasma

Le phénomène d'écrantage électrique dans un plasma est caractérisé par une échelle spatiale appelée longueur de Debye. Il est naturel d'anticiper qu'il puisse exister de la même façon

une échelle temporelle qui caractérise la réponse à une perturbation électrique comme celle induite par l'introduction d'un excès de charge électrique positive ou négative. Celle-ci sera rétablie du fait du comportement collectif des particules chargées, ce mouvement de retour vers l'équilibre des charges prendra la forme d'une oscillation harmonique autour de la position d'équilibre où il y a eu initialement rupture de neutralité. Pour établir sa fréquence d'oscillation, nous allons prendre un modèle simple d'un plasma unidimensionnel constitué d'ions, supposés infiniment lourds, donc au repos, et d'électrons mobiles de charge  $-e$ . À l'équilibre, la densité ionique et la densité électronique sont homogènes et égales à  $n_0$ . Considérons une perturbation unidimensionnelle, le long de l'axe des  $x$ , telle que tous les électrons se situant sur un plan de section  $S$  à la position  $x_0$  à l'équilibre soient déplacés dans le plan  $x = x_0 + \xi(x_0, t)$  à l'instant  $t$ . Le mouvement thermique des électrons étant négligé devant le mouvement dû à la perturbation.



**Figure 1.1:** Perturbation électronique [3].

La perturbation spatiale  $\xi$  introduite sur la section  $S$  de la densité électronique traduit la création d'un champ électrique  $\mathbf{E}$ . La relation fondamentale de la dynamique fournit une relation entre  $\mathbf{E}$  et  $\xi$

$$m_e \frac{d^2 \xi}{dt^2} = -e\mathbf{E} \quad (1.10)$$

Par ailleurs, à partir du théorème de Gauss, le champ électrique peut être donné par

$$\mathbf{E} = 4\pi en_0 \xi \quad (1.11)$$

En injectant l'expression de champ électrique (1.11) dans (1.10), on obtient

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} + \omega_{pe}^2 \xi = 0 \quad (1.12)$$

Cette dernière est l'équation d'un oscillateur harmonique oscillant à la pulsation donnée par [3]

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}} \quad (1.13)$$

Appelée aussi fréquence plasma électronique ou fréquence de Langmuir et de même façon des oscillateurs ioniques peuvent apparaître à la fréquence plasma ionique

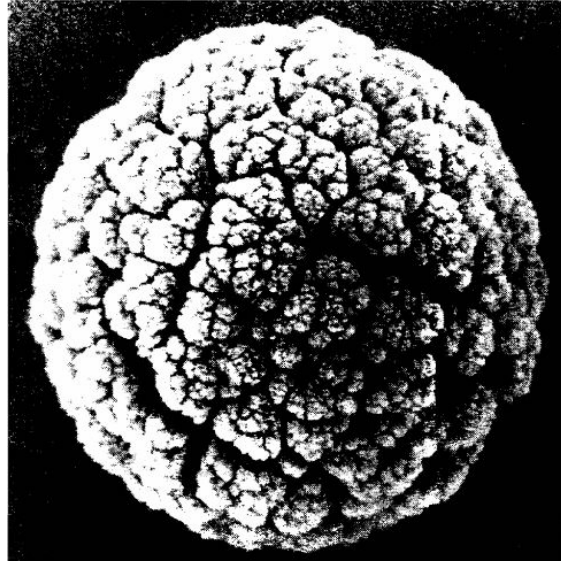
$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_i}} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \omega_{pe} \quad (1.14)$$

A cause de la faiblesse du rapport de masse  $m_e/m_i$ , la fréquence électronique est toujours supérieure à celle des ions.

## 1.2 Plasma poussiéreux

La présence des particules de poussière dans un plasma donne naissance à ce que l'on appelle un plasma poussiéreux, par définition ce dernier est un milieu contenant, en plus des constituants de base d'un plasma habituel, des particules de haute charge électrique et de grande masse appelées grains de poussière. Cette espèce supplémentaire rend le système encore plus complexe qu'un plasma ordinaire. C'est pourquoi, ces plasmas sont aussi connus sous le nom de "plasmas complexes".

Les grains de poussière dans un plasma ont été observés pour la première fois dans les années 1920 par Langmuir dans une décharge filamentaire [4]. Néanmoins, les plasmas poussiéreux ont commencé à être réellement étudiés à partir du début des années 1980, lorsque les astrophysiciens ont découvert que les anneaux de Saturne se composent de fines particules chargées. Dans les expériences de laboratoire, les grains de poussière peuvent être injectés directement dans le plasma ou bien formés à l'intérieur de celui-ci. Les propriétés caractéristiques d'un grain de poussière sont totalement différentes de celles des électrons et des ions. Leur taille peut varier du nanomètre au centimètre, leur masse vaut  $10^{13}$  fois la masse du proton et  $10^9$  fois la masse de l'électron et leur charge varie de mille à dix mille fois la charge de l'électron [20]. Typiquement, un grain de poussière de  $1\mu m$  peut porter plus d'un millier d'électrons à sa surface.



**Figure 1.2:** Un grain de poussière de diamètre 650 nm [5].

La charge électrique des grains de poussière est un paramètre fondamental dans l'étude des plasmas poussiéreux. Les processus élémentaires qui sont responsables de la variation de la charge de ces grains sont tout à fait complexes et dépendent principalement de l'environnement autour des grains de poussière. Les grains de poussières immergées dans les plasmas de l'univers sont largement soumis à la lumière ultra-violet (UV) et le processus de charges des particules provient alors principalement de l'émission des photoélectrons [5], dans ce cas le grain de poussière prend une charge positive. Alors que dans les plasmas de laboratoire, les grains de poussière sont soumis au flux de différentes espèces chargées du plasma, généralement les électrons et les ions. Du fait de la grande mobilité des électrons, ces grains peuvent se charger négativement. L'émission secondaire des électrons, l'émission thermoionique, l'émission de champ...etc. sont autant d'autres exemples de mécanismes de charge.

### 1.2.1 Propriétés d'un plasma poussiéreux

On a vu précédemment que la quasi-neutralité macroscopique, la longueur d'écrantage électrique et la fréquence propre d'oscillation sont parmi les propriétés les plus importantes pour décrire un plasma. En fait, l'existence des grains de poussière dans un plasma peut influencer ces propriétés. La condition de quasi-neutralité d'un plasma poussiéreux est modifiée par rapport à un plasma à deux composantes et devient

$$en_{i0} - en_{e0} + q_{d0}n_{d0} = 0 \quad (1.15)$$

où l'indice  $j = e, i$  et  $d$  désigne, respectivement, l'espèce des électrons, des ions et des grains de poussière,  $n_{j0}$  est la densité des particules d'espèce  $j$  et  $q_{d0} = \pm Z_{d0}e$  est la charge d'un grain de poussière à l'état d'équilibre. L'un des phénomènes les plus remarquables dans les plasmas poussiéreux est l'appauvrissement ou déplétion électronique [5]. Ce phénomène se produit lorsque la majeure partie des électrons du plasma ambiant est collectée à la surface des grains de poussière à cause de la grande mobilité des électrons. Dans ce cas, la condition de quasi-neutralité précédente (1.15) peut être réécrite sous la forme  $n_{i0} \simeq Z_{d0}n_{d0} \gg n_{e0}$ . L'interaction des grains de poussière entre eux dépend de leur taille, de leur charge, ainsi que de la longueur de Debye qui représente la distance au-delà de laquelle le champ électrique produit par cette charge est écranté. Dans un plasma poussiéreux, la longueur d'écrantage de Debye est donnée par [5], [21]

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De}\lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2}} \quad (1.16)$$

où  $\lambda_{De}$  et  $\lambda_{Di}$  sont respectivement la longueur de Debye électronique et ionique

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_{e0}e^2}} \quad \text{et} \quad \lambda_{Di} = \sqrt{\frac{T_i}{4\pi n_{i0}e^2}} \quad (1.17)$$

Dans les plasmas de laboratoire, généralement la différence entre l'agitation thermique des ions et celle des électrons est importante à titre d'exemple les plasmas poussiéreux hors équilibre thermodynamique composés de grains de poussière chargés négativement et vérifiant la condition  $T_in_{e0} \ll T_en_{i0}$ , dans ce cas, nous avons  $\lambda_D = \lambda_{Di}$  ceci signifie que la longueur de Debye est principalement déterminée par la densité et la température des ions. D'un autre côté, quand les grains de poussière sont hautement chargés positivement et vérifient la condition  $T_en_{i0} \ll T_in_{e0}$ , nous avons  $\lambda_{De} \ll \lambda_{Di}$  qui donne  $\lambda_D \simeq \lambda_{De}$  c'est à dire la longueur de Debye  $\lambda_D$  déterminée par la température et la densité des électrons seulement. Si la condition suivante  $r_d \ll \lambda_D < a$  est satisfaite dans le plasma où  $r_d$  et  $a$  sont le rayon du grain et la distance moyenne entre les grains, ces derniers peuvent être traités d'un point de vue dynamique et ce plasma contenant des grains de poussière isolés. D'un autre côté, lorsque  $r_d \ll a < \lambda_D$  les grains de poussière interagissent électrostatiquement et dans cette situation on ne peut pas négliger les forces électrostatiques entre les grains.

A l'instar des espèces chargées dans un plasma, les grains de poussière répondent également au champ électrique, sa fréquence d'oscillations est donnée par

$$\omega_{pd} = \sqrt{\frac{4\pi n_{d0}Z_d^2e^2}{m_d}} \quad (1.18)$$

A cause de l'inertie élevée des gains de poussière, nous avons  $\omega_{pd} \ll \omega_{pi} \ll \omega_{pe}$ . Par conséquent, leur temps caractéristique d'oscillation est très grand par rapport à celui des autres espèces du plasma.

## 1.2.2 Modes électrostatiques

La présence des grains de poussière dans un plasma non magnétisé et non collisionnel permet non seulement la modification du mode acoustique ionique habituel appelé mode acoustique ionique poussiéreux (DIA) mais permet aussi d'introduire un nouveau mode nommé mode acoustique poussiéreux (DA), ce sont l'un des modes qui peuvent se propager dans un plasma poussiéreux et qui reposent sur la dynamique des ions où les grains jouent le rôle du fond neutralisant pour le premier mode, alors que la dynamique des grains de poussière joue un rôle important pour le deuxième mode.

### Mode acoustique ionique poussiéreux (DIA)

C'est le mode acoustique ionique habituel modifié par la présence de grains de poussière chargés négativement et qui a été prédit par Shukla et Silin en 1992 [22]. Ce mode est caractérisé par une vitesse de phase beaucoup plus petite que la vitesse thermique des électrons  $v_{Te}$  et beaucoup plus grande que celle des ions  $v_{Ti}$  ( $kv_{Ti} \ll \omega \ll kv_{Te}$ ). Sur de telles échelles temporelles, les électrons sont non inertiels et suivent une distribution des vitesses Maxwellienne, les ions sont inertiels et sont décrits par des équations fluides alors que les grains de poussière massifs sont considérés immobiles et jouent le rôle d'un fond neutralisant et participent à la quasi-neutralité du plasma. La fréquence du mode DIA est donnée par la relation [22]

$$\omega_{DIA} = \frac{\omega_{pi}\lambda_{De}k}{\sqrt{1 + k^2\lambda_{De}^2}} \quad (1.19)$$

Pour  $k^2\lambda_{De}^2 \ll 1$ , l'expression (1.19) se réduit à la forme

$$\omega_{DIA} = kC_s \quad (1.20)$$

où  $C_s = \omega_{pi}\lambda_{De} = (n_{i0}T_e/n_{e0}m_i)^{1/2}$  est la vitesse acoustique ionique modifiée par la présence des grains de poussière. Le mode DIA a été observé expérimentalement dans les laboratoires par Barkan et al en 1996 [23]. Les valeurs des fréquences mesurées varient de 3 à 5 KHz selon la valeur du rapport  $Z_d n_{d0}/n_{i0}$ .

### Mode acoustique poussiéreux

Ce mode a été théoriquement prévu par Rao et *al* en 1990 [24] et mis en évidence expérimentalement par Barkan et *al* en 1995 [25]. La vitesse de phase de ce mode est beaucoup plus petite que la vitesse thermique électronique et ionique. La propagation de ce mode repose sur la dynamique des grains de poussière chargés négativement qui sont décrits par des équations fluides avec des électrons et des ions en équilibre thermodynamique. La perturbation des équations de ce mode permet d'obtenir sa relation de dispersion et que chaque quantité perturbée s'écrit sous forme d'une onde plane  $\sim \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$  ( $i$  est le nombre complexe pur). Ce qui donne

$$\omega^2 = 3k^2 v_{td}^2 + \frac{k^2 C_d^2}{1 + k^2 \lambda_D^2} \quad (1.21)$$

où  $v_{td} = \sqrt{T_d/m_d}$  la vitesse thermique des grains,  $\lambda_D$  la longueur de Debye son expression est déjà donnée par l'équation (1.16), et  $C_d = \omega_{pd} \lambda_D$  est la vitesse acoustique poussiéreuse avec  $\omega_{pd} = \sqrt{\frac{4\pi n_{d0} Z_{d0}^2 e^2}{m_d}}$  fréquence des grains, lorsque  $\omega \gg k v_{td}$ , nous déduisons la relation de l'onde acoustique poussiéreuse

$$\omega_{DA} = \frac{k C_d}{\sqrt{1 + k^2 \lambda_D^2}} \quad (1.22)$$

Ce mode a été fréquemment utilisé en domaine théorique et expérimental durant ces deux dernières décennies, Le mode DA est extrêmement de basse fréquence de quelques dizaines de Hertz  $\omega_{DA} \ll \omega_{pi} < \omega_{pe}$  qui est analogue au mode acoustique ionique habituel dans un plasma composé d'électrons et d'ions. L'entretien de ce mode provient de l'inertie des grains de poussière, tandis que la force de rappel vient du gradient de la pression des électrons et des ions. Dans le cas des plasmas à décharge, la fréquence de l'onde acoustique poussiéreuse (1.22) varie typiquement de 10 à 20 *Hz* et les images vidéo du front d'onde sont aisément visibles à l'oeil nu [25].

## 1.3 Fonctions de distribution des vitesses

Un plasma est un système contient un très grand nombre de particules. Chacune de ces particules est entièrement définie par sa charge électrique, sa masse, ses 3 coordonnées du vecteur position et ses 3 composantes du vecteur vitesse. Dans un plasma contenant plusieurs espèces de particules, chaque espèce est alors définie par une fonction de distribution donnant le nombre de particules, qui ont une position dans l'intervalle  $d\mathbf{r}$  autour de  $\mathbf{r}$  et

une vitesse dans l'intervalle  $d\mathbf{v}$  autour de  $\mathbf{v}$ . Cette fonction de distribution est donc définie dans un espace à 6 dimensions appelé espace des phases. Les fonctions de distribution sont des outils pratiques pour décrire le système car elles contiennent toutes les informations microscopiques sans pour autant s'encombrer du détail de l'état propre de chaque particule. Elle nous permet de déterminer, pour chaque position  $\mathbf{r}$  et au temps  $t$ , la valeur moyenne de certaines propriétés microscopiques décrites par une fonction de distribution. Il en résulte ce qu'on appelle les grandeurs hydrodynamiques ou macroscopiques à savoir la densité et la vitesse moyenne qui sont donnés respectivement par

$$n(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{v} \quad (1.23)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \int \mathbf{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{v} \quad (1.24)$$

Les variables  $n(\mathbf{r}, t)$  et  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$  sont des quantités macroscopiques qui ne dépendent que de  $\mathbf{r}$  et de  $t$ , il suffit de déterminer la forme de la fonction de distribution pour n'importe quelle espèce du plasma pour trouver les valeurs des grandeurs macroscopiques correspondantes. La fonction de distribution est aussi utilisée pour déterminer la pression, la température et le flux de chaleur...etc.

### 1.3.1 Distribution de Maxwell-Boltzmann

La première fonction de distribution des vitesses a été proposée par James Clerk Maxwell [26] en 1859, et développée dans le cadre d'un gaz en équilibre statistique. Cette distribution est liée à l'état stationnaire d'un système en équilibre thermodynamique caractérisé par une température  $T$  où les interactions entre particules sont suffisamment nombreuses. A trois dimensions, la distribution de Maxwell est donnée par

$$f(\mathbf{v}) = n \left( \frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m\mathbf{v}^2}{2T} \right) \quad (1.25)$$

Cette dernière appelée aussi fonction de distribution de Maxwell- Boltzmann. Elle est donnée dans le cas isotrope où la distribution des composantes de la vitesse selon n'importe quel axe cartésien est la même. Pour un plasma où chaque espèce est en équilibre thermique avec elle même et locale décrite par une température  $T_j(\mathbf{r}, t)$  ou proche de cet équilibre, alors la distribution des vitesses sera décrite par la fonction de Maxwell- Boltzmann suivante

$$f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = n_j(\mathbf{r}, t) \left( \frac{m_j}{2\pi T_j(\mathbf{r}, t)} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m_j\mathbf{v}^2}{2T_j(\mathbf{r}, t)} \right) \quad (1.26)$$

Il faut noter que la distribution de Maxwell (1.25) peut être retrouvée à partir d'une approche purement statistique. La détermination de la distribution de Maxwell dans le cadre de la physique statistique repose sur le fait que le système est en équilibre thermodynamique avec un thermostat porté à la température  $T$ . Pour les systèmes en équilibre thermodynamique, l'information sur ces systèmes est minimum. Ce manque d'information est mesuré par un concept fondamental de la physique statistique, à savoir l'entropie. Par définition, cette dernière est une fonction d'état permettant de mesurer le degré de désordre d'un système. Plus celui-ci est grand, plus l'entropie est grande. Bien que, à l'équilibre statistique où le désordre est maximum, on parle donc de l'entropie de Boltzmann Gibbs et Shannon (BGS) qui s'écrit sous la forme suivante  $S_{BGS} = -k_B \sum_{i=1} p_i \ln p_i$  où  $p_i$  est la probabilité du  $i^{\text{ème}}$  micro état d'énergie  $E_i$ . L'entropie de BGS est une quantité additive valable pour les systèmes non corrélés où les mouvements des particules sont indépendants. La distribution statistique des micro-états est celle qui maximise l'entropie sous contrainte de l'information imposée au système.

### 1.3.2 Distribution de Tsallis

Il est évident que la statistique de Boltzmann-Gibbs-Shannon (BGS) permet de gérer un grand nombre de systèmes physiques standards. En d'autres termes, elle donne de bons résultats pour des systèmes en équilibre thermodynamique. Cependant, plusieurs investigations expérimentales et théoriques ont montré que ce formalisme n'est pas toujours adéquat pour décrire les systèmes dotés d'interactions de longue portée [27], [28], tels que les plasmas et les systèmes gravitationnels, où les états stationnaires sont hors équilibre [29]. Une nouvelle statistique a été proposée en 1988 par Tsallis [13] qui s'appelle la statistique non extensive afin de décrire correctement ces systèmes. Au cours de ces dernières années, le formalisme non extensif a été utilisé avec un grand succès dans différents types de processus collectifs et non linéaires [30]- [34]. Elle a aussi de nombreux domaines d'application dans différentes disciplines [35] (théorie de l'information, physique du solide, physique du plasma, systèmes hors équilibre, ..etc.). Dans cette nouvelle statistique, Tsallis [13] a proposé une nouvelle forme de l'entropie, en prolongeant l'additivité standard des entropies au cas non extensif non linéaire caractérisé par un indice entropique  $q$  qui désigne le degré de non extensivité du système considéré. L'entropie de Tsallis ou la  $q$  entropie s'écrit sous la forme

[13]

$$S_q = k_B \frac{\left(1 - \sum_{i=1}^w p_i^q\right)}{1 - q} \quad (1.27)$$

où  $w$  est le nombre total des micro-états et

$$p_i^q = p_i \exp[(q - 1) \ln p_i] \simeq p_i [1 + (q - 1) \ln p_i] \quad (1.28)$$

où  $p_i$  est la probabilité d'occupation d'un micro-état d'énergie  $E_i$ . L'entropie de Tsallis est une généralisation de l'entropie standard de Boltzmann-Gibbs-Shannon, celle-ci se retrouve dans la limite  $q \rightarrow 1$ . La  $q$  entropie est dite non additive car pour un système composé de deux sous systèmes indépendants  $A$  et  $B$ , l'entropie totale n'est pas égale à la somme des entropies de ces deux systèmes pris indépendamment. L'entropie  $S_q(A + B)$  s'écrit comme suite

$$S_q(A + B) = S_q(A) + S_q(B) + (q - 1) S_q(A) S_q(B) \quad (1.29)$$

où  $(q - 1) S_q(A) S_q(B)$  est le terme de corrélation entre particules, dépend intimement du paramètre non extensif  $q$ . Dans le cas limité où  $q \rightarrow 1$ , l'additivité standard de l'entropie est retrouvée. Rappelons que la détermination de la distribution la plus probable dans le cadre de la physique statistique repose sur le fait que le système est en équilibre thermodynamique avec un thermostat, à savoir l'ensemble canonique. La détermination de la fonction de distribution des vitesses la plus probable repose sur la maximisation de l'entropie  $S_q$  sous la contrainte  $\sum_{i=1}^w p_i = 1$  et la nouvelle contrainte de l'énergie interne  $U_q$  qui prend la forme suivante

$$U_q = \frac{\sum_{i=1}^w p_i^q E_i}{\sum_{i=1}^w p_i^q} \quad (1.30)$$

Dans le but d'optimiser l'entropie  $S_q$ , nous utilisons la méthode des multiplicateurs de Lagrange. En effet, en introduisant les facteurs de Lagrange et en déterminant l'extremum de  $S_q$ , nous obtenons la probabilité  $p_i$  du  $i^{eme}$  micro état donnée par

$$p_i = \frac{[1 - \beta_1 (q - 1) E_i]^{1/(q-1)}}{Z_q} \quad (1.31)$$

où  $\beta_1$  est le facteur de Lagrange associé à la contrainte d'énergie constante et  $Z_q$  est la fonction de partition du système, donnée par

$$Z_q = \sum_{i=1}^w [1 - \beta_1 (q - 1) E_i]^{1/(q-1)} \quad (1.32)$$

L'utilisation du formalisme de Tsallis nous permet d'obtenir une fonction de distribution des vitesses qui tient en compte les corrélations entre les particules. A une dimension, cette fonction de distribution non extensive s'écrit comme suit

$$f(v) = A_q \left[ 1 - (q-1) \beta_2 \frac{mv^2}{2} \right]^{\frac{1}{q-1}} \quad (1.33)$$

où  $A_q$  est la constante de normalisation, son expression (pour  $q > 1$ ) est donnée par

$$A_q = \left( \frac{1+q}{2} \right) \frac{\Gamma\left(\frac{1}{q-1} + \frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{q-1}\right)} \sqrt{\frac{m(q-1)}{2\pi T}} \quad (1.34)$$

Notons que lorsque  $q \rightarrow 1$ , nous retrouvons la distribution habituelle de Maxwell Boltzmann.

### 1.3.3 Distribution de Cairns

Comme les systèmes dotés d'interactions de longue portée, il existe d'autres systèmes qui ne peuvent être décrits par la fonction de distribution de Maxwell Boltzmann. En effet, ces systèmes sont décrits par une fonction de distribution, quoi que ressemblant à la Maxwellienne pour des faibles vitesses, et exhibe des contours sous forme d'épaules indiquant la présence de particules assez énergétiques dites non thermiques. Afin d'expliquer les raréfactions des structures solitaires observées dans l'espace, Cairns *et al* [15], ont proposé en 1995 de manière ad hoc une fonction de distribution qui tient compte de particules non thermiques, à une dimension, elle s'écrit sous la forme

$$f(v) = \frac{n_0}{(1+3\alpha)\sqrt{2\pi v_{th}^2}} \left[ 1 + \alpha \left( \frac{v}{v_{th}} \right)^4 \right] \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{th}^2}\right) \quad (1.35)$$

Cette dernière est solution d'équilibre de l'équation de Vlasov. Le paramètre  $\alpha$  désigne la fraction des particules non thermiques présents dans le plasma, de plus, ce paramètre mesure l'écart par rapport à l'équilibre thermodynamique et la distribution Maxwellienne qui est retrouvée lorsque  $\alpha = 0$ . La quantité  $v_{th} = \sqrt{T/m}$  représente la vitesse thermique des particules. La présence des populations non thermiques a été vérifiée par de nombreuses observations satellitaires ou des engins spatiaux [36]- [39]. Les particules non thermiques ont été observées dans des environnements astrophysiques, comme l'indique un grand nombre d'observations. Leur présence rend possible divers types d'ondes, qui sont absentes dans les plasmas Maxwelliens. Ces populations influencent de manière significative les ondes non linéaires qui peuvent exister dans un plasma.

## 1.4 Modèles théoriques

Les phénomènes physiques qui ont lieu au sein d'un plasma peuvent être élucidés grâce à deux modèles théoriques: le modèle fluide qui donne une description macroscopique de l'ensemble des particules chargées du plasma. Le deuxième modèle est la théorie cinétique qui s'intéresse aux propriétés microscopiques de ces particules.

### 1.4.1 Modèle cinétique

Afin d'obtenir une description macroscopique d'un plasma, une approche cinétique peut être alors nécessaire. Dans la théorie cinétique, il est indispensable de connaître la fonction de distribution  $f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  des vitesses microscopiques de chaque espèce de particules  $j$  présente dans le milieu étudié. Dans certains cas, la détermination de la forme analytique de cette fonction de distribution est très compliquée. La distribution de chaque espèce satisfait en général à l'équation de Boltzmann qui décrit son évolution. Dans le cas non relativiste, cette équation est donnée par

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_j + \frac{\mathbf{F}}{m_j} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_j = \left( \frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{\text{col}} \quad (1.36)$$

où  $\mathbf{F}$  la résultante de toutes les forces qui s'exercent sur la particule d'espèce  $j$  de masse  $m_j$ ,  $\nabla_{\mathbf{r}}$  et  $\nabla_{\mathbf{v}}$  sont respectivement les opérateurs différentiels dans l'espace des coordonnées spatiales et dans l'espace des vitesses. L'équation de Boltzmann (1.36) est une équation aux dérivées partielles non linéaire. Le membre de droite est le terme de collision, il traduit la variation du nombre de particules dans l'espace des phases. Les collisions ont l'effet d'enlever une particule d'un élément de l'espace de vitesse et de la remplacer dans d'autres, ou même de créer une nouvelle particule dans le cas d'ionisation. L'équation (1.36) reste d'un maniement très délicat car elle nécessite de définir parfaitement les différentes corrélations entre particules. Une approche moins compliquée introduite par Vlasov consiste à négliger totalement tout type de collision. Dans ce cas, l'évolution de la fonction de distribution des vitesses est régie par l'équation de Vlasov, qui est tout simplement l'équation de Boltzmann sans terme de collision. Cette dernière s'écrit sous la forme

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_j + \frac{\mathbf{F}}{m_j} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_j = 0 \quad (1.37)$$

où  $\mathbf{F} = q_j (\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B})$  où  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique qui se manifestent de manière auto cohérente par les particules chargées de plasma.

Ces champs doivent à leur tour satisfaire les équations de Maxwell suivantes

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho \quad (1.38)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.39)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{B} = \mu_0 \left( \mathbf{j} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (1.40)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.41)$$

où la densité de charges  $\rho$  et le courant  $\mathbf{j}$  sont donnés respectivement par

$$\rho = \sum_j q_j \int f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.42)$$

$$\mathbf{j} = \sum_j q_j \int \mathbf{v} f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.43)$$

### 1.4.2 Modèle fluide

La description hydrodynamique ou fluide d'un plasma fait intervenir des grandeurs macroscopiques telles la densité, la vitesse moyenne, la pression, la température...etc. Rappelons que ces grandeurs sont des moyennes calculées à partir d'une fonction de distribution des vitesses microscopiques des particules. Dans le cadre d'une modélisation fluide, le plasma sera considéré comme un fluide de particules chargées qui se meut avec une vitesse  $\mathbf{u}$  dont l'évolution est décrite par les équations fluides. Ces équations sont simplement déduites de l'équation de Boltzmann. La plus simple est l'équation de continuité qui est obtenue juste en intégrant l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses (moment d'ordre 0). Pour simplifier, on utilise l'équation de Boltzmann sans collision (équation de Vlasov). L'intégration (1.37) nous donne l'équation

$$\int \frac{\partial f_j}{\partial t} d\mathbf{v} + \int \mathbf{v} \cdot \nabla_r f_j d\mathbf{v} + \int \frac{\mathbf{F}}{m_j} \cdot \nabla_v f_j d\mathbf{v} = 0 \quad (1.44)$$

où  $d\mathbf{v}$  représente un élément de volume tridimensionnel dans l'espace des vitesses. On obtient l'équation de continuité suivante

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot (n_j \mathbf{u}) = 0 \quad (1.45)$$

où  $\mathbf{u} = \langle \mathbf{v} \rangle$  est le vecteur vitesse moyenne de particules de l'espèce  $j$ . L'équation précédente (1.45) représente la conservation du nombre de particules. Le moment suivant de l'équation de Vlasov est l'équation de conservation de la quantité de mouvement. On l'obtient par la

multiplication de l'équation (1.37) par le produit  $m_j \mathbf{v}$  et l'intégration sur tout l'espace des vitesses

$$\int m_j \mathbf{v} \frac{\partial f_j}{\partial t} d\mathbf{v} + \int m_j \mathbf{v} \mathbf{v} \cdot \nabla_r f_j d\mathbf{v} + \int q_j \mathbf{v} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \nabla_v f_j d\mathbf{v} = 0 \quad (1.46)$$

Après calculs fastidieux que nous ne détaillons pas ici, on trouve

$$m_j n_j \left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_r \right) \mathbf{u} = n_j q_j (\mathbf{E} + \mathbf{u} \wedge \mathbf{B}) - \nabla_r p_j \quad (1.47)$$

Cette équation traduit la conservation de l'impulsion (quantité de mouvement) où  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  représentent les champs moyens vus par les particules de l'espèce  $j$ . Dans le but d'avoir autant d'équations que d'inconnues, nous complétons le système précédent par une équation supplémentaire: l'une des équations d'état qui relie la pression  $p_j$  et la densité  $n_j$  est donnée par

$$\frac{d(p_j n_j^{-\gamma})}{dt} = 0$$

où  $\gamma = c_p/c_v$  est le rapport des chaleurs spécifiques.

## 1.5 Phénomènes physique dans un plasma

Pour une meilleure compréhension de mon travail, nous allons présenter dans les sections qui suivent, quelques phénomènes fascinants existant dans les plasmas comme les structures solitaires, la formation de la gaine électrostatique, l'expansion d'un plasma et les collisions binaires avec les différentes sections efficaces.

### 1.5.1 Soliton

Un soliton est une onde spatialement localisée possédant des propriétés de stabilité exceptionnelles. Le soliton résulte d'un équilibre parfait entre la dispersion qui tend à étaler l'onde localisée et la non linéarité qui contrebalance l'effet dispersif en changeant sa forme. Le phénomène des structures solitaires se manifeste naturellement dans grande diversité de systèmes non linéaires. La notion d'une onde solitaire a été avancé pour la première fois par l'ingénieur écossais John Scott Russell. Lors de son séminaire en 1844 [40] à la Royal Society, il disait *J'observais le mouvement d'un bateau que deux chevaux tiraient rapidement dans un canal étroit, lorsque ce bateau vint à s'arrêter tout à coup; mais il n'en fut pas de même pour la masse d'eau qu'il avait mise en mouvement dans le canal; elle s'accumula autour de la proue dans un état de violente agitation, puis, laissant tout à coup le bateau*

en arrière, se mit à cheminer en avant avec une grande vitesse sous la forme d'une seule grande ondulation, dont la surface était arrondie, lisse et parfaitement déterminée. Cette onde continua sa marche dans le canal sans que sa forme et sa vitesse parussent s'altérer en rien. Je la suivis à cheval et la retrouvais cheminant encore avec une vitesse de 8 à 9 milles à l'heure et conservant sa figure initiale (environ 300 pieds de longueur sur 1 pied à 1 pied 1/2 de hauteur). La hauteur de l'onde diminuait graduellement, et après l'avoir suivie pendant un mille ou deux, je la perdis dans les sinuosités du canal. Ainsi, le mois d'Août 1834 ai-je eu la chance de ma première rencontre avec ce phénomène étrange et beau. Donc, dans ce rapport, l'ingénieur écossais Scott Russell raconte son observation de ce nouveau phénomène physique, qui s'appelle aujourd'hui "soliton". Russell a été tellement fasciné par cette observation inattendue qu'il a consacré dix années de sa vie à étudier ce phénomène et à réaliser plusieurs expériences à l'aide d'un canal artificiel, il a pu déterminer avec précision la forme typique en sécante hyperbolique de même que la relation qui lie sa vitesse et son amplitude. Les théories fondées sur des approches linéarisées à cette époque montraient que le soliton ne pouvait pas exister. C'est pourquoi, cette découverte avait posé la question si les équations de la mécanique des fluides de l'époque possédaient de telles solutions. La première interprétation mathématique et théorique des solitons a été faite en 1895 par D. J Korteweg et G. de Vries [41], en proposant une équation non linéaire qui maintenant porte leur nom (équation de Korteweg-de Vries ou K-dV). Cette équation décrit la propagation d'une onde de grande longueur d'onde à une surface d'un canal étroit et peu profond. Elle s'écrit sous la forme [42]

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + AU \frac{\partial U}{\partial \xi} + B \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = 0 \quad (1.48)$$

où  $\tau$  et  $\xi$  sont des variables indépendantes,  $A$  et  $B$  sont des constantes réelles non nulles et  $U$  est une grandeur caractéristique du milieu (densité, vitesse, potentiel...etc). L'équation K-dV est une équation non linéaire et dispersive: le terme convectif  $U \frac{\partial U}{\partial \xi}$  traduit la non linéarité, tandis que  $\frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3}$  reflète la dispersion. Plus tard, Gardner et Morikawa [43] ont établi une équation analogue à celle de K-dV à partir d'un modèle hydromagnétique de plasma froid pour décrire le comportement de perturbations se propageant perpendiculairement à un champ magnétique externe. A partir de cette redécouverte, les ondes acoustiques solitaires non linéaires ont été intensément étudiées dans le domaine de la physique des plasmas. Comme toutes les équations non linéaires, l'équation de KdV est très riche et possède une grande variété de solutions. Elle admet une solution stationnaire et localisée spatialement

qui s'écrit comme suit

$$U = U_0 \operatorname{sech}^2 \left( \frac{\xi - v_0 \tau}{\delta} \right) \quad (1.49)$$

où la fonction  $\operatorname{sech}(x) = 1/\cosh(x)$ ,  $U_0 = 3v_0/A$  et  $\delta = \sqrt{4B/v_0}$  sont respectivement l'amplitude et la largeur de soliton. Rappelons que c'est l'équilibre entre la nonlinéarité et la dispersion qui lui donne une exceptionnelle stabilité. Aujourd'hui les solitons interviennent dans des domaines très variés [44]: ondes dans les fluides, ondes dans les plasmas, propagation de signaux dans les fibres optiques. Les différentes classes de solitons sont solutions de diverses équations de propagation non linéaires et parviennent, grâce à la nonlinéarité de ces équations, à se propager dans des milieux dispersifs sans se déformer. On distingue deux types de structures solitaires dans les plasmas [44]: les solitons électrostatiques et électromagnétiques [45] qui peuvent être solutions d'équilibre de plusieurs types d'équations de propagations [46], à savoir l'équation de Korteweg de Vries, l'équation de Schrödinger non linéaire,...etc. Ces solitons peuvent être issus d'une excitation oscillante du plasma.

### 1.5.2 Gaine électrostatique

Certains plasmas créés en laboratoire sont inévitablement confinés par des parois planes finies, le comportement de plasma dans le milieu et ces frontières ne sont pas les mêmes à cause de l'existence d'une région non neutre appelée gaine électrostatique. Par définition, une gaine est une structure essentielle se formant toujours lorsqu'un plasma se trouve au voisinage d'une paroi. Dans le cas général, Elle est définie comme une chute de potentiel entre le potentiel plasma et le potentiel au mur. Pour mieux comprendre cette structure et la raison de son existence, on imagine un plasma en contact avec une surface d'une paroi. Comme les électrons sont plus légers par rapport aux ions à cause du rapport de masses entre eux donc ils sont les plus probables pour arriver à la surface de la paroi. Cette dernière va se charger négativement donc elle va prendre un potentiel négatif c'est là où les ions vont être accélérés vers les parois pour écranter ce potentiel, étant donné que cet écrantage reste au bout d'une distance de quelques longueurs de Debye appelé gaine électrostatique. Cette dernière permet de préserver la quasi-neutralité à l'intérieur du plasma en régulant les flux de particules chargées à la paroi. De plus, elle forme une barrière de potentiel contre les espèces les plus mobiles, en l'occurrence les électrons. Pour des électrons Maxwelliens et des ions fluides, Bohm a montré en 1949 [47] que la vitesse des ions à l'entrée de la gaine doit

être supérieure à la vitesse acoustique ionique

$$v_i \succ c_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \quad (1.50)$$

Cette dernière est connue sous le nom de critère de Bohm, c'est aussi la condition de formation de la gaine. Bien que, la gaine est précédée d'une zone appelée pré-gaine, où commencent la chute du potentiel et l'accélération des ions jusqu'à la vitesse acoustique ionique.

### 1.5.3 Expansion d'un plasma

L'expansion d'un gaz est régie par l'inhomogénéité de sa pression avec celle du milieu extérieur. Un tel phénomène se transpose à un plasma pour lequel la pression dominante est celle des particules les plus chaudes, les électrons. Dans un plasma quasi neutre disposant initialement d'un bord, les électrons chauds tendent à s'extirper de leur volume initial créant ainsi une séparation de charges au voisinage du bord. Le champ électrique associé à la gaine non neutre tire les ions dans la même direction que l'expansion thermique des électrons. C'est à travers ce modèle simple que s'élaborent les différentes théories d'expansion de plasma. Par exemple, dans les expériences de fusion inertielle, où une masse très dense est bombardée par des rayons laser, les électrons s'étendent dans toutes les directions. Par couplage électrostatique dû à la séparation des électrons chauds et des électrons froids (d'où la création d'un champ électrique qui attire les ions), ces électrons accélèrent les ions jusqu'à ce qu'ils atteignent des vitesses proches de celles des électrons [48].

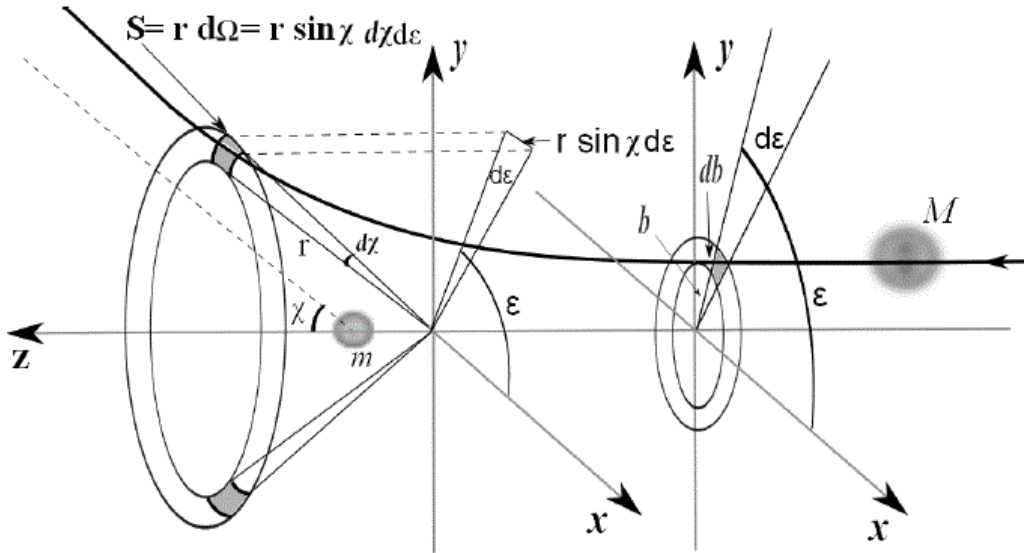
### 1.5.4 Collision binaire

Les propriétés fondamentales d'un plasma dépendent fortement des interactions entre les particules décrites par des forces qui les régissent à l'échelle microscopique. En terme macroscopique, la notion de collision est définie comme étant un contact physique entre deux corps. A l'échelle atomique ou moléculaire les collisions sont vues comme des interactions entre des forces associées à chaque particule [49]. Les plasmas faiblement ionisés sont le siège des collisions binaires. En fait, le terme « plasma faiblement ionisé » est utilisé pour désigner un plasma dans lequel les interactions entre particules multiples peuvent être ignorées. Les collisions binaires sont classées en deux catégories différentes, les collisions élastiques et les collisions inélastiques. Dans le cas des collisions élastiques, la quantité de mouvement, la masse et l'énergie sont conservées avant et après la collision, c'est à dire qu'il n'y a ni création ni annihilation de particules et l'état interne des particules reste le même.

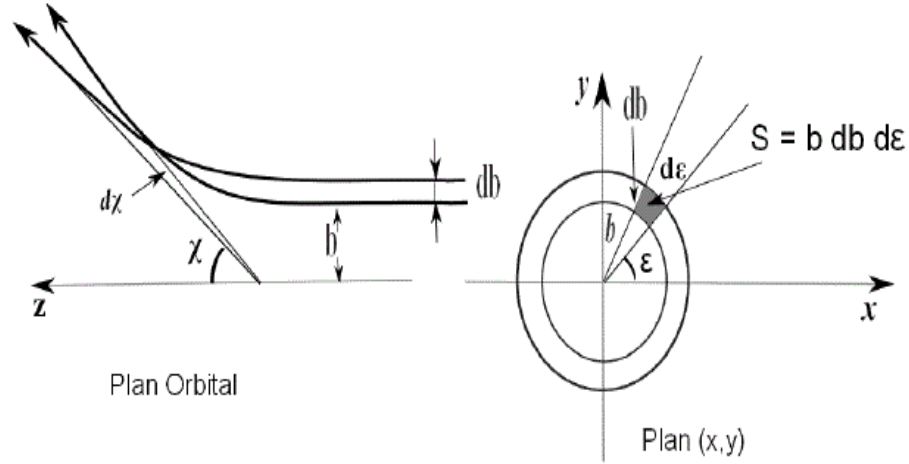
Pour les collisions inélastiques, l'état interne de certaines ou toutes les particules peut être changé et il peut y avoir de nouvelles particules (création) ou disparition (annihilation). Par exemple, une particule chargée peut être combinée avec une autre pour constituer une particule neutre, ou bien dans le cas contraire, une particule neutre peut se détacher d'un électron pour former un ion (ionisation). Dans les plasmas, tous les processus collisionnels sont caractérisés par une section efficace qui peut être associée à chaque type de collision (élastiques, inélastiques).

### Sections efficaces de collision

Les sections efficaces sont généralement définies en terme de faisceau de particules identiques qui arrivent sur une cible à symétrie sphérique. Considérons un faisceau de particules identiques, uniformément réparties dans l'espace, incidentes sur un centre diffuseur unique au repos (Figure (1.3(a))). Pour des raisons de simplicité, le faisceau de particules incident est supposé être monoénergétique, de sorte que toutes ces particules aient la même vitesse relative initiale  $v_r$  par rapport à la particule cible. Puisque les particules sont supposées être identiques, le potentiel d'interaction est le même. Les particules incidentes avec un paramètre d'impact  $b$  seront déviées avec un angle  $\chi$ . Du fait de la symétrie, toutes les particules qui ont des paramètres d'impact compris entre  $b$  et  $b + db$  seront déviées entre  $\chi$  et  $\chi + d\chi$  comme illustré sur les figures (1.3(a)) et (1.3(b)).



**Figure 1.3(a):** Déflexion d'une particule dans un champ de force centrale [49].



**Figure 1.3(b):** Déflexion d'une particule dans un champ de force centrale [49].

### a) Section efficace différentielle

La section efficace différentielle  $\sigma(\chi, \epsilon)$  est définie comme le nombre de particules déviées par unité de temps, par unité de flux incident  $\Gamma$  et par unité d'angle solide  $\Omega$  faisant un angle  $\chi$  avec l'axe des  $z$ . Selon cette définition, le nombre de particules déviées par unité de temps s'écrit comme suit

$$\frac{dN}{dt} = \sigma(\chi, \epsilon) \Gamma d\Omega \quad (1.51)$$

où  $d\Omega = \sin \chi d\chi d\epsilon$ . Le nombre de particules incidentes par unité de temps avec un paramètre d'impact compris entre  $b$  et  $b + db$  dans un plan orbital orienté entre  $\epsilon$  et  $\epsilon + d\epsilon$  est donné par  $\Gamma b db d\epsilon$ . Le même nombre de particules déviées par unité de temps entre élément différentiel d'angle solide  $d\Omega$  contenu entre les angles  $\chi$  et  $\chi + d\chi$  et entre  $\epsilon + d\epsilon$ , permet d'écrire l'égalité suivante

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma b db d\epsilon \quad (1.52)$$

A partir de (1.51) et (1.52), on obtient

$$\sigma(\chi, \epsilon) d\Omega = b db d\epsilon \quad (1.53)$$

En substituant l'expression de  $d\Omega$  dans (1.53), la section efficace différentielle peut s'écrire comme suit

$$\sigma(\chi, \epsilon) = \frac{b}{\sin \chi} \left| \frac{db}{d\chi} \right| \quad (1.54)$$

La dimension de la section efficace différentielle est celle d'une surface.

### b) Section efficace totale

La section efficace totale est définie comme le nombre de particules déviées par unité de temps et par unité de flux de particules incidentes dans toutes les directions ou orientations

par rapport au centre diffuseur (cible). Pour obtenir sa formule, en intégrant la section efficace différentielle sur tout l'angle solide

$$\sigma_t = \int_{\Omega} \sigma(\chi, \epsilon) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\epsilon \int_0^{\pi} \sigma(\chi, \epsilon) \sin \chi d\chi \quad (1.55)$$

Dans le cas où le potentiel d'interaction est isotrope, la section efficace différentielle est indépendante de la variable  $\epsilon$ . L'équation (1.55) prend alors la forme suivante

$$\sigma_t = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\chi) \sin \chi d\chi \quad (1.56)$$

C'est le cas, par exemple, du potentiel d'interaction coulombienne.

### c) Section efficace de transfert de quantité de mouvement

La section efficace de transfert de quantité de mouvement est la grandeur la plus intéressante dans les collisions binaires. La quantité de mouvement relative d'une particule dans le faisceau, avant interaction, est  $\mu v_r$ , où  $\mu$  est la masse réduite et  $v_r$  la vitesse relative initiale, donc, le flux de moment incident est donné par  $\Gamma \mu v_r$ . Après interaction, la quantité de mouvement d'une particule déviée d'un angle  $\chi$ , est  $\mu v_r \cos \chi$ . Par conséquent, la quantité de mouvement transférée d'une particule au centre diffuseur est  $\mu v_r (1 - \cos \chi)$ . La quantité de mouvement totale transférée en unité de temps, par toutes les particules diffusées dans tout l'espace est donnée par

$$\Gamma \mu v_r \int_{\Omega} (1 - \cos \chi) \sigma(\chi, \epsilon) d\Omega \quad (1.57)$$

A partir de cette expression, on donne la formule de la section efficace de transfert de quantité de mouvement comme ceci

$$\sigma_m = \int_{\Omega} (1 - \cos \chi) \sigma(\chi, \epsilon) d\Omega \quad (1.58)$$

Dans le cas d'une interaction isotrope (potentiel à symétrie sphérique), l'équation (1.58) devient [49]

$$\sigma_m = \int_{\Omega} (1 - \cos \chi) \sigma(\chi) \sin \chi d\chi \quad (1.59)$$

## 2

# Forces agissant sur les grains de poussière dans un plasma poussiéreux

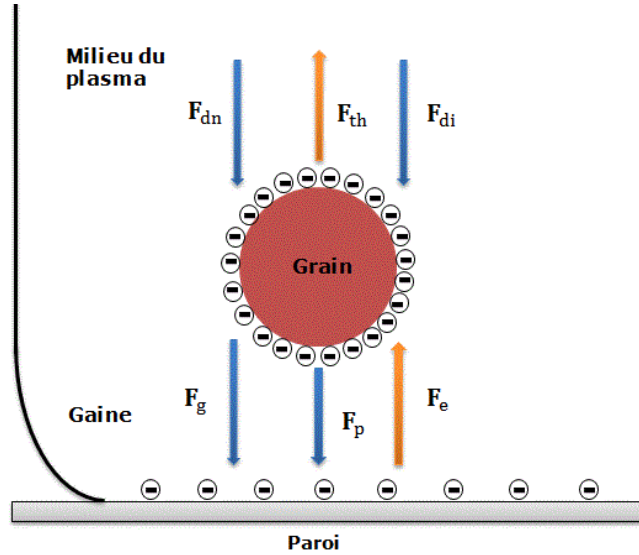
## 2.1 Introduction aux forces

Un grain de poussière immergé dans un plasma se comporte comme une sonde de petite taille (sonde de Langmuir). Ce même grain va immédiatement être soumis au flux des différentes espèces chargées du plasma, généralement les ions et les électrons, du fait de la grande mobilité des électrons par rapport aux ions, il se charge donc négativement. D'ailleurs, les grains de poussière dans un plasma sont soumis à l'influence de différentes forces. Celles-ci jouent un rôle primordial dans la dynamique et l'équilibre de ces particules au sein du plasma. Toutes ces forces dépendent du rayon de grain de poussière. De plus, elles peuvent être classées en deux catégories, celles indépendantes de sa charge électrique et celles déterminées par cette charge. Ces forces dépendent non seulement de sa charge et de son rayon mais aussi des autres paramètres du milieu. Nous nous intéressons dans ce chapitre à la liste suivante des forces agissant sur les grains de poussière:

- La force de gravité  $\mathbf{F}_g$
- La force de friction des neutres  $\mathbf{F}_{dn}$
- La force de thermophorèse  $\mathbf{F}_{th}$
- La force électrostatique  $\mathbf{F}_e$
- La force de polarisation  $\mathbf{F}_p$
- La force de friction des ions  $\mathbf{F}_{di}$

La partie magnétique de la force de Lorentz qui est responsable de la rotation du grain autour de la ligne du champ magnétique ne fait pas l'objet d'étude dans cette thèse car elle

a été un centre d'intérêt dans certains travaux de recherche [50]- [52]. Nous nous sommes donc intéressés à la direction du champ magnétique, par conséquent, la partie principale de la force Lorentz est la force électrique induite par le champ électrique présent dans le plasma qui est susceptible de compenser les ou l'une des forces citées ci-dessus. Par exemple dans les plasmas d'expérience, dans les gaines électrostatiques où de forts champs électriques sont créés afin de compenser la force de gravité [53].



**Figure 2.1:** Représentation schématique des principales forces agissant sur un grain de poussière chargé négativement.

### 2.1.1 Force de gravité

Cette force attire le grain de poussière vers le bas et tend à l'expulser du plasma [54]. Elle est simplement reliée à la masse du grain  $m_d$  et à la constante d'accélération gravitationnelle terrestre  $g = 9.81ms^{-1}$ . La force de gravité est donnée par

$$\mathbf{F}_g = m_d \mathbf{g} \quad (2.1)$$

Pour un grain de poussière de forme sphérique de rayon  $r_d$ , cette force s'exprime comme suit

$$\mathbf{F}_g = \frac{4}{3}\pi r_d^3 \rho \mathbf{g} \quad (2.2)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du grain. La force de gravité dépend fortement du rayon du grain ( $\propto r_d^3$ ). Elle est plus importante pour des grains de rayon  $r_d \geq 1\mu m$ . Par contre, pour des grains submicrométriques  $r_d < 1\mu m$ , la contribution de cette force est négligeable devant les autres forces.

### 2.1.2 Force de friction des neutres

Cette force est due aux transferts de la quantité de mouvement entre les grains de poussière et les atomes ou les molécules neutres. Un flux de gaz dans le plasma peut transférer une partie de sa quantité de mouvement aux grains, d'un autre côté, les grains de poussière en mouvement échangent aussi leur quantité de mouvement avec les neutres. Donc, la friction ici est due aux collisions des neutres avec les grains de poussière. L'expression de la force de friction des neutres peut être estimée dans deux régimes différents selon la valeur du nombre de Knudsen  $K_n = l/r_d$  [5] ( $l$  est le libre parcours moyen des neutres). Le régime hydrodynamique (haute pression) où le nombre de Knudsen est très inférieur devant l'unité, et le régime cinétique où  $K_n$  est très supérieur devant l'unité. Dans le régime hydrodynamique, la force de friction des neutres peut être estimée à partir de la loi de Stokes, elle est proportionnelle à la vitesse relative entre les grains et les neutres, et au rayon du grain  $r_d$  [5]

$$\mathbf{F}_{dn} = 6\pi\eta r_d (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_d) \quad (2.3)$$

où  $\eta$  est la viscosité du gaz. Par ailleurs, dans les procédés plasma ( $P \leq 1\text{ torr}$ ), le libre parcours moyen de neutres est supérieur à quelques  $100\mu\text{m}$  alors que le rayon  $r_d$  est inférieur à quelques  $\mu\text{m}$ . Dans cette situation, la force de friction des neutres doit être estimée dans le régime cinétique. Typiquement, dans les plasmas de laboratoire, la vitesse relative entre les grains et les neutres  $|\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_n|$  est très faible devant la vitesse thermique des neutres  $v_{th,n}$ . Dans ces conditions, cette force peut être donnée par l'expression d'Epstein [5], [55]

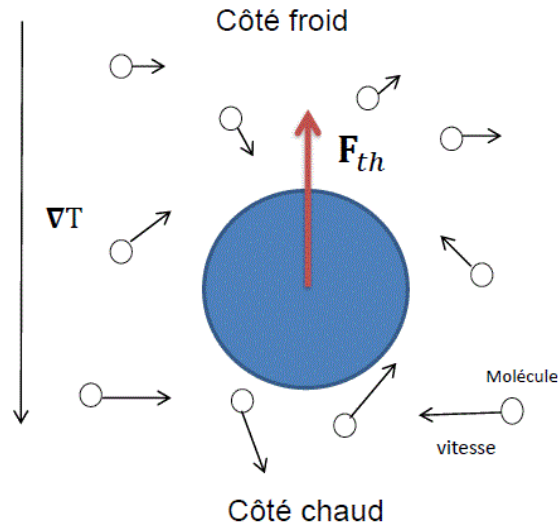
$$\mathbf{F}_{dn} = -\frac{8}{3}\sqrt{2\pi}r_d^2 m_n n_n v_{th,n} \left(1 + \alpha_{ac} \frac{\pi}{8}\right) (\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_n) \quad (2.4)$$

où  $n_n$ ,  $m_n$ ,  $\mathbf{v}_n$  et  $\mathbf{v}_d$  sont, respectivement, la densité, la masse, le vecteur vitesse des atomes ou des molécules neutres et le vecteur vitesse des grains de poussière et  $v_{th,n} = \sqrt{8T_n/\pi m_n}$  avec  $T_n$  la température des neutres exprimée en unité d'énergie. Le coefficient d'accommodation  $\alpha_{ac}$  mesure la probabilité de la réflexion diffuse, sa valeur dépend fortement de la propriété de la surface des grains de poussière, il est égal à zéro si la surface du grain est suffisamment lisse où les collisions entre les neutres et les grains sont spéculaires. Cependant, dans la plupart des cas pratiques, les collisions ne sont pas spéculaires car les neutres sont d'abord absorbés à la surface du grain et sont ensuite réémis. Donc si la surface du grain est trop rugueuse, les réflexions sont diffuses parfaites, dans ce cas le coefficient d'accommodation égale à 1.

$$\alpha_{ac} = \begin{cases} 0 & \text{réflexion spéculaire} \\ 1 & \text{réflexion diffuse parfaite} \end{cases} \quad (2.5)$$

### 2.1.3 Force de thermophorèse

La force de thermophorèse s'exerce sur un grain de poussière en présence d'un gradient de la température du gaz neutre. Dans les plasmas de laboratoire, le gradient de température peut être produit en chauffant ou en refroidissant l'une des électrodes. Cette force contribue à déplacer les grains vers les zones froides. En effet, dans les régions dites "froides" de la décharge, les molécules du gaz ont une agitation thermique (vitesse thermique) plus faible que dans les régions dites "chaudes". Dans ces dernières, le transfert de la quantité de mouvement vers les grains est plus élevé que dans les régions froides. Ce fait génère sur le grain une force dans le sens opposé du gradient de température comme illustré dans l'image suivante.



**Figure 2.3:** Grain de poussière immergé dans un plasma en présence d'un gradient de température [56].

La force de thermophorèse est définie par [10],[57]

$$\mathbf{F}_{th} = -\frac{32}{15} \frac{r_d^2}{v_{th,n}} \left[ 1 + \frac{5\pi}{32} (1 - \alpha_T) \right] k_T \nabla T_{gaz} \quad (2.6)$$

où  $v_{th,n} = \sqrt{8T_n/\pi m_n}$  est la vitesse thermique des neutres,  $\nabla T_{gaz}$  est le gradient de température,  $k_T$  est la partie translationnelle de la conductivité thermique du gaz et  $\alpha_T$  est le coefficient d'accommodation thermique du gaz à la surface du grain. Notons que pour des températures de gaz et des températures de la surface des grains inférieures à  $500K$ , comme c'est généralement le cas dans les plasmas basse pression ( $P < 133Pa$ ), le coefficient d'accommodation  $\alpha_T$  peut être considéré comme égale à 1[10]. Il est évident que la force de thermophorèse varie linéairement avec le carré du rayon du grain et le gradient de température.

### 2.1.4 Force électrostatique

La séparation des charges électriques dans le plasma est l'une des causes de la création d'un champ électrique qui modifie la dynamique et l'équilibre des particules de poussière. Dans les plasmas de laboratoires et en raison de la quasi-neutralité du plasma, ce champ électrique est généralement beaucoup plus faible dans le centre du plasma que dans les régions des gaines. On s'intéresse à des grains de poussière isolés immergés dans un plasma en présence d'un champ électrique macroscopique non nul (par exemple dans la région de pré-gaine), Daugherty et *al* [7] ont résolu analytiquement l'équation de Poisson linéarisée et ils ont obtenu l'expression de la force électrostatique agissant sur le grain de poussière isolé dans un plasma uniforme en présence d'un champ électrique constant  $\mathbf{E}_0$ , cette force est donnée par

$$\mathbf{F}_e = q_d \mathbf{E}_0 \left[ 1 + \frac{\left(\frac{r_d}{\lambda_D}\right)^2}{3 \left(1 + \frac{r_d}{\lambda_D}\right)} \right] \quad (2.7)$$

où  $\lambda_D$  est la longueur de Debye linéaire,  $\mathbf{E}_0$  est l'intensité d'un champ électrique constant. Dans le cas  $r_d \ll \lambda_D$ , la force (2.7) se réduit à la forme suivante

$$\mathbf{F}_e = q_d \mathbf{E}_0 \quad (2.8)$$

L'expression (2.8) est plus dominante pour les grains submicroniques. Ce champ électrique est semblable à celui créé par une source externe au plasma. Sous l'effet du champ électrique externe, les grains de poussière ont tendance à se déplacer dans le sens opposé à cause du signe négatif de leur charge électrique, alors que les charges positives d'écran à l'intérieur de la sphère de Debye entourant le grain ont tendance à se déplacer dans le même sens que  $\mathbf{E}_0$ . Ce phénomène induit une séparation de charge électrique caractérisée par un moment dipolaire électrique qui va s'opposer au champ électrique  $\mathbf{E}_0$ . Cette situation crée un plasma non uniforme localement et les grains de poussière sont soumis à une force dite de polarisation qui fera l'objet d'étude dans la section suivante.

### 2.1.5 Force de polarisation

L'application d'un champ électrique dans un plasma a pour effet de créer un gradient de densité et par conséquent une déformation de la sphère de Debye. Dans ce cas, la particule test qui est le grain de poussière est soumise à une force électrostatique proportionnelle au gradient de la densité et plus précisément au gradient de la longueur de Debye. Cette force a

été étudiée par Hamaguchi et Farouki en 1994 [11]. Ils ont montré que cette force s'exprime sous la forme suivante

$$\mathbf{F}_p = -\frac{q_d^2 \nabla \lambda_D}{2(\lambda_D - r_d)^2} \quad (2.9)$$

où  $\lambda_D = \lambda_D(r)$  et  $\nabla \lambda_D$  sont respectivement la longueur de Debye dépendant de la position  $r$  et son gradient. Dans le cas  $r_d/\lambda_D \ll 1$ , cette force se réduit à la forme suivante

$$\mathbf{F}_p = -\frac{q_d^2 \nabla \lambda_D}{2\lambda_D^2} \quad (2.10)$$

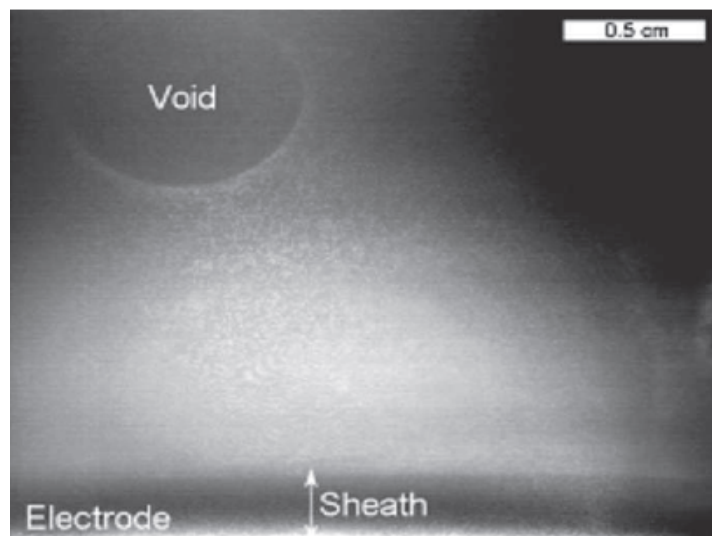
L'expression de la force de polarisation (2.10) indique clairement qu'elle est toujours dans la direction de la longueur Debye décroissante et de sens opposée à la force électrique quel que soit le signe de la charge électrique du grain  $q_d$ . Khrapak et *al.* [58] ont montré que pour des électrons et des ions en équilibre thermodynamique, la force de polarisation s'écrit sous la forme suivante

$$\mathbf{F}_p = -\frac{q_d}{4m_d} \frac{|q_d|e}{\lambda_D T_i} \left(1 - \frac{T_i}{T_e}\right) \nabla \phi \quad (2.11)$$

Au cours de ces dernières années, la force de polarisation a suscité beaucoup d'intérêt à cause de son importance dans différents phénomènes associés au plasma poussiéreux.

### 2.1.6 Force de friction des ions

Cette force a pour effet d'expulser les grains de poussière en dehors du plasma et vers les parois dans les plasmas à décharges [59]. De plus, elle est responsable d'un certain nombre de phénomènes fascinants observés dans les plasmas complexes à titre d'exemple la formation du vide de poussière [59]. Ce vide est la région dépourvue des grains de poussière.



**Figure 2.2:** Vide de poussière au centre d'un plasma [59].

La force de friction ionique est causée par le transfert de la quantité de mouvement des ions aux grains de poussière durant leur collision. On distingue principalement deux forces de friction dues aux ions: une force de collection qui traduit le transfert de quantité de mouvement de tous les ions collectés à la surface du grain. D'autre part, les ions qui passent à proximité d'un grain de poussière, sans jamais l'atteindre, ils transfèrent ainsi une partie de leur quantité de mouvement par le biais des interactions Coulombiennes, dans ce cas, une deuxième force doit être prise en compte qui s'appelle force orbitale ou force de Coulomb [5]. La force totale de friction ionique est donc donnée par

$$\mathbf{F}_{di} = \mathbf{F}_{di}^c + \mathbf{F}_{di}^o \quad (2.12)$$

où  $\mathbf{F}_{di}^c$  et  $\mathbf{F}_{di}^o$  sont la force de collection et la force orbitale, respectivement. Pour estimer la force de friction ionique [8], il est supposé habituellement qu'il n'y a pas d'interaction entre les ions et les grains en dehors de la sphère de Debye et que le libre parcours moyen des ions est plus grand que la longueur de Debye, cela n'est valable que dans le cas d'un plasma à basse pression. La force de collection que subit un grain de poussière isolé, chargé négativement et immobile s'exprime comme suit [5]

$$\mathbf{F}_{di}^c = n_i m_i \sigma_c v_{iT} \mathbf{v}_i \quad (2.13)$$

où la vitesse moyenne des ions  $v_{iT}$  s'écrit sous cette forme

$$v_{iT} = \left( \frac{8T_i}{\pi m_i} + v_i^2 \right)^{1/2} \quad (2.14)$$

où  $n_i$ ,  $m_i$ ,  $v_i = |\mathbf{v}_i|$  et  $T_i$  sont, respectivement, la densité, la masse, la vitesse des ions et la température ionique exprimée en unité d'énergie.  $\sigma_c$  est la section efficace de collection qui s'écrit sous la forme

$$\sigma_c = \pi b_c^2 \quad (2.15)$$

où  $b_c$  est le paramètre d'impact critique de collection, dans la théorie du mouvement orbital limitée (OML) [5], ce paramètre est donné par

$$b_c = r_d \left( 1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v_i^2} \right)^{1/2} \quad (2.16)$$

où  $q_d = -Z_d e$ . La force de collection peut alors être réécrite sous la forme

$$\mathbf{F}_{di}^c = \pi n_i m_i r_d^2 \left( 1 + \frac{2Z_d e^2}{r_d m_i v_i^2} \right) v_{iT} \mathbf{v}_i \quad (2.17)$$

La force orbitale qui décrit le transfert de quantité de mouvement par l'interaction Coulombienne s'écrit sous la même forme que l'équation (2.13) [5]

$$\mathbf{F}_{di}^o = n_i m_i \sigma_o v_{iT} \mathbf{v}_i \quad (2.18)$$

où  $\sigma_o$  est la section efficace de transfert de quantité de mouvement des ions qui subissent une déflexion de leurs trajectoires dans le champ central du grain sans atteindre sa surface. L'interaction entre un ion positif s'approchant d'un grain de poussière massif et chargé négativement est décrite par la théorie de la diffusion classique [60] et dont la section efficace orbitale est donnée par

$$\sigma_o = 2\pi \int_0^\infty [1 - \cos \chi(b)] b db \quad (2.19)$$

où  $\chi(b)$  est l'angle de déflexion des ions autour du grain et  $b$  est le paramètre d'impact de collision. La conservation de l'énergie et du moment cinétique mène à l'expression suivante de l'angle de déflexion [60]

$$\chi = \pi - 2b \int_{r_0}^\infty \frac{dr}{r^2 \sqrt{1 - U_{eff}}} \quad (2.20)$$

où

$$U_{eff}(r) = \frac{2e\phi(r)}{m_i v_i^2} + \frac{b^2}{r^2} \quad (2.21)$$

est l'énergie potentielle effective normalisée par l'énergie cinétique  $m_i v_i^2/2$ . Le premier terme de l'équation (2.21)  $\left(\frac{2e\phi(r)}{m_i v_i^2}\right)$  représente l'énergie potentielle attractive (ion positif et grain négatif) normalisée par  $m_i v_i^2/2$ , tandis que le second terme représente l'énergie de la répulsion centrifuge effective où  $r_0$  est la distance minimale d'approche et est la plus grande racine de l'équation

$$U_{eff}(r_0) = 1 \quad (2.22)$$

Il est bien clair que l'angle de déflexion dépend fortement de la forme du potentiel d'interaction entre les ions et le grain. Dans la plupart des cas, la résolution de l'équation (2.22) se fait numériquement, néanmoins, il existe une solution analytique physique dans le cas du potentiel de Coulomb  $\phi(r) = q_d/r$ . Dans ce cas, la section efficace orbitale  $\sigma_o$  peut être réécrite sous la forme suivante

$$\sigma_o = 4\pi b_0^2 \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{b db}{b^2 + b_0^2} \quad (2.23)$$

où  $b_0$  est le paramètre d'impact correspondant à un angle de déflexion égale à  $90^\circ$ , son expression est donnée par

$$b_0 = b_0(v_i) = \frac{Z_d e^2}{m_i v_i^2} \quad (2.24)$$

Le choix des bornes d'intégration de l'expression (2.23) est basé sur le fait que les ions ayant un paramètre d'impact  $b < b_c$  sont collectés directement à la surface du grain, donc, la borne inférieure est égale à  $b_c$ . Pour la borne supérieure, rappelons que nous avons supposé qu'il n'y a pas d'interaction au-delà de la sphère de Debye donc la borne supérieure  $b_{\min}$  n'est autre que la longueur de Debye  $\lambda_D$ . Dans ce cas, l'expression de la section efficace orbitale (2.23) devient

$$\sigma_o = 4\pi b_0^2 \ln \Lambda \quad (2.25)$$

où  $\Gamma = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\lambda_D^2 + b_0^2}{b_c^2 + b_0^2} \right)$  est le logarithme Coulombien. La force orbitale (2.18) est alors réécrite sous la forme

$$\mathbf{F}_{di}^o = n_i m_i 2\pi b_0^2 \ln \left( \frac{\lambda_D^2 + b_0^2}{b_c^2 + b_0^2} \right) v_{iT} \mathbf{v}_i \quad (2.26)$$

En substituant les équations (2.13) et (2.26) dans (2.12), nous obtenons l'expression de la force totale de friction ionique suivante

$$\mathbf{F}_{di} = n_i m_i v_{iT} \left[ \pi r_d^2 \left( 1 + \frac{2b_0}{r_d} \right) + 2\pi b_0^2 \ln \left( \frac{\lambda_D^2 + b_0^2}{b_c^2 + b_0^2} \right) \right] \mathbf{v}_i \quad (2.27)$$

En pratique la force de friction des ions est inhérente à la forme détaillée de la fonction de distribution des vitesses des ions, une variante de cette force a été proposée par Khrapak et al [61] s'écrit sous la forme

$$\mathbf{F}_{di} = m_i \iiint v_i \mathbf{v}_i \sigma(v_i) f(\mathbf{v}_i) d^3 \mathbf{v}_i \quad (2.28)$$

où  $\sigma(v_i) = \sigma_c(v_i) + \sigma_o(v_i)$  est la section efficace totale de transfert de la quantité de mouvement des ions au grain et  $f(v_i)$  est la fonction de distribution tridimensionnelle des vitesses des ions. Cette fonction qui décrit l'état microscopique des ions est généralement modifiée par une vitesse de dérive  $\mathbf{u}$ , dans le cas d'un plasma en équilibre thermodynamique, elle s'écrit comme suit

$$f(\mathbf{v}_i) = (2\pi v_{Ti}^2)^{-3/2} \exp \left[ -\frac{(\mathbf{v}_i - \mathbf{u}_i)^2}{2v_{Ti}^2} \right] \quad (2.29)$$

où  $v_{Ti} = \sqrt{T_i/m_i}$  est la vitesse thermique ionique. De nombreux travaux scientifiques ont porté sur l'étude de la force de friction des ions dans différents types de plasmas poussiéreux [8], [61]- [68]. Dans la majorité de ces travaux, l'utilisation de l'expression (2.28) est considérée comme un candidat important pour estimer la force de friction ionique. L'une des expressions obtenues à partir de l'intégrale (2.28) est celle calculée par Khrapak et al [61]. Ils ont considéré que la portée de l'interaction électrostatique entre les ions et le grain dépasse la limite classique de la sphère de Debye en proposant une nouvelle approche sur la

valeur maximale du paramètre d'impact  $b_{\max}$ . Ce dernier est donné à partir de la relation suivante [61]

$$r_0(b_{\max}) = \lambda_D \quad (2.30)$$

Rappelons que  $r_0$  est la distance minimale d'approche entre l'ion et le grain et est la plus grande racine de l'équation  $U_{eff}(r_0) = 1$  où  $U_{eff}(r) = \frac{2eq_d}{rm_iv^2} + \frac{b^2}{r^2}$ . La relation précédente (2.30) donne

$$b_{\max} = \lambda_D (1 + 2\beta)^{1/2} \quad (2.31)$$

où  $\beta = b_0/\lambda_D$  est le paramètre de déflexion qui mesure l'intensité de couplage entre les ions et le grain, dans la limite  $\beta \ll 1$ , le paramètre  $b_{\max}$  se réduit à sa forme standard  $\lambda_D$ . Sur la base de la nouvelle approximation, Khrapak et al [61] ont établi une nouvelle expression de la section efficace orbitale s'écrit sous cette forme

$$\sigma_o = 4\pi b_0^2 \Gamma' \quad (2.32)$$

où  $\Gamma' = \ln\left(\frac{\lambda_D + b_0}{r_d + b_0}\right)$  est le logarithme Coulombien modifié. Dans le cas où la vitesse de dérive des ions est très petite devant leur vitesse thermique, l'expression (2.29) peut être réécrite sous la forme suivante

$$f(\mathbf{v}_i) \simeq (2\pi v_{Ti}^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{v_i^2}{2v_{Ti}^2}\right) \left(1 + \frac{\mathbf{u}_i \cdot \mathbf{v}_i}{v_{Ti}^2}\right) \quad (2.33)$$

La substitution des équations (2.15), (2.32) et (2.33) dans (2.28) et l'intégration sur tout l'espace des vitesses donne

$$\mathbf{F}_{di} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} n_i m_i v_{Ti} \left[ \pi r_d^2 \left(1 + \frac{b_0(v_{Ti})}{2r_d}\right) + \pi \frac{b_0^2(v_{Ti})}{4} \Lambda \right] \mathbf{u}_i \quad (2.34)$$

où  $\Lambda$  est le logarithme de Coulomb intégré sur la distribution des vitesses des ions (2.33), son expression est donnée par

$$\Lambda = 2 \int_0^\infty e^{-x} \ln \left[ \frac{2\lambda_D x + b_0(v_{Ti})}{2r_d x + b_0(v_{Ti})} \right] dx \quad (2.35)$$

Notons que du fait que l'interaction électrostatique des ions avec le grain au delà de la sphère de Debye, l'expression de la force de friction (2.34) est supérieure à celle de (2.27). L'expression (2.34) est en bon accord avec les expériences des vides de poussière créés au sein des plasmas où l'intensité de cette force dépasse largement la force électrostatique induite par le champ électrique [61].

## 2.2 Conclusion: Comparaison des forces

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue l'essentiel des forces qui s'exercent sur les grains de poussière immergés dans un plasma. L'analyse de ces forces montre qu'elles dépendent essentiellement de la nature du milieu et des grains. Ces forces jouent un rôle très important dans la dynamique et l'équilibre des particules de poussière au sein du plasma. Bien que, ces forces ne soient pas toutes de même intensité, certaines ont tendance à confiner le grain dans le plasma tandis que d'autres ont tendance à l'expulser de celui-ci. Elles dépendent toutes du rayon du grain  $r_d$ : La force électrostatique et la force de polarisation dépendent implicitement du rayon du grain par l'intermédiaire de sa charge électrique  $q_d$ , la force de friction des ions, des neutres et de thermophorèse varient linéairement avec la surface du grain  $\sim r_d^2$ , alors que, la force de gravité est proportionnelle au volume du grain  $\sim r_d^3$ . Cela veut dire que les grains de poussière de petite taille sont soumis à la force électrostatique alors que les grains de grosse taille sont dominés par la force de gravité. Dans les régions des gaines électrostatiques, l'intensité de la force électrostatique excède celle des autres forces à cause de l'existence d'un fort champ électrique  $\mathbf{E}$  présent dans ces régions. De plus, l'intensité de la force de polarisation qui est due à la déformation de la sphère de Debye autour des grains dans un plasma non uniforme est aussi importante. A cause de la quasi-neutralité du plasma, le champ électrique dans le centre du plasma est suffisamment faible, les forces de friction des ions et de thermophorèse peuvent contrebalancer dans certaines situations les forces électrostatiques et accélérer les grains vers les limites du plasma.

# 3

## Force de polarisation généralisée et ses applications

### 3.1 Introduction

Au cours des dernières années, il y a eu beaucoup d'intérêt pour la compréhension des caractéristiques des plasmas poussiéreux et des modes collectifs dans ce milieu complexe et non linéaire vu leur implication directe dans les plasmas de laboratoires, ainsi que dans l'espace. L'existence des grains de poussière massifs et hautement chargés dans un plasma entraîne des modifications considérables dans les propriétés collectives du milieu, notamment la création de nouveaux modes propres. L'onde acoustique poussiéreuse (DA) [24], [25] est l'un de ces modes qui fait actuellement l'objet d'une large investigation sur le plan théorique et expérimental. La fréquence de ce mode est extrêmement basse, elle varie typiquement de 10 à 20  $Hz$  dans les décharges de laboratoire [25]. D'un autre côté, l'étude des aspects non linéaires des modes électrostatiques dans les plasmas poussiéreux a connu une activité intense et particulière. Un plasma poussiéreux est en général un milieu non linéaire, dispersif et dissipatif, il supporte la propagation d'un certain nombre de structures localisées intéressantes telles que les solitons, les ondes de choc, les structures en vortex,...etc. Dans la limite d'amplitude faible mais finie, il a été montré que la propagation de l'onde acoustique poussiéreuse est régie par l'équation de Korteweg de Vries (K-dV) [69]- [72]. Rappelons que cette équation admet une solution stationnaire sous forme d'onde solitaire. Les travaux sur les ondes acoustiques poussiéreuses solitaires ont été développés et étendus à une variété de systèmes à titre d'exemple les plasmas poussiéreux hors équilibre thermodynamique décrits par la statistique non extensive de Tsallis [13]. Cette dernière a été utilisée avec un

grand succès en physique des plasmas [73]- [83]. D'autre part, l'étude de l'interaction d'un plasma avec une surface solide est essentiellement importante pour les applications plasma. Cette interaction conduit à la formation de façon spontanée d'une région électriquement non neutre, appelée gaine électrostatique. Cette dernière est formée dans un plasma complexe, par l'accélération des grains de poussière de charges électriques élevées, en plus de la contribution du flux important des autres particules accélérées vers les parois. Notons que de nombreux travaux scientifiques qui ont traité la formation de la gaine électrostatique dans un plasma poussiéreux ont montré que la dynamique des grains de poussière est importante et influence de manière significative les caractéristiques physiques de la gaine [84]- [87]. Ces dernières années, une attention particulière a été accordée à l'étude de la structure de la gaine électrostatique et le critère de Bohm dans un plasma contenant des électrons non extensifs [88]- [93], à titre d'exemple, Liu *et al* [88] ont étudié le critère de Bohm dans un plasma poussiéreux en présence des électrons non extensifs. Driouch *et al* [93] ont étudié les caractéristiques de la gaine électrostatique dans un plasma poussiéreux magnétisé en présence d'électrons non extensifs avec des ions et des grains de poussière fluides. La propagation des ondes et la formation de la gaine mentionnées précédemment sont d'origine électrostatique où seule la force électrique qui provient de la séparation de charges électriques domine la dynamique des grains de poussière. Cependant, dans le cas où ce champ électrique provoque une déformation de la sphère de Debye, une autre force va s'exercer sur le grain de poussière, appelée force de polarisation. Cette force qui s'impose à la force créée par le champ électrique va influencer considérablement les propriétés des ondes acoustiques poussiéreuses et des gains électrostatiques. L'implication de cette force sur les différents aspects non linéaires dans un plasma poussiéreux ne cesse de susciter l'intérêt et fait actuellement l'objet d'une large investigation [58], [94]- [99]. Rappelons qu'il y a environ 25 ans, Hamaguchi et Farouki [11], [12] ont démontré que dans un plasma non uniforme, une nouvelle force électrostatique (force de polarisation) se produit en raison de la déformation de la sphère d'écrantage de Debye autour des grains de poussière. De nombreux travaux théoriques récents ont été consacrés à l'étude de l'influence de la force de polarisation sur les différents processus collectifs linéaires et non linéaires dans les plasmas complexes: Khrapak *et al* [58] ont démontré que la propagation de l'onde acoustique poussiéreuse en régime linéaire est fortement influencée par la présence de la force de polarisation. En particulier, l'effet de cette force entraîne une diminution de la vitesse de phase de l'onde. Cette diminution est plus efficace pour des grains de poussière de taille élevée. Plus tard, Bandyopadhyay *et al* [94] ont étudié théoriquement la dynamique des ondes acoustiques poussiéreuses dans

un plasma poussiéreux non uniforme en introduisant la force de polarisation. Dans la limite de faible amplitude, ils ont établi une équation de type Korteweg-de Vries (K-dV) et ont montré qu'une augmentation du terme de polarisation entraîne une augmentation de l'amplitude et une réduction de la largeur du soliton. L'effet de la force de polarisation et de la température effective des grains de poussière sur les ondes solitaires et les ondes de choc dans un plasma poussiéreux fortement couplé ont été étudié par Mamun et *al* [95], ils ont démontré que les deux effets modifient de manière significative l'amplitude et la largeur des ondes solitaires et des ondes de choc. La force de polarisation pour différentes situations de plasma poussiéreux à savoir la présence des ions non thermiques et piégés ainsi que la présence d'électrons et d'ions adiabatiques, a été étudiée théoriquement par Ashrafi et *al* [96]. Ils ont constaté que l'intensité de la force de polarisation est considérablement modifiée par la présence de ces différentes situations, c'est-à-dire la magnitude de la force de polarisation est significativement diminuée par la présence d'ions non thermiques et par l'adiabaticité des électrons et des ions. D'autre part, elle est significativement augmentée par la présence d'ions piégés. La force de polarisation peut aussi modifier l'instabilité de modulation de l'onde acoustique poussiéreuse et des ondes scélérates [97]. Bouzit et Tribeche [97] ont montré que l'effet d'interaction de polarisation est de restreindre le domaine du nombre d'onde dans lequel l'instabilité de modulation apparaît. L'influence de cette force sur l'énergie transportée par l'onde acoustique poussiéreuse solitaire a été étudié par Mayout et *al* [98], ils ont constaté qu'une augmentation de l'intensité de la force de polarisation entraîne une diminution de l'énergie transportée par le soliton. L'influence de la force de polarisation sur la gaine électrostatique a été récemment étudiée par Mayout et *al* [99]. Ils ont examiné les modifications introduites dans la structure de la gaine électrostatique poussiéreuse en raison de la présence de la force de polarisation. Ils ont étudié le critère de Bohm associé à la formation de la gaine électrostatique et ont constaté que le nombre de Mach critique diminue avec l'augmentation de l'intensité de la force de polarisation.

Il est intéressant de noter que les différentes formes de la force de polarisation utilisées dans les travaux cités ci-dessus ne sont pas valables dans le cas d'un plasma poussiéreux non extensif. C'est la raison pour laquelle, la première partie du présent chapitre a pour objet de recalculer l'expression de la force de polarisation dans le cadre de la statistique de Tsallis [100]. Dans la deuxième partie, on se propose d'examiner l'effet conjugué des électrons non extensifs et de la force de polarisation sur la propagation des ondes acoustiques poussiéreuses solitaires et sur la formation de la gaine électrostatique.

## 3.2 Equations de base

Avant d'entamer le calcul de la force de polarisation agissant sur les grains de poussière et d'étudier son effet sur le soliton et la gaine électrostatique, nous allons présenter d'abord le modèle théorique et les équations de base nécessaire pour notre étude. On considère un plasma poussiéreux non uniforme, non collisionnel et non magnétisé, composé d'électrons non extensifs, d'ions Maxwelliens et de grains de poussière de densités,  $n_e$ ,  $n_i$ , et  $n_d$  respectivement. Nous supposons que tous les grains ont la même charge négative,  $q_d = -Z_d e$  où  $Z_d$  est le nombre d'électrons résidant sur la surface du grain. Toutes ces particules de poussière sont supposées être des sphères de rayon  $r_d$ . Pour modéliser les effets de la non extensivité électronique, nous considérons la fonction de distribution des vitesses tridimensionnelle suivante [101]

$$f_e(v_e) = C_q \left\{ 1 - \frac{(q-1)}{T_e} \left[ \frac{m_e v_e^2}{2} - e\phi \right] \right\}^{\frac{1}{q-1}} \quad (3.1)$$

et  $C_q$  est la constante de normalisation

$$C_q = \begin{cases} n_{e0} \frac{\Gamma(\frac{1}{1-q})}{\Gamma(\frac{1}{1-q} - \frac{3}{2})} \left[ \frac{m_e(1-q)}{2\pi T_e} \right]^{3/2} & \text{pour } \frac{1}{3} < q < 1 \\ n_{e0} \frac{(3q-1)}{2} \frac{\Gamma(\frac{1}{q-1} + \frac{3}{2})}{\Gamma(\frac{1}{q-1})} \left[ \frac{m_e(q-1)}{2\pi T_e} \right]^{3/2} & \text{pour } q > 1 \end{cases} \quad (3.2)$$

où  $m_e$  et  $T_e$  (en terme d'énergie) sont respectivement la masse et la température des électrons,  $\phi$  est le potentiel électrostatique,  $\Gamma$  est la fonction gamma standard et le paramètre  $q$  désignant le degré de non extensivité et caractérisant la déviation de l'équilibre thermodynamique des électrons. Notons que pour  $q < 1/3$ , la distribution (3.1) est non normalisable. Dans la limite extensive  $q \rightarrow 1$ , la fonction de distribution (3.1) se réduit à la distribution habituelle de Maxwell Boltzmann

$$f_e(v_e) = n_{e0} \left( \frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m_e v_e^2}{2T_e} + \frac{e\phi}{T_e} \right) \quad (3.3)$$

Pour  $q > 1$ , il est aisé de vérifier que le terme  $1 - \frac{(q-1)}{T_e} \left[ \frac{m_e v_e^2}{2} - e\phi \right] > 0$ , la fonction de distribution exhibe une coupure thermique sur la valeur maximale permise à la vitesse des électrons. Cette dernière est donnée par

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e} \left( \frac{e\phi}{T_e} + \frac{1}{q-1} \right)} \quad (3.4)$$

A l'équilibre  $\phi = 0$ , la distribution (3.1) et la vitesse maximale (3.4) se réduisent, respectivement, à

$$f_{e0}(v_e) = C_q \left[ 1 - \frac{(q-1)}{T_e} \frac{m_e v_e^2}{2T_e} \right]^{\frac{1}{q-1}} \quad (3.5)$$

et

$$v_{\max 0} = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e(q-1)}} \quad (3.6)$$

où l'indice "0" dénote l'équilibre du plasma où la quasi-neutralité macroscopique est vérifiée

$$n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0} \quad (3.7)$$

Pour obtenir la densité des électrons, en moyennant la distribution des vitesses (3.1) sur tout l'espace des vitesses [80]

$$n_e(\phi) = \begin{cases} 4\pi \int_{-\infty}^{+\infty} v_e^2 f_e(v_e) dv_e & \text{pour } \frac{1}{3} < q < 1 \\ 4\pi \int_{-v_{\max}}^{+v_{\max}} v_e^2 f_e(v_e) dv_e & \text{pour } q > 1 \end{cases} \quad (3.8)$$

Nous obtenons finalement l'expression suivante de  $n_e$

$$n_e(\phi) = n_{e0} \left\{ 1 + (q-1) \frac{e\phi}{T_e} \right\}^{\frac{3q-1}{2(q-1)}} \quad (3.9)$$

Dans un système dont les interactions sont de longue portée où les effets non extensifs sont présents dans le système, la température électronique n'est plus une constante et elle dépend de paramètre  $q$ , donc on peut définir une vitesse thermique modifiée par rapport au cas Maxwellien. Pour ces systèmes, l'énergie cinétique moyenne des électrons est donnée par

$$E_c = \frac{1}{2} m_e \langle v_e^2 \rangle = \frac{1}{2} m_e \frac{\int v_e^2 f_e(v_e) d^3 v_e}{\int f_e(v_e) d^3 v_e} \quad (3.10)$$

où  $\sqrt{\langle v_e^2 \rangle}$  est la vitesse quadratique moyenne ou la vitesse thermique. Pour  $\frac{1}{3} < q < 1$  et  $q > 1$ , l'intégration de (3.10) donne

$$E_c = \frac{2}{(5q-3)} \frac{3}{2} T_e = \frac{3}{2} T_q \quad (3.11)$$

où  $T_q$  est la température du système non extensive, son expression est donnée par  $T_q = \frac{2}{(5q-3)} T_e$ . Cette quantité qui est toujours positive donne une loi d'échelle correcte ( $q$  doit être supérieur à 0.6). Ce résultat nous permet de définir un nouvel intervalle du paramètre  $q$  et qui donne une correction sur les valeurs acceptables de  $q$

$$q \in ]0.6, 1[ \cup ]1, \infty[ \quad (3.12)$$

Les ions sont supposés en équilibre thermodynamique, leurs vitesses sont distribuées selon la loi de Maxwell-Boltzmann, la fonction de distribution des vitesses appropriée (à trois dimensions) s'écrit comme suit

$$f_i(v_i) = n_{i0} \left( \frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m_i v_i^2}{2T_i} - \frac{e\phi}{T_i} \right) \quad (3.13)$$

où  $m_i$  et  $T_i$  (mesurée en énergie) sont la masse et la température des ions, respectivement. Moyennant la distribution (3.13) sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons l'expression de la densité ionique suivante

$$n_i(\phi) = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right) \quad (3.14)$$

### 3.3 Force de polarisation généralisée

Dans cette section, nous allons déterminer l'expression de la force de polarisation généralisée dans le cadre de la statistique non extensive de Tsallis. La procédure que nous avons adoptée est la même que celle utilisée récemment par Shahmansouri et Alinejad [102]. Rappelons que dans notre modèle de plasma, la non uniformité est liée aux variations spatiales des densités des électrons non extensifs et des ions Maxwelliens créant ainsi un gradient de la longueur de Debye et par conséquent la création d'une force de polarisation s'écrit sous cette forme [11], [12]

$$\mathbf{F}_p = -q_d^2 \frac{\nabla \lambda_D}{2\lambda_D^2} \quad (3.15)$$

où

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{T_i T_e}{4\pi e^2 \left[ T_e n_i + T_i n_e \frac{(3q-1)}{2} \right]}} \quad (3.16)$$

est la longueur de Debye du plasma poussiéreux composé d'ions Maxwelliens et d'électrons non extensifs. L'expression de la force de polarisation indique clairement qu'elle est de sens opposé à la force électrique quel que soit le signe de la charge du grain  $q_d$ . Dans la limite  $q \rightarrow 1$ , l'expression standard de la longueur de Debye est vérifiée  $\lambda_D = \left( \frac{4\pi n_e e^2}{T_e} + \frac{4\pi n_i e^2}{T_i} \right)^{-1/2}$ .

En utilisant l'équation (3.16), nous obtenons

$$\frac{\nabla \lambda_D}{\lambda_D^2} = -\frac{e}{2} \frac{\left[ T_e \nabla n_i + \frac{(3q-1)}{2} T_i \nabla n_e \right]}{\sqrt{\frac{T_i T_e}{4\pi} \left[ T_e n_i + \frac{(3q-1)}{2} T_i n_e \right]}} \quad (3.17)$$

Afin d'obtenir l'expression de la force de polarisation en fonction du potentiel électrostatique  $\phi$ , il est nécessaire d'effectuer une perturbation des densités  $n_e$  et  $n_i$  en supposant que le potentiel électrostatique est suffisamment faible (approximation de Debye–Hückel  $|\phi| \ll T_{e(i)}/e$ ) [58], [102], alors, le terme  $\nabla \lambda_D / \lambda_D^2$  peut être réécrit sous la forme

$$\frac{\nabla \lambda_D}{\lambda_D^2} = -\frac{1}{2} \left( \frac{4\pi e^2 Z_d n_{d0}}{T_i} \right)^{1/2} \frac{\left\{ \begin{array}{l} -\frac{e}{T_i} \left[ 1 + f - f\sigma^2 \left( \frac{3q-1}{2} \right)^2 \right] \\ + \frac{e^2}{T_i^2} \left[ 1 + f + f\sigma^3 (3q-1)^2 (q^2-1)/8 \right] \phi \end{array} \right\} \nabla \phi}{\sqrt{\left[ 1 + f + \frac{(3q-1)}{2} f\sigma \right] - \frac{e}{T_i} \left[ 1 + f - f\sigma^2 \left( \frac{3q-1}{2} \right)^2 \right] \phi}} \quad (3.18)$$

où  $\sigma = T_i/T_e$  est le rapport de la température des ions sur celle des électrons et  $f = n_{e0}/Z_d n_{d0} = n_{i0}/Z_d n_{d0} - 1$  est la condition de quasi-neutralité. En introduisant maintenant les deux variables normalisées suivantes

$$X = \frac{x}{\lambda_{D0}} \quad (3.19)$$

$$\Psi = \frac{eZ_d}{T_0} \phi \quad (3.20)$$

où  $\lambda_{D0} = \left( \frac{T_0}{4\pi n_{d0} e^2 Z_d^2} \right)^{1/2}$  et  $T_0 = \frac{Z_d^2 n_{d0} T_i T_e}{(n_{i0} T_e + n_{e0} T_i)} = \frac{Z_d T_i T_e}{T_e(1+f+f\sigma)}$  avec  $1 + f + f\sigma = \frac{(n_{i0} T_e + n_{e0} T_i)}{Z_d n_{d0} T_e} = \frac{Z_d T_i}{T_0}$ , nous obtenons

$$\frac{\nabla \lambda_D}{\lambda_D^2} = -\frac{1}{\lambda_{D0}^2} \left( \frac{T_0}{Z_d T_i d_0} \right)^{1/2} \left[ d_1 + \left( 3d_2 - \frac{d_1^2}{d_0} \right) \Psi \right] \nabla \Psi \quad (3.21)$$

où

$$d_0 = 1 + f + \frac{(3q-1)}{2} f\sigma, \quad d_1 = -\frac{1+f - \frac{(3q-1)^2}{4} f\sigma^2}{2(1+f+f\sigma)} \quad \text{et} \quad d_2 = \frac{1+f + \frac{(3q-1)^2(q+1)}{8} f\sigma^3}{6(1+f+f\sigma)^2} \quad (3.22)$$

Dans la limite  $q \rightarrow 1$ , les trois constantes  $d_0$ ,  $d_1$  et  $d_2$  se réduisent à celles déjà trouvées par Shahmansouri et Alinejad [102]. En introduisant maintenant la vitesse acoustique  $C_t = \sqrt{T_0/m_d}$  et la fréquence  $\omega_{pd}^{-1} = \sqrt{m_d/4\pi n_{d0} e^2 Z_d^2}$ , afin d'obtenir la forme adimensionnelle de l'expression de la force de polarisation

$$\tilde{\mathbf{F}}_p = \frac{\mathbf{F}_p}{m_d C_t \omega_{pd}} = -\frac{\lambda_{D0}}{T_0} \frac{Z_d^2 e^2}{2} \frac{\nabla \lambda_D}{\lambda_D^2} \quad (3.23)$$

En substituant (3.21) dans (3.23), nous obtenons finalement la force de polarisation adimensionnelle généralisée suivante [100]

$$\tilde{\mathbf{F}}_p = R \left[ d_1 + \left( 3d_2 - \frac{d_1^2}{d_0} \right) \Psi \right] \nabla \Psi \quad (3.24)$$

où

$$R = \frac{Z_d e^2}{2 T_i \lambda_{D0}} \left( \frac{Z_d T_i}{T_0 d_0} \right)^{1/2} \quad (3.25)$$

est un paramètre déterminant l'effet de la force de polarisation. Il est aisé de vérifier que lorsque le paramètre non extensif tend vers sa valeur d'équilibre ( $q \rightarrow 1$ ), la force de polarisation calculée par Shahmansouri et Alinejad [102] est retrouvée. Nous allons utiliser par la suite, l'expression de la force de polarisation (3.24) pour étudier son influence sur les caractéristiques des solitons acoustiques poussiéreux et les gaines électrostatiques associées aux grains de poussière.

## 3.4 Application

### 3.4.1 Soliton acoustique poussiéreux

Dans un plasma poussiéreux non uniforme, la propagation des ondes acoustiques poussiéreuses est gouvernée par l'ensemble des équations hydrodynamiques des grains de poussière où l'équation de mouvement est modifiée par le terme de la force de polarisation généralisée. En limitant notre étude à une seule dimension, ces équations sont données par [100]

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial (N_d V_d)}{\partial X} = 0 \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = \frac{\partial \Psi}{\partial X} + R \left[ d_1 + \left( 3d_2 - \frac{d_1^2}{d_0} \right) \Psi \right] \frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} = N_d - (f + 1)N_i + fN_e \quad (3.28)$$

où

$$N_e = \left[ 1 + (q - 1) \frac{T_0}{Z_d T_e} \Psi \right]^{\frac{1}{q-1} + \frac{3}{2}} \quad (3.29)$$

$$N_i = \exp \left( \frac{-T_0}{Z_d T_i} \Psi \right) \quad (3.30)$$

La densité des grains  $N_d$ , et leur vitesse fluide  $V_d$  sont normalisées, respectivement, par la densité des grains à l'équilibre  $n_{d0}$  et la vitesse acoustique  $C_t = \sqrt{T_0/m_d}$ . Tandis que, les variables d'espace  $X$  et de temps  $T$  sont normalisés par la longueur  $\lambda_{D0} = \sqrt{T_0/(4\pi n_{d0} e^2 Z_d^2)}$  et la fréquence  $\omega_{pd}^{-1} = \sqrt{m_d/(4\pi n_{d0} e^2 Z_d^2)}$ , respectivement. Rappelons que l'onde acoustique poussiéreuse est un mode de fréquence extrêmement basse, qui est analogue à l'onde acoustique ionique trouvée dans les plasmas d'électron-ion, dans laquelle les grains de poussière fournissent l'inertie alors que la force de rappel provient des électrons et des ions. La force nette agissant sur les grains poussière (le terme de droite de l'équation (3.27)) représente la force de rappel. Dans notre cas, cette force est constituée d'une force électrique  $\mathbf{F}_e$  et d'une force de polarisation  $\tilde{\mathbf{F}}_p$  données respectivement par (sous forme adimensionnelle)  $\frac{\partial \Psi}{\partial X}$  et  $R \left[ d_1 + \left( 3d_2 - \frac{d_1^2}{d_0} \right) \Psi \right] \frac{\partial \Psi}{\partial X}$ .

En linéarisant les équations (3.26)- (3.28) et en utilisant une procédure standard où toutes les quantités de premier ordre sont proportionnelles à  $\exp i(kX - \omega T)$ , nous obtenons la relation de dispersion dont la vitesse de phase est donnée par

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = \left[ \frac{(1 + Rd_1)(1 + f + f\sigma)}{k^2(1 + f + f\sigma) + d_0} \right]^{1/2} \quad (3.31)$$

à condition que  $1 + Rd_1 > 0$  (rappelons que les quantités suivantes  $f$ ,  $\sigma$  et  $d_0$  sont toujours positives). Cela impose une limite inférieure sur les valeurs permises de  $R$ , c'est à dire  $R > R_c = -1/d_1 = 2(1 + f + f\sigma) / \left[ 1 + f - (3q - 1)^2 \frac{f\sigma^2}{4} \right]$ . Dans la limite  $q \rightarrow 1$ , la vitesse de phase (3.31) se réduit à  $v_{ph} = \sqrt{[1 - R(1 + f - f\sigma^2) / 2(1 + f + f\sigma)] / (1 + k^2)}$ . Passons maintenant à l'étude de la dynamique des ondes acoustiques poussiéreuses d'amplitude faible mais finie, pour ce faire, nous employons la technique des perturbations réductives standard [103], nous introduisons d'abord les nouvelles coordonnées suivantes

$$\xi = \varepsilon^{1/2}(X - v_0 T) \quad (3.32)$$

$$\tau = \varepsilon^{3/2} T \quad (3.33)$$

où  $\varepsilon$  est un petit paramètre mesurant la faiblesse de la non linéarité de l'onde DA et  $v_0$  est la vitesse de phase linéaire normalisée par rapport à la vitesse acoustique selon la direction  $X$ . Ensuite, nous écrivons les variables dynamiques en série de puissance de  $\varepsilon$  autour de leurs valeurs d'équilibre

$$\begin{aligned} N_d &= 1 + \varepsilon N_{d1} + \varepsilon^2 N_{d2} + \dots \\ V_d &= \varepsilon V_{d1} + \varepsilon^2 V_{d2} + \dots \end{aligned} \quad (3.34)$$

$$\Psi = \varepsilon \Psi_1 + \varepsilon^2 \Psi_2 + \dots$$

En utilisant les coordonnées précédentes (3.32) et (3.33) et en substituant (3.34) dans (3.26) - (3.28), à l'ordre le plus petit en  $\varepsilon$ , nous obtenons les relations suivantes

$$N_{d1} = -\frac{(1 + Rd_1)}{v_0^2} \Psi_1 \quad (3.35)$$

$$V_{d1} = -\frac{(1 + Rd_1)}{v_0} \Psi_1 \quad (3.36)$$

où  $v_0 = \sqrt{\frac{(1 + Rd_1)(1 + f + f\sigma)}{d_0}}$ , cette dernière se réduit à  $v_0 = \sqrt{1 - R \frac{1 + f - f\sigma^2}{2(1 + f + f\sigma)}}$  [102] dans la limite  $q \rightarrow 1$ .

À l'ordre suivant en  $\varepsilon$ , nous obtenons

$$-v_0 \frac{\partial N_{d2}}{\partial \xi} + \frac{\partial N_{d1}}{\partial \tau} + \frac{\partial V_{d2}}{\partial \xi} + \frac{\partial (N_{d1} V_{d1})}{\partial \xi} = 0 \quad (3.37)$$

$$-v_0 \frac{\partial V_{d2}}{\partial \xi} + \frac{\partial V_{d1}}{\partial \tau} + V_{d1} \frac{\partial V_{d1}}{\partial \xi} = (1 + Rd_1) \frac{\partial \Psi_2}{\partial \xi} + R \left( 3d_2 - \frac{d_1^2}{d_0} \right) \Psi_1 \frac{\partial \Psi_1}{\partial \xi} \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial \xi^2} = N_{d2} + \left[ \frac{(f + 1)T_0}{Z_d T_i} + \frac{f(3q - 1)T_0}{2Z_d T_e} \right] \Psi_2 + \left[ \frac{f(3q - 1)(q + 1)T_0^2}{8Z_d^2 T_e^2} - \frac{(f + 1)T_0^2}{2Z_d^2 T_i^2} \right] (\Psi_1)^2 \quad (3.39)$$

Nous substituons les équations (3.35)- (3.39), cette opération permet de réduire toutes ces équations en une seule équation aux dérivées partielles régissant la propagation du potentiel électrostatique appelée l'équation de Korteweg- de Vries (K-dV) [100]

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + A\phi \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + B \frac{\partial^3 \phi}{\partial \xi^3} = 0 \quad (3.40)$$

où  $\phi = \Psi_1$ , les coefficients de la non linéarité et de la dispersion sont donnés, respectivement par

$$A = -\frac{v_0^3}{2(1 + Rd_1)} \left[ \frac{3}{v_0^4} (1 + Rd_1)^2 + \frac{R}{v_0^2} \left( \frac{d_1^2}{d_0} - 3d_2 \right) - \frac{1 + f - \frac{(3q-1)(q+1)}{4} f \sigma^2}{(1+f+f\sigma)^2} \right] \quad (3.41)$$

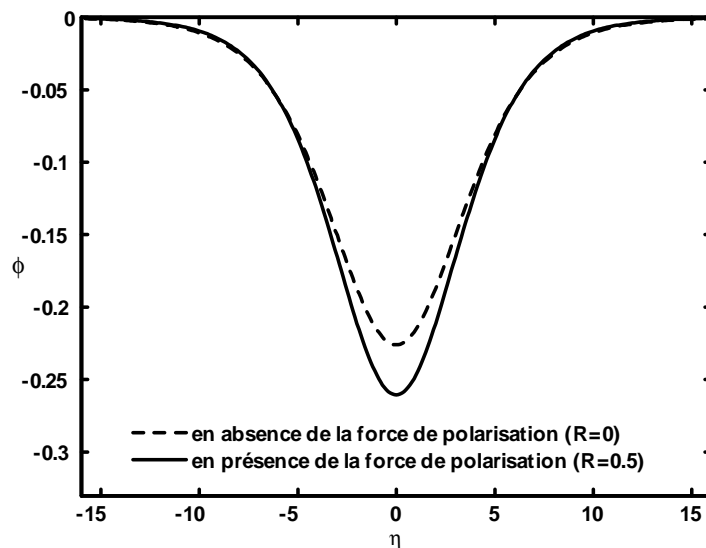
$$B = \frac{v_0^3}{2(1 + Rd_1)} \quad (3.42)$$

Dans la limite,  $q \rightarrow 1$  et  $R \rightarrow 0$ , les coefficients  $A$  et  $B$  se réduisent, respectivement, à  $A = -\frac{1}{2} \left[ 3 + \frac{1+f-f\sigma^2}{(1+f+f\sigma)^2} \right]$  et  $B = 1/2$ . Maintenant, on s'intéresse à la solution stationnaire localisée stable de l'équation (3.40). Pour ce faire, nous utilisons le changement de variable  $\eta = \xi - M\tau$  où  $M$  est la vitesse de l'onde normalisée par rapport à la vitesse acoustique poussiéreuse, appelée aussi nombre de Mach et en imposant des conditions aux limites propres aux solutions localisées suivantes  $\phi \rightarrow 0$ ,  $d\phi/d\eta \rightarrow 0$  et  $d^2\phi/d\eta^2 \rightarrow 0$  lorsque  $\eta \rightarrow \pm\infty$ , cette solution s'écrit comme suit

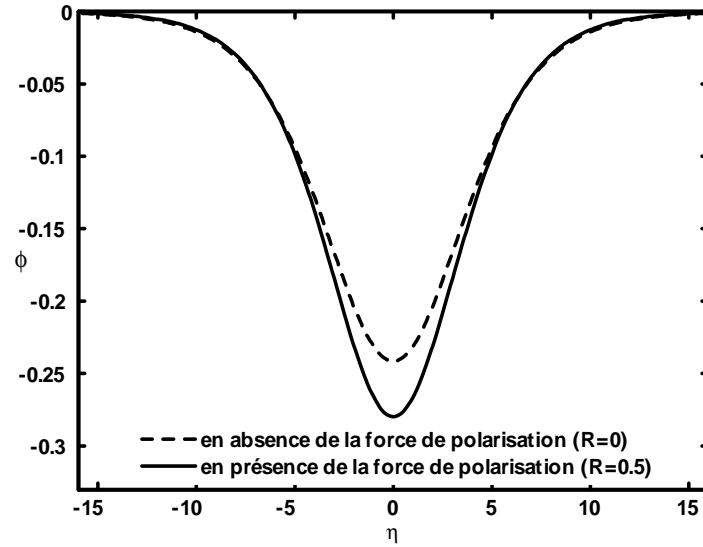
$$\phi = \phi_m \operatorname{sech}^2 \left( \frac{\eta}{\Delta} \right) \quad (3.43)$$

où  $\phi_m = 3M/A$  et  $\Delta = \sqrt{4B/M}$  représentent, respectivement, l'amplitude et la largeur du soliton. Pour examiner les modifications introduites par la présence de la force de polarisation sur les propriétés intrinsèques de la structure solitaire (amplitude et largeur), nous avons tracé sur la figure (3.1) le profil spatial du potentiel électrostatique  $\phi$  pour deux valeurs différentes de  $R$  ( $R = 0$ , tirets) et ( $R = 0.5$ , trait plein) avec  $q = 0.9$ . Notons que le tracé pour  $R = 0$  représente le cas d'un plasma poussiéreux uniforme où il n'y a pas de force de polarisation qui s'exerce sur les grains. Notre résultat numérique montre que l'effet de la force de polarisation affecte significativement le profil spatial du soliton. La présence de cette force a pour effet d'augmenter l'amplitude et de rétrécir la largeur du soliton. De plus, pour connaître l'influence de la non extensivité électronique sur le profil du soliton, l'évolution spatiale du potentiel électrostatique pour un degré de nonextensivité plus élevé ( $q = 0.61$ ) et pour les mêmes valeurs de  $R$  utilisées précédemment, est tracée sur la figure (3.2). On remarque que la structure solitaire s'élargit et augmente en amplitude à mesure

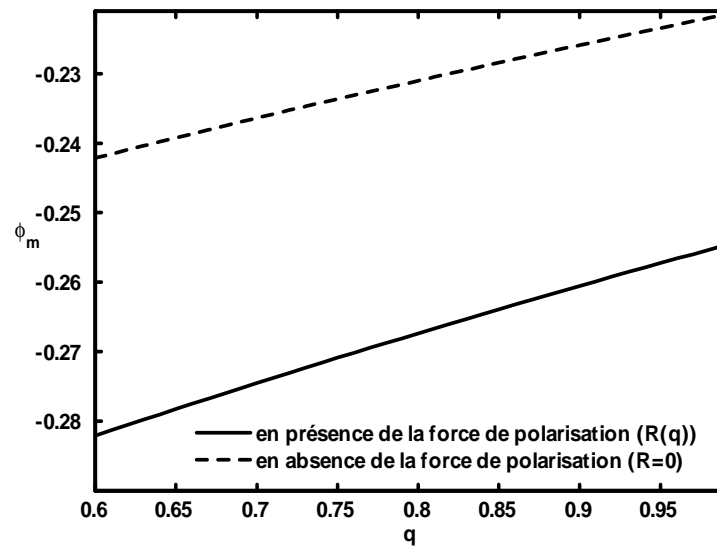
que les électrons s'écartent de leur équilibre thermodynamique où le paramètre non extensif  $q$  diminue. Dans les figures (3.1) et (3.2), les modifications apportées à l'amplitude du soliton sont plus remarquables que celles apportées à sa largeur, c'est pourquoi, nous avons tracé sur les figures (3.3) et (3.4) l'amplitude  $\phi_m$  et la largeur  $\Delta$ , respectivement, en fonction du paramètre non extensif  $q$  en absence et en présence de la force de polarisation ( $R = 0$ , tirets et  $R \neq 0$ , trait plein) où le terme de polarisation  $R$  varie en fonction du paramètre non extensif  $q$ . Nous constatons que l'effet d'interaction de polarisation entraîne toujours une augmentation de l'amplitude et un rétrécissement de la largeur du soliton. Cet effet devient plus important à mesure que  $q$  diminue. D'autre part, le paramètre de polarisation  $R$  ne dépend pas seulement du degré de la non extensivité  $q$  mais aussi des autres paramètres du milieu à savoir le rapport des températures  $\sigma$ , le rapport des densités  $f$  et la charge électrique du grain  $Z_d$ . L'augmentation de cette dernière a pour effet d'augmenter l'intensité de la force de polarisation qui à son tour augmente l'amplitude et diminue la largeur du soliton. Cet effet est très puissant à mesure que le degré de la non extensivité électronique augmente où les électrons s'éloignent de leur équilibre thermodynamique (voir les figures (3.5) et (3.6)). En général, l'équilibre entre la force d'inertie et la force de rappel établit les conditions d'existence de l'onde. Dans notre étude, la force de polarisation provoque une modification de la force de rappel et donc elle influence le profil de soliton.



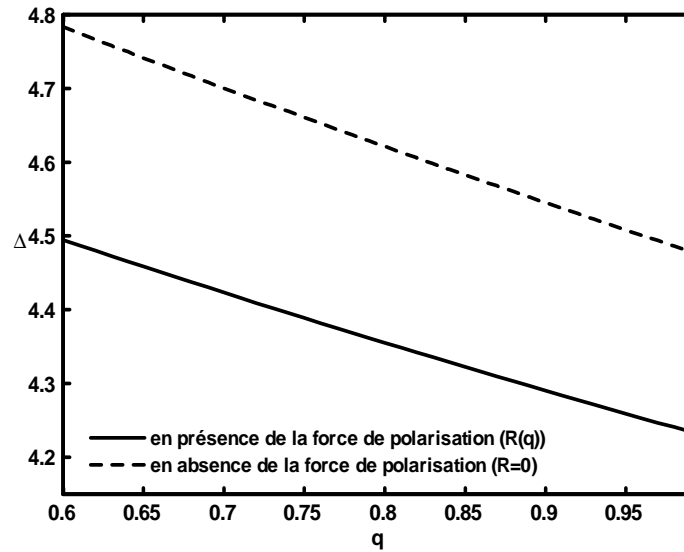
**Figure 3.1:** Profil spatial du potentiel électrostatique solitaire associé à l'onde acoustique poussiéreuse en absence et en présence de la force de polarisation ( $R = 0$ ,  $v_0 = 1.01$ , tirets) et ( $R = 0.5$ ,  $v_0 = 0.9$ , trait plein) avec  $q = 0.9$ ,  $T_i = 1$  eV,  $T_e = 3$  eV,  $n_{i0} = 8 \times 10^7$  cm $^{-3}$ ,  $n_{e0} = 4 \times 10^7$  cm $^{-3}$ ,  $M = 0.1$  et  $Z_d = 5.29 \times 10^5$ .



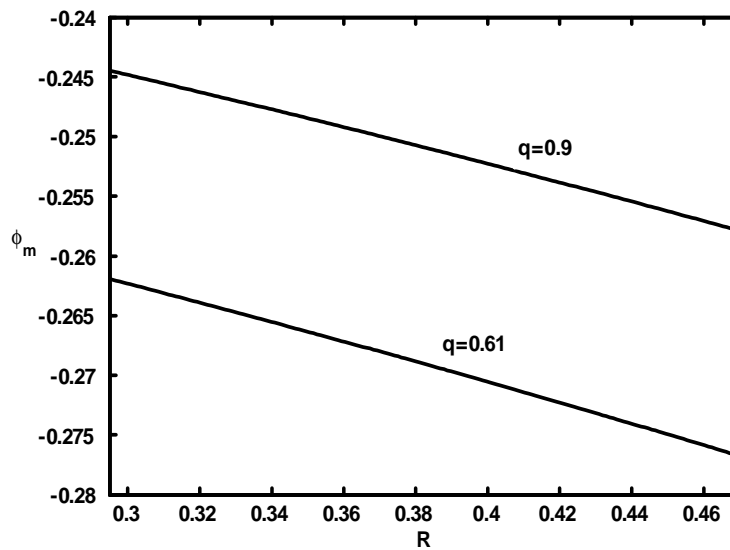
**Figure 3.2:** Profil spatial du potentiel électrostatique solitaire associé à l'onde acoustique poussiéreuse en absence et en présence de la force de polarisation ( $R = 0$ ,  $v_0 = 1.04$ , tirets) et ( $R = 0.5$ ,  $v_0 = 0.92$ , trait plein) avec  $q = 0.61$ ,  $T_i = 1$  eV,  $T_e = 3$  eV,  $n_{i0} = 8 \times 10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ,  $n_{e0} = 4 \times 10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ,  $M = 0.1$  et  $Z_d = 5.12 \times 10^5$ .



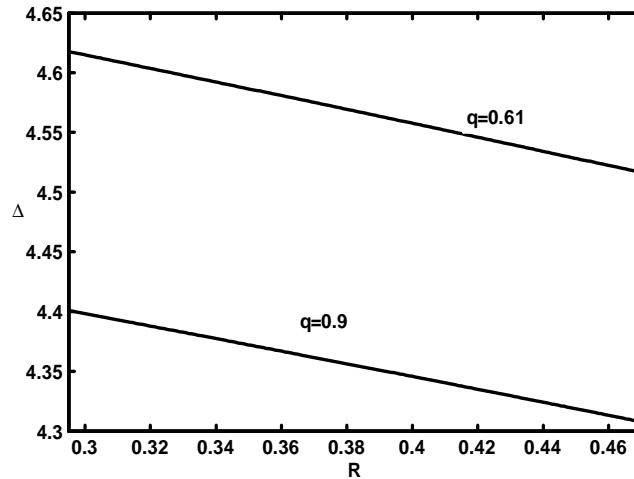
**Figure 3.3:** Variation de l'amplitude  $\phi_m$  en fonction du paramètre non extensif  $q$  en présence et en absence de la force de polarisation, avec  $T_i = 1$  eV,  $T_e = 3$  eV,  $n_{i0} = 8 \times 10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ,  $n_{e0} = 4 \times 10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ,  $M = 0.1$  et  $Z_d = 5.29 \times 10^5$ .



**Figure 3.4:** Variation de la largeur  $\Delta$  en fonction du paramètre non extensif  $q$  en présence et en absence de la force de polarisation, avec  $T_i = 1$  eV,  $T_e = 3$  eV,  $n_{i0} = 8 \times 10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ,  $n_{e0} = 4 \times 10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ,  $M = 0.1$  et  $Z_d = 5.29 \times 10^5$ .



**Figure 3.5:** Variation de l'amplitude  $\phi_m$  en fonction du terme de polarisation  $R$  pour deux valeurs différentes du paramètre non extensif  $q$  (0.9 et 0.61) avec  $T_i = 1$  eV,  $T_e = 3$  eV,  $n_{i0} = 8 \times 10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ,  $n_{e0} = 4 \times 10^7$   $\text{cm}^{-3}$  et  $M = 0.1$ .



**Figure 3.6:** Variation de la largeur  $\Delta$  en fonction du terme de polarisation  $R$  pour deux valeurs différentes du paramètre non extensif  $q$  (0.9 et 0.61) avec  $T_i = 1$  eV,  $T_e = 3$  eV,  $n_{i0} = 8 \times 10^7$  cm $^{-3}$ ,  $n_{e0} = 4 \times 10^7$  cm $^{-3}$  et  $M = 0.1$ .

### 3.4.2 Formation de la gaine électrostatique

Passons maintenant à l'étude de l'influence de la force de polarisation généralisée sur la formation de la gaine électrostatique [104], [105]. Pour ce faire, nous considérons un modèle unidimensionnel et stationnaire ( $\partial/\partial t = 0$ ) d'un plasma semi infini composé de grains de poussière fluides, d'électrons non extensifs et d'ions Maxwelliens. En raison de la formation de la gaine électrostatique, il existe deux régions dans ce plasma:

- La quasi neutralité dans le milieu du plasma ( $x < x_s$ ) ( $x_s$  est la position de l'interface entre le plasma et la gaine électrostatique), où le potentiel électrostatique est nul, les densités des électrons, des ions et des grains de poussière sont liées par la relation de quasi neutralité suivante  $n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0}$ . Dans cette région, les grains de poussière sont mobiles avec une vitesse initiale  $v_{d0}$  selon l'axe  $x$  dans la direction de la paroi.

- La gaine ( $x > x_s$ ) dans laquelle la quasi neutralité est brisée, la densité et la vitesse des grains doivent être calculées à partir des lois de conservation de l'énergie et de flux des particules de poussière. Ces équations qui sont obtenues à partir des équations fluides précédentes s'écrivent comme suit [100]

$$M = N_d V_d \quad (3.44)$$

$$\frac{1}{2} (V_d^2 - M^2) = \Psi_s + R \left[ d_1 \Psi_s + \left( 3d_2 - \frac{d_1^2}{d_0} \right) \frac{\Psi_s^2}{2} \right] \quad (3.45)$$

où  $M = v_{d0}/C_t$  est le nombre de Mach,  $V_d = v_d/v_{d0}$ ,  $N_d = n_d/n_{d0}$  et  $\Psi_s = eZ_d\phi_s/T_0$ . A partir des équations (3.44) et (3.45), nous obtenons l'expression de la densité des grains suivante [100]

$$N_d = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2}{M^2}(1 + Rd_1)\Psi_s + \frac{R}{M^2}\left(3d_2 - \frac{d_1^2}{d_0}\right)\Psi_s^2}} \quad (3.46)$$

L'expression de l'équation de Poisson dans la gaine électrostatique est donnée par

$$\frac{d^2\Psi_s}{d\xi^2} = N_d - (f + 1)N_i + fN_e \quad (3.47)$$

où  $\xi = x/\lambda_{D0}$ . Les densités électronique et ionique dans la région de la gaine sont données respectivement par

$$N_e = \left[1 + (q - 1)\frac{T_0}{Z_d T_e}\Psi_s\right]^{\frac{3q-1}{2(q-1)}} \quad (3.48)$$

$$N_i = \exp\left(-\frac{T_0}{Z_d T_i}\Psi_s\right) \quad (3.49)$$

L'équation de Poisson peut être réécrite sous la forme suivante

$$\frac{d^2\Psi_s}{d\xi^2} = -\frac{dV(\Psi_s)}{d\Psi_s} \quad (3.50)$$

où  $V(\Psi_s)$  représente le pseudo potentiel [106]. L'équation (3.50) admet une solution à condition que

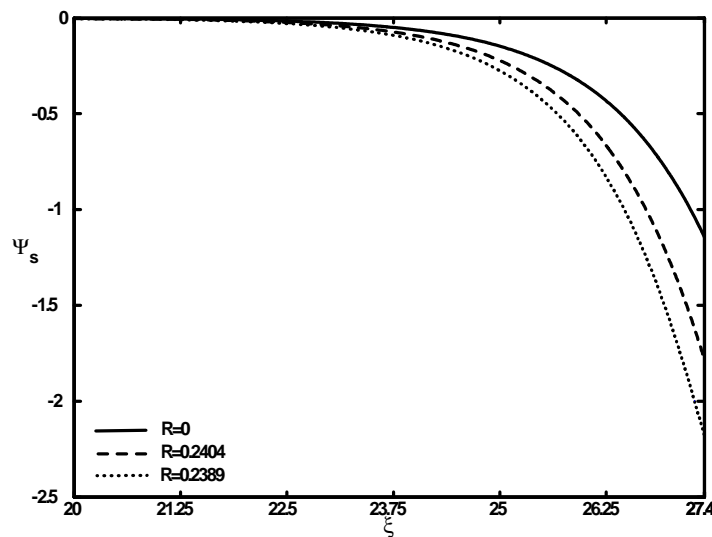
$$\left[\frac{d^2V(\Psi_s)}{d\Psi_s^2}\right]_{\Psi_s=0} < 0 \quad (3.51)$$

A partir de (3.51), nous obtenons [100]

$$M > M_c = \sqrt{\frac{(1 + Rd_1)(1 + f + f\sigma)}{1 + f + (1 - 3q)f\sigma/2}} \quad (3.52)$$

L'inégalité précédente (3.52) représente le critère de Böhm appropriée à la formation de la gaine électrostatique dans un plasma poussiéreux polarisé constitué des électrons non extensifs et des ions Maxwelliens. Cette condition impose une limite inférieure à la vitesse initiale des grains. L'intégration numérique de l'équation (3.47) nous a permis d'évaluer quantitativement l'influence de la force de polarisation sur la structure de la gaine électrostatique. Dans la figure (3.5), nous avons tracé le potentiel électrostatique  $\Psi_s$  en fonction de  $\xi$  pour différentes valeurs du paramètre  $R = 0.2404$  ( $q = 1.3$ , tirets), et  $R = 0.2389$  ( $q = 2.25$ , pointillés). Notons que  $R = 0$  ( $q = 1.1$ , trait plein) correspond au cas où la force de polarisation n'est pas introduite dans le plasma. Les paramètres du plasma poussiéreux

[94] choisis, sont  $T_i = 0.03 \text{ eV}$ ,  $T_e = 3 \text{ eV}$ ,  $n_{i0} = 1.65 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_{e0} = 1.48 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , et  $Z_d = 10^3$ . La figure (3.7) indique clairement que la région de la gaine commence à chaque fois que la quasi-neutralité macroscopique est brisée, et quelle que soit la valeur de  $R$ , cette structure prend la même forme. Pour  $R = 0$ , le potentiel électrostatique  $\Psi_s$  subit une variation lente avec la distance  $\xi$ . Lorsqu'on introduit la force de polarisation dans le plasma, et à mesure que le paramètre de polarisation  $R$  augmente, le gradient du potentiel électrostatique  $d\Psi_s/d\xi$  (et donc le champ électrique à l'intérieur de la gaine  $E = -d\Psi_s/d\xi$ ) devient moins raide augmentant ainsi la fuite des électrons énergétiques au mur (voir la figure (3.8)). De plus, l'épaisseur de la gaine devient plus large à mesure que  $R$  augmente (voir la figure (3.7)). Ce résultat inattendu (par rapport au cas  $R = 0$ ) peut être attribué à la nature non linéaire de la force de polarisation généralisée  $\widetilde{F}_p \sim \Psi \nabla \Psi$ .

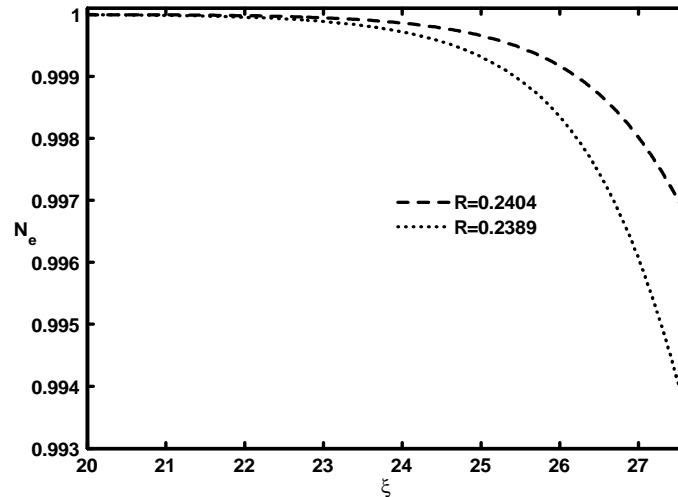


**Figure 3.7:** Variation spatiale du potentiel de la gaine électrostatique  $\Psi_s$  pour différentes

valeurs de  $R = 0$  ( $q = 1.1$ , trait plein),  $R = 0.2404$  ( $q = 1.3$ , tirets) et  $R = 0.2389$

( $q = 2.25$ , pointillés), avec  $T_i = 0.03 \text{ eV}$ ,  $T_e = 3 \text{ eV}$ ,  $n_{i0} = 1.65 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ,

$n_{e0} = 1.48 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ,  $M = 2$  et  $Z_d = 10^3$ .



**Figure 3.8:** Variation de la densité des électrons  $N_e$  pour différentes valeurs de  $R = 0.2404$  ( $q = 1.3$ , tirets) et  $R = 0.2389$  ( $q = 2.25$ , pointillés), les valeurs des autres paramètres sont celles de la figure (3.7).

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la force de polarisation agissant sur les grains de poussière dans un plasma non uniforme a été étudiée dans le cadre de la statistique non extensive de Tsallis. Dans la limite  $q$  tend vers l'unité, l'expression de cette force se réduit à celle récemment obtenue par Shahmansouri et Alinejad [102]. Nous avons analysé les modifications introduites par la présence de cette force et de la nonextensivité des électrons sur la propagation de l'onde acoustique poussiéreuse solitaire faiblement non linéaire. Nous avons remarqué que la force de polarisation affecte de manière significative le profil spatial du soliton. La présence de la force de polarisation entraîne une augmentation de l'amplitude et une diminution de la largeur du soliton. De plus, la structure solitaire s'agrandit à mesure que le paramètre non extensif  $q$  diminue où les ions s'écartent de leur équilibre thermodynamique. En général, l'équilibre entre la force d'inertie et la force de rappel établit les conditions d'existence de l'onde. Dans notre étude, la force de polarisation provoque une modification de la force de rappel et donc elle influence le profil du soliton. En outre, les effets de la force de polarisation sur la formation de la gaine électrostatique ont été examinés. Un nouveau critère de Böhm pour la formation de la gaine a été établi. La structure de la gaine est fortement influencée par la présence de la force de polarisation. En particulier, une augmentation de  $R$  rend le gradient du potentiel électrostatique dans la gaine moins raide ainsi la fuite des électrons

énergétiques au mur devient plus importante. Autrement dit, l'épaisseur de la gaine devient plus large à mesure que  $R$  augmente.

## 4

# Soliton acoustique poussiéreux dans un plasma polarisé en présence des ions non thermiques

### 4.1 Introduction

Il est bien connu que les distributions des vitesses des électrons et des ions dans les plasmas de laboratoire et de l'espace, ne sont pas exactement Maxwelliennes [36], [38], [107]. Les particules d'une espèce donnée du plasma peuvent se trouver dans un état hors équilibre thermodynamique et leur fonction de distribution est donc différente d'une Maxwellienne. Dans un plasma complexe et comme noté par Verheest et Pillay [108], il existe plusieurs possibilités d'attribuer un caractère non thermique aux espèces plus légères (les électrons et les ions). La présence des populations d'ions non thermiques a été vérifiée par de nombreuses observations satellitaires ou des engins spatiaux. Des ions non thermiques ont été observés dans l'arc de choc terrestre par le satellite Vela [107] ainsi que dans et autour du préchoc terrestre [36]. La détection du flux des ions par l'analyseur électrostatique ASPERA (Automatic Space Plasma Experiment with a Rotating Analyzer) embarqué sur le satellite Phobos [109] indique clairement leur caractère non thermique dans la haute ionosphère de Mars. Plus près de la terre, des ions non thermiques assez rapides ont été observés récemment par le satellite Nozomi au voisinage de la Lune [15]. Des ions non thermiques sont également détectés dans la magnétosphère des autres planètes, telles que Jupiter et Saturne [110], [111]. Ces observations spatiales justifient donc la nécessité d'examiner les effets de la non thermalité ionique sur les ondes, les instabilités et les processus de charge qui les accompagnent

dans les plasmas poussiéreux. Il existe plusieurs travaux scientifiques traitant le problème de la propagation des ondes acoustiques dans un plasma poussiéreux en présence d'ions non thermiques. Parmi eux, nous citons à titre d'exemple, les travaux de Mamun et *al* [112] et Mendoza-Briceño et *al* [113] qui portent sur l'étude des ondes acoustiques poussiéreuses solitaires d'amplitude arbitraire dans un plasma non magnétisé contenant des grains de poussière fluides chargés négativement et des ions non thermiques et appauvri en électrons. Dans le régime faiblement non linéaire, les ondes acoustiques poussiéreuses solitaires ont été étudiées par Maharaj et *al* [114] en utilisant un modèle d'un plasma composé de grains de poussière fluides chargés négativement, d'ions non thermiques et d'électrons Maxwelliens. Plus tard, le modèle d'un plasma poussiéreux magnétisé contenant des ions non thermiques a été utilisé par El-Taibany et Sabry [115] et El-Taibany et *al* [116] afin d'étudier les effets de la non thermalité ionique et la variation de la charge des grains de poussière sur l'onde DA. L'influence des ions non thermiques sur l'onde de choc a été également étudié dans les références [117] et [118]. Il a été démontré que les modifications apportées par la présence de la fraction des ions non thermiques sur l'onde de choc sont importantes.

On s'intéresse dans le présent chapitre à la dynamique des grains de poussière chargés négativement et immergés dans un plasma poussiéreux polarisé composé d'ions non thermiques et d'électrons Maxwelliens. Notre objectif est d'examiner les changements introduits par la présence des ions non thermiques et de la force de polarisation sur la propagation des ondes acoustiques poussiéreuses solitaires [119]. Pour cela, nous utiliserons le modèle de Asaduzzaman et de Mamun [120] qui fera la base d'un traitement faiblement non linéaire de la propagation du potentiel électrostatique associé à l'onde acoustique poussiéreuse. L'accent sera donc mis sur les effets conjugués de la non thermalité ionique et de la force de polarisation que nous avons adaptée à notre modèle de plasma. Ce chapitre est organisé comme suit: nous présenterons dans la première section l'expression de la force de polarisation non thermique appropriée à notre modèle, ensuite, dans la seconde section et à l'aide d'une analyse faiblement non linéaire, nous examinerons les effets de la force de polarisation et de la non thermalité ionique sur la propagation du soliton et son énergie transportée. Une conclusion sera donnée dans la dernière section.

## 4.2 Force de polarisation non thermique

Dans cette section, nous allons revoir en détail les étapes essentielles pour le calcul de l'expression de la force de polarisation non thermique. En se basant sur les mêmes étapes

de Asaduzzaman et al [120]. Pour ce faire, nous considérons d'abord un plasma poussiéreux non uniforme, non collisionnel et non magnétisé, composé de trois espèces de particules, d'électrons, d'ions positifs et de grains de poussière de densités,  $n_e$ ,  $n_i$  et  $n_d$ , respectivement. Les grains de poussière sont chargés négativement,  $q_d = -Z_d e$ , où  $Z_d$  représente le nombre d'électrons présents à la surface du grain et  $e$  la charge élémentaire. En l'absence de toute perturbation ou modification au cours du temps, le plasma se trouve dans un état d'équilibre ( $\phi = 0$ ), la condition de la quasi-neutralité de la charge requiert  $n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0}$ , où l'indice "0" désigne des quantités non perturbées. Les électrons sont supposés en équilibre thermodynamique (électrons Maxwelliens) alors que les ions sont considérés non thermiques [15]. A une dimension, leurs fonctions de distribution des vitesses sont données respectivement par

$$f_e(v_e) = \frac{n_{e0}}{(2\pi v_{Te}^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{v_e^2}{2v_{Te}^2} + \frac{e\phi}{T_e}\right) \quad (4.1)$$

$$f_i(v_i) = \frac{n_{i0}}{(1+3\alpha)(2\pi v_{Ti}^2)^{1/2}} \left[1 + \alpha \left(\frac{v_i^2}{v_{Ti}^2} + 2\frac{e\phi}{T_i}\right)^2\right] \exp\left(-\frac{v_i^2}{2v_{Ti}^2} - \frac{e\phi}{T_i}\right) \quad (4.2)$$

où l'indice  $j = e$  et  $i$  désigne l'espèce des électrons et des ions, respectivement.  $v_j$  est la vitesse de la particule d'espèce  $j$ ,  $\phi$  est le potentiel électrostatique, et  $v_{Tj} = \sqrt{T_j/m_j}$  est la vitesse thermique avec  $T_j$  et  $m_j$  sont la température exprimée en unité d'énergie et la masse de la particule d'espèce  $j$ , respectivement. Le paramètre  $\alpha$  désigne la fraction d'ions non thermiques présents dans notre modèle de plasma. En intégrant les distributions (4.1) et (4.2) sur tout l'espace des vitesses  $n_j = \int_{-\infty}^{\infty} f_j(v_j) dv_j$ , nous obtenons respectivement les densités électronique et ionique suivantes

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) \quad (4.3)$$

$$n_i = n_{i0} \left[1 + \beta \left(\frac{e\phi}{T_i}\right) + \beta \left(\frac{e\phi}{T_i}\right)^2\right] \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right) \quad (4.4)$$

où

$$\beta = \frac{4\alpha}{1+3\alpha} \quad (4.5)$$

L'effet de la non thermalité ionique est introduit par un nouveau paramètre  $\beta$ . Il est aisé de vérifier que dans le cas  $\alpha$  égale à zéro, la distribution des vitesses de Cairns (4.2) se réduit alors à la distribution standard de Maxwell- Boltzmann et l'expression de la densité des ions prend la forme suivante

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right) \quad (4.6)$$

Passons maintenant au calcul de la force de polarisation agissant sur des grains de poussière chargés négativement et immergés dans un plasma poussiéreux non uniforme contenant des électrons Maxwelliens et des ions non thermiques. L'expression générale de cette force est donnée par [11], [12]

$$\mathbf{F}_p = -\frac{q_d^2}{2} \frac{\nabla \lambda_D}{\lambda_D^2} \quad (4.7)$$

où  $\lambda_D$  est la longueur de Debye appropriée à notre modèle de plasma, son expression est donnée par

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{Di}}{\sqrt{1 + \frac{\lambda_{Di}^2}{\lambda_{De}^2}}} \quad (4.8)$$

où  $\lambda_{Di} = \sqrt{T_i / (4\pi n_i e^2 (1 - \beta))}$  est la longueur de Debye ionique et  $\lambda_{De} = \sqrt{T_e / (4\pi n_e e^2)}$  est la longueur de Debye électronique. En utilisant maintenant l'approximation suivante  $n_i T_e \gg n_e T_i$ , celle-ci est une bonne approximation pour tout plasma poussiéreux composé de grains de poussière fortement chargés négativement, la longueur de Debye peut alors être réécrite comme suit

$$\lambda_D \simeq \lambda_{Di} = \sqrt{\frac{T_i}{4\pi n_i e^2 (1 - \beta)}} \quad (4.9)$$

En utilisant l'équation (4.9), la quantité  $\nabla \lambda_D / \lambda_D^2$  peut être exprimée comme suit

$$\frac{\nabla \lambda_D}{\lambda_D^2} = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{4\pi n_i e^2 (1 - \beta)}{T_i}} \frac{\nabla n_i}{n_i} \quad (4.10)$$

D'un autre côté, le gradient de la densité des ions s'écrit sous la forme

$$\nabla n_i = -\frac{n_{i0} e}{T_i} \left[ 1 - \beta - \frac{\beta e}{T_i} \phi + \beta \left( \frac{e}{T_i} \right)^2 \phi^2 \right] \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right) \nabla \phi \quad (4.11)$$

La substitution de l'équation (4.11) dans (4.10) donne

$$\frac{\nabla \lambda_D}{\lambda_D^2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4\pi n_{i0} e^2 (1 - \beta)}{T_i}} \left( \frac{e}{T_i} \right) \sqrt{\frac{n_{i0}}{n_i}} \left[ 1 - \beta - \frac{\beta e}{T_i} \phi + \beta \left( \frac{e}{T_i} \right)^2 \phi^2 \right] \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right) \nabla \phi \quad (4.12)$$

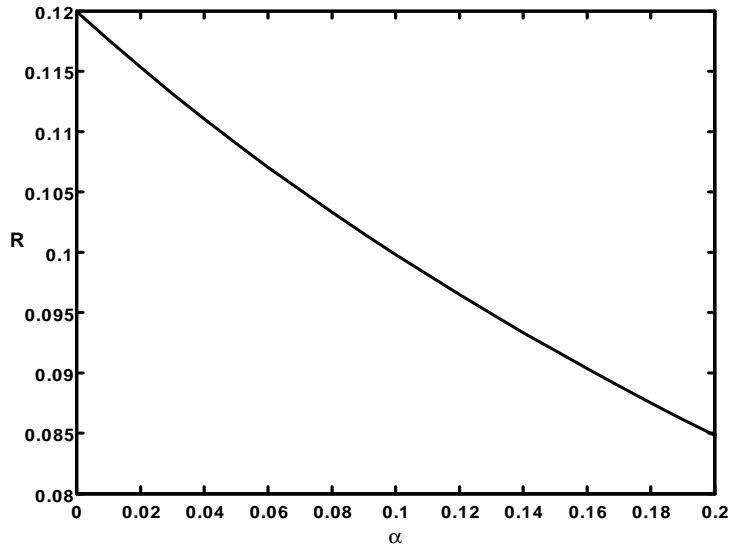
En remplaçant (4.12) dans (4.7), nous obtenons l'expression suivante de la force de polarisation non thermique

$$\mathbf{F}_p = -Z_d e R \beta_0 \sqrt{\frac{n_{i0}}{n_i}} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right) \nabla \phi \quad (4.13)$$

où  $\beta_0 = 1 - \beta - \beta (e\phi/T_i) + \beta (e\phi/T_i)^2$  et  $R$  est le paramètre qui mesure l'effet d'interaction de polarisation entre les charges positives des ions non thermiques et la charge négative du grain de poussière, son expression est donnée par

$$R = \frac{Z_d e^2}{4T_i \lambda_{Di0}} \quad (4.14)$$

où  $\lambda_{Di0} = \left( \frac{T_i}{4\pi n_{i0} e^2 (1-\beta)} \right)^{1/2}$ . L'expression de la force de polarisation (4.13) a déjà été déterminée par Asaduzzaman et Mamun [120]. Dans le cas  $\beta = 0$ , l'expression de la force de polarisation est exactement la même que celle calculée dans le cas d'un plasma Maxwellien [121]. Nous allons maintenant analyser les effets de la force de polarisation qui peuvent induire dans notre modèle de plasma. La figure (5.1) ci-dessous illustre la variation du terme polarisation  $R$  en fonction du paramètre non thermique  $\alpha$ . On peut voir que lorsque  $\alpha$  augmente, c'est à dire lorsque les ions évoluent loin de leur équilibre thermodynamique, le terme de polarisation devient plus petit et donc l'effet de polarisation dans le plasma va diminuer.



**Figure 5.1:** Variation du terme de polarisation  $R$  en fonction du paramètre non thermique  $\alpha$  avec  $r_d = 1\mu\text{m}$ ,  $Z_d \sim 10^3$ ,  $n_{i0} \sim 1.64 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ ,  $T_i = 0.03 \text{eV}$ ,  $\rho = 1.11$  et  $\sigma = 0.01$ .

Rappelons que l'approximation utilisée précédemment  $n_i T_e \gg n_e T_i$  s'applique à tout plasma poussiéreux contenant des grains de poussière fortement chargés négativement, dans ce cas, la formation de la sphère de Debye autour du grain est principalement due aux ions et l'effet des électrons est négligeable. Par conséquent, la force de polarisation est liée directement à la densité des ions [96]. L'augmentation de la fraction de la population non thermique ionique a tendance à écarter le plus loin possible les ions des grains de telle sorte que l'effet de polarisation n'est plus ressenti. Alors l'approximation utilisée dans le cadre de ce chapitre ne tient pas compte des limites du paramètre  $\alpha$ , pour lequel l'approximation reste valable. Dans le présent chapitre et par souci d'exhaustivité, nous avons considéré un autre modèle de plasma poussiéreux composé d'électrons non thermiques et d'ions Maxwelliens, en utilisant

la même approximation que précédemment, nous avons obtenu l'expression de la longueur Debye suivante

$$\lambda_D \simeq \lambda_{Di} = \sqrt{\frac{T_i}{4\pi n_i e^2}} \quad (4.15)$$

L'expression de la force de polarisation s'écrit sous cette forme

$$\mathbf{F}_p = -Z_d e R_1 \exp\left(-\frac{e\phi}{2T_i}\right) \nabla\phi \quad (4.16)$$

où

$$R_1 = \frac{Z_d e^2}{4T_i \lambda'_{Di0}} \quad (4.17)$$

où  $\lambda'_{Di0} = \sqrt{T_i / (4\pi n_{i0} e^2)}$ , à partir des expressions (4.15) et (4.16), il devient alors évident que la présence des électrons non thermiques n'affecte pas la force de polarisation agissant sur les grains de poussière fortement chargés négativement. Par conséquent, la possibilité d'avoir à la fois une distribution non thermique des ions et des électrons pourrait être examinée, mais cette complexité supplémentaire de notre modèle de plasma ne donnera pas une nouvelle connaissance physique sur la force de polarisation.

### 4.3 Formulation mathématique

La propagation de l'onde acoustique poussiéreuse est gouvernée par les équations hydrodynamiques unidimensionnelles qui décrivent la dynamique des grains de poussière de même masse  $m_d$  et de même charge négatif  $q_d$ . Ces équations sont données par l'équation de continuité de nature scalaire (tenseur d'ordre zéro) qui traduit la conservation du nombre de particules et l'équation de mouvement qui s'appelle parfois l'équation des forces, ces équations sont données respectivement par [119]

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0 \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = -\frac{q_d}{m_d} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{q_d}{m_d} R \beta_0 \left(\frac{n_{i0}}{n_i}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right) \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (4.19)$$

où  $n_d$  et  $v_d$  sont la densité et la vitesse des grains, respectivement. Le terme de droite de l'équation de mouvement est la force de polarisation associée au plasma poussiéreux non uniforme. Les deux équations (4.18) et (4.19) sont couplées par l'équation de Poisson suivante

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -4\pi (en_i - en_e + q_d n_d) \quad (4.20)$$

Cette dernière permet d'exprimer le lien entre la distribution spatiale de charge et le champ électrique ( $E = -\partial\phi/\partial x$ ). Nous introduisons maintenant les variables adimensionnelles suivantes

$$\Psi = \frac{e\phi}{T_i}, N_d = \frac{n_d}{n_{d0}}, V_d = \frac{v_d}{C_D}, X = \frac{x}{\lambda_{pd}} \text{ et } T = \omega_{pd}t \quad (4.21)$$

où  $C_D = \lambda_{pd}\omega_{pd} = (Z_d T_i/m_d)^{1/2}$  la vitesse acoustique poussiéreuse,  $\lambda_{pd} = (T_i/4\pi Z_d n_{d0} e^2)^{1/2}$  la longueur de Debye, et  $\omega_{pd} = (4\pi n_{d0} Z_d^2 e^2/m_d)^{1/2}$  la fréquence de plasma. Les équations (4.18)- (4.20) précédentes peuvent être réécrites sous la forme adimensionnelle suivante

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial(N_d V_d)}{\partial X} = 0 \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = \left[ 1 - \frac{R\beta_0 \exp(-\Psi/2)}{\sqrt{\mu_i (1 + \beta\Psi + \beta\Psi^2)}} \right] \frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} = N_d + \mu_e \exp(\sigma\Psi) - \mu_i (1 + \beta\Psi + \beta\Psi^2) \exp(-\Psi) \quad (4.24)$$

où  $\sigma = \frac{T_i}{T_e}$ ,  $\mu_i = \frac{n_{i0}}{Z_d n_{d0}} = \frac{\rho}{\rho-1}$  et  $\mu_e = \frac{n_{e0}}{Z_d n_{d0}} = \frac{1}{\rho-1}$  avec  $\rho = \frac{n_{i0}}{n_{e0}}$ .

## 4.4 Analyse faiblement non linéaire

Nous nous intéressons maintenant à l'étude de l'onde acoustique poussiéreuse en régime faiblement non linéaire dans un plasma complexe et non uniforme. A l'échelle de temps de la dynamique des grains de poussière, les électrons sont considérés en équilibre thermodynamique, tandis que les ions sont supposés non thermiques. En procédant de la même manière que dans le chapitre précédent, à savoir, l'introduction des nouvelles variables suivantes

$$\xi = \varepsilon^{1/2} (X - v_0 T) \quad (4.25)$$

$$\tau = \varepsilon^{3/2} T \quad (4.26)$$

où  $\varepsilon$  est un paramètre qui mesure la faiblesse de la non linéarité ou de la dispersion de l'onde et  $v_0$  est la vitesse de phase linéaire normalisée de l'onde DA. Les opérateurs différentiels des anciennes variables de l'espace  $X$  et de temps  $T$  s'écrivent en fonction des opérateurs différentiels des nouvelles variables  $\tau$  et  $\xi$ , respectivement, comme suit

$$\frac{\partial}{\partial X} = \varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (4.27)$$

$$\frac{\partial}{\partial T} = -v_0 \varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \xi} + \varepsilon^{3/2} \frac{\partial}{\partial \tau} \quad (4.28)$$

Les variables dynamiques  $N_d, V_d$  et  $\Psi$  sont développées en séries de puissances de  $\varepsilon$  autour de leurs valeurs d'équilibre

$$N_d = 1 + \varepsilon N_{d1} + \varepsilon^2 N_{d2} + \dots \quad (4.29)$$

$$V_d = 0 + \varepsilon V_{d1} + \varepsilon^2 V_{d2} + \dots \quad (4.30)$$

$$\Psi = 0 + \varepsilon \Psi_1 + \varepsilon^2 \Psi_2 + \dots \quad (4.31)$$

En introduisant les opérateurs différentiels (4.27)-(4.28) et les variables dynamiques (4.29)-(4.31) dans le système d'équations hydrodynamiques adimensionnelles précédentes (4.22)-(4.24), à partir desquelles nous obtenons à l'ordre le plus petit en  $\varepsilon$ , les relations suivantes

$$N_{d1} = -\frac{[1 - R(1 - \beta)]}{v_0^2} \Psi_1 \quad (4.32)$$

$$V_{d1} = -\frac{[1 - R(1 - \beta)]}{v_0} \Psi_1 \quad (4.33)$$

et l'expression de la vitesse de phase linéaire s'écrit sous la forme

$$v_0 = \sqrt{\frac{1 - R(1 - \beta)}{\mu_e \sigma + \mu_i (1 - \beta)}} \quad (4.34)$$

La condition de validité de la vitesse de phase de l'onde est donnée par  $1 - R(1 - \beta) > 0$ , cela implique que le terme de polarisation ne doit pas dépasser une certaine valeur critique  $R_c = 1/(1 - \beta) = (1 + 3\alpha)/(1 - \alpha)$ , cette dernière dépend seulement du paramètre non thermique  $\alpha$ . Lorsque la condition précédente n'est pas satisfaite, la force nette agissant sur un grain n'est plus une force de rappel, alors la relation (4.34) n'est plus valable.

À l'ordre suivant en  $\varepsilon$ , nous obtenons le système d'équations suivant

$$\frac{\partial N_{d1}}{\partial \tau} - v_0 \frac{\partial N_{d2}}{\partial \xi} + \frac{\partial V_{d2}}{\partial \xi} + \frac{\partial (N_{d1} V_{d1})}{\partial \xi} = 0 \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial V_{d1}}{\partial \tau} - v_0 \frac{\partial V_{d2}}{\partial \xi} + V_{d1} \frac{\partial V_{d1}}{\partial \xi} = [1 - R(1 - \beta)] \frac{\partial \Psi_2}{\partial \xi} - R \left[ \frac{(1 - \beta)^2}{2} - 1 \right] \Psi_1 \frac{\partial \Psi_1}{\partial \xi} \quad (4.36)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial \xi^2} = N_{d2} + [\mu_e \sigma + (1 - \beta) \mu_i] \Psi_2 + \left( \frac{\mu_e \sigma^2 - \mu_i}{2} \right) \Psi_1^2 \quad (4.37)$$

La substitution des équations (4.32)- (4.37) nous a permis d'obtenir l'équation de type Korteweg- de Vries (K-dV) suivante [119]

$$\frac{\partial \Psi_1}{\partial \tau} + A \Psi_1 \frac{\partial \Psi_1}{\partial \xi} + B \frac{\partial^3 \Psi_1}{\partial \xi^3} = 0 \quad (4.38)$$

où  $A$  est le coefficient de non linéarité et  $B$  est le coefficient de dispersion. Leurs expressions sont données respectivement par [119]

$$A = -\frac{v_0}{2[1 - R(1 - \beta)]} \left\{ 3 \frac{[1 - R(1 - \beta)]^2}{v_0^2} + R \left[ \frac{(1 - \beta)^2}{2} - 1 \right] + v_0^2 (\mu_e \sigma^2 - \mu_i) \right\} \quad (4.39)$$

$$B = \frac{v_0^3}{2[1 - R(1 - \beta)]} \quad (4.40)$$

Les coefficients  $A$  et  $B$  sont fortement modifiés par le terme de polarisation  $R$  et le paramètre non thermique  $\alpha$ . Pour obtenir une solution stationnaire localisée et stable de l'équation ci-dessus (3.40), nous utilisons le changement de variable  $\eta = \xi - M\tau$  où  $M$  est le nombre de Mach (la vitesse de l'onde normalisée par la vitesse acoustique  $C_D$ ) et en imposant des conditions aux limites propres aux solutions localisées suivantes  $\Psi_1 \rightarrow 0$ ,  $d\Psi_1/d\eta \rightarrow 0$  et  $d^2\Psi_1/d\eta^2 \rightarrow 0$  lorsque  $\eta \rightarrow \pm\infty$ , cette solution s'écrit comme suit

$$\Psi_1 = \Psi_{1m} \operatorname{sech} h^2 \left( \frac{\eta}{\Delta} \right) \quad (4.41)$$

où  $\Psi_{1m} = 3M/A$  et  $\Delta = \sqrt{4B/M}$  représentent respectivement l'amplitude et la largeur du soliton. Rappelons qu'un soliton se forme lorsqu'il y a un équilibre entre deux effets: la non linéarité et la dispersion. Le soliton peut échanger son énergie transportée durant la collision. Une question se pose alors naturellement: Quelles seront alors les modifications introduites par la force de polarisation non thermique sur cette énergie? Cela nous a poussé à examiner les effets de la force de polarisation et de la non thermalité ionique sur l'énergie transportée par le soliton. Cette énergie s'exprime en terme de la vitesse des grains du premier ordre  $V_{d1} = -[1 - R(1 - \beta)] \Psi_1/v_0 = -[1 - R(1 - \beta)] \Psi_{1m} \operatorname{sech} h^2(\eta/\Delta)/v_0$ . Elle s'écrit sous la forme suivante [122], [123]

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} V_{d1}^2(\eta) d\eta \quad (4.42)$$

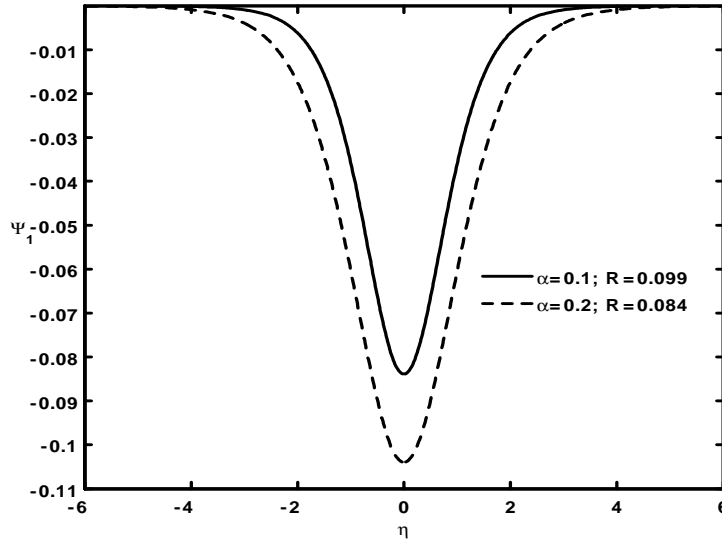
En effectuant l'intégrale précédente, on obtient [119]

$$E = \frac{4\Delta [1 - R(1 - \beta)]^2}{3v_0^2} \Psi_{1m}^2 \quad (4.43)$$

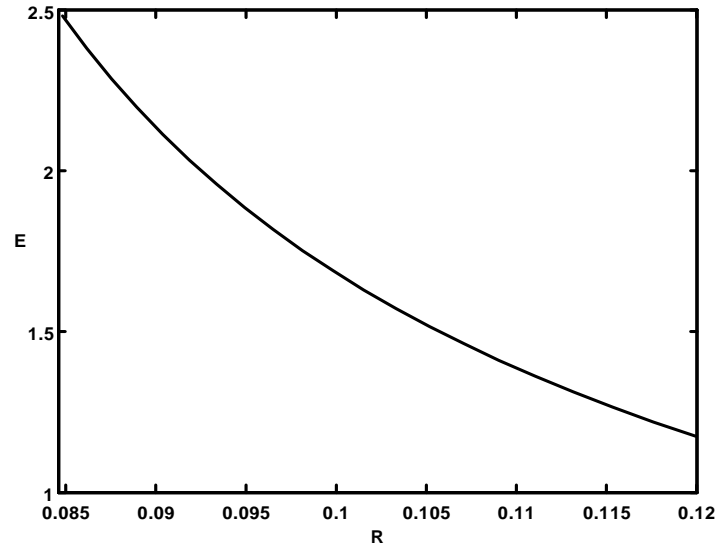
## 4.5 Résultats numériques et discussion

Nous allons maintenant présenter nos résultats numériques. Les paramètres utilisés pour des grains de rayon  $\sim 1\mu m$  sont typiques à un plasma de laboratoire [94]. Pour voir les effets simultanés de la force de polarisation et de la non thermalité ionique sur le soliton

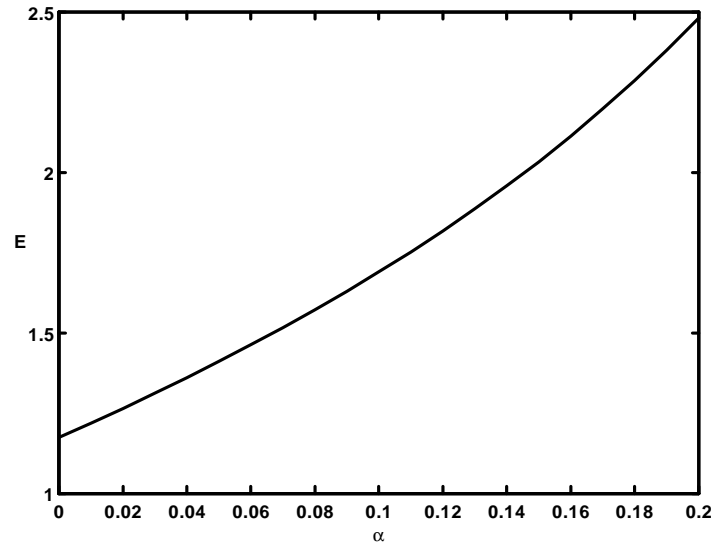
acoustique poussiéreux, nous avons fixé les valeurs de  $Z_d, T_i$  et  $n_{i0}$  donc la valeur de  $R$  est déterminée à partir d'une valeur donnée de  $\alpha$ . La figure (5.2) montre le profil spatial du potentiel électrostatique solitaire pour deux valeurs différentes de  $R$  et  $\alpha$  ( $\alpha = 0.2$ ,  $R = 0.084$ , trait pointillé) et ( $\alpha = 0.1$ ,  $R = 0.099$ , trait plein) avec  $Z_d \sim 10^3$ ,  $n_{i0} \sim 1.64 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ ,  $n_{e0} \sim 1.48 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ ,  $T_i = 0.03 \text{eV}$ ,  $T_e = 3 \text{eV}$ ,  $\lambda_{pd} \sim 10^{-2} \text{cm}$ ,  $\rho = 1.11$ , et  $\sigma = 0.01$ . La figure (5.2) indique clairement que la présence des ions non thermiques et de la force de polarisation joue un rôle important sur le comportement de la structure solitaire dans ce plasma, une légère augmentation de  $R$  (diminution de  $\alpha$ ) entraîne une diminution de l'amplitude et de la largeur du soliton (valeur absolue). Notons que, dans le régime d'amplitude arbitraire, les paramètres  $\alpha$  et  $R$  peuvent influencer les conditions de la coexistence des structures solitaires compressives et raréfactives. L'énergie transportée par le soliton est aussi influencée par l'existence de la force de polarisation et de la non thermalité ionique. Nous nous intéressons d'abord aux effets de la force de polarisation, pour cela, nous avons tracé sur la figure (5.3) l'énergie du soliton  $E$  en fonction du terme de polarisation  $R$ . On peut remarquer que cette énergie diminue à mesure que  $R$  augmente. Cela signifie que lorsque la force de polarisation  $\mathbf{F}_p$  se rapproche de la force électrique  $\mathbf{F}_e$ , l'énergie du soliton subit une déplétion. Notons que notre résultat est semblable à celui de Mayout et *al* [98] dans le cas d'un plasma en équilibre thermodynamique. De plus, lorsque la force de polarisation est supérieure à la force électrostatique, la force nette (force électrostatique et la force de polarisation) agissant sur les grains de poussière n'est plus une force de rappel, dans ce cas, l'onde acoustique poussiéreuse cesse alors d'exister. La variation de l'énergie transportée par le soliton en fonction de la fraction des ions non thermiques  $\alpha$  est tracée sur la figure (5.4), nous remarquons qu'une augmentation de  $\alpha$  entraîne une augmentation de l'énergie transportée par le soliton. Cela signifie que ces ions assez énergétiques peuvent fournir plus d'énergie au cours du mouvement de l'onde considérée. En ce qui concerne les valeurs admissibles de  $\alpha$ , nous avons limité dans cette étude la valeur supérieure de  $\alpha$  à 0.2 car il est bien connu que la distribution de Cairns peut devenir instable vis-à-vis de l'onde électrostatique lorsque  $\alpha$  dépasse 0.25 comme indiqué par Verheest et Pillay [108].



**Figure 5.2:** Profil spatial du potentiel électrostatique solitaire pour deux valeurs différentes de  $R$  et  $\alpha$  ( $\alpha = 0.2$ ,  $R = 0.084$ , trait pointillé) et ( $\alpha = 0.1$ ,  $R = 0.099$ , trait plein), avec  $r_d = 1\mu\text{m}$ ,  $|q_d| \sim 10^3 e$ ,  $n_{i0} \sim 1.64 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ ,  $n_{e0} \sim 1.48 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ ,  $T_i = 0.03$  eV,  $T_e = 3\text{eV}$ ,  $\lambda_{pd} \sim 10^{-2} \text{cm}$ ,  $\rho = 1.11$ , et  $\sigma = 0.01$ .



**Figure 5.3:** Variation de l'énergie transportée par le soliton en fonction du paramètre de polarisation  $R$ , avec  $r_d = 1\mu\text{m}$ ,  $Z_d = 10^3$ ,  $n_{i0} \sim 1.64 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ ,  $T_i = 0.03$  eV,  $\rho = 1.11$ ,  $\sigma = 0.01$ , et  $M = 0.9$ .



**Figure 5.4:** Variation de l'énergie transportée par le soliton en fonction du paramètre non thermique  $\alpha$ , les valeurs des paramètres utilisés sont celles de la figure précédente.

## 4.6 Conclusion

Pour conclure, nous avons étudié théoriquement l'effet de la force de polarisation non thermique agissant sur les grains de poussière dans un plasma non uniforme composé d'électrons en équilibre thermodynamique et d'ions non thermiques. Par souci de clarté, nous avons recalculé l'expression de la force de polarisation non thermique pour un grain de poussière fortement chargé négativement. Notons que la présence des ions assez énergétiques joue un rôle très important sur la force de polarisation dans ce plasma. En particulier, lorsque les ions évoluent loin de leur équilibre thermodynamique conduisant à une augmentation de la fraction relative des ions non thermiques, le terme de polarisation devient plus petit entraînant une diminution de la force de polarisation. Nous avons ensuite analysé les modifications apportées par la force de polarisation et de la non thermalité ionique sur la propagation de l'onde acoustique poussiéreuse solitaire. L'utilisation de la méthode standard de la perturbation réductive nous a permis d'obtenir une équation de propagation non linéaire du type Korteweg- de Vries. Les propriétés intrinsèques de la structure solitaire (amplitude et largeur) dépendent fortement du paramètre de polarisation  $R$ . Il a été constaté qu'une légère augmentation du paramètre de polarisation entraîne une diminution de l'amplitude du soliton (valeur absolue) et de sa largeur. En outre, l'énergie transportée par le soliton est aussi influencée par la force de polarisation et par la non thermalité ionique. On a montré

que cette énergie diminue avec l'augmentation du paramètre de polarisation. Cela veut dire que lorsque la force de polarisation se rapproche de la force électrique, la force nette agissant sur les grains diminue, par conséquent, l'énergie du soliton est soumise à une déplétion. A l'opposé, l'énergie du soliton augmente à mesure que la fraction relative des ions non thermiques augmente, cela signifie que ces ions assez énergétiques peuvent fournir plus d'énergie au cours de la propagation de l'onde acoustique poussiéreuse afin de compenser l'effet de la force de polarisation. Celle-ci est toujours inférieure à la force électrostatique où le terme de polarisation  $R$  ne doit pas dépasser une certaine valeur critique qui dépend seulement de la fraction relative des ions non thermique  $\alpha$ , sachant que dans le cas où cette condition n'est pas satisfaite, la force nette agissant sur les grains de poussière n'est plus une force de rappel et l'onde DA cesse alors d'exister.

# 5

## Expansion self similaire d'un plasma poussiéreux polarisé: effets de la force de polarisation

### 5.1 Introduction

L'expansion d'un plasma est l'un des phénomènes physiques les plus intéressants qui a été observé depuis les débuts de la recherche en physique des plasmas [124]. En particulier, le plasma en expansion dans le vide a suscité un intérêt considérable, notamment dans les domaines astrophysiques, la fusion et l'interaction laser-cible [125]. Notons que le laser est l'une des sources d'énergie les plus communément utilisées pour créer des plasmas. Dans un plasma quasi-neutre et sous l'effet de la pression thermique, les électrons s'éloignent de l'interface plasma-vide, le champ électrique créé par cette séparation de charges électriques accélère les ions dans la même direction. Par conséquent, l'expansion d'un plasma peut être utilisée comme une source d'accélération des particules chargées. En outre, lorsque la quasi-neutralité de la charge électrique est satisfaite durant l'expansion du plasma, cette dernière peut être étudiée par un formalisme basé sur la théorie self-similaire [126]. Les variables d'espace et de temps ne peuvent apparaître dans la solution d'un tel problème que sous une forme combinée, et quand l'hypothèse de quasi-neutralité est vérifiée, chaque paramètre physique mis en jeu préserve sa forme durant l'expansion, loin des conditions initiales et des conditions aux limites [127]. Le problème de l'expansion d'un plasma à deux composants (électrons + ions) dans le vide a été étudié pour la première fois par Gurevich et *al* [126], en utilisant un modèle quasi-neutre, composé d'ions fluides et d'électrons Maxwelliens. Ce

modèle donne une solution self-similaire de l'expansion et suggère une vitesse fluide des ions qui croît infiniment dans l'espace. Les plasmas poussiéreux de l'espace ont typiquement des limites libres et peuvent par conséquent se déployer et s'étendre dans le vide. D'un autre côté, dans les plasmas de laboratoire, les grains de poussière produits par les sources peuvent se mouvoir jusqu'à atteindre la région centrale du plasma. La dynamique des grains de poussière est très importante pour de nombreuses applications du plasma dans l'espace et dans les laboratoires, ainsi que dans l'industrie. En particulier, il est intéressant d'étudier la dynamique de ces composantes à proximité des surfaces où elles sont produites. Notons que l'étude de l'expansion self-similaire d'un plasma poussiéreux a fait l'objet de nombreux travaux scientifiques [128]- [141]. Dans ces travaux, à partir de l'hypothèse de la quasi-neutralité de la charge électrique, l'équation de Poisson est alors ignorée et le potentiel électrostatique peut s'écrire en fonction de la densité des grains de poussière et d'autres paramètres du milieu. Un modèle simple de l'expansion d'un plasma poussiéreux a été utilisé par Lonngren [128]. Il a trouvé une solution analytique pour laquelle l'expansion d'un plasma poussiéreux peut être self-similaire. Le travail de Lonngren a été plus tard étendu par Luo et Yu [129]. Il a également montré que la densité des grains dont le rapport charge-masse est petit, s'annule à partir d'une certaine valeur critique de la variable self-similaire. Une solution numérique a été obtenue par Bharuthram et Rao [132] pour l'expansion adiabatique des grains de poussière. Ils ont montré que les grains de poussière de charge constante s'étendent sur une plus grande distance lorsque sa pression initiale est non nulle.

Le présent chapitre a pour but d'examiner l'influence de la force de polarisation sur l'expansion self-similaire d'un plasma poussiéreux dans le vide [142]. Le modèle théorique que nous avons choisi fournit une solution analytique pour l'expansion d'un plasma poussiéreux composé d'électrons, d'ions Maxwelliens et de grains de poussière fluides et chargés négativement. Dans notre modèle, les grains de poussière sont soumis à une force électrostatique et à une force de polarisation due à la déformation de la sphère de Debye. Il a été expérimentalement prouvé que la force de polarisation est importante lorsque les grains de poussière sont immergés dans un plasma non uniforme [11]. Théoriquement, en tenant compte les forces les plus pertinentes que subissent les grains de poussière, on peut parvenir à un bon accord entre la théorie et l'expérience.

## 5.2 Modèle théorique

Nous considérons un plasma poussiéreux non collisionnel, non magnétisé et non uniforme, composé de grains de poussière froids, d'électrons et d'ions de densités  $n_d$ ,  $n_e$  et  $n_i$ , respectivement. Les particules de poussière immergées dans un plasma non uniforme sont soumises à une force de polarisation qui est due à la déformation de la sphère de Debye autour d'elles. Tous ces grains sont supposés être de forme sphérique, avoir la même charge négative  $q_d = -Z_d e$ , et le même rayon  $r_d$ . A l'état d'équilibre, la condition de quasi neutralité de la charge électrique s'écrit sous la forme suivante  $n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0}$  où l'indice "0" dénote des quantités non perturbées et  $Z_d$  est le nombre de charge résidant sur la surface du grain. Sur l'échelle temporelle de la dynamique des grains, les électrons et les ions sont moins inertiels ( $m_e \ll m_i \ll m_d$ ) et leurs distributions des vitesses sont données selon la loi de Maxwell- Boltzmann

$$f_j(v_j) = A_j \exp\left(-\frac{m_j v_j^2}{2T_j} - \frac{q_j \phi}{T_j}\right) \quad (5.1)$$

où

$$A_j = n_{j0} \left(\frac{m_j}{2\pi T_j}\right)^{3/2} \quad (5.2)$$

est la constante de normalisation où l'indice  $j = e, i$  désigne, respectivement, l'espèce électronique et ionique, les grandeurs suivantes  $n_{j0}$ ,  $m_j$ ,  $v_j$ ,  $q_j = \pm e$  et  $T_j$  représentent, respectivement, la densité à l'équilibre, la masse, la vitesse, la charge et la température qui s'exprime en unités d'énergie, de la particule  $j$  et  $\phi$  le potentiel électrostatique. L'intégration de la distribution précédente (5.1) sur tout l'espace des vitesses, nous a permis d'obtenir l'expression de la densité de l'espèce  $j$

$$n_j = n_{j0} \exp\left(-\frac{q_j \phi}{T_j}\right) \quad (5.3)$$

Passons maintenant à l'étude de l'expansion d'un plasma poussiéreux dans le vide. Pour ce faire, nous supposons qu'à l'instant initial  $t = 0$ , le plasma occupe la moitié de l'espace  $x \leq 0$ . A  $t > 0$ , le plasma s'étend toujours dans la direction positive de l'axe  $x$  (c'est à dire vers le vide). Pendant l'expansion du plasma, on s'intéresse au mouvement des grains de poussière. Par conséquent, leur dynamique unidimensionnelle est régie par les équations fluides suivantes [142]

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0 \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = (-1 + R) \frac{q_d}{m_d} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (5.5)$$

où  $n_d$ ,  $v_d$  et  $m_d$  représentent la densité, la vitesse et la masse du grain, respectivement. L'équation de mouvement précédente (5.5) indique que la force nette agissant sur les grains de poussière est la somme de deux forces de même nature (électrique). La première est la force électrostatique induite par le champ électrique existant dans le plasma où il n'y a aucun champ électrique externe appliquée au système. La seconde est la force de polarisation où  $R = \frac{|q_d|e}{4T_i\lambda_D}(1 - T_i/T_e) = \|\mathbf{F}_p\| / \|\mathbf{F}_e\|$  est le terme qui représente l'effet d'interaction de polarisation dans le plasma. Rappelons que l'expression de la force de polarisation est obtenue à partir des gradients spatiaux de la densité ionique et électronique [58]. Supposons maintenant que la longueur caractéristique de la variation de la densité du plasma est généralement plus grande que la longueur d'écrantage de Debye, dans ce cas, il est raisonnable de supposer que le plasma reste quasi neutre durant l'expansion. Par conséquent, les équations précédentes sont complétées par la relation de quasi-neutralité de la charge suivante

$$Z_d n_d \simeq n_i - n_e \quad (5.6)$$

En supposant maintenant que l'énergie potentielle de chaque espèce  $j$  est très petite devant son énergie thermique et que les corrections de la dispersion et de la non linéarité sont très faibles [143], ce qui nous permet d'utiliser le développement de Taylor jusqu'au premier ordre dans la densité  $n_j$

$$n_i \simeq n_{i0} - n_{i0} \frac{e\phi}{T_i} + \dots \quad (5.7)$$

$$n_e \simeq n_{e0} + n_{e0} \frac{e\phi}{T_e} + \dots \quad (5.8)$$

En substituant les densités (5.7) et (5.8) dans la relation (5.6), nous obtenons le potentiel électrostatique en terme de la densité des grains de poussière

$$\frac{e\phi}{T_i} \simeq \frac{(\mu_i - \mu_e) - (n_d/n_{d0})}{\mu_i - \mu_e \sigma} \quad (5.9)$$

où  $\sigma = T_i/T_e$ ,  $\mu_i = n_{i0}/Z_d n_{d0} = \rho/(\rho - 1)$ ,  $\mu_e = n_{e0}/Z_d n_{d0} = 1/(\rho - 1)$  et  $\rho = n_{i0}/n_{e0}$ . En introduisant les nouvelles variables normalisées suivantes

$$T = \omega_{pd} t, \quad X = \frac{x}{\lambda_{pd}}, \quad N_d = \frac{n_d}{n_{d0}}, \quad V_d = \frac{v_d}{C_D} \text{ et } \Psi = \frac{e\phi}{T_i} \quad (5.10)$$

où  $\omega_{pd} = \sqrt{(4\pi n_{d0} Z_d^2 e^2)/m_d}$  la fréquence de plasma poussiéreuse,  $\lambda_{pd} = \sqrt{T_i/(4\pi Z_d n_{d0} e^2)}$  la longueur de Debye et  $C_D = \sqrt{(Z_d T_i)/m_d}$  la vitesse acoustique poussiéreuse, l'équation (5.9) devient

$$\Psi \simeq \frac{(\mu_i - \mu_e) - N_d}{\mu_i - \mu_e \sigma} \quad (5.11)$$

En injectant le potentiel électrostatique (5.11) dans (5.5) et en utilisant les variables normalisées précédentes, les équations de continuité et de mouvement peuvent être réécrites sous cette forme

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial(N_d V_d)}{\partial X} = 0 \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = \chi \frac{\partial}{\partial X} \left[ \frac{(\mu_i - \mu_e) - N_d}{\mu_i + \mu_e \sigma} \right] \quad (5.13)$$

où  $\chi = 1 - R$ . Pour des paramètres typiques d'un plasma poussiéreux [94]  $r_d = 1\mu m$ ,  $|q_d| \sim 10^3 e$ ,  $n_{i0} \sim 1.64 \times 10^8 cm^{-3}$ ,  $T_i = 0.03$  eV,  $\rho = 1.11$ ,  $\sigma = 0.01$  et  $\lambda_D \sim 10^{-2} cm$ , nous avons  $R = 0.12$ . Ces paramètres sont utilisés pour examiner les modifications introduites sur la propagation des ondes acoustiques poussiéreuses solitaires d'amplitude faible et arbitraire en raison de la présence de la force de polarisation agissant sur des grains de poussière micrométriques dans un plasma non uniforme. Nous pensons que ces paramètres peuvent être utilisés pour étudier l'expansion self similaire d'un plasma poussiéreux non uniforme.

### 5.3 Expansion self similaire

Rappelons que l'expansion d'un plasma poussiéreux quasi neutre dans le vide peut être décrite par une solution self-similaire [128]. Les variables indépendantes de l'espace  $x$  et du temps  $t$  sont combinées alors en une seule variable

$$\eta = \frac{x}{C_D t} = \frac{X}{T} \quad (5.14)$$

Ce changement de variable permet de transformer les équations aux dérivées partielles précédentes en un système d'équations différentielles ordinaires. En effectuant maintenant les transformations suivantes

$$\frac{\partial}{\partial X} = \frac{1}{T} \frac{d}{d\eta} \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial T} = -\frac{\eta}{T} \frac{d}{d\eta} \quad (5.16)$$

Les équations (5.12) et (5.13) peuvent être réécrites, respectivement, en fonction du paramètre de self-similarité  $\eta$  [142]

$$(V_d - \eta) \frac{dN_d}{d\eta} + N_d \frac{dV_d}{d\eta} = 0 \quad (5.17)$$

$$\frac{\chi}{(\mu_i + \mu_e \sigma)} \frac{dN_d}{d\eta} + (V_d - \eta) \frac{dV_d}{d\eta} = 0 \quad (5.18)$$

Maintenant, en traitant les termes dérivés  $dN_d/d\eta$  et  $dV_d/d\eta$  comme des variables indépendantes et les équations (5.17) et (5.18) comme des équations algébriques, dans ce cas, une

solution non triviale du système des équations peut être obtenue en prenant le déterminant de leurs coefficients égale à zéro

$$V_d = \eta \pm C_s \quad (5.19)$$

où le signe plus (moins) est pour l'expansion (contraction) du plasma et la vitesse du son du plasma s'écrit comme suit

$$C_s = \sqrt{\frac{(1-R)N_d}{\mu_i + \mu_e\sigma}} \quad (5.20)$$

Il est évident que lorsque la force de polarisation est prédominante par rapport à la force électrostatique ( $R \gg 1$ ), la vitesse de son devient imaginaire, dans ce cas, la force nette agissant sur les grains de poussière n'est plus une force de rappel [156]. L'expansion self-similaire du plasma cesse alors d'exister. Rappelons qu'à  $t > 0$ , le plasma est en expansion dans le vide. Le temps initial  $t = 0$  dans notre cas correspond à un plasma non perturbé avec les paramètres initiaux  $N_d = 1$ ,  $V_d = 0$  et  $\Psi = 0$ , par conséquent, il existe un point  $\eta_0 = -\sqrt{(1-R)/(\mu_i + \mu_e\sigma)}$  à  $t < 0$  pour lequel le plasma est non perturbé et au repos, tels que  $N_d(\eta_0) = 1$ ,  $V_d(\eta_0) = 0$  et  $\Psi(\eta_0) = 0$ . En utilisant ces conditions dans les équations (5.17)- (5.19), nous obtenons, respectivement, l'expression de la densité et de la vitesse des grains [142]

$$N_d(\eta, R) = \frac{(\eta + 2\eta_0)^2}{9\eta_0^2} \quad (5.21)$$

Et

$$V_d(\eta, R) = \frac{2(\eta - \eta_0)}{3} \quad (5.22)$$

En substituant l'expression de la densité  $N_d$  (5.21) dans l'équation de potentiel (5.11), nous obtenons

$$\Psi(\eta, R) = \frac{(\mu_i - \mu_e)}{(\mu_i + \mu_e\sigma)} - \frac{(\eta + 2\eta_0)^2}{9(1-R)} \quad (5.23)$$

La dérivation du potentiel électrostatique  $\Psi$  par rapport au paramètre self similaire  $\eta$  donne l'expression suivante du champ électrique

$$E(\eta, R) = \frac{2(\eta + 2\eta_0)}{9(1-R)} \quad (5.24)$$

Notons que, pour  $R = 0$ , les expressions (5.23) et (5.24) deviennent, respectivement

$$\Psi(\eta) = \frac{(\mu_i - \mu_e)}{(\mu_i + \mu_e\sigma)} - \frac{1}{9} \left( \eta - \frac{2}{\sqrt{\mu_i + \mu_e\sigma}} \right)^2 \quad (5.25)$$

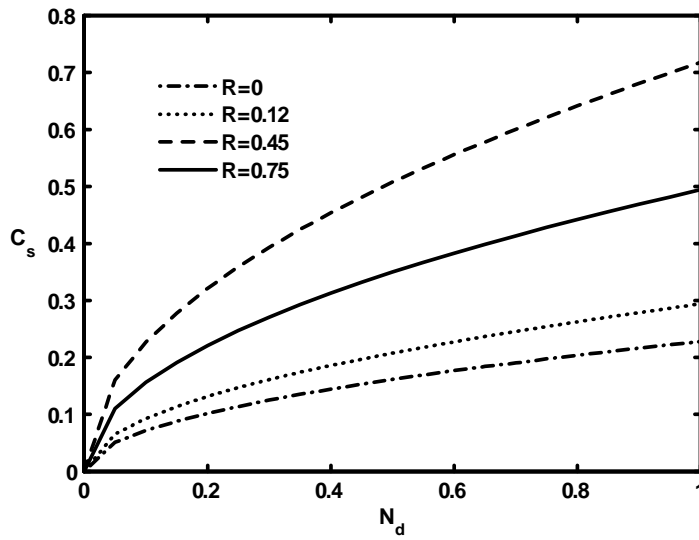
$$E(\eta) = \frac{2}{9} \left( \eta - \frac{2}{\sqrt{\mu_i + \mu_e\sigma}} \right) \quad (5.26)$$

La dépendance entre le potentiel électrostatique et le paramètre self-similaire reste quadratique. Dans ce cas, le champ électrique s'annule à  $\eta = 2/\sqrt{\mu_i + \mu_e \sigma}$  au-delà duquel le modèle actuel perd sa validité car la vitesse du son s'annule.

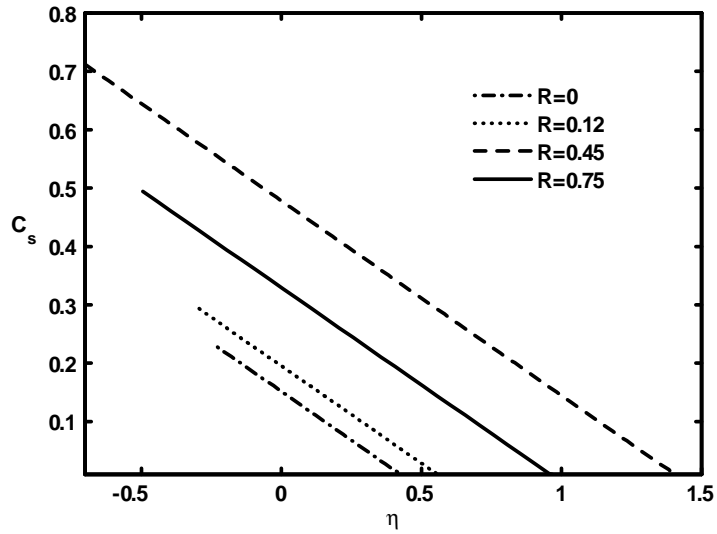
## 5.4 Résultats numériques et discussion

Le but de cette analyse est d'expliquer comment l'expansion self-similaire d'un plasma poussiéreux non uniforme dans le vide peut être influencée par la force de polarisation qui est due à la déformation de la sphère de Debye autour des grains de poussière. La figure (4.1) illustre la variation de la vitesse du son du plasma  $C_s$  en fonction de la densité des grains  $N_d$  pour différentes valeurs de  $R = 0$  (tirets-pointillés), 0.12 (pointillés), 0.45 (tirets) et 0.75 (trait plein). Notons que le cas  $R = 0$  correspondant à des solutions self-similaire en l'absence d'effets de polarisation. Des paramètres typiques d'un plasma complexe ont été choisis [94]. La figure (4.1) montre que pour n'importe quelle valeur de  $R$ , la vitesse du son diminue à mesure que la densité des grains  $N_d$  diminue. La présence de la force de polarisation affecte de manière significative la vitesse du son du plasma, à mesure que  $R$  augmente, la vitesse du son du plasma arrive à des valeurs très élevées avant de diminuer au-delà d'une certaine valeur critique  $R_{cr} > 0.45$  (voir le tracé pour  $R = 0.75$ ). La variation de la vitesse du son du plasma en fonction du paramètre self-similaire est aussi tracée (voir la figure 4.2) pour différentes valeurs de  $R = 0$  (tirets-pointillés), 0.12 (pointillés), 0.45 (tirets) et 0.75 (trait plein). La figure (4.2) indique que pour toute valeur du paramètre de polarisation  $R$  ( $R < 1$ ), la vitesse  $C_s$  diminue à mesure que  $\eta$  augmente. Une augmentation de  $R$  entraîne d'abord une augmentation de  $C_s$  mais au-delà valeur critique  $R_c$ , elle diminue avec l'augmentation de  $R$ . Cela nous amène à penser que les changements associés dans  $C_s$  pour les différentes valeurs de  $R$  seront reflétés dans la tendance générale de l'expansion self-similaire du plasma poussiéreux. Pour évaluer quantitativement l'influence du terme de polarisation  $R$  sur l'expansion self-similaire, nous avons tracé la densité  $N_d$  en fonction du paramètre self-similaire  $\eta$  pour différentes valeurs de  $R = 0$  (tirets-pointillés), 0.12 (pointillés), 0.45 (tirets) et 0.75 (trait plein) sur la figure (4.3). Cette dernière montre clairement que pour une valeur critique du paramètre de polarisation  $R$ , l'expansion du plasma est plus rapide que celle des autres cas où des vitesses plus importantes sont communiquées aux grains de poussière comme on peut le voir dans la figure (4.4). L'évolution du potentiel électrostatique et du champ électrique en fonction du paramètre  $\eta$  sont tracées pour différentes valeurs de  $R = 0$  (tirets-pointillés), 0.12 (pointillés), 0.45 (tirets) et 0.75 (trait

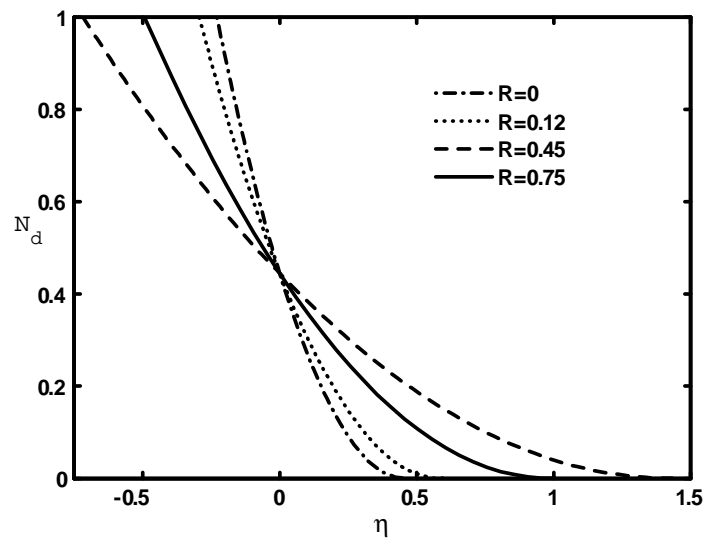
plein) dans la figure (4.5) et (4.6), respectivement. Nos résultats numériques indiquent clairement que lorsque le terme de polarisation  $R$  se rapproche de sa valeur critique, le potentiel électrostatique  $\Psi(\eta, R)$  et donc le champ électrique  $E(\eta, R)$  sont maintenus sur une plus grande distance, ce qui permet donc aux grains de poussière de s'étendre sur une plus grande distance. Comme application pour les figures (4.5) et (4.6), la force de polarisation peut être utilisée pour accélérer les grains de poussière lorsque de plus grandes vitesses sont communiquées aux grains de poussière. Elle peut également être utilisée pour contrôler ou éliminer les particules de poussière des dispositifs de traitement au plasma quand elles sont considérées comme un composant indésirable.



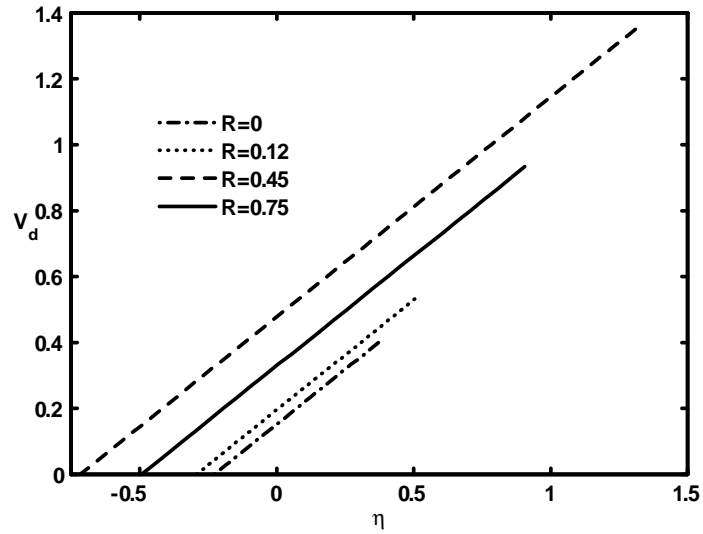
**Figure 4.1:** Variation de la vitesse du son en fonction de la densité des grains pour différentes valeurs de  $R = 0$  (tirets-pointillés,  $n_{i0} = 1.65 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ ,  $\lambda_D = 10^{-2} \text{cm}$ , et  $\sigma = 1$ ),  $R = 0.12$  (pointillés,  $n_{i0} = 1.65 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ ,  $\lambda_D = 10^{-2} \text{cm}$ , et  $\sigma = 0.01$ ),  $R = 0.45$  (tirets,  $n_{i0} = 2.35 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ ,  $\lambda_D = 2.5 \times 10^{-3} \text{cm}$ , et  $\sigma = 0.01$ ) et  $R = 0.75$  (trait plein,  $n_{i0} = 6.55 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ ,  $\lambda_D = 1.6 \times 10^{-3} \text{cm}$ , et  $\sigma = 0.01$ ), avec  $r_d = 1 \mu\text{m}$  et  $q_d = -10^3 e$ .



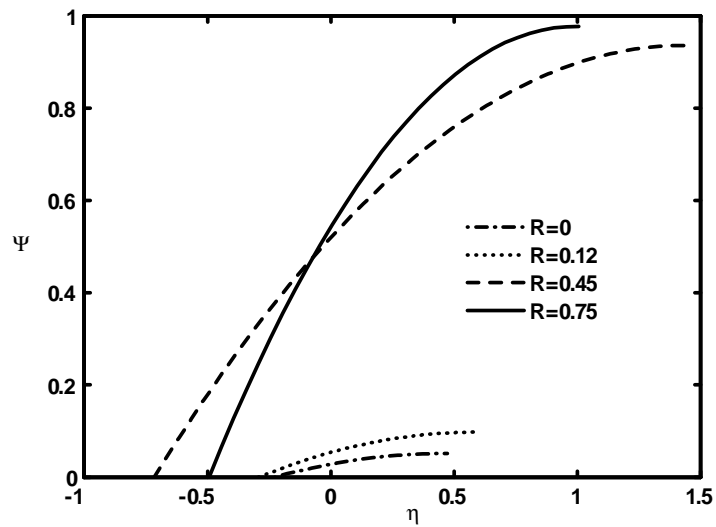
**Figure 4.2:** Variation de la vitesse du son en fonction de la variable self similaire pour différentes valeurs de  $R = 0$  (tirets-pointillés),  $R = 0.12$  (pointillés),  $R = 0.45$  (tirets) et  $R = 0.75$  (trait plein). Les valeurs de tous les paramètres sont celles de la figure précédente.



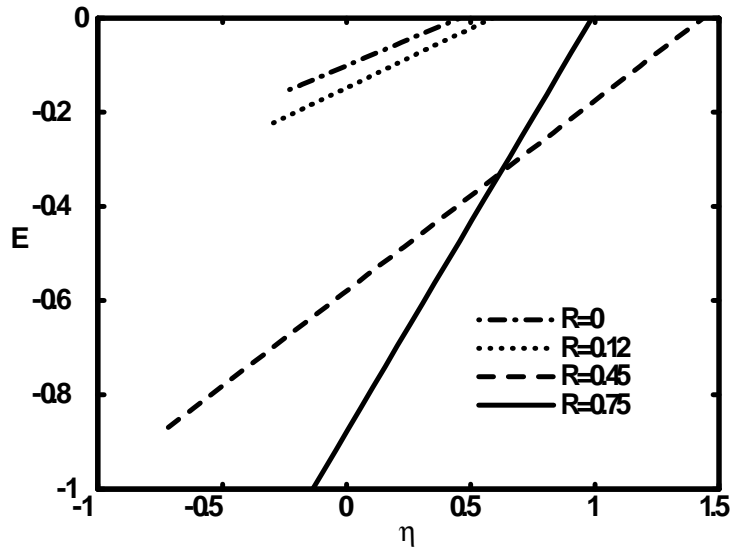
**Figure 4.3:** Variation de la densité des grains de poussière en fonction du paramètre self similaire pour différentes valeurs de  $R = 0$  (tirets-pointillés),  $R = 0.12$  (pointillés),  $R = 0.45$  (tirets) et  $R = 0.75$  (trait plein). Les valeurs de tous les paramètres sont celles de la figure (4.1).



**Figure 4.4:** Variation de la vitesse des grains de poussière en fonction du paramètre self similaire pour différentes valeurs de  $R = 0$  (tirets-pointillés) ,  $R = 0.12$  (pointillés),  $R = 0.45$  (tirets) et  $R = 0.75$  (trait plein). Les valeurs de tous les paramètres sont celles de la figure (4.1).



**Figure 4.5:** Variation du potentiel électrostatique en fonction du paramètre self similaire pour différentes valeurs de  $R = 0$  (tirets-pointillés) ,  $R = 0.12$  (pointillés),  $R = 0.45$  (tirets) et  $R = 0.75$  (trait plein). Les valeurs de tous les paramètres sont celles de la figure (4.1).



**Figure 4.6:** Variation du champ électrique en fonction du paramètre self similaire pour différentes valeurs de  $R = 0$  (tirets-pointillés),  $R = 0.12$  (pointillés),  $R = 0.45$  (tirets) et  $R = 0.75$  (trait plein). Les valeurs de tous les paramètres sont celles de la figure (4.1).

## 5.5 Conclusion

Pour conclure, nous avons examiné les effets induits par la force de polarisation sur l'expansion self-similaire dans le vide d'un plasma poussiéreux non magnétisé et non collisionnel composé d'électrons et d'ions en équilibre thermodynamique, et de grains de poussière inertiels et froids. Notons que la présence de la force de polarisation peut affecter de manière drastique la tendance générale de l'expansion self-similaire. Nous avons remarqué que lorsque la force de polarisation est supérieure à la force électrostatique ( $R > 1$ ), la force nette agissant sur les grains de poussière n'est plus une force de rappel, dans ce cas, l'expansion self-similaire cesse alors d'exister. Pour les différentes valeurs de terme de polarisation  $R$ , la vitesse du son du plasma diminue à mesure que la densité des grains  $N_d$  diminue. La vitesse du son du plasma est influencée par l'existence de la force de polarisation. À mesure que  $R$  augmente, la vitesse du son du plasma arrive à des valeurs très élevées avant de diminuer au-delà d'une certaine valeur critique  $R_{cr} > 0.45$ . Par ailleurs, on a constaté que la vitesse du son du plasma  $C_s$  diminue à mesure que le paramètre self-similaire  $\eta$  augmente. En particulier, une augmentation de  $R$  entraîne d'abord une augmentation de  $C_s$  mais au-delà d'une valeur critique  $R_c$ , elle diminue avec l'augmentation de  $R$ . Pour une valeur critique du paramètre de polarisation  $R$ , l'expansion du plasma est plus rapide que celle des autres cas où des vitesses plus importantes sont communiquées aux grains de poussière. Pour cette

valeur critique de  $R$ , le potentiel électrostatique et donc le champ électrique sont maintenus sur une plus grande distance, ce qui permet donc aux grains de poussière de s'étendre sur une plus grande distance. On peut dire que la force de polarisation peut être utilisée pour accélérer les grains de poussière lorsque de plus grandes vitesses sont communiquées aux grains de poussière. Elle peut également être utilisée pour contrôler ou éliminer les particules de poussière des dispositifs de traitement du plasma quand elles sont considérées comme un composant indésirable. Notons que le cas d'expansion self-similaire d'un plasma poussiéreux magnétisé étudié dans la référence [136] va bien au-delà du présent travail car il faut d'abord recalculer l'expression de la force de polarisation dans le cas d'un plasma poussiéreux magnétisé.

# 6

## Force de friction des ions non thermiques dans un plasma poussiéreux

### 6.1 Introduction

La force de friction des ions agissant sur les grains de poussière chargés négativement a suscité un intérêt considérable du fait de son rôle important dans de nombreux phénomènes intéressants, observés dans les plasmas poussiéreux à savoir la formation de vide de poussière dans la région centrale d'une décharge radiofréquence sous les conditions de microgravité [144]- [146], la rotation des grains de poussière en présence d'un champ magnétique [147],[148], la localisation et la configuration des grains de poussière dans les expériences de laboratoire [8], [62] et les propriétés des ondes de basses fréquences associées à la dynamique des grains de poussière [149] - [152]. La force de friction ionique est causée par le transfert de la quantité de mouvement des ions aux grains de poussière. Deux approches principales peuvent être utilisées pour calculer cette force: l'approche de collision binaire qui est basée sur la solution du problème mécanique du mouvement des ions dans le champ électrique du grain de poussière où deux sections efficaces peuvent être distinguées: la section efficace de collection qui traduit le transfert de la quantité de mouvement des ions vers le grain par des collisions directes, elle peut être déterminée à partir de la théorie du mouvement orbital limitée et la section efficace de transfert de la quantité de mouvement des ions qui subissent une déflexion de leurs trajectoires dans le champ central du grain sans jamais atteindre sa surface, nommée section efficace orbitale [21] et déterminée à partir de la théorie

de la diffusion classique [60] une fois le potentiel d'interaction électrostatique est défini. La force de friction des ions est définie comme étant une pondération des flux des ions par les sections efficaces correspondantes. Cette expression a été obtenue par Barnes et *al* [8] en supposant que les interactions Coulombiennes entre les ions et le grain de poussière en dehors de la sphère de Debye sont négligeables, dans ce cas, le paramètre d'impact critique ne dépasse pas la limite standard (longueur de Debye). Cependant, la force de friction des ions est inhérente à la forme détaillée de leur fonction de distribution des vitesses. L'approche numérique qui consiste à résoudre le système self-consistent Poisson-Vlasov a permis de calculer la section efficace orbitale [153] et par conséquent la force de friction orbitale des ions [57]. Dans les plasmas poussiéreux, l'interaction électrostatique dépasse la sphère de Debye. Ce qui a permis à Khrapak et *al* [61] d'étendre la théorie classique de la diffusion Coulombienne au cas de grands angles de déflexion [61]. Ils ont établi une nouvelle expression du paramètre d'impact critique de déflexion, afin de calculer la section efficace orbitale, ce qui leur a permis de déterminer l'expression de la force de friction ionique en utilisant une fonction de distribution Maxwellienne décalée par une vitesse de dérive  $\mathbf{u}$ . Leur résultat numérique montre un très bon accord avec celles obtenus dans les références [153], [154] pour un paramètre de déflexion  $\beta$  allant jusqu'à 5 et se réduit au résultat de la théorie standard de la diffusion Coulombienne lorsque  $\beta \ll 1$ , sachant que le paramètre de déflexion  $\beta$  est défini comme étant le rapport du paramètre d'impact correspondant à un angle de déflexion égale à  $90^\circ$  sur la longueur de Debye. En outre, ce paramètre mesure l'intensité de couplage entre les ions et le grain de poussière et détermine comment le transfert d'impulsion se produit. Dans la limite d'un couplage fort où la déflexion des ions est plus importante, les expressions de la section efficace orbitale et de la force de friction ionique ont été obtenues par Khrapak et *al* [152]. Il n'est pas surprenant que de nombreux travaux théoriques ont été consacrés à l'étude de la force de friction des ions [149], [152], [155]- [158], la plupart des calculs de cette force ont jusqu'ici utilisé des distributions Maxwelliennes. Néanmoins, les ions dans un plasma ne suivent pas toujours une distribution de type Maxwell-Boltzmann à titre d'exemple la distribution non thermique de Cairns. Notons que la présence des ions non thermiques dans un plasma a été confirmée par de nombreuses observations spatiales. A titre d'exemple, les ions non thermiques ont été observés dans l'arc de choc terrestre par le satellite Vela [107] ainsi que dans et autour du pré-choc terrestre [36]. Plus près de la terre, des ions non thermiques assez rapides ont été observés par le satellite Nozomi au voisinage de la Lune [15].

On se propose dans ce dernier chapitre d'étudier la force de friction due aux ions non thermiques agissant sur un grain de poussière isolé, chargé négativement dans un plasma poussiéreux collisionnel [159].

## 6.2 Equations de base

Nous allons maintenant présenter les équations de base de notre modèle théorique. Pour cela, nous considérons un plasma poussiéreux non magnétisé composé de grains de poussière stationnaires, d'ions positifs et d'électrons de densités respectives  $n_d$ ,  $n_i$  et  $n_e$ . Tous les grains de poussière sont supposés être des sphères de rayon  $r_d$  et ont la même charge négative  $q_d = -Z_d e$  où  $Z_d$  est le nombre de charges résidant sur la surface du grain. A l'équilibre, la condition de quasi- neutralité de la charge électrique dans un plasma poussiéreux dont les grains portent une charge négative s'écrit sous cette forme  $n_{i0} = Z_{d0} n_{d0} + n_{e0}$  où l'indice "0" dénote des quantités non perturbées. Notons que, pour les ions on suppose qu'il y a un transfert de quantité de mouvement des ions durant leur collision avec les grains. Pour simplifier, nous supposons que les inégalités suivantes  $r_d \ll \lambda_D \ll l_i$  sont satisfaites où  $\lambda_D$  et  $l_i$  sont respectivement la longueur de Debye et le libre parcours moyen de collision ion-grain. Le transfert de la quantité de mouvement des ions au grain est représenté par la force de friction des ions. Les électrons sont supposés en équilibre thermodynamique dont la fonction de distribution tridimensionnelle des vitesses est celle de Maxwell- Boltzmann suivante

$$f_e(v_e) = n_{e0} \left( \frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{v_e^2}{2v_{Te}^2} + \frac{e\phi}{T_e} \right) \quad (6.1)$$

Les ions sont assez énergétiques et ils obéissent à la distribution non thermique de Cairns (à trois dimensions). Ces ions sont entraînés dans un mouvement d'ensemble de vitesse  $\mathbf{u}_i$  appelée vitesse de dérive, dans ce cas, la distribution ionique n'est pas isotrope puisqu'elle dépend de l'orientation de  $\mathbf{v}_i$  par rapport à  $\mathbf{u}_i$ , la fonction de distribution des vitesses des ions est donnée par

$$f_i(\mathbf{v}_i) = \frac{n_{i0}}{(1 + 15\alpha) (2\pi v_{Ti}^2)^{3/2}} \left\{ 1 + \alpha \left[ \frac{(\mathbf{v}_i - \mathbf{u}_i)^2}{v_{Ti}^2} + \frac{2e\phi}{T_i} \right]^2 \right\} \exp \left[ -\frac{(\mathbf{v}_i - \mathbf{u}_i)^2}{2v_{Ti}^2} - \frac{e\phi}{T_i} \right] \quad (6.2)$$

où  $j = e$  et  $i$  désigne l'espèce des électrons et des ions, respectivement.  $v_{Tj} = \sqrt{T_j/m_j}$  est la vitesse thermique des particules de l'espèce  $j$  avec  $m_j$  et  $T_j$  sont respectivement la masse et la température exprimée en unité d'énergie des particules de l'espèce  $j$ ,  $\phi$  le

potentiel électrostatique,  $\mathbf{u}_i = u_i \mathbf{e}_x$  est la vitesse de dérive des ions et  $\alpha$  est le paramètre qui détermine la fraction des ions non thermiques existant dans le plasma. Notons que pour  $\alpha = 0$ , la distribution (6.3) se réduit à celle de Maxwell- Boltzmann décalée  $f_i(\mathbf{v}_i) = n_{i0} (2\pi v_{Ti}^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{(\mathbf{v}_i - \mathbf{u}_i)^2}{2v_{Ti}^2} - \frac{e\phi}{T_i}\right)$ . Supposons maintenant que la vitesse de dérive des ions est beaucoup plus petite que leur vitesse thermique, à partir du développement en série de Taylor à l'ordre 1, la distribution ionique ci-dessus (6.2) peut être réécrite sous la forme

$$f_i(v_i) = \frac{n_{i0} \exp\left(-\frac{v_i^2}{2v_{Ti}^2} - \frac{e\phi}{T_i}\right)}{(1 + 15\alpha) (2\pi v_{Ti}^2)^{3/2}} \left\{ \left[ 1 + \alpha \left( \frac{v_i^2}{v_{Ti}^2} + \frac{2e\phi}{T_i} \right)^2 \right] \left( 1 + \frac{u_i v_{ix}}{v_{Ti}^2} \right) - 4\alpha \left( \frac{u_i v_{ix}}{v_{Ti}^2} \right) \left( \frac{v_i^2}{v_{Ti}^2} + \frac{2e\phi}{T_i} \right) \right\} \quad (6.3)$$

Moyennant la distribution (6.1) et (6.3) sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons, respectivement, l'expression de la densité électronique et ionique suivante

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) \quad (6.4)$$

$$n_i = n_{i0} \left[ 1 + 3\gamma \left( \frac{e\phi}{T_e} \right) + \gamma \left( \frac{e\phi}{T_e} \right)^2 \right] \exp\left(-\frac{e\phi}{T_e}\right) \quad (6.5)$$

où  $\gamma = 4\alpha/(1 + 15\alpha)$ . L'expression de la longueur d'écrantage de Debye appropriée à notre modèle s'écrit comme suit

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{Di}}{[1 + (\lambda_{Di}/\lambda_{De})^2]^{1/2}} \quad (6.6)$$

où la longueur de Debye ionique  $\lambda_{Di}$  et électronique  $\lambda_{De}$  sont données respectivement par

$$\lambda_{Di} = \sqrt{\frac{T_i}{4\pi n_{i0} e^2 (1 - 3\gamma)}} \quad \text{et} \quad \lambda_{De} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_{e0} e^2}} \quad (6.7)$$

On remarque que dans le cas d'un plasma faiblement anisotrope ( $u \ll 1$ ), la vitesse de dérive n'intervient pas dans l'écrantage de Debye. Rappelons que dans un plasma composé de grains de poussière fortement chargé négativement, il est raisonnable d'utiliser l'approximation suivante  $n_{i0} T_e \gg n_{e0} T_i$ , la longueur de Debye précédente peut être réécrite sous la forme

$$\lambda_D = \lambda_{D\alpha} \simeq \lambda_{Di} = \sqrt{\frac{T_i}{4\pi n_{i0} e^2 (1 - 3\gamma)}} \quad (6.8)$$

Cette équation indique clairement que l'écrantage de Debye dans un plasma composé de grains de poussière fortement chargés négativement est dû principalement aux ions non thermiques.

## 6.3 Section efficace orbitale: Effets non thermiques

Avant de calculer l'angle de déflexion, il est important de noter que les lois de conservation du moment cinétique et de l'énergie mécanique donnent les relations suivantes [3]

$$v_i b = r^2 \frac{d\varphi}{dt} \quad \text{et} \quad v_i^2 = \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + \frac{2e}{m_i} \phi(r) \quad (6.9)$$

où  $v_i$  est la vitesse initiale de l'ion et  $\phi(r)$  est le potentiel d'interaction entre les ions et le grain. A partir des deux équations de conservation précédentes, on peut calculer l'angle  $\varphi$  en fonction de  $r$ . Dans ce cas, l'angle de déflexion  $\chi = \pi - 2\varphi$  est donné par [3]

$$\chi = \pi - 2 \int_{r_0}^{\infty} \frac{b dr}{r^2 \sqrt{1 - \frac{2e\phi(r)}{m_i v_i^2} - \frac{b^2}{r^2}}} \quad (6.10)$$

où  $r_0$  est la distance minimale d'approche déterminée à partir de la résolution de l'équation suivante

$$1 - \frac{2e\phi(r_0)}{m_i v_i^2} - \frac{b^2}{r_0^2} = 0 \quad (6.11)$$

On suppose maintenant que le potentiel d'interaction est celui de Debye-Hückel ou Yukawa

$$\phi(r) = \frac{qd}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{D\alpha}}\right) \quad (6.12)$$

En substituant (6.12) dans (6.11), nous obtenons

$$1 - \left(\frac{b}{r_0}\right)^2 + 2\beta_\alpha \frac{\lambda_{D\alpha}}{r_0} \exp\left(-\frac{r_0}{\lambda_{D\alpha}}\right) = 0 \quad (6.13)$$

où  $\beta_\alpha$  est le paramètre de déflexion des ions non thermiques, son expression s'écrit comme suit

$$\beta_\alpha = \frac{b_0}{\lambda_{D\alpha}} \quad (6.14)$$

$$= \beta \sqrt{1 - 3\gamma} \quad (6.15)$$

où  $b_0 = Z_d e^2 / m_i v_i^2$  est le paramètre d'impact correspondant à un angle de déflexion égale à  $90^\circ$ , appelé aussi rayon de Coulomb et  $\beta = b_0 / \lambda_{D0}$  est le paramètre de déflexion thermique (cas Maxwellien,  $\alpha = 0$ ), avec  $\lambda_{D0} = (T_i / 4\pi n_{i0} e^2)^{1/2}$ . Rappelons que les ions qui sont collectés par la surface du grain ne peuvent pas contribuer à cette section efficace et que seuls les ions proches du grain peuvent contribuer au transfert de quantité de mouvement. Pour ces ions, le potentiel d'interaction est supposé être de forme de potentiel de Coulomb  $\phi(r) \simeq qd/r$ . Dans ce cas, la section efficace orbitale s'écrit sous la forme suivante [61]

$$\sigma_o = 4\pi \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{bdb}{(b/b_0)^2 + 1} \quad (6.16)$$

où  $b_{\min}$  et  $b_{\max}$  sont, respectivement, le paramètre d'impact minimal et maximal. En effectuant l'intégrale précédente, nous obtenons l'expression de la section efficace orbitale suivante

$$\sigma_o = 4\pi b_0^2 \Gamma(\nu) \quad (6.17)$$

où  $\Gamma = \ln \left( \frac{b_{\max}^2 + b_0^2}{b_{\min}^2 + b_0^2} \right)^{1/2}$  est le logarithme Coulombien. Pour ne pas tenir compte la contribution des ions qui sont arrivés à la surface de grain, dans la détermination de la section efficace orbitale (6.17), nous prenons toujours le paramètre d'impact critique de collection comme limite inférieure

$$b_{\min} = b_c = r_d \left( 1 + \frac{2b_0}{r_d} \right)^{1/2} \quad (6.18)$$

Alors que le paramètre d'impact maximal est choisi selon les valeurs du paramètre de déflexion non thermique  $\beta_\alpha$ : lorsque ce paramètre est très petit devant l'unité, c'est-à-dire le rayon de Coulomb  $b_0$  est beaucoup plus faible devant la longueur de Debye  $\lambda_{D\alpha}$ , nous avons  $b_{\max} = \lambda_{D\alpha}$ . Cependant, dans un plasma poussiéreux contenant des grains de poussière fortement chargés, le rayon de Coulomb  $b_0$  qui est proportionnel à la charge de grain  $q_d$ , est généralement supérieur à la longueur de Debye. Dans ce cas, les ions sont fortement déviés même en dehors de la sphère de Debye ( $\beta_\alpha \gg 1$ ) et le paramètre d'impact maximal doit être supérieur à la longueur de Debye. En se basant maintenant sur le travail de Khrapak et al [61] et nous supposons que le paramètre d'impact maximal  $b_{\max}$  devrait être lorsque la distance minimale d'approche est égale à la longueur de Debye

$$r_0(b_{\max}) = \lambda_{D\alpha} \quad (6.19)$$

En substituant l'expression de potentiel de Coulomb et la distance minimale d'approche (6.19) dans (6.11), nous obtenons

$$b_{\max} = \lambda_{D\alpha} (1 + 2\beta_\alpha)^{1/2} \quad (6.20)$$

Lorsque  $\alpha = 0$ , l'expression de  $b_{\max}$  se réduit à celle obtenue dans la référence [61]. La substitution des équations (6.18) et (6.20) dans (6.17) donne

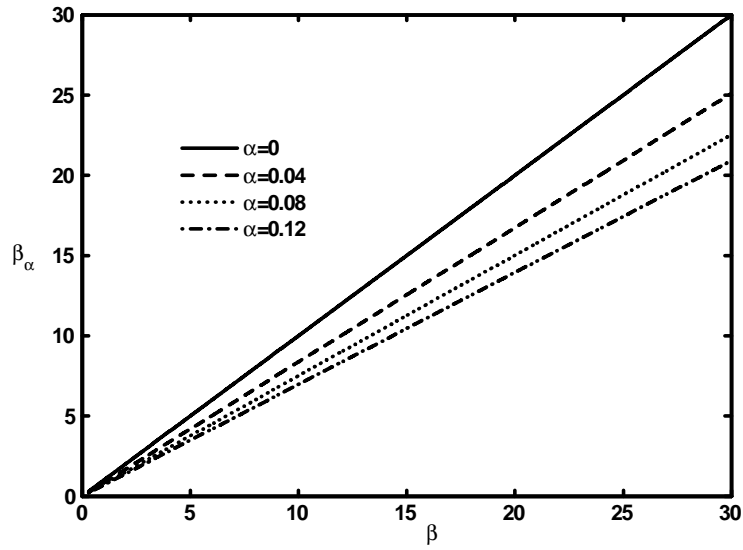
$$\sigma_o^\alpha = 4\pi b_0^2 \ln \left[ \frac{b_0 + \lambda_{D\alpha}}{b_0 + r_d} \right] \quad (6.21)$$

Cette dernière peut être réécrite sous la forme adimensionnelle suivante

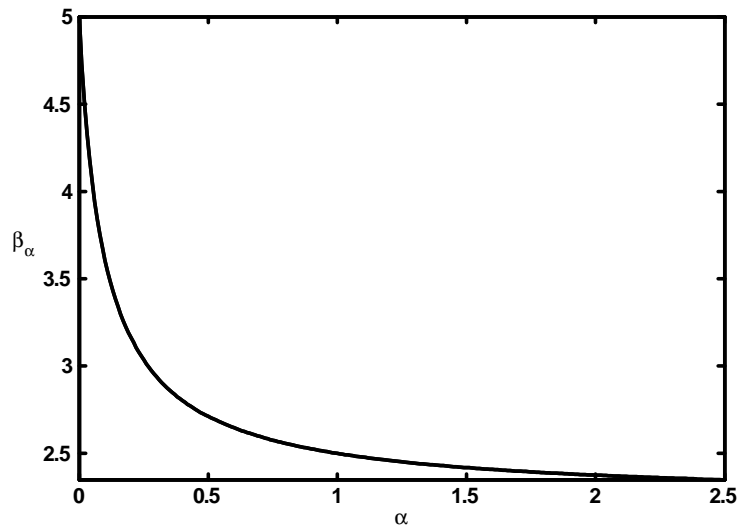
$$\frac{\sigma_o^\alpha}{\lambda_{D\alpha}^2} = 4\pi\beta_\alpha^2 \ln \left[ \frac{\beta_\alpha + 1}{\beta_\alpha + r_d/\lambda_{D\alpha}} \right] \quad (6.22)$$

Pour comparer la variation du paramètre de déflexion en présence et en absence des effets non thermiques, nous avons utilisé des paramètres qui sont représentatifs des conditions

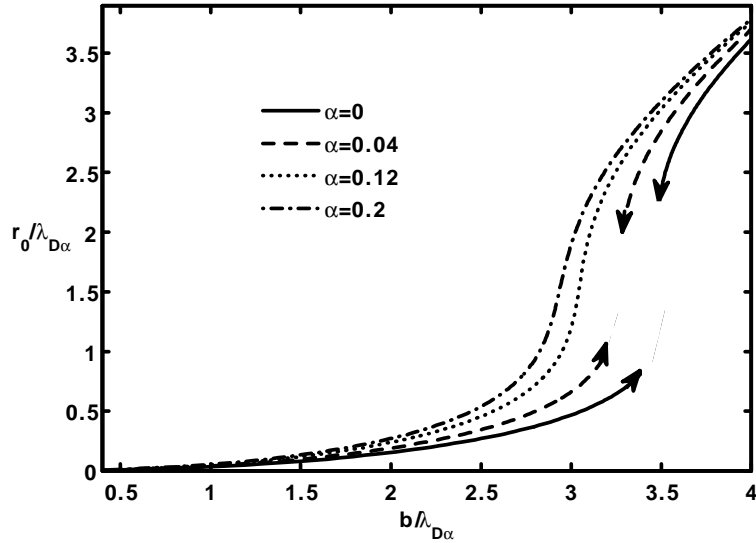
expérimentales dans un plasma poussiéreux de laboratoire (plasma de décharge) [61]: le rapport de température entre les électrons et les ions ( $T_e/T_i$ ) est de l'ordre 10 à 100 et  $r_d/\lambda_{D0} \sim 10^{-1} - 10^{-2}$  (pour des grains microniques), nous avons  $\beta(v_{Ti}) \sim 0.3 - 30$ . La figure (6.1) indique la variation du paramètre de déflexion non thermique  $\beta_\alpha$  en fonction du paramètre de déflexion thermique  $\beta$  pour différentes valeurs de  $\alpha = 0$  (trait plein),  $\alpha = 0.04$  (tirets),  $\alpha = 0.08$  (pointillés),  $\alpha = 0.12$  (tirets-pointillés). Nous pouvons voir que la nonthermalité ionique a pour effet de réduire le paramètre de couplage électrostatique  $\beta_\alpha$  entre l'ion et le grain. Cet effet devient de plus en plus fort avec l'augmentation de  $\beta$ . De plus, nous avons fixé la valeur de  $\beta$  ( $\beta = 5$ ), la variation du paramètre de couplage  $\beta_\alpha$  en fonction du paramètre non thermique  $\alpha$  est tracée sur la figure (6.2). Celle-ci montre clairement qu'une très légère augmentation de la fraction relative des ions non thermique  $\alpha$  entraîne une diminution très rapide du paramètre de couplage  $\beta_\alpha$ . Cette diminution devient moins rapide lorsque  $\alpha$  est très élevé. En outre,  $\beta_\alpha$  tend vers  $\beta/\sqrt{5}$  lorsque  $\alpha$  devient plus grand. D'autre part, afin d'examiner les effets non thermiques sur le mouvement radial des ions autour du grain de poussière, nous avons tracé sur la figure (6.3), la distance minimale d'approche  $r_0$  normalisée par  $\lambda_{D\alpha}$  en fonction du paramètre d'impact  $b$  normalisé par  $\lambda_{D\alpha}$  pour différentes valeurs de  $\alpha = 0$  (trait plein,  $\beta_\alpha = \beta = 15$ ),  $\alpha = 0.04$  (tirets,  $\beta_\alpha = 12.54$ ),  $\alpha = 0.12$  (pointillés,  $\beta_\alpha = 10.45$ ),  $\alpha = 0.2$  (tirets-pointillés,  $\beta_\alpha = 9.48$ ). Notre résultat numérique montre l'existence d'une discontinuité pour  $\alpha = 0$  et 0.04. Cette discontinuité provient de la force centrifuge induisant une barrière de potentiel électrostatique empêchant les ions de se rapprocher de plus en plus de la surface du grain. Nous remarquons que cette discontinuité commence à disparaître à mesure que  $\alpha$  augmente. Cela veut dire que les ions assez énergétiques arrivent à franchir la barrière de potentiel. De plus, il est important de noter que l'existence de cette barrière de potentiel dépend intimement de la forme du potentiel électrostatique. Le rapport entre la section efficace orbitale et la surface de Debye  $\sigma_o^\alpha/\lambda_{D\alpha}^2$  en fonction du paramètre non thermique  $\alpha$  est tracé sur la figure (6.4). Nous remarquons que  $\sigma_o^\alpha/\lambda_{D\alpha}^2$  diminue à mesure que  $\alpha$  augmente, ce qui signifie que le paramètre de la non thermalité affecte le domaine à l'intérieur duquel un ion doit se trouver pour passer à proximité d'un grain de poussière, sans atteindre sa surface.



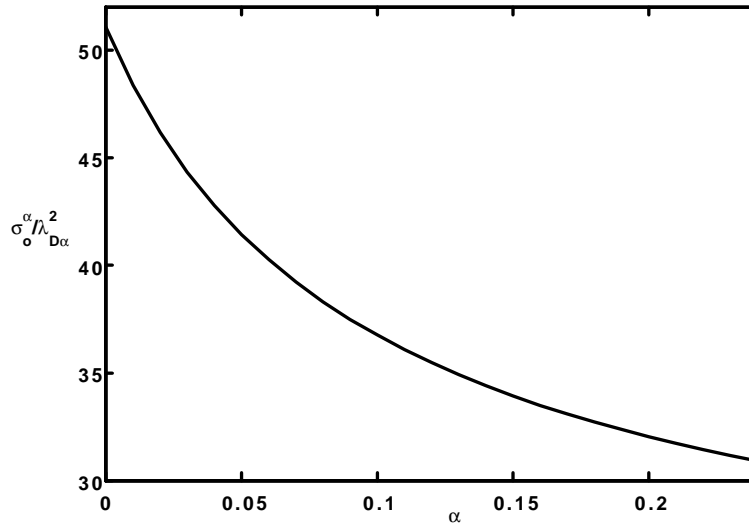
**Figure 6.1:** Variation du paramètre de déflexion non thermique  $\beta_\alpha$  en fonction du paramètre de déflexion thermique  $\beta$  pour différentes valeurs de  $\alpha = 0$  (trait plein),  $\alpha = 0.04$  (tirets),  $\alpha = 0.08$  (pointillés),  $\alpha = 0.12$  (tirets-pointillés).



**Figure 6.2:** Variation du paramètre de déflexion non thermique  $\beta_\alpha$  en fonction du paramètre non thermique  $\alpha$  avec  $\beta = 5$ .



**Figure 6.3:** Variation de la distance minimale d'approche  $r_0$  normalisée par  $\lambda_{D\alpha}$  en fonction du paramètre d'impact  $b$  normalisé par  $\lambda_{D\alpha}$  pour différentes valeurs de  $\alpha = 0$  (trait plein,  $\beta_\alpha = \beta = 15$ ),  $\alpha = 0.04$  (tirets,  $\beta_\alpha = 12.54$ ),  $\alpha = 0.12$  (pointillés,  $\beta_\alpha = 10.45$ ),  $\alpha = 0.2$  (tirets-pointillés,  $\beta_\alpha = 9.48$ ).



**Figure 6.4:** Variation de la section efficace normalisée  $\sigma_o^\alpha / \lambda_{D\alpha}^2$  en fonction du paramètre non thermique  $\alpha$  avec  $\beta = 5$ .

## 6.4 Force de friction des ions non thermiques

Passons maintenant à la dernière partie de notre travail qui consiste principalement à déterminer l'expression de la force de friction des ions non thermiques agissant sur un grain

de poussière immobile, fortement chargé négativement. Les étapes suivies dans ce travail sont les mêmes que celles utilisées par Khrapak et *al* [61]. L'utilisation des coordonnées sphériques, et le fait que la vitesse de dérive est supposée suivre l'axe  $x$ , la force de friction ionique se résume seulement à sa composante suivant  $x$  et s'écrit sous cette forme

$$F_{di} = m_i \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^\pi [\sigma_c(v_i) + \sigma_o(v_i)] v_i^4 f_i(v_i) dv_i \sin^2(\theta) d\theta \cos(\varphi) d\varphi \quad (6.23)$$

En substituant (2.15) (section 2.1.6, chapitre 2), (6.3) et (6.21) dans (6.23) et en effectuant l'intégrale précédente, nous obtenons finalement l'expression de la force de friction des ions non thermiques suivante

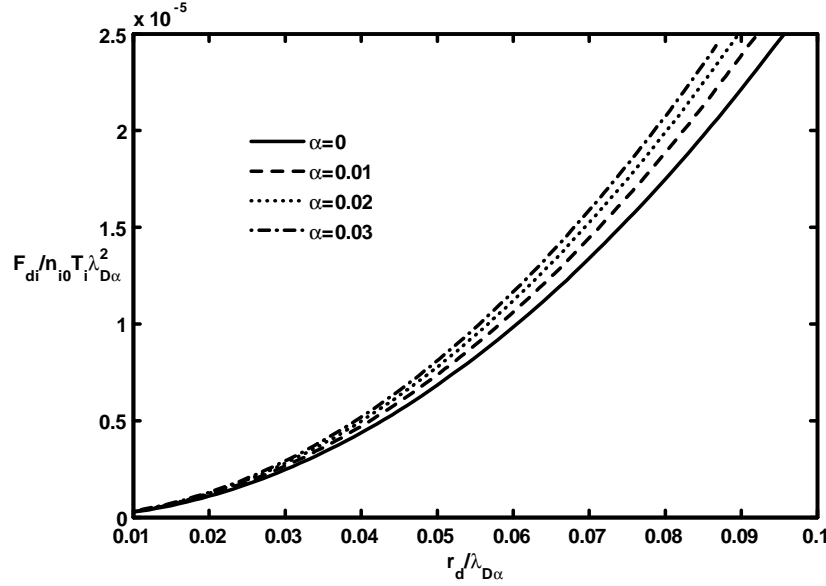
$$F_{di} = \frac{8\sqrt{2\pi}r_d^2 n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right)}{3(1+15\alpha)} m_i v_{Ti} u_i \left\{ \begin{array}{l} 1 + 4\alpha \left[ 2 + \left( 2 + \frac{e\phi}{T_i} \right)^2 \right] \\ + \frac{b_0(v_{Ti})}{2r_d} \left[ 1 + 4\alpha \left( 1 + \frac{e\phi}{T_i} \right)^2 \right] + \left[ \frac{b_0(v_{Ti})}{2r_d} \right]^2 \Lambda_\alpha \end{array} \right\} \quad (6.24)$$

où  $\Lambda_\alpha$  est le logarithme Coulombien intégré sur la fonction de distribution de vitesse des ions non thermiques, son expression est donnée par

$$\Lambda_\alpha = 2 \int_0^\infty \left[ 1 + 8\alpha \frac{e\phi}{T_i} + 8\alpha x + 4\alpha \left( x + \frac{e\phi}{T_i} \right)^2 \right] \ln \left[ \frac{b_0(v_{Ti}) + 2\lambda_{D\alpha} x}{b_0(v_{Ti}) + 2r_d x} \right] \exp(-x) dx \quad (6.25)$$

Les trois premiers termes de (6.24) représentent la force de collection des ions, tandis que le dernier terme est la force orbitale. La force totale de friction ionique (6.24) est sensiblement modifiée en raison de la présence du caractère non thermique des ions. Lorsque  $\alpha = 0$ , l'expression de la force de friction des ions est exactement la même que celle calculée par Khrapak et *al* [61]. Pour évaluer quantitativement l'effet non thermique sur la force de friction des ions, nous avons utilisé des paramètres correspondant aux conditions expérimentales pour un plasma typique (gaz Ar) [61]. La figure (6.6) illustre la variation non linéaire de la force de friction des ions normalisée  $F_{di}/n_{i0}T_i\lambda_{D\alpha}$  en fonction du rapport  $r_d/\lambda_{D\alpha}$  pour différentes valeurs de  $\alpha = 0$  (trait plein),  $\alpha = 0.01$  (tirets),  $\alpha = 0.02$  (pointillés),  $\alpha = 0.03$  (tirets-pointillés) avec  $T_e = 1eV$ ,  $T_e = 0.025eV$ ,  $n_{i0} = 10^9 cm^{-3}$  et  $\beta(v_{Ti}) \simeq 2.9r_d$ . Notre résultat numérique montre que quel que soit le degré de la non thermalité ionique  $\alpha$ , l'intensité de la force de friction ionique augmente avec l'augmentation du rapport  $r_d/\lambda_{D\alpha}$ . Cette augmentation devient plus prononcée lorsque les ions s'écartent de leur équilibre thermodynamique  $\alpha$  (voir la figure ci-dessous). Ce résultat montre que la force de friction des ions dépend fortement de la nature de la distribution des vitesses de ces ions. Notons que cette force de friction est la superposition de deux forces: force de

collection et force orbitale. Néanmoins, cette dernière est très faible en intensité comparé à l'intensité de la force de collection.



**Figure 6.6:** Variation de la force de friction ionique normalisée  $F_{di}/n_{i0}T_i\lambda_{D\alpha}^2$  en fonction du rapport  $r_d/\lambda_{D\alpha}$  pour différentes valeurs de  $\alpha = 0$  (trait plein),  $\alpha = 0.01$  (tirets),  $\alpha = 0.02$  (pointillés),  $\alpha = 0.03$  (tirets-pointillés) avec  $T_e = 1\text{eV}$ ,  $T_e = 0.025\text{eV}$ ,  $n_{i0} = 10^9\text{cm}^{-3}$  et  $\beta(v_{Ti}) \simeq 2.9r_d$ .

## 6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la force de friction des ions non thermiques agissant sur un grain de poussière isolé et immobile dans un plasma poussiéreux collisionnel. Le modèle de plasma choisi est composé de grains de poussière fortement chargés négativement, d'ions non thermiques et d'électrons Maxwelliens. La sphère d'écrantage de Debye qui entoure ce grain est principalement formée des ions non thermiques et la contribution des électrons est négligeable. Nous avons d'abord analysé les modifications introduites par la présence de la non thermalité ionique sur le paramètre de déflexion qui mesure l'intensité de couplage entre l'ion et le grain. A partir d'une analyse comparative de ce paramètre en présence et en absence du paramètre non thermique  $\alpha$ , nous avons montré que le rôle de la non thermalité ionique est de réduire les valeurs de paramètre de déflexion non thermique  $\beta_\alpha$ . De plus, pour une valeur fixe de paramètre de déflexion thermique  $\beta$ , une légère augmentation de la fraction relative des ions non thermiques entraîne une diminution très rapide du paramètre de déflexion non thermique  $\beta_\alpha$ . En outre, les effets non thermiques sur le mouvement radial

des ions pendant leurs collisions avec le grain de poussière dans le potentiel d'interaction de Debye-Hückel ont été examinés. Pour de faibles valeurs de  $\alpha$ , on a remarqué qu'il y a une discontinuité qui provient de la force centrifuge induisant une barrière de potentiel électrostatique empêchant les ions de se rapprocher de plus en plus de la surface du grain. Cette discontinuité commence à disparaître à mesure que  $\alpha$  augmente. Par la suite, nous avons examiné les modifications introduites dans la section efficace orbitale en raison de la présence des ions non thermiques. Une augmentation du paramètre non thermique entraîne une diminution de la section efficace orbitale, cela signifie que la non thermalité ionique affecte le domaine à l'intérieur duquel un ion doit se trouver pour passer à proximité d'un grain de poussière, sans atteindre sa surface. Dans la dernière partie, la force totale de friction due aux ions non thermiques a été calculée. Le résultat numérique montre que les modifications introduites par la non thermalité ionique peuvent être importantes. L'intensité de la force de friction ionique augmente avec l'augmentation du rapport  $r_d/\lambda_{D\alpha}$  c'est à dire pour des grandes tailles de grain  $r_d$ . Cette augmentation devient plus prononcée pour des grandes valeurs de  $\alpha$ .

# 7

## Conclusion générale

Les travaux présentés dans cette thèse ont porté sur l'étude de quelques phénomènes non linéaires associés aux différents modèles de plasma poussiéreux. Dans la majeure partie de cette thèse, nous avons focalisé notre attention sur l'effet de la force de polarisation et d'autres paramètres caractérisant un plasma hors équilibre thermodynamique sur la propagation non linéaire des ondes acoustiques poussiéreuses, sur les gaines électrostatiques et sur l'expansion self similaire d'un plasma complexe. Nous nous sommes également intéressés à l'étude de la force de friction due aux ions non thermiques dans un plasma poussiéreux collisionnel.

Le premier chapitre de cette thèse est consacré à la présentation des concepts de base de la physique des plasmas ordinaires et poussiéreux tels que la quasineutralité, l'écrantage de Debye et les modes électrostatiques susceptibles de se propager dans ces milieux. Nous avons ainsi défini les notions des fonctions de distribution des vitesses, les modèles théoriques (cinétique et fluide) et les phénomènes physiques tels que la propagation des solitons, formation des gaines électrostatiques, l'expansion d'un plasma et les collisions binaires. Les grains de poussière dans lesquels ils sont immergés, sont soumis à l'influence de plusieurs forces qui sont responsables de leur mouvement et de leur équilibre. C'est pourquoi, le deuxième chapitre est entièrement consacré à la présentation de quelques forces agissant sur les grains de poussière.

Dans le chapitre 3, nous avons focalisé l'étude sur un plasma poussiéreux non uniforme et hors équilibre thermodynamique. Un tel plasma contient trois espèces de particules chargées: des grains de poussière de charges négatives, des ions en équilibre thermodynamique et des électrons non extensifs. Le degré de la non extensivité électronique est représenté par un paramètre  $q$ . Les grains de poussière immergés dans un plasma non uniforme, sont soumis à

une force de polarisation qui est la résultante d'une certaine déformation dans la sphère de Debye. Nous nous sommes intéressés, dans ce chapitre, à l'étude de la force de polarisation dans le cadre de la statistique non extensive de Tsallis. Nous avons montré que l'expression de  $\mathbf{F}_p$  dépend fortement de la non extensivité électronique  $q$  et se réduit à celle obtenue par Shahmansouri [102] dans la limite  $q \rightarrow 1$ . Par la suite, nous avons examiné les effets conjugués de la force de polarisation et de la non extensivité électronique sur la structure solitaire. Le modèle fluide a été utilisé pour décrire la dynamique des grains de poussière, aussi, des méthodes de perturbation réductive pour aboutir à une équation de propagation de type Korteweg-de Vries (K-dV) qui régit l'évolution du potentiel électrostatique et dont le soliton est une solution stationnaire et localisée. À partir d'une étude numérique, nous avons trouvé que la force de polarisation affecte de manière significative le profil spatial du soliton. La présence de cette force entraîne une augmentation de l'amplitude et une diminution de la largeur du soliton. De plus, la structure solitaire s'élargit et augmente en amplitude à mesure que les électrons s'écartent de leur équilibre thermodynamique où le paramètre non extensif  $q$  diminue ( $q < 1$ ). En outre, les effets de la force de polarisation sur la gaine électrostatique ont été examinés. Le critère de Böhm modifié par la force de polarisation appropriée à la formation de la gaine électrostatique a été établi. La structure de la gaine est fortement influencée par la présence de la force de polarisation. En particulier, une augmentation de  $R$  rend le gradient du potentiel électrostatique dans la gaine moins raide ainsi la fuite des électrons énergétiques au mur devient plus importante. Autrement dit, l'épaisseur de la gaine devient plus large à mesure que  $R$  augmente.

Dans le quatrième chapitre, les ondes acoustiques poussiéreuses faiblement non linéaires ont été étudiées dans un plasma poussiéreux polarisé composé d'électrons en équilibre thermodynamique, d'ions non thermiques et de grains de poussière chargés négativement soumis à une force de polarisation. Par souci de clarté, nous avons recalculé l'expression de la force de polarisation en incluant l'effet de la non thermalité ionique. Nous avons trouvé qu'une augmentation de la fraction relative des ions non thermiques entraîne une diminution du paramètre de polarisation  $R$  et donc l'effet d'interaction de polarisation diminue. Nous nous sommes intéressés aux modifications introduites par la nonthermalité ionique et la force de polarisation sur la propagation de l'onde acoustique poussiéreuse solitaire. L'utilisation de la méthode standard de la perturbation réductive nous a permis d'établir une équation de propagation non linéaire du type KdV. Les propriétés intrinsèques de la structure solitaire (amplitude et largeur) dépendent fortement du paramètre de polarisation  $R$ . Il a été constaté qu'une légère augmentation du paramètre de polarisation entraîne une diminution de

l'amplitude du soliton (valeur absolue) et de sa largeur. L'énergie transportée par le soliton diminue avec l'augmentation du paramètre de polarisation. Cela s'explique par le fait que lorsque la force de polarisation  $\mathbf{F}_p$  se rapproche de la force électrique, l'énergie du soliton est soumise à une déplétion. A l'opposé, cette énergie augmente à mesure que la fraction relative des ions non thermiques augmente, cela signifie que ces ions assez énergétiques peuvent fournir plus d'énergie au cours de la propagation de l'onde acoustique poussiéreuse. La force de polarisation ici est toujours inférieure à la force électrostatique où le terme de polarisation ne doit pas dépasser une certaine valeur critique et si cette condition n'est pas satisfaite, la force nette agissant sur les grains de poussière n'est plus une force de rappel, dans ce cas, l'onde acoustique poussiéreuse cesse alors d'exister.

Nous avons examiné dans le cinquième chapitre les effets induits par la force de polarisation sur l'expansion self similaire dans le vide d'un plasma poussiéreux non magnétisée et non collisionnel composé d'électrons et d'ions en équilibre thermodynamique et de grains de poussière froids. Nous avons constaté que la présence de la force de polarisation peut affecter de manière drastique la tendance générale de l'expansion self similaire. A mesure que  $R$  augmente, la vitesse du son du plasma arrive à des valeurs très élevées avant de diminuer au-delà d'une certaine valeur critique  $R_{cr} > 0.45$ . Nous avons aussi montré que pour cette valeur critique du paramètre de polarisation  $R$ , l'expansion du plasma est plus rapide que celle des autres cas où des vitesses plus importantes sont communiquées aux grains de poussière. Lorsque le terme de polarisation  $R$  se rapproche de sa valeur critique, le potentiel électrostatique  $\Psi(\eta, R)$  et le champ électrique  $E(\eta, R)$  sont maintenus sur une plus grande distance, ce qui permet donc aux grains de poussière de s'étendre sur une plus grande distance. Dans ce travail, nous avons trouvé que la force de polarisation peut être utilisée comme une force d'accélération sélective des grains de poussière lorsque des vitesses initiales élevées sont communiquées aux grains de poussière, afin de contrôler ou d'éliminer les particules de poussière des dispositifs de traitement de plasma quand elles sont considérées comme un composant indésirable. Nous avons remarqué que lorsque la force de polarisation est supérieure à la force électrostatique ( $R > 1$ ), la force nette agissant sur les grains de poussière n'est plus une force de rappel, dans ce cas, l'expansion self similaire cesse alors d'exister.

En fin, dans le sixième chapitre, nous avons étudié l'influence de la force de friction due aux ions non thermiques agissant sur un grain de poussière isolé, immobile et fortement chargé négativement. Notre modèle de plasma est composé d'ions non thermiques, d'électrons Maxwelliens et de grains de poussière immobile. Les interactions électrosta-

tiques entre les ions et le grain sont caractérisées par un paramètre de déflexion qui mesure l'intensité de couplage. Ce paramètre est affecté de manière significative à cause des effets non thermiques. A partir d'une analyse comparative de ce paramètre en présence et en absence des effets non thermiques, nous avons remarqué que le rôle de la non thermalité ionique est de réduire les valeurs de paramètre de déflexion  $\beta_\alpha$ . Nous avons aussi étudié le mouvement radial des ions au voisinage d'un grain de poussière sous l'influence du potentiel d'interaction de Debye-Hückel. Pour des faibles valeurs de  $\alpha$ , on a remarqué qu'il y a une discontinuité qui provient de la force centrifuge induisant une barrière de potentiel électrostatique empêchant les ions de se rapprocher de plus en plus de la surface du grain. Cette discontinuité commence à disparaître à mesure que  $\alpha$  augmente. Pour obtenir une expression analytique de la section efficace orbitale, nous avons supposé que seuls les ions qui se rapprochent suffisamment du grain peuvent contribuer au transfert de quantité de mouvement. Les modifications introduites par la présence des ions non thermiques sur la variation de la section efficace orbitale ont été examinées. Nous avons remarqué que la section efficace orbitale diminue à mesure que  $\alpha$  augmente, cela signifie que le paramètre non thermique affecte le domaine à l'intérieur duquel un ion doit se trouver pour passer à proximité d'un grain de poussière, sans atteindre sa surface. L'expression de la force totale de friction due aux ions non thermiques a été déterminée. Nous avons montré que les effets de la non thermalité ionique peuvent être importants. L'intensité de la force de friction des ions augmente à mesure que le paramètre non thermique augmente. Cet effet est plus prononcé pour un grand rayon du grain.

En perspective, puisque la force de polarisation dépend de la charge des grains de poussière, on se propose à l'avenir de reconsidérer les modifications apportées par cette force sur les différentes structures non linéaires dans un plasma poussiéreux à charge variable. Nos résultats peuvent contribuer à interpréter la formation des structures non linéaires (soliton, onde de choc, double couche, gaine,..etc.) dans les plasmas hors équilibre thermodynamique qui sont liés aux processus de formation de ces structures. On se propose aussi d'introduire l'effet de la force de polarisation dans le cas d'un plasma poussiéreux magnétisé.

# Bibliographie

- [1] I. Langmuir, Proc. Nat. Acad. Sci, U S, **14**, 627 (1928).
- [2] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics* (Academic, New York, 1965).
- [3] J. M. Rax, *Physique des Plasmas, Cours et Applications* (DUNOD, Paris, 2005).
- [4] I. Langmuir, C. G. Found et A. F. Dittmer, Science LX **1557**, 392 (1924).
- [5] P. K. Shukla et A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics* (Institute of Physics, Bristol, 2002).
- [6] P. K. Shukla, Phys. Plasmas **8**, 1791 (2001).
- [7] J. E. Daugherty, R. K. Porteous et D. B. Graves, J. Appl. Phys. **73**, 1617 (1993).
- [8] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill et D. K. Coultas, Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
- [9] D. B. Graves, J. E. Daugherty, M. D. Kilgore et R. K. Porteous, Plasma Sources Sci. Technol. **3**, 433 (1994).
- [10] L. Talbot, R. K. Cheng, R. W. Schefer et D. R. Willis, J. Fluid Mech. **101**, 737 (1980).
- [11] S. Hamaguchi et R. T. Farouki, Phys. Rev. E **49**, 4430 (1994).
- [12] S. Hamaguchi, R.T. Farouki, Phys. Plasmas **1**, 2110 (1994).
- [13] C. Tsallis, J. Stat. Phys. **52**, 479 (1988).
- [14] M. P. Leubner, Astrophys. Space Sci. **282**, 573 (2002).
- [15] R. A. Cairns, A. A. Mamun, R. Bingham, R. Boström, R. O. Dendy, C. M. C. Nairn et P. K. Shukla, Geophys. Res. Lett. **22**, 2709 (1995).

- 
- [16] M. V. Goldman, M. M. Oppenheim et D. L. Newman, *Nonlin. Processes Geophys.* **6**, 221 (1999).
- [17] R. Boström, *IEEE Trans, Plasma Sci.* **20**, 756 (1992).
- [18] P. O. Dovner, A. I. Eriksson, R. Bostrom, et B. Holback, *Geophys. Res. Lett.* **21**, 1827 (1994).
- [19] J. L. Delcroix et A. Bers, *Physique des Plasmas*, Tome 1 (CNRS Editions, Inter Editions, Paris, 1994).
- [20] V. E. Fortov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov et O. F. Petrov, *Phys. Usp.* **47**, 447 (2004).
- [21] A. Bouchoule. *Dusty plasma: Physics, Chemistry, and Technological Impact in Plasma Processing* (New York: Wiley, 1999).
- [22] P. K. Shukla et V. P. Silin, *Phys. Scr.* **45**, 508 (1992).
- [23] A. Barkan, N. D'Angelo et R. L. Merlino, *Planet. Space Sci.* **44**, 239 (1996).
- [24] N. N. Rao, P. K. Shukla et M. Y. Yu, *Planet. Space Sci.* **38**, 543 (1990).
- [25] A. Barkan, R. L. Merlino et N. D'Angelo, *Phys. Plasmas* **2**, 3563 (1995).
- [26] J. C. Maxwell. *On the dynamical theory of gases*. *Philos. Trans. R. Soc. London* 157:49–88 1867.
- [27] V. Latora, A. Rapisarda, C. Tsallis, *Phys. Rev. E* **64**, 056134 (2001).
- [28] V. Latora, A. Rapisarda, C. Tsallis, *Physica A* **305**, 129 (2002).
- [29] E. G. D. Cohen, *Physica A* **305**, 19 (2002).
- [30] C. Tsallis, *J. Comput. Appl. Math.* **227**, 51 (2009).
- [31] C. Tsallis, *Introduction to Nonextensive Statistical Mechanics* (Springer, New York, 2009).
- [32] G. Livadiotis et D. J. McComas, *J. Geophys. Res.* **114** (2009) A11105.
- [33] C. Tsallis et L. J. L. Cirto, *Eur. Phys. J. C* **73**, 2487 (2013).

- 
- [34] M. Tribeche et K. Ourabah, *Rev. Alg. Phys.* **2**, 110 (2015).
- [35] M. Gell-Mann et C. Tsallis, *Nonextensive entropy: interdisciplinary applications* (Oxford University Press, New York, 2004).
- [36] W. C. Feldman et al, *J. Geophys. Res.* **88**, 96 (1983).
- [37] R. Lundin et al, *Nature (London)* **341**, 609 (1989).
- [38] Y. Futaana, S. Machida, Y. Saito, A. Matsuoka et H. Hayakawa, *J. Geophys. Res.* **108**, 1025 (2003).
- [39] H. Alinejad, *Astrophys. Space Sci.* **327**, 131 (2010).
- [40] J. S. Russell, *in Report of the Fourteenth Meeting of the British Association for the Advancement of Science*, York, 1844. London: John Murray (1845), p 311.
- [41] D. J. Korteweg et G. D. Vries, *Phil. Mag.* **39**, 422 (1895).
- [42] R. C. Davidson, *Methods in Nonlinear plasma Theory* (Academic press, New York,1972), p. 15.
- [43] C. S. Gardner et G. K. Morikawa, Similarity in the asymptotic behavior of collision free hydromagnetic waves and water waves, New York Univ., Courant Inst. Math. Sci. Res. Rep. NYO-9082 (1960).
- [44] M. Peyrard et T. Dauxois. *Physique des Solitons*. EDP Sciences/ CNRS Edition, (2004).
- [45] S. Poornakala, A. Das, P. K. Kaw, A. Sen, Z. M. Sheng, Y. Sentoku, K. Mima et K. Nishikawa, *Phys. Plasmas* **9**, 3802 (2002).
- [46] M. Q. Tran, *Phys. Scr.* **20**, 317 (1979).
- [47] D. Bohm, *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, eds A. Guthrie and R. K. Wakerling, (McGraw Hill, New York,1949).
- [48] J. F. D. Anderson et H. Wilhelmsson, *Phys. Scr.* **18**, 141 (1978).
- [49] J. A. Bittencourt. *Fundamentals of Plasma Physics* (Springer Science+Business Media, New York, 2004).

- 
- [50] D. Samsonov, S. Zhdanov, G. Morfill et V. Steinberg, *New J. Phys.* **5**, 24 (2003).
- [51] L. G. D'yachkov, O. F. Petrov et V. E. Fortov, *Contrib. Plasma Phys.* **49**, 134 (2009).
- [52] E. Thomas Jr, R. L. Merlino et M. Rosenberg, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 124034 (2012).
- [53] C. Arnas, M. Mikikian, G. Bachet et F. Doveil, *Plasmas. Phys.* **7**, 4418 (2000).
- [54] Ye. Chunzhen et Li. Dongqing, *J. Colloid. Interf. Sci.* **251**, 331 (2002).
- [55] P. S. Epstein. *Z. Physik.* **54**. 537 (1929).
- [56] M. Hénault, *Métrieologie des nanoparticules dans un plasma froid capacitif basse pression*, thèse de Doctorat, France (2015).
- [57] J. E. Daugherty et D. B. Graves, *J. Appl. Phys.* **78**, 2279 (1995).
- [58] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, V. V. Yaroshenko et G. E. Morfill, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 245004 (2009).
- [59] M. Mikikian et L. Boufendi, *Phys. Plasmas* **11**, 3733 (2004).
- [60] L. D. Landau et E. M. Lifshitz, *Mechanics and Electrodynamics* (Elsevier, 2013).
- [61] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, et H. M. Thomas. *Phys. Rev. E* **66**, 046414 (2002).
- [62] D. Samsonov and J. Goree, *Phys. Rev. E* **59**, 1047 (1999).
- [63] V. E. Fortov, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, A. G. Khrapak, and G. E. Morfill, *Phys. Rep.* **421**, 1 (2005).
- [64] S. A. Khrapak, S. V. Ratynskaia, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, V. V. Yaroshenko, M. H. Thoma, M. Kretschmer, H. H"ofner, G. E. Morfill, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, *Phys. Rev. E* **72**, 016406 (2005).
- [65] I. H. Hutchinson, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **48**, 185 (2006).
- [66] S. Khrapak and G. Morfill, *Contrib. Plasma Phys.* **49**, 148 (2009).
- [67] I. L. Semenov, A. G. Zagorodny et I. V. Krivtsun, *Phys. Plasmas* **20**, 013701 (2013).

- 
- [68] I. L. Semenov, S. A. Khrapak et H. M. Thomas, *Phys. Plasmas* **24**, 033710 (2017).
- [69] A. A. Mamun, *Astrophys. Space Sci.* **268**, 443 (1999).
- [70] A. A. Mamun et P. K. Shukla, *Phys. Scr.* **T98**, 107 (2002).
- [71] Y. Li, J. X. Ma et J. Li, *Phys. Plasmas* **11**, 1366 (2004).
- [72] A. A. Mamun et P. K. Shukla, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, A1 (2005).
- [73] J. A. S. Lima, R. Silva Jr et J. Santos, *Phys. Rev. E* **61**, 3260 (2000).
- [74] J. Du et *Phys. Lett. A* **329**, 262 (2004).
- [75] L. Liyan, J. Du, *Physica A* **387**, 4821 (2008).
- [76] M. Tribeche, L. Djebarni et R. Amour, *Phys. Plasmas* **17**, 042114(2010).
- [77] L. Ait Gougam et M. Tribeche, *Astrophys. Space Sci.* **331**, 181 (2011).
- [78] M. Tribeche, R. Amour et P.K. Shukla, *Phys. Rev. E* **85**, 037401 (2012).
- [79] M. Bacha, M. Tribeche et P.K. Shukla, *Phys. Rev. E* **85**, 056413 (2012).
- [80] M. Bacha et M. Tribeche, *Astrophys. Space Sci.* **337**, 253 (2012).
- [81] E. Saberian et A. Esfandyari-Kalejahi, *Phys. Rev. E* **87**, 053112 (2013).
- [82] S. Guo, L. Mei et Z. Zhang, *Phys. Plasmas* **22**, 052306 (2015).
- [83] M. Bacha, L. Gougam et M. Tribeche, *Physica A* **466**, 199 (2017).
- [84] J. X. Ma et M. Y. Yu, *Phys. Plasmas* **2**, 1343 (1995).
- [85] S. K. Baishya, G. C. Das, Joyanti Chutia, et J. Sarma. *Phys. Plasmas* **6**, 3678 (1999).
- [86] J.-Y. Liu, Z.-X. Wang, X. Wang, Q. Zhang, X. Zou, et Y. Zhang, *Phys. Plasmas* **10**, 3507 (2003).
- [87] B. P. Pandey et A. Dutta, *Pramana. J. Phys.* **65**, 117 (2005).
- [88] Y. Liu, S. Q. Liu et L. Zhou, *Phys. Plasmas* **20**, 043702 (2013).
- [89] M. Sharifian, H. R. Sharifinejad, M. Borhani Zarandi et A. R. Niknam, *J. Plasma Phys.* **80**, 607 (2014).

- 
- [90] N. Navab Safa, H. Ghomi et A. R. Niknam, *Phys. Plasmas* **21**, 082111 (2014).
- [91] M. M. Hatami, *Phys. Plasmas* **22**, 013508 (2015).
- [92] M. M. Hatami, *Phys. Plasmas* **22**, 023506 (2015).
- [93] I. Driouch et H. Chatei, *Eur. Phys. J. D* **71**, 9 (2017).
- [94] P. Bandyopadhyay, U. Konopka, S. A. Khrapak, G. E. Morfill et A. Sen, *New J. Phys.* **12**, 073002 (2010).
- [95] A. A. Mamun, K. S. Ashrfi et P. K. Shukla, *Phys. Rev. E* **82**, 026405 (2010).
- [96] K. S. Ashrafi, A. A. Mamun et P. K. Shukla, *J. Plasma Phys.* **80**, 1 (2014).
- [97] O. Bouzit et M. Tribeche, *Phys. Plasmas* **22**, 103703 (2015).
- [98] S. Mayout, K. Bentabet et M. Tribeche. *Contrib. Plasma Phys.* **56**, 99 (2016).
- [99] S. Mayout, K. Bentabet et M. Tribeche. *Phys. Plasmas* **22**, 093705 (2015).
- [100] **K. Bentabet, S. Mayout et M. Tribeche. *Physica A* **466**, 492 (2017).**
- [101] R. Silva Jr, R. Plastino et J. A. S. Lima, *Phys. Lett. A* **249**, 401 (1998).
- [102] M. Shahmansouri, H. Alinejad, *Phys. Plasmas* **22**, 043704 (2015).
- [103] H. Washimi et T. Taniuti, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 996 (1966).
- [104] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics* (Plenum, New York, 1974).
- [105] D. R. Nicholson, *Introduction to Plasma Theory* (Wiley, New York, 1983), p.3.
- [106] R. Z. Sagdeev, *in Reviews of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1966), Vol. 4, p. 23.
- [107] J. R. Asbridge, S. J. Bame, et I. B. Strong, *J. Geophys. Res.* **73**, 5777 (1968).
- [108] F. Verheest et S. R. Pillay, *Phys. Plasmas*, **15**, 013703 (2008).
- [109] R. Lundlin, A. Zakharov et R. Pellinen, *Nature London*, **341**, 609 (1989).
- [110] N. Divine et H. B. Garret, *J. Geophys. Res.* **88**, 6889 (1983).

- 
- [111] S. M. Krimigis, J. F. Carbary, E. P. Keath, T. P. Armstrong, L. J. Lanzerotti et G. Gloeckler, *J. Geophys. Res.* **88**, 8871 (1983).
- [112] A. A. Mamun, R. A. Cairns et P. K. Shukla, *Phys. Plasmas*, **3**, 2610 (1996).
- [113] C. A. Mendoza-Briceño, S. M. Russell et A. A. Mamun, *Planet. Space Sci.* **48**, 599 (2000).
- [114] S. K. Maharaj, S. R. Pillay, R. Bharuthram, S. V. Singh et G. S. Lakhina, *Phys. Scr.* **T113**, 135 (2004).
- [115] W. F. El-Taibany et R. Sabry, *Phys. Plasmas* **12**, 082302 (2005).
- [116] W. F. El-Taibany, M. Wadati et R. Sabry, *Phys. Plasmas* **14**, 032304 (2007).
- [117] A. Paul, G. Mandal, A. A. Mamun et M. R. Amin, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39**, 1254 (2011).
- [118] I. Tasnim, M. Masud, M. G. M. Anowar et A. A. Mamun, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43**, 2187 (2015).
- [119] **K. Bentabet et M. Tribeche, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45**, 736 (2017).**
- [120] M. Asaduzzaman et A. A. Mamun, *Phys. Rev. E* **86**, 016409 (2012).
- [121] M. Asaduzzaman, A. A. Mamun et K. S. Ashrafi, *Phys. Plasmas*, **18**, 113704 (2011).
- [122] H. H. Kuehl, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 233 (1978).
- [123] K. Ko et H. H. Kuehl, *Phys. Fluids* **23**, 31 (1980).
- [124] L. Tonks, *Phys. Rev.* **54**, 634 (1938).
- [125] C. Sack and H. Schamel, *Phys. Rep.* **156**, 311 (1987).
- [126] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya et L. P. Pitaevskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **49**, 647 (1965) [*Sov. Phys. JETP* **22**, 449 (1966)].
- [127] Ya. B. Zel'dovich et Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Phenomena* (Academic Press, New York, 1966).
- [128] K. E. Lonngren, *Planet. Space Sci.* **38**, 1457 (1990).

- 
- [129] H. Luo et M. Y. Yu, *Phys. Fluids B* **4**, 3066 (1992).
- [130] M. Y. Yu et H. Luo, *Phys. Lett. A* **161**, 506 (1992).
- [131] M. Y. Yu et R. Bharuthram, *J. Plasma Phys.* **52**, 345 (1994).
- [132] R. Bharuthram et N. N. Rao, *Planet. Space Sci.* **43**, 1079 (1995).
- [133] N. N. Rao et R. Bharuthram, *Planet. Space Sci.* **43**, 1087 (1995).
- [134] D. Anderson, M. Bonnedal et M. Lisak, *Phys. Scr.* **22**, 507 (1980).
- [135] S. R. Pillay, S. V. Singh, R. Bharuthram et M. Y. Yu, *J. Plasma Phys.* **58**, 467 (1997).
- [136] R. Bharuthram, N. N. Rao et S. R. Pillay, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29**, 164 (2001).
- [137] V. F. Kovalev et V. Yu. Bychenkov, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 185004 (2003).
- [138] Y. El-Zein, A. Amin, H. S. Kim, S. Yi et K. E. Lonngren, *Phys. Plasmas* **2**, 1073 (1995).
- [139] Y. El-Zein, S. Yi et K. E. Lonngren, *Planet. Space Sci.* **45**, 251 (1997).
- [140] L. G. Garcia, J. Goedert, H. Figua, E. Fijalkaw et M. R. Feix, *Phys. Plasmas* **4**, 4240 (1997).
- [141] P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 185002 (2003).
- [142] **K. Bentabet et M. Tribeche. *Phys. Plasmas* **24**, 013703 (2017).**
- [143] A. V. Gurevich et A. P. Meshcherkin, *Sov. Phys. JETP* **53**, 937 (1981).
- [144] M. Kretschmer, S. A. Khrapak, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas et G. E. Morfill, *Phys. Rev. E* **71**, 056401 (2005).
- [145] A. M. Lipaev, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. V. Ivlev, H. M. Thomas, A. G. Khrapak, V. N. Naumkin, A. I. Ivanov, S. E. Tretschew et G. I. Padalka, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 265006 (2007).
- [146] M. Wolter, A. Melzer, O. Arp, M. Klindworth et A. Piel, *Phys. Plasmas* **14**, 123707 (2007).
- [147] U. Konopka, D. Samsonov, A. V. Ivlev, J. Goree, V. Steinberg et G. E. Morfill, *Phys. Rev. E* **61**, 1890 (2000).

- 
- [148] P. K. Kaw, K. Nishikawa et N. Sato, *Phys. Plasmas* **9**, 387 (2002).
- [149] N. D'Angelo, *Phys. Plasmas* **5**, 3155 (1998).
- [150] A. Ivlev, D. Samsonov, J. Goree, G. Morfill et V. Fortov, *Phys. Plasmas* **6**, 741(1999).
- [151] S. A. Khrapak et V. V. Yaroshenko, *Phys. Plasmas* **10**, 4616 (2003).
- [152] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill et S. K. Zhdanov. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 225002 (2003).
- [153] M. D. Kilgore, J. E. Daugherty, R. K. Porteous et D. B. Graves, *J. Appl. Phys.* **73**, 7195 (1993).
- [154] H. -S. Hahn, E. A. Mason et F. J. Smith, *Phys. Fluids* **14**, 278 (1971).
- [155] A. Uglov et A. Gnedovets, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. *Plasma Proc.* **11**, 251 (1991).
- [156] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, S. K. Zhdanov et H. M. Thomas, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32**, 555 (2004).
- [157] A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, S. K. Zhdanov, G. E. Morfill et G. Joyce, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 205007 (2004).
- [158] A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov, S. A. Khrapak et G. E. Morfill, *Phys. Rev. E* **71**, 016405 (2005).
- [159] **K. Bentabet, Force agissant sur les grains de poussière dans un plasma complexe ( CNPA, USTHB, 2018).**