

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI
BOUMEDIENNE

FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN: PHYSIQUE

Spécialité: Physique Théorique de la Matière et des Hautes Energies

par: **ALI FEDILA DJILALI**

sujet

**Etude des ondes électrostatiques non linéaires
dans les milieux ionisés**

soutenu le 15/12/2008 devant le jury composé de:

M ^r : M. HACHEMANE	Professeur (U.S.T.H.B.)	Président
M ^r : M. DJEBLI	Maître de Conférences (U.S.T.H.B.)	Directeur de thèse
M ^{me} : K. KALACHE-BENDIB	Professeur (U.S.T.H.B.)	Examinatrice
M ^{me} : A. H. HAMICI	Maître de Conférences (U.S.T.H.B.)	Examinatrice
M ^r : M. NEMOUCHI	Maître de Conférences (U.S.T.H.B.)	Examineur

Table des matières

Introduction	5
1 Les milieux ionisés	7
1.1 Plasma d'ions-électrons	7
1.1.1 Longueur d'écran de Debye	7
1.1.2 Fréquence plasma	8
1.1.3 Paramètres de base	8
1.2 Plasmas poussiéreux	10
1.2.1 Caractéristiques des plasmas poussiéreux	10
1.2.2 Plasmas poussiéreux dans l'espace	14
1.2.3 Plasmas de laboratoire	16
1.3 Processus de charge	17
1.3.1 Collection de particules	17
1.3.2 Émission d'électrons	17
1.4 Les ondes	18
1.5 La théorie linéaire	20
1.6 Ondes linéaires dans un plasma d'ions-électrons non magnétisé	21
1.7 Ondes linéaires dans un plasma poussiéreux	22
1.7.1 Ondes électrostatiques de basses fréquences dans un plasma poussiéreux non magnétisé	22
1.7.2 Ondes électrostatiques de basses fréquences dans un plasma poussiéreux magnétisé	23
1.8 Les structures non-linéaires	26
1.9 Les structures solitaires	27
1.9.1 Solitons DIAS	28

1.9.2	Solitons DAS	29
1.9.3	Doubles couches	29
2	Les ondes électrostatiques non-linéaires dans un plasma poussiéreux	
	avec des grains de poussière positifs et deux espèces d'électrons	30
2.1	Les équations de base	30
2.2	Les résultats numériques	34
2.3	Conclusion	37
3	Les effets des électrons non-thermiques sur ondes électrostatiques non-	
	linéaire dans un plasma poussiéreux	39
3.1	Les équations de base	41
3.1.1	Distribution non-thermique	42
3.2	Les résultats numériques	46
3.3	Conclusion	61
4	L'effet de la fluctuation de la charge des grains de poussière sur les	
	ondes électrostatiques non linéaires dans un plasma poussiéreux	62
4.1	Equation d'évolution de la charge du grain de poussière	62
4.2	Les équations de base	64
4.3	Les résultats numériques	69
	Conclusion	73

Remerciements

J'aimrai en premier lieu adresser un remerciement particulier à mon directeur de thèse, Monsieur Mourad Djebli, pour la compréhension, la patience et l'ouverture d'esprit dont il a bien su faire preuve quant à mon projet de magistère et à moi-même. Sa très grande disponibilité et son sacrifice ont joué un rôle plus que déterminant dans l'accomplissement et la réussite du présent mémoire. Je le remercie également pour la gentillesse et la bonne humeur qu'il a toujours manifesté spontanément à mon égard, ainsi que pour l'intérêt général qu'il a bien voulu accorder à mes travaux, ce qui fut pour moi une source constante de motivation. Je le remercie encore pour son approche pédagogique et pour l'effort investi dans l'amélioration de mon manuscrit en corrigeant de nombreuses fautes d'orthographe.

Je remercie également les membres de mon jury pour l'intérêt qu'ils ont manifesté à ce travail: Le Professeur Mahmoud Hachemane qui m'a honoré en acceptant d'être président de jury. Je garde de bons souvenirs de l'excellent cours lors de la graduation et de la post-graduation. Je tiens aussi à remercier le Pr Madame Bendib Karima-Kalache ainsi que Madame Hamici Hiba Amel pour m'avoir honoré d'être membre de mon jury. Un remerciement particulier est adressé à Monsieur Messaoud Nemouchi dont je garde un bon souvenir de ses cours de DES.

J'adresse mes remerciements à tous mes collègues du laboratoire de physique théorique: M. Issaad, F. Ben. Chrait, H. Bachi, K.Aoutou, I. Younsi, S. Boukhalfa, R. Amour et L. Rouighia pour leur aide et patience. Mes remerciements vont également à mes enseignants: H. Marif, M. Tribeche, N. Beldjoudi et S. Dahamni et à tous les membres de l'équipe physique des plasmas.

Je ne pourrai oublier de remercier tous les membres de ma famille pour leur aides financières et morales qu'ils m'ont attribuées. Je remercie également ma chère mère et je dédie ce travail à la mémoire de mon cher père, sans oublier ma petite nièce Saliha et son

frère Hamdad ainsi que mon cousin Hocine

J'adresse mes remerciements à tous les amis de l'université de USTHB et de la cité universitaire (CUBI).

Enfin, à tous ceux que je n'ai pas pu citer et qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail, j'adresse mes plus vifs remerciements.

Introduction

De nos jours, les plasmas complexes ou poussiéreux jouent un rôle très important dans beaucoup de domaines de la physique, puisqu'ils sont présents dans différentes parties de notre système solaire, à savoir, le milieu interplanétaire, les nuages inter-stellaires, les queues des comètes, les anneaux planétaires, la magnétosphère et l'atmosphère de la terre [1, 2, 3]. Ils sont aussi présents dans les dispositifs de laboratoire et les procédés industriels [2]. Un plasma poussiéreux peut être défini comme étant un gaz de basse température, complètement ou partiellement ionisé, comprenant des électrons, des ions et une composante additionnelle; grains de poussière hautement chargés et extrêmement massifs. Des particules neutres peuvent aussi exister. Les grains de poussière sont massifs (masse de l'ordre 10^4 la masse du proton) et leur taille varie de quelques nanomètres jusqu'à l'ordre du micromètre [4]. D'autre part, les processus de charge présentent une grande variété de mécanismes [1, 5]. La présence de grains de poussière hautement chargés dans un plasma, modifie considérablement les propriétés des structures solitaires. De nouveaux modes et de nouvelles instabilités peuvent alors apparaître.

L'ionosphère constitue ces derniers temps un laboratoire naturel dans lequel le plasma peut être étudié sans présence de "murs". L'étude du plasma de l'ionosphère peut être faite directement ou à partir du sol. Elle s'étend d'une altitude de 70 km jusqu'à environ 500 km. Dans ce travail on s'intéresse à une altitude qui se trouve aux environs de 80 km, où la présence d'un plasma poussiéreux avec des grains de charge positive a été confirmée [6]. Notre étude porte sur la modélisation et la caractérisation des ondes non linéaires dans un plasma ionosphérique en présence d'un chauffage radio fréquence externe. Un tel plasma supporte deux populations électroniques de différentes températures. Nous nous sommes intéressés à l'étude des solitons et des doubles couches (double layers). Deux approches ont été utilisées, une se basant sur l'approche du pseudo-potentiel qui s'applique quelque soit le potentiel. La deuxième concerne le cas de faible amplitude où la

technique de perturbation est utilisée. Nous avons montré qu'un plasma poussiéreux avec deux populations électroniques supporte des structures non-linéaires de potentiel négatif. Des ondes raréfactives et compressives ont fait l'objet d'une étude paramétrique dont les paramètres sont la température et la densité. La présence des électrons chauds joue un rôle crucial pour l'existence des structures non-linéaires.

Dans le premier chapitre de cette thèse, nous définissons les concepts de base d'un plasma et introduisons les équations du modèle fluide standard que nous avons utilisées dans différentes parties de cette thèse. Nous décrirons par la suite les propriétés des plasmas poussiéreux et les phénomènes qui les caractérisent tels les processus de la variation de la charge du grain et l'apparition de nouveaux modes ou de modes modifiés.

Le deuxième chapitre de cette thèse est consacré à la généralisation du modèle bien connu des structures solitaires et des doubles couches (double layers) dans le cas d'un plasma poussiéreux à deux populations électroniques Boltzmaniennes de différentes températures. L'accent sera alors mis sur l'influence des rapports de température, l'apparition et les propriétés de structures solitaires.

L'objet du troisième chapitre consiste à étendre l'analyse du deuxième chapitre à des situations où l'une des distributions d'électrons est nonthermique.

Dans le quatrième chapitre, nous reconsidérons les ondes solitaires de petite amplitude dans le cas de fluctuation de charge, dans le but d'inclure la densité des électrons froids et le rapport de deux températures électroniques. Nous montrons alors que notre modèle de plasma supporte non seulement des structures solitaires raréfactives mais aussi des structures compressives. Nous terminons notre manuscrit par une conclusion générale.

Chapitre 1

Les milieux ionisés

1.1 Plasma d'ions-électrons

Le plasma en physique désigne un état de la matière constitué de particules chargées qui signifie en grec "matière formée ou moulée" [4]. Le plus souvent, on trouve dans un plasma des ions, des électrons et des particules neutres. Il a été introduit pour la première fois en 1928 par le physicien américain *Irving Langmuir* [7], pour désigner un état dilué de la matière analogue à un gaz. Définis de cette façon, les plasmas peuvent être interprétés comme le quatrième état de la matière, faisant suite dans l'échelle des températures aux trois autres états classiques (les solides, les liquides et les gaz). Aussi, on est amené à introduire le degré d'ionisation d'un gaz noté α . Ce dernier est défini comme le rapport des particules chargées sur le nombre total de particules du système. Par convention, on parle d'un plasma lorsque $\alpha \geq 10^{-3}$. Dans le cas contraire, pour des degrés d'ionisation plus petits, il est préférable de parler de gaz faiblement ionisé. Les interactions prédominantes ne se font plus entre particules chargées mais entre particules neutres. La force d'interaction dans le cas des particules chargées varie selon $1/r^2$, ce qui est considéré comme étant de longue portée. Cela signifie que chaque particule chargée a la possibilité d'interagir simultanément avec un grand nombre d'autres particules. Dans un plasma, les particules chargées se déplacent de façon aléatoire. Il en résulte qu'il existe une distance caractéristique λ_D , appelée longueur d'écran de Debye.

1.1.1 Longueur d'écran de Debye

Dans un plasma une particule chargée attire les particules de charge opposée et repousse celles de même charge. Il s'en suit que le champ coulombien d'un ion se trouve écranté par le nuage d'électrons qui l'entoure. Le même mécanisme est responsable de la quasi-neutralité observée pour tout volume de plasma d'une certaine sphère de rayon λ_D . La longueur de Debye représente en fait la longueur d'écran au-delà de laquelle les liaisons entre les particules chargées atténuent exponentiellement le potentiel de Coulomb [4].

$$\lambda_{Ds}^2 = \frac{k_B T_s}{4\pi n_{os} q_s^2} \quad (1.1)$$

n_{os} et q_s correspondent respectivement au nombre de particules par unité de volume et à la charge de l'espèce s .

1.1.2 Fréquence plasma

Dans un plasma, à cause de la différence de masse entre les ions et les électrons, on peut considérer en premier lieu les ions comme étant immobiles. On déplace une tranche d'électrons d'une distance x , on obtient une configuration de condensateur à deux plaques, chacune de ces plaques ayant une densité superficielle de charge $\sigma = \pm n_s q_s x$, donc un champ électrique $E_x = \sigma / \varepsilon_o$. L'équation de mouvement à une dimension est donnée par:

$$m_s \frac{d^2 x}{dt^2} = q_s E_{xs},$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{n_s q_s^2}{m_s \varepsilon_o} x = 0$$

Cette dernière représente un mouvement oscillatoire de fréquence

$$\omega_{ps} = \sqrt{\frac{4\pi n_{os} q_s^2}{m_s}}. \quad (1.2)$$

dite fréquence plasma de l'espèce de masse m_s et de charge q_s

1.1.3 Paramètres de base

Les paramètres les plus importants pour la caractérisation des plasmas sont:

★ *La température électronique:* dans le cas des plasmas hors équilibre c'est l'énergie élec-

tronique moyenne: T_e

★ *La distance inter-électron d_e :* $d_e = n_e^{-3}$.

★ *Le libre parcours moyen l_m :* C'est la distance pour laquelle une particule 1 (ion, électron, neutre, molécule) peut se déplacer dans le plasma sans subir de collision avec une autre particule 2, $l_m = \frac{1}{n_2 \sigma_{12}}$ où n_2 est la densité des particules 2 et σ_{12} est la section efficace de collision des particules 1 et 2.

Nous pouvons maintenant énoncer les conditions pour lesquelles un plasma se comporte thermodynamiquement comme un gaz parfait,

- 1) $L \gg \lambda_D$ (L représente une dimension caractéristique de l'espace occupé par le plasma),
- 2) $n_D \gg 1$ ($n_D = n_s \lambda_D^3$),
- 3) $\omega_{pe} \tau_c \gg 1$ (τ_c temps de collision des électrons avec les neutres).

1.2 Plasmas poussiéreux

Par définition, en plus des ions et des électrons un plasma poussiéreux contient une troisième espèce, qui sont les grains de poussière. La présence de cette espèce provoque de nouveaux comportements. Les grains de poussière chargés électriquement ($Q_d \sim -10^3 e$), ont un rapport *masse/charge* tout à fait différent de celui des électrons ou des ions. D'autres part, les processus de charge présentent une large variété de mécanismes. Comme exemple, la photo-ionisation confère au grains de poussière une charge positive, les électrons sont libérés de la surface des grains. Par contre l'émission des particules α par des grains de poussière produit des grains de charge négative. Dans les plasmas de laboratoire de basses températures, la charge des particules de poussière est en général négative car la collecte des électrons par la surface du grain est dominante par rapport à celle des ions (les électrons étant plus mobiles). Les électrons ont une masse beaucoup plus petite que celle des ions (le rapport de masse vaut 1836): ils possèdent moins d'inertie et sont donc plus mobiles que les ions. Cependant, les électrons animés de vitesses thermiques nettement plus grandes que celles des ions sont les premiers à être collectés par le grain. C'est pour cela d'ailleurs que, lors de l'étude des perturbations de basse fréquence, les électrons sont généralement considérés maxwelliens (eu égard à l'échelle caractéristique temporelle de la perturbation, les électrons ont largement le temps de retrouver leur équilibre thermodynamique). Un flux des ions et des électrons vers la surface du grains s'établit. L'équilibre est attendu lorsque les deux courants se compensent. Ceci nous amène à dire qu'un plasma poussiéreux ne peut exister sans l'apport d'une source extérieure. L'attachement permanent des ions et des électrons empêche leur quasi neutralité, cet effet doit être compensé par la source qui se présente généralement sous la forme d'injection de particules chargées [4].

1.2.1 Caractéristiques des plasmas poussiéreux

Les grains de poussière sont massifs (de l'ordre de 10^4 la masse du protons) et leurs tailles varient de quelques nanomètres jusqu'à l'ordre du millimètre. Cependant, le plasma poussiéreux a un certain nombre de longueurs caractéristiques. Ce sont le rayon de grain de poussière r_d ($r_d \sim \mu m$), l'interdistance entre grains a ($a \sim n^{-1/3}$), le rayon de Debye λ_D et la dimension du plasma poussiéreux L (dimension de la région de confinement). Les

interactions entre les grains de poussière dépendent de ces derniers paramètres. Dans un plasma poussiéreux typique, r_d est généralement très petit devant λ_D . Lorsque $r_d \ll \lambda_D \ll a$ on parle de "*plasmas poussiéreux*", le grain de poussière est dit isolé et son mouvement peut être décrit grâce aux équations de base de la dynamique d'une particule. Les effets collectifs entre grains chargés deviennent importants et significatifs lorsque $r_d \ll a \ll \lambda_D$, on parle alors de "*plasmas poussiéreuse*". Dans ce cas, les particules de poussière chargées peuvent être assimilées à des particules ponctuelles massives semblables à des ions à charge multiple dans un plasma à plusieurs espèces.

Pour prendre en considération les caractéristiques d'un plasma poussiéreux, nous devons examiner de nouveau certaines caractéristiques de base.

• Neutralité macroscopique

Ceci signifie qu'à l'équilibre, sans présence des forces externes, la charge électrique totale dans le plasma poussiéreux est nulle. Par conséquent, la condition de neutralité de charge s'écrit:

$$\sum_s q_s n_s = 0 \quad (1.3)$$

à l'équilibre

$$q_i n_{io} = e n_{eo} - q_d n_{do}. \quad (1.4)$$

Où n_{so} est la densité non perturbée de l'espèce s de plasma ($s = e$: électron, i : ion et d : dust), $q_i = z_i e$ est la charge d'ion et $q_d = z_d e$ ($-z_d e$) est la charge des grains de poussière positifs (négatifs). Cependant, dans beaucoup de situations de plasma de laboratoire ou de l'espace, la plupart des électrons sont collés à la surface du grain de poussière, nous pouvons alors avoir des grains chargés négativement ($z_{do} n_{do} \gg n_{eo}$). D'autre part, dans les plasmas poussiéreux thermiques ou irradiés par rayonnement ultra-violet (UV), les grains émettent des électrons, ils sont alors chargés positivement ($n_{eo} \approx z_{do} n_{do}$) [6].

• Longueur de Debye

On suppose que les électrons et les ions sont à l'équilibre thermodynamique, et leurs densités n_e et n_i , obéissent à la distribution de Boltzmann, à savoir :

$$n_e = n_{eo} \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \quad (1.5)$$

$$n_i = n_{io} \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_i}\right) \quad (1.6)$$

Où n_{eo} et n_{io} sont, respectivement, la densité non perturbée des électrons et des ions, $T_i(T_e)$ la température ionique (électronique) et k_B est la constante de Boltzmann.

L'équation de Poisson qui gouverne l'évolution du potentiel dans le plasma peut être écrite sous la forme:

$$\nabla^2 \phi = 4\pi(en_e - en_i - q_d n_d) \quad (1.7)$$

en d'autre terme $q_d n_d = q_d n_{do} = en_{eo} - en_{io}$, $e\phi/k_B T_e \ll 1$ si on prend $e\phi/k_B T_i \ll 1$, nous avons:

$$\nabla^2 \phi = \left(\frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2}\right)\phi \quad (1.8)$$

Où:

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2}; \quad \lambda_{De} = \left(\frac{k_B T_e}{4\pi n_{eo} e^2}\right)^{1/2}; \quad \lambda_{Di} = \left(\frac{k_B T_i}{4\pi n_{io} e^2}\right)^{1/2}.$$

sont les longueurs de Debye des électrons et des ions, respectivement.

Supposant $\phi = \phi_o \exp(-r/\lambda_D)$, nous obtenons le rayon de Debye de plasma poussiéreux

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De} \lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2}} \quad (1.9)$$

Si $\lambda_{De} \gg \lambda_{Di} \rightarrow \lambda_D \simeq \lambda_{Di}$, les grains sont chargés négativement

Si $\lambda_{De} \ll \lambda_{Di} \rightarrow \lambda_D \simeq \lambda_{De}$, les grains sont chargés positivement et la plupart des ions sont attachés à la surface du grain de poussière.

• Paramètre de couplage

Considérons deux grains de poussière ayant la même charge q_d , séparés l'un de l'autre par une distance a . L'énergie potentielle coulombienne est donnée par:

$$E_c = \frac{z_{do}^2 e^2}{a} \exp\left(-\frac{a}{\lambda_D}\right)$$

Le paramètre de couplage Γ_c est défini comme étant le rapport de l'énergie potentielle à l'énergie thermique des grains.

$$\Gamma_c = \frac{E_c}{k_B T_d} = \frac{z_{do}^2 e^2}{d k_B T_d} \exp\left(-\frac{a}{\lambda_D}\right) \quad (1.10)$$

- Si $\Gamma_c \ll 1$: le plasma poussiéreux est un système faiblement couplé.
- Si $\Gamma_c \gg 1$: le plasma poussiéreux est un système fortement couplé. Dans ce cas, de nouveaux phénomènes, comme la formation des cristaux de Coulomb, peuvent se produire (quand $\Gamma_c \geq 130$) [8].

• Fréquence caractéristique

Semblable au plasma d'électrons-ions, une propriété poussiéreuse importante de plasma poussiéreux est la stabilité de sa neutralité macroscopique de charge. Quand un plasma poussiéreux s'éloigne instantanément de son état d'équilibre, le champ interne résultant de charge provoque les mouvements collectifs de particules qui tendent à reconstituer la neutralité originelle de charge. Ces mouvements collectifs sont caractérisés par une fréquence naturelle des oscillations connues sous le nom de fréquence de plasma ω_p . Nous expliquons maintenant comment on peut définir la fréquence de plasma dans un plasma poussiéreux uniforme, froid et non magnétisé. Les oscillations électrostatiques des électrons, des ions ou des particules de poussière, qui sont dues au champ interne de charge de l'espace sont décrites par les équations fluides,

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s v_s) = 0 \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} + (v_s \cdot \nabla) v_s = -\frac{q_s}{m_s} \nabla \phi \quad (1.12)$$

et l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \phi = -4\pi \sum_s q_s n_s \longrightarrow [CGS] \quad (1.13)$$

On peut simplifier ces équations en utilisant la forme suivante $n_s(\vec{r}, t) = n_{s0} + n_{s1}(\vec{r}, t)$, où $n_{s1}(\vec{r}, t)$ est une petite perturbation; on peut alors linéariser les équations ci-dessus,

en considérant $v_s = v_{s1}$ et $\phi_s = \phi_{s1}$ comme des petites perturbations et tenant en compte la condition de neutralité du plasma non perturbé, l'équation de poisson devient

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \omega_{ps}\phi = 0 \quad (1.14)$$

On trouve une solution oscillatoire de fréquence caractéristique:

$$\omega_{ps} = \left(\frac{4\pi n_{so} q_s^2}{m_s} \right)^{1/2} \longrightarrow [CGS] \quad (1.15)$$

- Les électrons oscillent autour des ions avec une fréquence ω_{pe} .
- Les ions oscillent autour des grains de poussière chargés avec une fréquence ω_{pi} .
- Les particules de poussière oscillent autour de leurs positions d'équilibre avec une fréquence ω_{pd} .

Pour les plasmas poussiéreux on remarque que $\omega_{pd} \ll \omega_{pi} \ll \omega_{pe}$. Barkan et al ont observé expérimentalement les ondes acoustiques ioniques poussiéreuses dans une gamme de fréquences de $3 - 5 kHz$, celle-ci est supérieure à la fréquence des ondes acoustiques poussiéreuses trouvées par P. K. Shukla et qui est de l'ordre 15 Hz [6]-20 Hz [9]. Cette propriété est très importante pour étudier les phénomènes qui évoluent dans le temps en présence de grains de poussière. Le temps caractéristique des grains est très grand par rapport à celui des autres espèces du plasma. Ce qui permet de faire des approximations concernant les autres espèces (ions, électrons et neutres).

Les remarques concernant le temps caractéristique restent valables en présence du champ magnétique B_o .

La fréquence cyclotronique est donnée par

$$\Omega_{cd} = \frac{|q|B_o}{m_d} = Z \frac{m_i}{m_d} \Omega_{ci} \quad (1.16)$$

où $\Omega_{ci} = eB_o/m_i$ est la fréquence cyclotronique ionique et $\Omega_{ce} = eB_o/m_e$ est la fréquence cyclotronique électronique. On note aussi que $\Omega_{cd} \ll \Omega_{ci} \ll \Omega_{ce}$.

Les autres fréquences caractéristiques importantes sont les fréquences de collision électron-neutre ν_{en} , ion-neutre ν_{in} et poussière-neutre ν_{dn} , où

$$\nu_{sn} = n_n \sigma_s^n v_{Ts} \quad (1.17)$$

n_n : est la densité des neutres.

σ_s^n : est la section efficace de diffusion de l'espèce s .

$v_{Ts} = (k_B T_s / m_s)^{1/2}$: est la vitesse thermique d'espèce s .

1.2.2 Plasmas poussiéreux dans l'espace

Il y a un certain nombre de systèmes bien connus dans l'espace, tels que les nuages interstellaires, le système solaire, etc. L'existence de la poussière dans le nebula solaire a été longtemps préconisée par Hannes Alfvén [1]. Les origines des grains de poussière dans le système solaire sont des déchets dus à l'interaction des objets volants avec le milieu plasma. C'est le cas de la couche ionosphérique qui interagit avec les satellites lorsqu'ils entrent dans cette couche.

• L'espace interplanétaire

De nos jours, les mesures prouvent que le système solaire est plein de particules de poussière de diverses natures, tailles, et origines: micro-météorites, débris de l'espace, pollution synthétique, ejecta lunaire. La lumière zodiacale est expliquée par la dispersion, l'absorption et l'émission thermique de la lumière du soleil par des particules de poussière de taille $2-10 \times 10^{-6}m$ [2]. L'origine de ces particules est probablement l'affaiblissement par fragmentation des débris des comètes. Ils sont captés à une altitude située entre 18-20 km. Leur taille est de l'ordre de 5-20 mm [1, 3].

• La magnétosphère de la terre

La pollution synthétique est une autre source de la poussière dans la magnétosphère de la terre [2]. Les aérosols terrestres proviennent habituellement de l'échappement de fusée dans 90% des cas, ceux sont des sphéroïdes de l'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) dans la gamme de rayon de $0.1 - 10 \times 10^{-6}m$ et de densités de $10^{-15} - 10^{-11}m^{-3}$.

De la contamination industrielle, des particules pures de magnétite peuvent être aussi trouvées dans la magnétosphère avec un rayon $\sim 10 \times 10^{-6}m$ et une densité $\sim 10^{-10}m^{-3}$. Dans la magnétosphère de la terre, il y a également de la poussière extraterrestre actuelle sous forme de micro-météorites avec des rayons de $5 - 10 \times 10^{-6}m$ et une densité de $10^{-15} - 10^{-14}m^{-3}$.

• Comètes

Comme la comète s'approche du soleil, son noyau se chauffe, une longue queue des molécules évaporées et des petites particules sont alors formées [8]. Loin du soleil les particules qui composent la queue deviennent très froides et se solidifient. Ces dernières sont emportées par le vent solaire. L'analyse des données des sondes de Vega et de Giotto sur la comète de Halley et la comète Giacobini-Zinner trouvent un grand nombre de très petits grains avec une densité de $10^{-15} - 10^{-12} m^{-3}$ [2].

• Anneaux planétaires

Suite à la mission de Voyager à Jupiter et à Saturne, il a été conclu que les anneaux de ces planètes sont faits de plasmas poussiéreux de protons avec une taille de particules de poussière de l'ordre du micron au submicron [2, 8].

• L'atmosphère de la terre

Les particules de poussière sont présentes en atmosphère terrestre pendant le mésopause polaire d'été, à des altitudes entre 80 et 90 kilomètres. Le phénomène le plus significatif est la formation d'un type spécial de nuages, appelé les nuages noctiluques (nuit brillante). Les nuages noctiluques se composent de glace, de faisceaux lourds d'ions, de poussière de pollution (aérosols terrestres), de fusées et d'échappements de navettes spatiales (principalement sphéroïdes Al_2O_3 dans la taille de 0.1 à $10\mu m$) [8].

1.2.3 Plasmas de laboratoire

Une quantité substantielle (de l'ordre du kilogramme) de petites particules sont trouvées dans les secteurs inférieurs de la plupart des tokamaks et stellarators. La poussière peut être produite par divers mécanismes d'interaction plasma-surface pendant la fabrication du tube ou des électrodes ou des murs diélectriques, ou être formée chimiquement par la polymérisation ou à la décomposition. Le courant ascendant excite les composants du mur qui peuvent être une autre source de poussière dans de tels plasmas. Aux bords des plasmas de fusion, la croissance de petites particules des produits atomiques ou moléculaires peut apparaître. Un autre mécanisme possible est la coagulation des atomes en métal sur les murs de tokamak due aux températures extrêmement élevées.

Les investigations ont prouvé que le rayon de grains de la poussière dans les plasmas de laboratoire s'étend de $10^{-7}m$ à $10^{-3}m$). La plupart des particules tomberont au fond du laboratoire ou du dispositif de fusion, les plus légères peuvent être réinjectées dans le plasma par les forces magnétiques ou électriques [2].

Les rapports typiques de (r_d/λ_d) et (a/λ_d) pour différents plasmas poussiéreux sont donnés dans le tableau 1.1 [2].

Système	r_d/λ_d	a/λ_d
Nuages interstellaires	$\simeq 10^{-8}$	$\simeq 10^{-1}$
Ionosphere ($\sim 80km$)	$\simeq 10^{-6}$	$\simeq 10^{-2}$
Comètes	$\simeq 10^{-6}$	$\simeq 10^1 - 10^2$
Anneaux planétaires	$\simeq 10^{-6}$	$\simeq 10^{-3}$
Magnétosphère	$\simeq 10^{-4}$	$\simeq 10^1 - 10^2$
Plasmas de laboratoire	$\simeq 10^{-3} - 10^2$	$\simeq 10^2 - 10^4$

TAB. 1.1 – Les rapports typiques de (r_d/λ_d) et (a/λ_d) pour différents plasmas poussiéreux

1.3 Processus de charge

La charge d'un grain de poussière trouve son origine dans une variété de processus. Ces derniers, jouent un rôle très important dans la physique des plasmas. On peut avoir des grains avec des charges négatives ou positives. La charge du grain de poussière est une variable dynamique, cela dépend de sa taille et des conditions de production du plasma. Parmi ces processus, nous citons le bombardement de la surface du grain à l'aide des électrons et des ions du plasma de base, l'émission photo-électrique, l'émission thermoélectronique et l'émission électronique secondaire [1, 5]...etc.

1.3.1 Collection de particules

Dans ce cas les électrons sont les premiers qui atteignent la surface du grains (l'énergie thermique des électrons est supérieure à celle des ions). Le grain acquiert une charge négative à laquelle correspond un potentiel négatif à la surface. Pour une valeur critique du potentiel négatif, les électrons sont repoussés en faveur de l'attachement des ions positifs, cela engendre un décroissement du courant électronique et un accroissement du

courant ionique. Le phénomène inverse se produit lorsque le potentiel à la surface du grain devient positif [5]. Pour un grain de poussière de charge q_d , l'équation de charge est obtenue à partir du principe de la conservation de la charge globale [6],

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e + I_i \equiv I_d(q_d) \quad (1.18)$$

Les courants de charge électronique I_e et ionique I_i sont donnés respectivement par [1, 2, 6],

$$I_e = -4\pi r_d^2 n_e e \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{e}{k_B T_e}(\phi_f - \phi_i)\right] \quad (1.19)$$

$$I_i = 4\pi r_d^2 n_i e \left(\frac{k_B T_i}{2\pi m_i}\right)^{1/2} \left[1 - \frac{e}{k_B T_i}(\phi_f - \phi_i)\right] \quad (1.20)$$

$\phi_f - \phi_i$ est la différence entre le potentiel de la surface du grain et le potentiel du plasma. A l'équilibre les courants électronique et ionique sont égaux ($I_e + I_i = 0$), alors la surface du grain acquiert un potentiel d'équilibre dit potentiel flottant ϕ_{fo} et une charge d'équilibre $Q_{do} = C\phi_{fo}$ où $C = 4\pi\epsilon_o r_d$ représente la capacité du grain de poussière supposé sphérique.

1.3.2 Émission d'électrons

Des électrons peuvent être émis des grains de poussière, ceci est dû l'impact d'électron, à l'exposition UV et à l'émission thermoïonique. Pour les plasmas poussiéreux de laboratoire, les deux premiers processus sont les plus importants.

• Photoémission

L'absorption du rayonnement UV libère des photoélectrons et génère un courant de charge positif, qui rend les particules positivement chargées. L'émission d'électrons dépend des propriétés matérielles et du potentiel extérieur des particules. Selon ce processus, le grain acquiert une charge positive où la charge maximale serait donnée par [1]

$$q_d = (h\nu - W_f) \frac{r_d}{e}$$

h est le constante de Plank, ν est la fréquence de rayonnement et W_f est la fonction de travail photoélectrique de grain de poussière. Le courant photo-électrique pour un flux

de photons unidirectionnel est donné par [Rosenberg et autres 1996] [1]

$$I_{ph} = \pi r_d^2 e j_p Q_{ab} Y_p \exp\left(-\frac{e\phi_{ph}}{k_B T_p}\right) \quad (1.21)$$

où $\phi_{ph} = \phi_g - \phi_p$ est la différence potentielle entre le potentiel de grain ϕ_g et le potentiel de plasma ϕ_p . Pour un potentiel de grain de poussière négatif ($\phi_g < 0$)

$$I_{ph} = \pi r_d^2 e j_p Q_{ab} Y_p \quad (1.22)$$

Où j_p est le flux UV, Q_{ab} est l'efficacité de l'absorption des photons, Y_p est le rendement photo-électrique et T_p est leur température moyenne. Le facteur exponentiel, tient compte du fait que les photoélectrons ont une énergie suffisante pour surmonter la barrière de potentiel des grains positifs dont le potentiel est ϕ_d [6].

$$I_{pe} = -(8\pi)^{1/2} e n_{eo} v_{the} r_d^2 \left(1 + \frac{e\phi_{pe}}{T_e}\right) \quad (1.23)$$

ϕ_p est le potentiel de la sonde

1.4 Les ondes

Les ondes jouent un rôle très important dans beaucoup de domaines de la physique puisqu'elles permettent le transport de l'énergie sans transport de matière.

Les ondes jouent un rôle important dans la physique, où le plasma est le milieu dans lequel elles se propagent. Le soleil est généralement, la source d'énergie dans la magnétosphère de la terre. Les ondes sont aussi importantes pour le transport de l'énergie entre les différentes particules dans un plasma, il est aussi possible de faire le diagnostique d'un plasma en examinant ses émissions d'onde. Le nombre de densité par exemple peut être trouvé en examinant le spectre d'onde. La magnétosphère de la terre est pleine de multitudes d'ondes avec des fréquences différentes. Dans ce qui suit, nous utilisons différents modèles pour décrire les différents types d'ondes.

• Le modèle fluide:

La première de ces équations fluides est l'équation de continuité, elle découle du prin-

cipe de conservation de la matière.

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \vec{u}_s) = 0. \quad (1.24)$$

Où n_s est la densité et u_s est la vitesse fluide des particules de l'espèce s ($s = e, i, d$). Cette équation indique que le changement du nombre de particules à l'intérieur d'un volume donné est égal au nombre de particules passant par la surface de ce volume. Il y a également une équation de mouvement pour chaque espèce de particules qui décrit le mouvement fluide de particules d'espèce s sous l'influence des forces électromagnétiques et de pressions.

$$m_s \left(\frac{\partial \vec{u}_s}{\partial t} + (\vec{u}_s \cdot \nabla) \vec{u}_s \right) = q_s \left(\vec{E} + \vec{u}_s \times \vec{B} \right) - \nabla \cdot \overline{\overline{P}}_s. \quad (1.25)$$

où $\overline{\overline{P}}_s$ est le tenseur de pression. Si la pression est isotrope, nous pouvons remplacer $\nabla \cdot \overline{\overline{P}}_s$ par ∇P_s . En plus, nous avons besoin d'une équation d'état décrivant la variation de la pression avec le temps. Dans un plasma froid le terme de pression est négligé afin de simplifier les calculs.

En présence de forces électromagnétiques, nous devons introduire les équations de Maxwell,

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_o}. \quad (1.26)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (1.27)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.28)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_o \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (1.29)$$

où $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique, ρ est la densité totale de charge et $\vec{J}$ la densité totale de courant. Ces deux quantités sont

données par:

$$\rho = \sum_s q_s n_s \quad (1.30)$$

$$\vec{J} = \sum_s q_s n_s \vec{u}_s. \quad (1.31)$$

Parfois, la dynamique individuelle des particules doit être prise en considération, donc on fait appel au modèle cinétique.

• **Le modèle cinétique:**

Dans la théorie cinétique, le plasma est décrit en termes de fonctions de distribution pour chaque type de particule. La fonction de distribution $f_s(\vec{x}, \vec{v}, t)$ décrit la densité de particules dans l'espace de phase. Le nombre de densité est calculé à partir de $f_s(\vec{x}, \vec{v}, t)$ par l'intégration sur toutes les vitesses.

$$n_s(\vec{x}, t) = \int f_s(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3v. \quad (1.32)$$

D'autres quantités macroscopiques telles que la vitesse fluide et la pression peuvent également être déterminées en utilisant différentes intégrales de la fonction de distribution. Quand le plasma est à l'équilibre thermique, la fonction de distribution est Maxwellienne et est donnée par:

$$f_M(\vec{v}) = \frac{n_o}{(v_{th}\sqrt{\pi})^3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th}^2}\right). \quad (1.33)$$

où v_{th} est la vitesse thermique. Dans le chapitre 3 nous utilisons un autre type de fonction de distribution, la distribution "kappa".

1.5 La théorie linéaire

La description des ondes se fait par la détermination de sa relation de dispersion, qui est une relation entre la fréquence angulaire ω et le vecteur d'onde k . Généralement, la relation de dispersion est déduite à partir des équations de Maxwell et des équations fluides telles que l'équation de continuité et de mouvement. Le procédé standard doit

supposer qu'un paramètre de plasma $X(\vec{r}, t)$ peut être écrit comme suit :

$$X(\vec{r}, t) = X_o + X_1(\vec{r}, t). \quad (1.34)$$

où $X_1(\vec{r}, t)$ est une petite perturbation.

Pour relier la fréquence angulaire ω au vecteur d'onde k , nous exprimons notre système comme une somme de composantes de séries de Fourier. Habituellement dans un plasma homogène on suppose que les perturbations sont des ondes planes qui ont la forme harmonique suivante :

$$X_1(\vec{r}, t) = Re X_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}. \quad (1.35)$$

Ceci permet de substituer la dérivé $\frac{\partial}{\partial t}$ par rapport au temps par $i\omega$ et le gradient ∇ par $i\vec{k}$ dans notre système d'équations. Nous nous intéressons uniquement à des perturbations linéaires, c'est-à-dire que l'on néglige toutes les limites où les quantités perturbées sont du deuxième ordre ou plus.

1.6 Ondes linéaires dans un plasma d'ions-électrons non magnétisé

En l'absence du champ magnétique, il n'y a aucune direction privilégiée, et les modes sont classés selon leur fréquence caractéristique.

- **Onde électronique** ($\omega \geq \omega_{pe}$)

Une onde longitudinale ($\vec{k}$ parallèle à $\vec{E}$) purement électrostatique de haute fréquence est appelée **onde de Langmuir**, pour laquelle les ions sont pratiquement immobiles. La relation de dispersion de cette onde est [4]

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3v_{the}^2 k^2 \quad (1.36)$$

- **Onde ionique acoustique** ($\omega \geq \omega_{pi}$)

En plus des oscillations à haute fréquence d'électrons, un plasma supporte également des oscillations d'ions, à une fréquence beaucoup plus basse. Ces oscillations, comportent

généralement des mouvements longitudinaux des électrons et des ions [4].

$$\omega^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + (k\lambda_{De})^2} + 3v_{thi}^2 k^2 \quad (1.37)$$

- **Onde électromagnétiques** ($\omega \geq \omega_{pe} \geq \omega_{pi}$)

Les seules autres ondes qui existent dans un plasma non magnétisé sont des ondes électromagnétiques. Ces ondes sont transversales ($\vec{k}$ est perpendiculaire à $\vec{E}$) et ont pour fréquences

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2. \quad (1.38)$$

1.7 Ondes linéaires dans un plasma poussiéreux

L'addition des grains de poussière chargés dans un plasma ion-électron peut modifier les propriétés de propagation d'onde. De nouveaux modes d'onde associés à la dynamique des grains de poussière se produisent dans un plasma poussiéreux. Nous pouvons utiliser les formules du modèle fluide et les équations de Maxwell pour décrire les différents modes supportés par un plasma poussiéreux.

1.7.1 Ondes électrostatiques de basses fréquences dans un plasma poussiéreux non magnétisé

On considère un plasma poussiéreux ayant des grains de poussière négativement chargés en absence de champ magnétique externe. Nous discutons ici, la physique des modes acoustiques qui ont été prévus théoriquement et observés expérimentalement.

- **Modes acoustiques**

Il existe deux types de modes acoustiques dans un plasma poussiéreux uniforme non magnétisé et non collisionnel avec un faible accouplement Coulombien entre les grains de poussière chargés [1]. Ce sont les ondes: acoustique poussiéreuse (DA) et onde ionique acoustique poussiéreuse (DIA).

a. Onde acoustique poussiéreuse(DA)

C'est une onde semblable à l'onde acoustique ionique d'un plasma d'ion-électron [4], mais ici l'inertie des électrons et des ions peuvent être négligée et le grain de poussière fournit l'inertie du mode. Ce mode a été prévu théoriquement par Rao et autres (1990) [4] avec une vitesse de phase beaucoup plus petite que la vitesse thermique des électrons et des ions $kv_{thd} \ll \omega \ll kv_{thi,e}$, la relation de dispersion correspondante est:

$$\omega^2 = 3k^2v_{thd}^2 + \frac{k^2C_D^2}{1 + k^2\lambda_D^2} = 3k^2v_{thd}^2 + \frac{k^2\omega_{pd}^2\lambda_D^2}{1 + k^2\lambda_D^2} \quad (1.39)$$

Pour $\omega \gg kv_{thd}$, nous obtenons alors la fréquence de l'onde DA sous la forme;

$$\omega = \frac{k\omega_{pd}\lambda_D}{\sqrt{1 + k^2\lambda_D^2}} \quad (1.40)$$

pour $k^2\lambda_D^2 \ll 1$ on obtient $\omega = kC_D$ où $C_D = v_{ph} = \omega/k$ est la vitesse de phase de l'onde acoustique poussiéreuse. Les ondes DA ont été observées dans plusieurs expériences de laboratoire par Barkan et autres avec un fréquence $\sim 15\text{Hz}$ [10], et par Pieper et Goree (1996) [4] avec un fréquence de 10-20Hz.

b. Onde acoustique ionique poussiéreuse(DIA)

C'est l'onde acoustique ionique habituelle avec des modifications dues à la présence de grains de poussière négativement chargés. Nous considérons les ondes DIA qui se produisent dans le domaine de fréquence $kv_{thd}, kv_{thi}, \omega_{pd} \ll \omega \ll kv_{the}, \omega_{pi}$. A ces échelles de fréquences, les électrons suivent la distribution de Boltzmann, alors que les grains et les ions sont inertiels (immobiles). La relation de dispersion des ondes DIA est donnée par:

$$\omega^2 = \frac{k^2\lambda_{De}^2\omega_{pi}^2}{1 + k^2\lambda_{De}^2} \quad (1.41)$$

pour $k^2\lambda_{De}^2 \ll 1$ on obtient $\omega = kC_s$, où $C_s = \omega/k$ est la vitesse de phase acoustique ionique. Ce mode a été observé expérimentalement dans une gamme de fréquence de $3 - 5\text{Hz}$ (selon la valeur de $Z_d n_{do}/n_{io}$) [6], dans des expériences de laboratoire (Barkan et autres 1996, Nakamura et autres 1999) [1].

1.7.2 Ondes électrostatiques de basses fréquences dans un plasma poussiéreux magnétisé

Nous considérons un plasma poussiéreux uniforme immergé dans un champ magnétique uniforme, $\vec{B}_o$, orienté suivant l'axe z d'un système de coordonnées cartésiennes. Chaque espèce $s(e, i, d)$ a une masse m_s , une charge q_s , une densité n_s , une température T_s , une vitesse thermique $v_{ths} = (k_B T_s / m_s)^{1/2}$, une gyrofréquence $\Omega_s = q_s |B_o| / m_s$ et un girorayon $\rho_s = v_{ths} / \Omega_s$. On suppose que tous les grains de poussière ont la même masse et la même charge (négative). Dans le modèle fluide, les trois composantes du plasma sont décrites par leurs équations de continuité et de mouvement, on utilise aussi la condition de quasi neutralité de la charge électrique dans un plasma poussiéreux $n_i = n_e + z_d n_d$ ainsi que les équations de Maxwell. Pour les ondes de basse fréquence, l'inertie de l'électron peut être négligée, et son mouvement est parfaitement pris le long des champ magnétique $\vec{v}_e \times \vec{B}_o = \vec{0}$. Afin de déterminer la relation de dispersion on utilise la théorie linéaire avec un champ électrique à l'équilibre nul $E_o = -(\nabla \varphi)_o = 0$ et des densités à l'équilibre n_{io} , $n_{do} = \varepsilon n_{io}$ et $n_{eo} = (1 - \varepsilon z_d) n_{io}$ où $\varepsilon = n_{do} / n_{io}$. En supposant que les quantités perturbées varient en $\exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$ où $k = (k_x, 0, k_z)$, on trouve la relation de dispersion des ondes linéaires de basses fréquences [9].

$$\frac{G}{\xi_i^2 - G} + \varepsilon z_d^2 \mu_{i/d} \frac{H}{\xi_i^2 - \tau_{d/i} \mu_{i/d} H} - \tau_{i/e} (1 - \varepsilon z_d) = 0 \quad (1.42)$$

où

$$G = \left(\frac{\xi_i^2}{\xi_i^2 - 1} \right) k_x^2 \rho_i^2 + k_z^2 \rho_i^2$$

et

$$H = \left(\frac{\xi_i^2}{\xi_i^2 - (\xi_i / \xi_d)^2} \right) k_x^2 \rho_i^2 + k_z^2 \rho_i^2,$$

$\xi_i = \omega / \Omega_i$, $\xi_d = \omega / \Omega_d$, $\mu_{i/d} = m_i / m_d$, $\tau_{d/i} = T_d / T_i$ et $\tau_{i/e} = T_i / T_e$. Dans un plasma d'ion-électron $\varepsilon = 0$, la relation de dispersion (1.42) admet les deux racines habituelles qui correspondent à l'onde acoustique ionique et l'onde électrostatique cyclotronique ionique. Pour $\varepsilon \neq 0$, la relation de dispersion (1.42) a quatre solutions positives de ω / Ω_i correspondantes à: un mode électrostatique cyclotronique ionique(EIC), un mode acoustique ionique(IA), un mode acoustique de poussière (DA) et un mode électrostatique cyclotronique ionique de poussière(EDC)

• **Modes acoustiques** ($k_x = 0$)

On obtient d'abord les relations de dispersion pour les modes acoustiques qui correspondent à une propagation parallèle au champ $\vec{B}_o$, valables dans les limites de longueur d'onde $k\lambda_{De}$, $k\lambda_{Dd} \ll 1$.

a. Onde acoustique ionique poussiéreuse(DIA) ($\omega \gg k_z v_{thd}$)

Pour ce mode, on peut considérer les grains de poussière stationnaires $m_d \rightarrow \infty$ (c.-à-d., $\mu_{i/d} \sim 0$); la relation de dispersion (1.42) devient alors,

$$\frac{\omega}{k_z} = \left[\frac{k_B T_i}{m_i} + \frac{k_B T_e}{m_i(1 - \varepsilon z_d)} \right]^{1/2} = c_{s,d}$$

où $c_{s,d}$ est la vitesse acoustique ionique poussiéreuse modifiée qui augmente avec ε .

b. Onde acoustique poussiéreuse(DA) ($\omega \gg k_z v_{thi}$)

C'est un mode acoustique de très basse fréquence dans lequel les grains de poussière participent directement à la dynamique de l'onde [9]. Pour ce mode les inerties des électrons et des ions peuvent être négligées et les grains de poussière fournissent l'inertie de mode. La force de rappel est fournie par les pressions des électrons et des ions. Pour s'en rendre compte, on linéarise l'équation de mouvement des grains de poussière avec $T_d = 0$. La relation de dispersion est

$$\frac{\omega}{k_z} = \left[\frac{k_B T_d}{m_d} + \varepsilon z_d^2 \frac{k_B T_i}{m_d} \frac{1}{1 + (T_i/T_e)(1 - \varepsilon z_d)} \right]^{1/2} = C_{DA}$$

où C_{DA} est la vitesse acoustique poussiéreuse.

• **Modes cyclotroniques** ($k_z \ll k_x$)

Ce sont des modes qui se propagent presque perpendiculairement au champ magnétique $\vec{B}_o$, mais avec une valeur finie de k_z , de sorte que la condition d'avoir des électrons en équilibre thermodynamique le long de champ B_o reste valable.

a. Mode électrostatique cyclotronique ionique poussiéreux-EDIC ($\omega \sim \Omega_i$)

C'est le mode électrostatique cyclotronique ionique habituel (EIC) modifié par la présence des grains de poussière. Pour $\omega \sim \Omega_i$, les grains de poussière peuvent être considérés comme immobiles et la relation de dispersion se réduit à

$$\omega^2 = \Omega_i^2 + k_x^2 \left[\frac{k_B T_i}{m_i} + \frac{k_B T_e}{m_i(1 - \varepsilon z_d)} \right]$$

Cette dernière équation montre que la fréquence augmente avec ε .

b. Mode électrostatique cyclotronique poussiéreux-EDC ($\omega \ll \Omega_i$)

Pour ce mode, la dynamique des grains de poussière doit être prise en considération, tandis que les ions peuvent être considérés en équilibre de Boltzmann le long du champ magnétique $\vec{B}_o$ avec une réponse très petite, mais finie de E_z . La relation de dispersion s'écrit comme suit:

$$\omega^2 = \Omega_d^2 + k_x^2 \left[\frac{k_B T_d}{m_d} + \varepsilon z_d^2 \frac{k_B T_i}{m_d} \frac{1}{1 + (T_i/T_e)(1 - \varepsilon z_d)} \right]$$

Il existe d'autres modes électrostatiques de hautes fréquences supportés par un plasma poussiéreux, semblables à ceux des plasmas conventionnels [11]. Ce sont, les ondes de Langmuir ($\omega^2 = \omega_{Lm}^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 v_{the}^2$) qui se propagent parallèlement au champ magnétique B_o , alors que les ondes hybrides supérieures (upper hybrid) ($\omega^2 = \omega_{UH}^2 = \omega_{pe}^2 + \Omega_e^2 + k^2 v_{the}^2$) se propagent perpendiculairement au champ magnétique B_o . En présence des grains de poussière, les fréquences des deux modes sont réduites par un facteur de $(1 - \varepsilon z_d)^{1/2}$.

1.8 Les structures non-linéaires

Dans la physique linéaire, tous les formalismes reposent sur une linéarité associée au principe de superposition, basé fondamentalement sur les dispositifs mathématiques linéaires comme la transformée de Fourier, la théorie de la réponse linéaire, les approches perturbatives [4]. En supposant une solution harmonique d'onde proportionnelle à $\exp i(-\omega t + \vec{k} \cdot \vec{r})$, les équations linéaires donnent seulement les solutions stables mais dans certaines conditions quelques solutions se développent avec le temps. Ceci signifie que les ondes de petite-amplitude sont conduites par les mécanismes linéaires et non-

linéaires. Quand les amplitudes des ondes sont suffisamment grandes, les non-linéarités ne peuvent plus être ignorées.

Jusqu'à présent, on'a considéré que des ondes plasmas linéaires de petite amplitude. Ces amplitudes sont limitées par une amplitude maximale appelée la limite de déferlement (steepening), à partir de cette limite l'onde se déforme ou se cisaille. En réalité, pour des amplitudes élevées les ondes peuvent dépasser cette limite. Le déferlement a lieu lorsque les particules chargées qui participent à l'onde plasma sont piégées dans le potentiel de l'onde elle-même puis accélérées par la force non-linéaire de Lorentz. Ceci provoque la perte de structure des particules qui forment l'onde, donc l'amortissement de l'amplitude de celle-ci. Les processus non-linéaires peuvent saturer et atteindre ces grandes amplitudes et localiser les ondes [1]. Physiquement, ceci apparaît parce que le couplage non-linéaire des modes stables et linéaires produit de nouveaux modes qui sont des modes normaux du système, et il peut se produire des amplitudes de résonance croissantes [12]. Faisons une analogie hydrodynamique bien utile pour décrire ce processus: lorsqu'une vague se rapproche des côtes, la profondeur d'eau devient du même ordre ou plus faible que la longueur d'onde des vagues, son profil se rétrécit, elle se creuse, jusqu'au moment où l'écume se forme à sa crête et qu'elle se brise. L'écume blanche qui avance rapidement à la surface de l'eau correspond aux molécules d'eau qui participaient initialement au mouvement collectif de l'onde et qui ont été piégées dans la structure. L'amplitude de la vague décroît rapidement dès cet instant. On peut dans un premier temps négliger les effets dispersifs, ce qui mène à une théorie non linéaire simplifiée appelée "théorie en eaux peu profondes" [13].

Les non-linéarités dans les plasmas contribuent à la localisation des ondes, conduisant à différents types des structures tels que les structures solitaires, les ondes de chocs, les vortex, etc. qui sont important d'un point de vue théorique et expérimental [1].

1.9 Les structures solitaires

En raison de l'équilibre entre les effets non-linéaires et la dispersion et si l'effet de la dissipation est négligeable par rapport à la non-linéarité et à la dispersion on rencontre des structures solitaires qui sont des bosses ou des ondes non-linéaires formées par immersion de profil permanent. Les ondes solitaires de petite amplitude finie (connues sous le nom de

solitons de KdV) sont régies par une équation de type de Korteweg-De Vries (KdV) [1]. Historiquement, en 1834 l'ingénieur hydrodynamicien John Scott Russell observe dans un canal la propagation sans déformation d'une onde avec une vitesse dépendante de son amplitude. Mais en 1895 les Neerlandais Diederik Johannes Korteweg et Gustav de Vries expliquent l'existence de cette onde solitaire par la théorie, qui fait appel à une équation interprétant la non linéarité et le phénomène de dispersion [14].

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = 0$$

où U est une amplitude, τ et ξ sont respectivement des variables de temps et d'espace. Les deux premiers termes sont identifiés comme la dérivée convective du type $\frac{\partial}{\partial t} + U \cdot \nabla$, qui contient un terme non linéaire qui mène à la déformation d'onde. Le troisième terme résulte de la dispersion de l'onde. Le soliton est une onde solitaire c'est-à-dire localisée spatialement, dont les propriétés de stabilité sont singulières, il correspond aussi à un maximum localisé dans la densité d'énergie du système, qui se propage en conservant sa forme et sa vitesse, comme le ferait une particule. Cependant, quand l'effet dissipatif est comparable ou plus dominant que l'effet dispersif, on rencontre des ondes de chocs qui sont décrites par une équation de type de KdV-Burgers [1]. D'autre part, quand la dérivée convective est sous forme de produit de vecteurs (pour un cas bidimensionnel), on peut obtenir des ondes fortement non-linéaires sous forme de vortex qui sont régies par l'équation de Navier-Stokes (NS) (Hasegawa 1985) ou l'équation de Charney-Hasegawa-Mima (Charney 1947, Hasegawa et Mima 1978) [1]. L'étude des ondes solitaires de petite amplitude est basée sur la dérivation d'équations de KdV, la méthode réductrice de perturbation (Washimi et Taniuti 1966) et avec les coordonnées étirées $\xi = \epsilon^{1/2}(\tau - v_o t)$ et $\tau = \epsilon^{3/2}t$, ϵ est un paramètre de petite dimension mesurant la faiblesse de l'amplitude ou la dispersion et v_o est la vitesse du soliton normalisée par rapport à C_d .

L'étude des ondes solitaires d'amplitude arbitraire est basée sur l'approche du potentiel de Sagdeev (Sagdeev 1966)[15], toutes les variables dépendent seulement d'un seul paramètre $\xi = x - Mt$, ξ est normalisé par λ_D et M est le nombre de Mach (la vitesse de phase d'onde solitaire sur la vitesse de phase d'onde) [1, 12, 16].

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{d\xi} \right)^2 + V(\phi) = 0. \quad (1.43)$$

L'équation (1.43) a la forme d'une équation d'énergie pour une pseudo-particule dans un puits de potentiel. Le premier terme représente l'énergie cinétique et le deuxième l'énergie potentielle. La solution de cette équation a été faite clairement par Sagdeev, qui a fait une analogie avec un oscillateur dans un puits de potentiel, ϕ a le rôle de la coordonnée de l'espace x et ξ remplace le temps t . La particule oscille entre deux valeurs du potentiel ϕ_{min} et ϕ_{max} .

Dans un plasma poussiéreux, nous pouvons avoir différents types d'ondes solitaires [17].

1.9.1 Solitons DIAS

Ce sont des ondes acoustiques ioniques poussiéreuses solitaires associées aux ondes DIA. La dynamique non-linéaire de l'onde DIAS, dont la vitesse de phase est beaucoup plus petite (plus grande) que la vitesse thermique d'électron(ion) ($V_{Ti} \ll V_p \ll V_{Te}$). Mamun et Sayed ont analysé l'existence et les effets de la géométrie non-planaire, les fluctuations de charge et la température fluide d'ions dans un plasma non magnétisé sur les ondes DIAS [18]. Les ondes DIAS ont été étudiées théoriquement par Bharuthram et Shukla en tant qu'ondes ioniques acoustiques dans un plasma d'électron-ion [1].

1.9.2 Solitons DAS

Ce sont des ondes acoustiques poussiéreuses solitaires liées aux ondes acoustiques poussiéreuses DA. Mamun et Sayed ont analysé l'existence et les effets de la géométrie non-planaire, les ions piégés, les ions nonthermiques et la température fluide de grain de poussière dans un plasma non magnétisé sur les ondes DAS [18]. Les ondes DAS d'amplitude arbitraire sont étudiées par l'approche pseudo potentielle dans un plasma poussiéreux non magnétisé avec des grains fluides et des électrons et des ions Boltzmaniens [19].

1.9.3 Doubles couches

Une double couche (Double Layer) est définie comme une transition monotonique du potentiel électrique reliant sans à-coups deux plasmas de polarisations différentes. Ceci est réalisé par une distribution bipolaire de charge. Selon l'équation de Poisson, une couche positivement chargée provoque une région de courbure négative du potentiel et vice versa

[1]. Donc une double couche est définie comme étant composé de deux charges égales mais opposées, posées essentiellement en parallèle [20]. Une DL est une région locale dans un plasma qui peut soutenir une différence de potentiel. Elle se compose de deux couches adjacentes, une avec un excès de charges positives et une autre avec un excès de charges négatives. La structure DL a un intérêt pour l'astrophysique en tant qu'un moyen direct pour accélérer les particules [21, 22].

Chapitre 2

Les ondes électrostatiques non-linéaires dans un plasma poussiéreux avec des grains de poussière positifs et deux espèces d'électrons

Beaucoup d'études théoriques ont été faites sur les structures solitaires et les double layers [23]. Les double layers acoustiques ioniques de grande amplitude dans un plasma non magnétisé composé de deux groupes d'électrons Maxwelliens de températures différentes ont aussi fait l'objet d'analyse paramétrique élargie [24].

Dans ce travail nous montrons que les plasmas poussiéreux, avec des grains de poussière positifs et de deux groupes d'électrons de différentes températures supportent l'existence de solitons et de double couche (DL) [25].

Nous considérons un plasma non magnétisé et non collisionnel constitué de grains de poussière chargés positivement $q = z_d e$, ($z_d > 0$) de température T_d et de deux groupes distincts d'électrons, un groupe chaud de température T_h et l'autre froid de température T_c . Les deux populations d'électrons "chauds" et d'électrons "froids", sont observées dans les frontières de la magnétosphère de la terre [26]. Les électrons chauds peuvent être aussi injectés à partir d'une source. Cependant chaque espèce d'électrons possède sa propre température et densité [27].

2.1 Les équations de base

Les densités des deux espèces d'électrons sont données par la distribution de Boltzmann. Pour exprimer les températures dans les plasmas, on utilise souvent l'électron-volt au lieu du degré K. Par définition, la valeur de T en eV est en fait la valeur numérique de $k_B T$ mesurée avec cette unité. La règle de conversion est alors:

$$1eV = 1.16 \times 10^4 k$$

$$n_{eh} = n_{oh} \exp\left(\frac{e\phi}{T_h}\right). \quad (2.1)$$

$$n_{ec} = n_{oc} \exp\left(\frac{e\phi}{T_c}\right). \quad (2.2)$$

où ϕ est le potentiel électrostatique.

La dynamique des grains de poussière est décrite par les équations de continuité

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_d v_d) = 0. \quad (2.3)$$

et de mouvement:

$$m_d \left[\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} \right] = -q \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{n_d} \frac{\partial P}{\partial x}.$$

Où P est la pression donnée dans le cas d'un gaz parfait et d'un processus isotherme par.

$$P = n_d T_d$$

Pour les systèmes isothermes on trouve l'équation de mouvement suivante:

$$m_d \left[\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} \right] = -q \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{T_d}{n_d} \frac{\partial n_d}{\partial x}. \quad (2.4)$$

L'étude est faite pendant un certain intervalle de temps précédant l'établissement de l'équilibre thermodynamique.

L'équation de Poisson est donnée par:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_{ec} + n_{eh} - z_d n_d). \quad (2.5)$$

et la neutralité de charge à l'équilibre est:

$$n_{oc} + n_{oh} = z_d n_{od} = n_o. \quad (2.6)$$

L'analyse non linéaire du système est faite suivant la méthode du potentiel de Sagdeev. On commence par normaliser les équations (2.1-2.6), où les variables sont normalisées par des constantes: le temps est normalisé par l'inverse de la fréquence des grains de poussière $\omega_{pd}^{-1} = (\frac{4\pi n_{od} z_d^2 e^2}{m_d})^{-1/2}$, la vitesse par la vitesse acoustique des grains de poussière $C_{sd} = (\frac{z_d T_{eff}}{m_d})^{1/2}$, la distance par la longueur de Debye $\lambda_D = \frac{c_{sd}}{\omega_{pd}} = (\frac{T_{eff}}{4\pi n_{od} z_d e^2})^{1/2}$, la densité du grain par n_{od} , les densités des deux espèces d'électrons par $z_d n_{od} = n_o$ et le potentiel ϕ par $(\frac{T_{eff}}{e})$, où $T_{eff} = n_{od} z_d / (n_{oc}/T_c + n_{oh}/T_h)$, on trouve les équations suivantes:

$$N_{eh} = N_{oh} \exp(\alpha_h \Phi) \quad (2.7)$$

$$N_{ec} = N_{oc} \exp(\alpha_c \Phi) \quad (2.8)$$

avec $N_{eh} = n_{eh}/n_o$, $N_{ec} = n_{ec}/n_o$, $\Phi = e\phi/T_{eff}$, $V_d = v_d/c_{sd}$ et $\alpha_{c,h} = \frac{T_{eff}}{T_{c,h}}$.

$$\frac{\partial N_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(N_d V_d) = 0. \quad (2.9)$$

avec $N_d = n_d/n_{od}$

$$\frac{\partial V_d}{\partial t} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} - \delta \frac{1}{N_d} \frac{\partial N_d}{\partial x}. \quad (2.10)$$

avec $\delta = \frac{T_d}{z_d T_{eff}}$.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = N_{oh} \exp(\alpha_h \Phi) + N_{oc} \exp(\alpha_c \Phi) - N_d. \quad (2.11)$$

Pour résoudre le système des équations normalisées obtenues on fait appel à la variable self-similaire $\xi = x - Mt$, où M est le nombre de Mach (la vitesse de phase d'onde acoustique solitaire/la vitesse de phase d'onde acoustique). Notons que $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \xi}$, $\frac{\partial}{\partial t} = -M \frac{\partial}{\partial \xi}$, on obtient le système d'équations suivant:

$$-M \frac{\partial N_d}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi} (N_d V_d) = 0. \quad (2.12)$$

$$-M \frac{\partial V_d}{\partial \xi} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} - \delta \frac{1}{N_d} \frac{\partial N_d}{\partial \xi}. \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = N_{oh} \exp(\alpha_h \Phi) + N_{oc} \exp(\alpha_c \Phi) - N_d \quad (2.14)$$

En intégrant par rapport à ξ , l'équation (2.12) devient

$$-M N_d + V_d N_d = cte.$$

En utilisant les conditions aux limites suivantes $\xi \rightarrow \infty$: $V_d \rightarrow 0$, $N_d \rightarrow 1$:

$$N_d = \frac{M}{M - V_d}. \quad (2.15)$$

L'équation (2.13) devient

$$\Phi = M V_d - \frac{1}{2} V_d^2 - \delta \ln N_d.$$

En remplaçant V_d par son expression donnée par (2.15) on trouve:

$$\Phi = \frac{M^2}{2} \left[1 - \frac{1}{N_d^2} \right] - \delta \ln N_d. \quad (2.16)$$

En multipliant l'équation (2.14) par $\frac{\partial \Phi}{\partial \xi}$ on trouve l'équation suivante:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2 = N_{co} \exp(\alpha_c \Phi) \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + N_{ho} \exp(\alpha_h \Phi) \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} - N_d \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}. \quad (2.17)$$

On a

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = \frac{\partial \Phi}{\partial N_d} \frac{\partial N_d}{\partial \xi},$$

et l'équation (2.16) devient

$$\frac{\partial \Phi}{\partial N_d} = \frac{1}{N_d} \left[\frac{M^2}{N_d^2} - \delta \right]. \quad (2.18)$$

Alors en intégrant par rapport à ξ on trouve:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 = \frac{N_{co}}{\alpha_c} \exp(\alpha_c \Phi) + \frac{N_{ho}}{\alpha_h} \exp(\alpha_h \Phi) + \frac{M^2}{N_d} + \delta N_d + cte. \quad (2.19)$$

Sous les même conditions aux limites précédentes on trouve:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 = \frac{N_{co}}{\alpha_c} (\exp(\alpha_c \Phi) - 1) + \frac{N_{ho}}{\alpha_h} (\exp(\alpha_h \Phi) - 1) + M^2 \left(\frac{1}{N_d} - 1 \right) + \delta (N_d - 1). \quad (2.20)$$

On a:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dN_d}{d\xi} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right) / \frac{1}{N_d^2} \left[\frac{M^2}{N_d^2} - \delta \right]$$

et on trouve:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{dN_d}{d\xi} \right)^2 &= N_d^2 \left\{ \frac{N_{oc}}{\alpha_c} (\exp(\alpha_c \Phi) - 1) + \frac{N_{oh}}{\alpha_h} (\exp(\alpha_h \Phi) - 1) \right. \\ &\quad \left. + M^2 \left(\frac{1}{N_d^2} - 1 \right) + \delta (N_d - 1) \right\} / \left[\frac{M^2}{N_d^2} - \delta \right]^2 \end{aligned} \quad (2.21)$$

On peut écrire cette dernière sous la forme d'une équation quadratique suivante.

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dN_d}{d\xi} \right)^2 + V(N_d, M) = 0. \quad (2.22)$$

Où $V(N_d, M)$ est le pseudo potentiel de Sagdeev.

$$\begin{aligned} V(N_d, M) &= N_d^2 \left\{ \frac{N_{oc}}{\alpha_c} (1 - \exp(\alpha_c \Phi)) + \frac{N_{oh}}{\alpha_h} (1 - \exp(\alpha_h \Phi)) + M^2 \left(1 - \frac{1}{N_d^2} \right) \right. \\ &\quad \left. + \delta (1 - N_d) \right\} / \left[\frac{M^2}{N_d^2} - \delta \right]^2. \end{aligned} \quad (2.23)$$

2.2 Les résultats numériques

Les équations (2.22) et (2.23) ont été résolues numériquement sous l'environnement MATLAB par la méthode de Rang-Kutta généralisée pour chercher l'existence des structures solitaires et des doubles couches.

- La résolution de l'équation (2.23) nous a permis de connaître les valeurs de M et N_d qu'on peut choisir pour $V(N_d, M)$ et qui correspondent au choix des paramètres : N_{oc} , N_{oh} , T_d/T_h et z_d .

- La résolution de l'équation (2.22) est soumise aux contraintes suivantes:

i) les conditions standard pour l'existence des solitons (Sagdeev 1966) [15]

- 1) $V(N_d = 1, M) = V(N_d = N_m, M) = 0$;
- 2) $\partial_{N_d} V(N_d = 1, M) = 0$ et $\partial_N V(N_d = N_m, M) > 0 (< 0)$ pour $N_m > 1 (< 1)$;
- 3) $V(N_d, M) < 0$ pour $1 < N_d < N_m$ ($N_m < N_d < 1$) quand $N_m > 1 (< 1)$.

ii) les conditions standard pour l'existence des doubles couches (Sagdeev 1966) [15]

- 1) $V(N_d = 1, M) = \partial_N V(N_d = 1, M) = 0$;
- 2) $V(N_d = N_m, M) = \partial_{N_d} V(N_d = N_m, M) = 0$;
- 3) $V(N_d, M) < 0$ pour $1 < N < Nm$ ($N_m < N_d < 1$) quand $N_m > 1 (< 1)$.

Cette dernière condition nous a permis de connaître les valeurs de M et ξ qu'on peut choisir pour N_d (figure (2.3)), et qui correspondent au choix des mêmes paramètres.

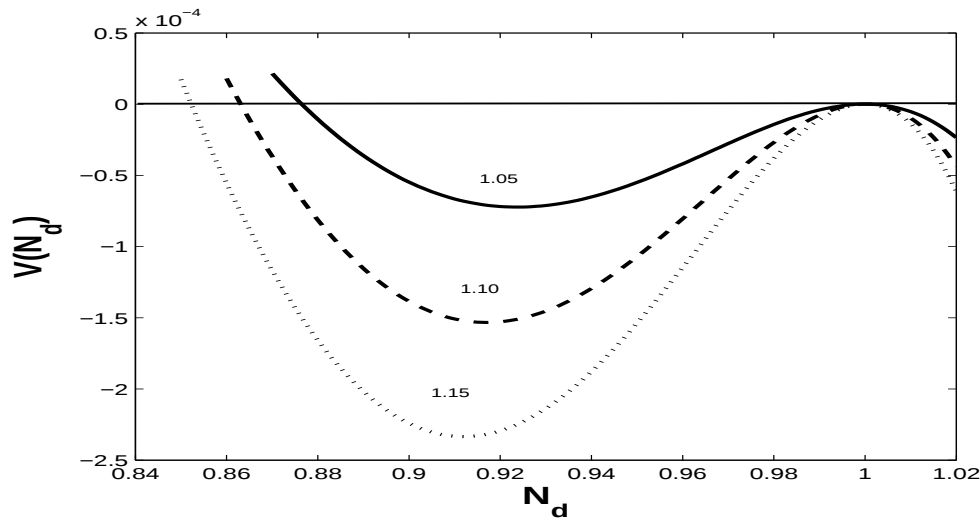


FIG. 2.1 – Potentiel de Sagdeev $V(N_d, M)$ en fonction de N_d pour $N_{oc} = 0.1$, $N_{oh} = 0.9$, $T_h/T_c = 20(-), 30(--), 40(...)$, $T_d/T_h = 0.01$, $Z_d = 1000$.

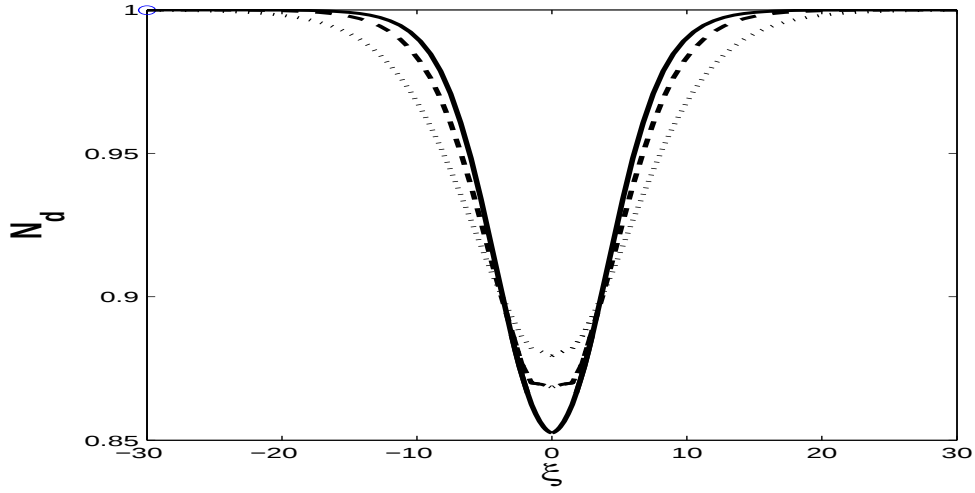


FIG. 2.2 – Les solitons correspondant aux courbes de la figure (2.1).

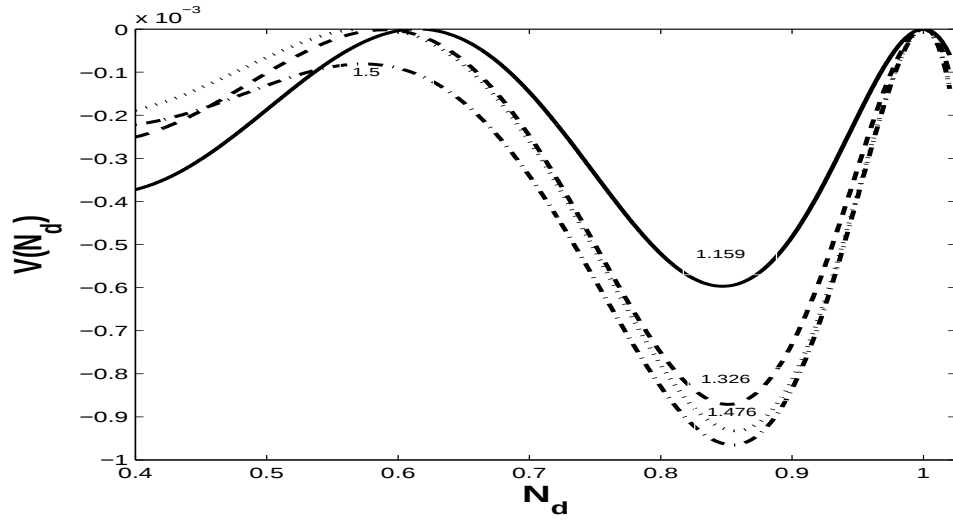


FIG. 2.3 – Potentiel de Sagdeev $V(N_d, M)$ en fonction de N_d pour $N_{oc} = 0.1$, $N_{oh} = 0.9$, $T_h/T_c = 20(-), 30(--), 40(...), 40(:--)$, $T_d/T_h = 0.01$, $Z_d = 1000$.

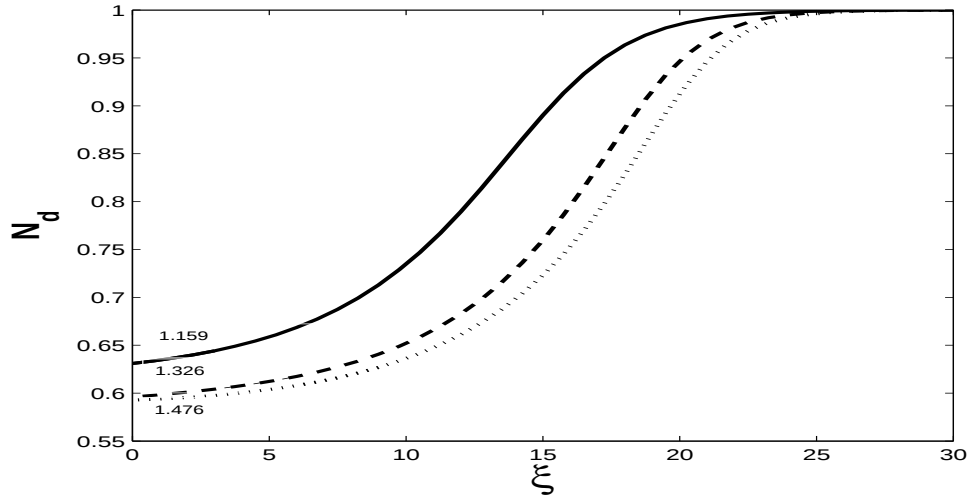


FIG. 2.4 – Les doubles couches correspondant aux courbes de la figure (2.3).

La figure (2.1) montre que notre modèle supporte des structures solitaires de type raréfaction. L'amplitude de ces dernières augmente et leur largeur diminue avec l'augmentation des valeurs de M et de T_h/T_c (figure (2.2)).

La figure (2.3) montre que pour chaque valeur de T_h/T_c existe une seule valeur de M pour avoir des structures doubles couches de type raréfaction (exemple: pour $T_h/T_c = 40$ on trouve $M = 1.476$). L'amplitude et la largeur de ces dernières structures augmentent avec M et T_h/T_c (figure (2.3)). Ceci est attribué au fait que les électrons chauds, par leur mouvement thermique, peuvent pénétrer et mieux se mélanger aux électrons froids. Les double layers raréfactives sont essentiellement dues aux populations d'électrons avec différentes températures et tenant compte du piégeage efficace de l'espèce plus froide dans la distribution de vitesse de l'espèce plus chaude [28].

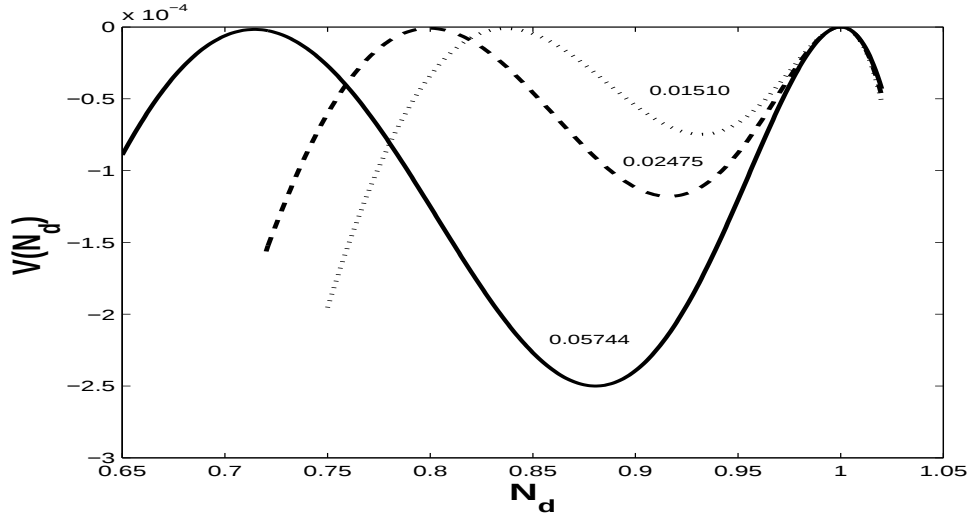


FIG. 2.5 – Potentiel de Sagdeev $V(N_d, M)$ en fonction de N_d pour $M = 1.1$, $T_h/T_c = 20(-), 30(--), 40(\dots)$, $T_d/T_h = 0.01$, $Z_d = 1000$. Le paramètre indiqué sur les courbes correspond à N_c .

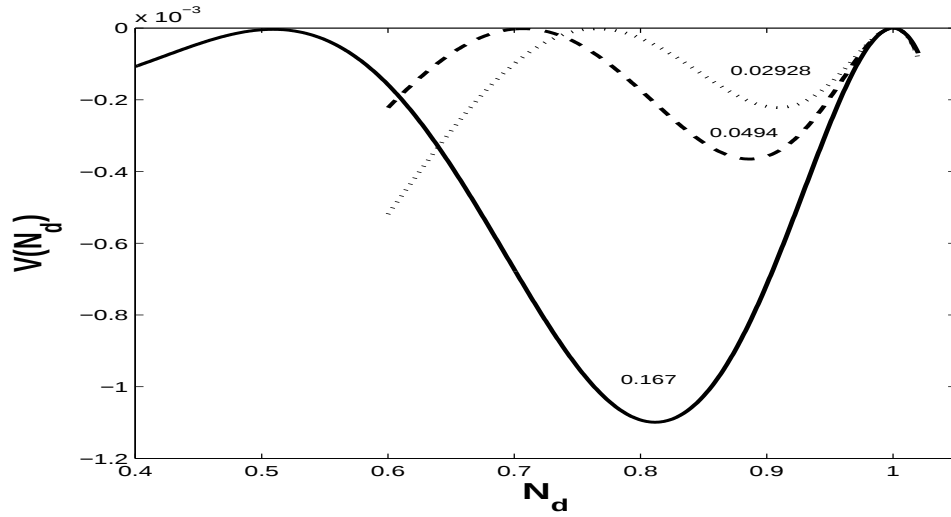


FIG. 2.6 – Potentiel de Sagdeev $V(N_d, M)$ en fonction de N_d pour $M = 1.2$, $T_h/T_c = 20(-), 30(--), 40(\dots)$, $T_d/T_h = 0.01$, $Z_d = 1000$. Le paramètre indiqué sur les courbes correspond à N_c .

2.3 Conclusion

Nous avons montré que les solitons et les doubles couches de type raréfaction d'amplitude arbitraire peuvent exister dans un plasma poussiéreux, avec des grains de poussière positifs et deux électrons de températures différentes. Nos études numériques prouvent que ces structures existent pour une gamme restreinte des valeurs du nombre de Mach ($M = 1.476$ à $T_h/T_c = 40$ pour avoir la structure double couches), et leurs amplitudes sont des fonctions des paramètres du plasma tels que les densités de particules et les températures. Les espèces les plus chaudes, par leurs plus grandes énergies thermiques, peuvent pénétrer le potentiel négatif localisé, fournissant de ce fait la séparation nécessaire de charge exigée pour soutenir les doubles couches. En conséquence, plus la différence entre T_h et T_c est grande, plus la séparation de charge subit une augmentation correspondante au champ électrique des doubles couches et du potentiel associé qui par self consistance croît.

Chapitre 3

Les effets des électrons non-thermiques sur ondes électrostatiques non-linéaire dans un plasma poussiéreux

Les plasmas thermiques sont caractérisés par les collisions entre particules qui peuvent provoquer l'ionisation si la différence d'énergie entre les particules est assez grande, ou bien la recombinaison, si la différence d'énergie est assez faible, favorisant ainsi le transfert d'énergie. Il en résulte un plasma qui se trouve dans un équilibre thermodynamique. Généralement, dans les plasmas poussiéreux, les particules légères sont supposées en équilibre thermodynamique. La fonction de distribution est celle de Boltzmann et la densité des électrons s'écrit comme suit:

$$n_s = n_{os} \exp\left(\frac{-q_s \phi}{k_B T_s}\right)$$

Où n_{os} est la densité initiale, q_s , T_s sont respectivement la charge et la température de l'espèce s . On rencontre des plasmas thermiques dans les explosions nucléaires et dans les étoiles. Par contre, lorsque le plasma est peu dense, les collisions entre les particules sont si rares qu'on peut les négliger. Cette situation se présente lorsque le libre parcours moyen est de l'ordre ou plus grand que les dimensions caractéristiques du plasma.

Quand l'équilibre thermodynamique ne peut pas avoir lieu, de tels plasmas sont dits non-thermiques. Macroscopiquement, le système est à la température ambiante; il contient toutefois un certain nombre d'électrons, qui sont de haute énergie (température). Ces électrons de haute énergie et le rayonnement de haute énergie résultant des déplace-

ments d'électrons sont capables de montrer des réactions chimiques aux surfaces dans les zones proches des surfaces. Ceci peut même inclure la modification des structures les plus stables. En même temps, aucune charge thermique ne se produit à cette surface, car la température macroscopique est adaptée à la température ambiante. La loi de Boltzmann n'est plus valable dans ce cas, il est toutefois possible de définir la distribution des particules par une fonction de distribution non-maxwellienne de type "*kappa*" (ou *k*-distribution ou Lorentzienne généralisée) [29]. Le plasma du vent solaire, le plasma de la magnétosphère, le plasma qui s'échappe de l'ionosphère et le plasma de la couronne solaire sont non-thermiques.

Cairns et al [30] ont présenté une étude sur les structures solitaires dans un plasma constitué d'électrons non-thermiques. La présence des électrons énergétiques change les propriétés des ondes ioniques acoustiques solitaires, et permet d'expliquer le changement de nature des ondes électrostatiques et donne une interprétation à la décroissance de densité. El-Shewy [31] a étudié les propriétés linéaires et non-linéaires des ondes électroniques-acoustiques solitaires (EAWs) dans un plasma non magnétisé constitué d'un fluide électronique froid, d'électrons chauds non-thermiques et des ions stationnaires dans le but d'étudier les effets non-linéaires de la distribution non-thermique des électrons chauds sur l'amplitude, la largeur et l'énergie des ondes solitaires. Ils ont constaté, l'accroissement de la constante de propagation d'onde k et du paramètre non-thermique δ , ce qui a un effet sur l'augmentation de la fréquence angulaire de l'onde solitaire, la diminution de l'amplitude et de l'énergie. Les ondes ioniques acoustiques solitaires et les doubles couches (double layers) dans un plasma magnétisé constitué d'ions chauds et des électrons non-thermiques ont été examinés par Anup. Bandyopdhyay et K. P. Das [32] où ils ont déduit une équation qui est obtenue par la combinaison d'équations de Korteweg-de Vries Modifiée (MKdV), Korteweg-de Vries (KdV) et de Zakharov(ZK) (MKdV-KdV-ZK), ceci pour faire apparaître des solutions doubles couches alors que des ondes solitaires disparaissent dans le cas des ions froids décrits par l'équation de KdV-ZK. La solution est du type solitons compressifs et raréfactifs. L'amplitude des solitons compressifs est plus grande que celle des solitons raréfactifs, les deux amplitudes augmentent en fonction du paramètre non-thermique. Une recherche théorique a été faite [33] et qui concerne particulièrement, les effets de la température des grains de poussière et de la distribution non-thermique d'ions sur les structures solitaires de grandes amplitudes. Toute augmen-

tation de la température du fluide des grains est associée a un nombre plus élevé d'ions non-thermiques et un nombre de Mach plus important pour avoir des ondes solitaires rarefactives, l'amplitude des ondes solitaires compressives et rarefactives diminue, tandis que leur largeur augmente. Mahraj et autres [34] ont étudié les structures double layers (DLs) d'amplitude arbitraire dans un plasma poussiéreux avec des grains négatifs, des ions non-thermiques et des électrons de Boltzmann. Ils ont trouvé qu'un plasma avec des ions thermiques ne supporte pas des DLs, alors qu'une valeur minimum du paramètre non-thermique α est exigée pour l'existence de DLs. Il ont aussi trouvé que la gamme des nombres de Mach où les DLs existent diminue avec l'augmentation de la température des grains, l'amplitude elle augmente rapidement avec l'augmentation de α jusqu'à une certaine valeur au-delà de laquelle elle diminue légèrement avec l'augmentation de α . Les nombres de Mach qui supportent l'existence de DLs augmentent avec l'augmentation du paramètre non-thermique α . L'influence de la température des grains sur les structures solitaires dans un plasma contenant des grains négatifs et des ions non-thermiques ainsi que des électrons de Boltzmann a été présentée par S. K. Maharaj et al [35]. La présence d'électrons exige des valeurs plus élevées du paramètre non-thermique pour avoir des structures solitaires compressives et rarefactives en comparaison avec le cas où les électrons sont absents. Le nombre de Mach critique afin d'avoir ces structures est plus élevé dans le cas des grains fluides par rapport au grains stationnaires, d'autre part ce dernier augmente linéairement avec la vitesse des grains. Si cette dernière est fixée, le nombre de Mach critique augmente avec l'augmentation de la température des grains. Les valeurs minimales du paramètre non-thermique qui sont nécessaires à l'existence de ces structures augmentent non-linéairement avec la densité des électrons, et augmentent aussi avec l'accroissement de la température des grains quand les valeurs des densités d'électroniques sont choisies au préalable. Ils ont montré aussi que la largeur des solitons augmente mais leur amplitude diminue avec l'augmentation de la température des grains.

3.1 Les équations de base

En se basant sur le travail de Bharuthram et al [25], nous considérons un plasma non magnétisé et non collisionnel constitué de grains de poussières de charge positive $q = Z_d e$ ($Z_d > 0$) de température T_d en présence de deux groupes distincts d'électrons. Un groupe

froid de température T_c et un autre non-thermique ou de haute énergie (température) de température T_h . La présence des électrons non thermiques est associée à l'existence d'électrons chauds piégés. Une telle situation est habituelle dans pour beaucoup de plasmas de laboratoire et d'astrophysique.

Ainsi, en injectant des électrons rapides dans un plasma on peut obtenir des électrons de distributions non-thermiques. Une telle étude expérimentale a permis d'expliquer le processus de perte d'énergie dans les plasmas [36]. Il est souvent possible de rencontrer dans les laboratoires des plasmas poussiéreux à charge positive comme c'est le cas en présence d'un processus de charge par émission thermionique. Un plasma poussiéreux de charge positive en présence de deux populations électroniques a été observé dans la couche supérieure de notre atmosphère. Les électrons chauds sont produits par un chauffage extérieure [37]. La situation sur laquelle notre étude porte, est un plasma de l'ionosphère plus précisément celui auquel sont associés les nuages noctiluents observés dans la mésosphère durant l'été [37].

3.1.1 Distribution non-thermique

La fonction de distribution des électrons est obtenue à partir de la théorie cinétique [29]:

$$f(v) = \frac{1}{\pi^{3/2}\Theta^3} \frac{\Gamma(k+1)}{k^{3/2}\Gamma(k-1/2)} \frac{1}{(1+v^2/k\Theta^2)^{k+1}} \quad (3.1)$$

où $\Theta^2 = \frac{2T}{m} \frac{k-3/2}{k} = v_{th}^2 \frac{k-3/2}{k}$. Par analogie à la vitesse thermique Maxwellienne v_t , est dite vitesse thermique, Γ est la fonction Gamma qui s'écrit sous la forme suivante:

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty t^{x-1} \exp(-t) dt$$

k est un paramètre compris entre 2 et 6. La distribution kappa tend vers une Maxwellienne lorsque $k \rightarrow \infty$. Dans notre cas $k = 2$, alors $\Theta = \sqrt{\frac{T}{2m}} = \frac{v_{th}}{2}$, $\Gamma(k+1) = \Gamma(2+1) = 2$, $\Gamma(k-1/2) = \Gamma(1+1/2) = \frac{1}{2}\sqrt{\pi}$. La fonction de distribution des vitesses des électrons non-thermiques s'écrit sous la forme suivante [31]:

$$f_{eh}(v) = \frac{n_{oh}}{\sqrt{2\pi}v_{th}^2} \frac{1}{1+3\alpha} \left[1 + \alpha \frac{v^4}{v_{th}^4} \right] \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th}^2}\right). \quad (3.2)$$

A l'équilibre, la distribution des électrons est une fonction de l'énergie. Nous retrouvons la distribution en présence d'un potentiel électrostatique ϕ différent de zéro en remplaçant v^2/v_{th}^2 dans l'équation (3.2) par $(v^2/v_{th}^2 - 2\frac{e\phi}{T_h})$ [30]. Par intégration par rapport à v on trouve la densité des électrons non-thermiques.

$$n_{eh} = n_{oh} \left(1 - \frac{4\alpha}{1+3\alpha} \left(\frac{e\phi}{T_h} \right) + \frac{4\alpha}{1+3\alpha} \left(\frac{e\phi}{T_h} \right)^2 \right) \exp\left(\frac{e\phi}{T_h}\right). \quad (3.3)$$

α est un paramètre qui caractérise la déviation de la distribution non-thermique par rapport à la distribution de Boltzmann. Dans le cas où $\alpha = 0$ on retrouve la distribution de Boltzmann [30]. On peut réécrire l'équation (3.3) sous la forme

$$n_{eh} = n_{oh} \left(1 - \beta \left(\frac{e\phi}{T_h} \right) + \beta \left(\frac{e\phi}{T_h} \right)^2 \right) \exp\left(\frac{e\phi}{T_h}\right). \quad (3.4)$$

tel que $\beta = 4\alpha/(1+3\alpha)$. La dynamique des grains de poussière de densité n_d et de vitesse fluide v_d est décrite par les équations fluides. L'équation de continuité traduit la conservation du nombre de particules de l'espèce:

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_d v_d) = 0. \quad (3.5)$$

L'équation du mouvement dans le cas d'un processus isotherme c'est à dire dans le cas où le fluide des grains en équilibre thermodynamique, s'écrit comme suit:

$$m \left[\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} \right] = -q_d \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{T_d}{n_d} \frac{\partial n_d}{\partial x}. \quad (3.6)$$

T_d est la température des grains.

L'équation de Poisson qui régit le potentiel électrostatique créé par la séparation locale de charge est:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e (n_{ec} + n_{eh} - z_d n_d). \quad (3.7)$$

C'est la conséquence de la différence entre les fréquences plasma des différentes espèces, l'inertie de chaque espèce est prise en considération.

Initialement, le système étant en équilibre, la condition de quasi-neutralité implique.

$$n_{oc} + n_{oh} = z_d n_{od} = n_o. \quad (3.8)$$

A l'ensemble de ces équations, on ajoute la densité des électrons froids qui suivent la distribution de Boltzmann.

$$n_{ec} = n_{oc} \exp\left(\frac{e\phi}{T_c}\right). \quad (3.9)$$

L'analyse non linéaire du système est faite suivant l'approche du pseudo-potentiel de Sagdeev [15] que nous avons déjà exposé dans le chapitre 2. Nous avons choisi la normalisation identique à celle donnée par la Réf, [25]. Le temps est normalisé par l'inverse de la fréquence des grains de poussière $\omega_{pd}^{-1} = (\frac{4\pi n_{od} z_d^2 e^2}{m_d})^{-1/2}$, la vitesse par la vitesse acoustique des grains de poussière $C_{sd} = (\frac{z_d T_{eff}}{m_d})^{1/2}$, la distance par la longueur de Debye $\lambda_D = \frac{c_{sd}}{\omega_{pd}} = (\frac{T_{eff}}{4\pi n_{od} z_d e^2})^{1/2}$, la densité du grains par n_{od} , les densités des deux espèces d'électrons par $z_d n_{od} = n_0$ et le potentiel ϕ par $(\frac{T_{eff}}{e})$. Où T_{eff} n'est pas proportionnelle aux vitesses moyennes (température habituelle):

$$T_m = \frac{\sum_s n_s T_s}{\sum_s n_s}$$

mais proportionnelle à la moyenne des inverses des vitesses et ainsi principalement sensible aux électrons froids [38].

$$\frac{1}{T_{eff}} = \frac{\sum_s n_s}{\sum_s (n_s/T_s)} \quad \Rightarrow \quad T_{eff} = \frac{n_{od} z_d}{(n_{oc}/T_c + n_{oh}/T_h)}.$$

On aboutit aux équations normalisées suivantes:

$$N_{eh} = N_{oh} (1 - \beta\Phi + \beta\Phi^2) \exp(\alpha_h \Phi) \quad (3.10)$$

$$N_{ec} = N_{oc} \exp(\alpha_c \Phi) \quad (3.11)$$

avec $\alpha_{c,h} = \frac{T_{eff}}{T_{c,h}}$.

$$\frac{\partial N_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(N_d V_d) = 0. \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial t} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} - \delta \frac{1}{N_d} \frac{\partial N_d}{\partial x}. \quad (3.13)$$

avec $\delta = \frac{T_d}{z_d T_{eff}}$.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = N_{oh} (1 - \beta \Phi + \beta \Phi^2) \exp(\alpha_h \Phi) + N_{oc} \exp(\alpha_h \Phi) - N_d. \quad (3.14)$$

Pour résoudre le système des équations normalisées (3.10-3.14), on fait appel à la variable self-similaire $\xi = x - Mt$, cette transformation est équivalente à un changement de repère. On se place dans un repère stationnaire, où une seule onde est suivie. Le nombre de Mach représente la vitesse de ce repère (La vitesse de phase d'onde solitaire normalisée par la vitesse de phase d'onde acoustique des grains) [35]. Notons que $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \xi}$, $\frac{\partial}{\partial t} = -M \frac{\partial}{\partial \xi}$. On obtient le système d'équations;

$$-M \frac{\partial N_d}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi}(N_d V_d) = 0. \quad (3.15)$$

$$-M \frac{\partial V_d}{\partial \xi} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} - \delta \frac{1}{N_d} \frac{\partial N_d}{\partial \xi}. \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = N_{oh} (1 - \beta \Phi + \beta \Phi^2) \exp(\alpha_h \Phi) + N_{oc} \exp(\alpha_h \Phi) - N_d. \quad (3.17)$$

En intégrant par rapport à ξ l'équation (3.15):

$$-M N_d + V_d N_d = cte.$$

et en utilisant les conditions aux limites: $\xi \rightarrow \infty$: $V_d \rightarrow 0$, $N_d \rightarrow 1$ on trouve.

$$N_d = \frac{M}{M - V_d}. \quad (3.18)$$

A partir de l'équation (3.16) on obtient:

$$\Phi = MV_d - \frac{1}{2}V_d^2 - \delta \ln N_d.$$

En remplaçant V_d par son expression donnée par (3.18) on trouve:

$$\Phi = \frac{M^2}{2} \left[1 - \frac{1}{N_d^2} \right] - \delta \ln N_d. \quad (3.19)$$

donc

$$\frac{\partial \Phi}{\partial N_d} = \frac{1}{N_d} \left[\frac{M^2}{N_d^2} - \delta \right]. \quad (3.20)$$

En multipliant l'équation (3.17) par $\frac{\partial \Phi}{\partial \xi}$ on trouve l'équation suivante:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2 = N_{oh} (1 - \beta \Phi + \beta \Phi^2) \exp(\alpha_h \Phi) \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + N_{oc} \exp(\alpha_c \Phi) \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} - N_d \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}. \quad (3.21)$$

d'autre part

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = \frac{\partial \Phi}{\partial N_d} \frac{\partial N_d}{\partial \xi}, \quad (3.22)$$

En combinant (3.20) et (3.21) ainsi que (3.22) et en intégrant par rapport à ξ on trouve:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 &= \frac{N_{oh}}{\alpha_h} [1 + 3\beta - 3\beta(\alpha_h \Phi) + \beta(\alpha_h \Phi)^2] \exp(\alpha_h \Phi) \\ &\quad + \frac{N_{oc}}{\alpha_c} \exp(\alpha_c \Phi) + \frac{M^2}{N_d} + \delta N_d + cte. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Sous les mêmes conditions aux limites précédentes, on aboutit à:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 &= \frac{N_{oh}}{\alpha_h} \{ [1 + 3\beta - 3\beta(\alpha_h \Phi) + \beta(\alpha_h \Phi)^2] \exp(\alpha_h \Phi) - (1 + 3\beta) \} \\ &\quad + \frac{N_{oc}}{\alpha_c} (\exp(\alpha_c \Phi) - 1) + M^2 \left(\frac{1}{N_d} - 1 \right) + \delta (N_d - 1). \end{aligned} \quad (3.24)$$

En combinant (3.22) et (3.24), on trouve:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{dN_d}{d\xi} \right)^2 = & N_d^2 \left\{ \frac{N_{oh}}{\alpha_h} \{ [1 + 3\beta - 3\beta(\alpha_h \Phi) + \beta(\alpha_h \Phi)^2] \exp(\alpha_h \Phi) - (1 + 3\beta) \} \right. \\ & \left. + \frac{N_{oc}}{\alpha_c} (\exp(\alpha_c \Phi) - 1) + M^2 \left(\frac{1}{N_d} - 1 \right) + \delta(N_d - 1) \right\} / \left[\frac{M^2}{N_d^2} - \delta \right]^2. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Cette dernière peut être écrite sous la forme de l'équation quadratique suivante.

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dN_d}{d\xi} \right)^2 + V(N_d) = 0. \quad (3.26)$$

qui représente l'équation d'une pseudo-particule dans un potentiel, analogue à l'équation d'énergie d'un oscillateur harmonique. $V(N_d)$ est dit pseudo-potentiel de Sagdeev.

$$\begin{aligned} V(N_d) = & N_d^2 \left\{ \frac{N_{oh}}{\alpha_h} \{ (1 + 3\beta) - [1 + 3\beta - 3\beta(\alpha_h \Phi) + \beta(\alpha_h \Phi)^2] \exp(\alpha_h \Phi) \} \right. \\ & \left. + \frac{N_{oc}}{\alpha_c} (1 - \exp(\alpha_c \Phi)) + M^2 \left(1 - \frac{1}{N_d} \right) + \delta(1 - N_d) \right\} / \left[\frac{M^2}{N_d^2} - \delta \right]^2. \end{aligned} \quad (3.27)$$

3.2 Les résultats numériques

Dans ce travail l'analyse des structures non-linéaires est effectuée par l'approche du potentiel de Sagdeev $V(N_d)$. Les équations (3.26) et (3.27) sont résolues numériquement pour chercher l'existence des structures solitaires et des doubles couches (DLs). L'existence de ces structures dépend du choix des valeurs de M , T_h/T_c et α intervenant. Chaque ensemble de paramètres dépend directement des valeurs initiales et qui correspondent à une situation physique décrite par les valeurs de N_{oc} , N_{oh} , T_d/T_h et Z_d . En effet, la physique des plasmas poussiéreux présente une riche diversité de milieux très différents, allant du plasma de l'ionosphère à celui des plasmas du milieu interstellaire en passant par le plasma de laboratoire. La densité, la température ainsi que la charge des grains changent considérablement.

La résolution des équations (3.26), (3.27) dépend des conditions standards pour l'existence des solitons [15] soumise aux contraintes suivantes.

- 1) $V(N_d = 1, M) = V(N_d = N_m, M) = 0$;
- 2) $\partial_N V(N_d = 1, M) = 0$ et $\partial_N V(N_d = N_m, M) > 0 (< 0)$ pour $N_m > 1 (< 1)$;
- 3) $V(N_d, M) < 0$ pour $1 < N_d < N_m$ ($N_m < N_d < 1$) quand $N_m > 1 (< 1)$.

En ce qui concerne les conditions standard pour l'existence des doubles couches [15] on a:

- 1) $V(N_d = 1, M) = \partial_N V(N_d = 1, M) = 0$;
- 2) $V(N_d = N_m, M) = \partial_{N_d} V(N_d = N_m, M) = 0$;
- 3) $V(N_d, M) < 0$ pour $1 < N_d < N_m$ ($N_m < N_d < 1$) quand $N_m > 1$ (< 1).

L'objectif de notre travail est de comparer nos résultats avec ceux de la Réf [25]. Nous avons utilisé le même modèle physique sauf que dans notre cas les populations des électrons chauds ne suivent pas la distribution de Boltzmann. La distribution de Boltzmann régit les systèmes en équilibre thermodynamique. Les électrons chauds suivent la distribution non-thermique, selon que leurs vitesses soient importantes ou bien ils sont piégés par un potentiel électrostatique. L'existence des électrons non-thermiques est conditionnée durant leur durée de vie. Cette dernière correspond à l'intervalle de temps nécessaire pour qu'ils perdent leur énergie et entrent en phase d'équilibre avec les particules du plasma. Nous avons réalisé une étude paramétrique pour déterminer les facteurs intervenant dans l'existence des ondes électrostatiques non-linéaires.

Sur la figure (3.1) nous avons tracé le potentiel de Sagdeev en fonction de la densité normalisée des grains. Plusieurs cas de figures sont représentés pour $\alpha = 0$, la distribution des électrons et celle de Maxwell-Boltzmann. L'existence des électrons non-thermiques favorise l'apparition des ondes de soliton de type rarefactif [25]. Pour $\alpha > 0$, l'amplitude du potentiel est moins profonde. Il existe une valeur maximale du facteur de la distribution non-thermique α_c (critique) à partir de laquelle les structures solitaires vont disparaître. Si on fait varier le nombre de Mach, α_c correspondant change en effet sur $M = 1.05$ ($\alpha_c = 0.073$) fig (3.1), $M = 1.1$ ($\alpha_c = 0.192$) fig (3.2). Pour avoir la dépendance du facteur de la distribution non-thermique critique par rapport au nombre de Mach, nous avons tracé α_c en fonction de M est la conclusion (fig (3.3)). Pour déterminer la nature des solitons sur la figure (3.4) on représente N_d en fonction de la variable self similaire ξ . Comme la densité passe par un minimum, nous sommes en face de solitons de type raréfactif. Cependant, l'extremum diminue de plus en plus lorsqu'on s'éloigne de la distribution de Maxwell-Boltzmann.

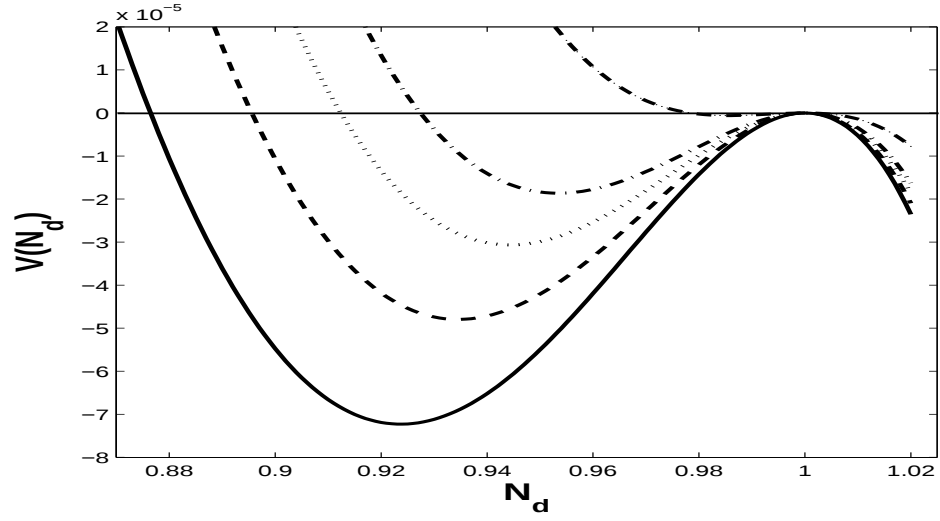


FIG. 3.1 – *Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $M = 1.05$, $T_h/T_c = 20$ et pour $\alpha = 0.0$ (—), 0.01 (---), 0.02 (···), 0.03 (— · —), 0.073 (— · ·).*

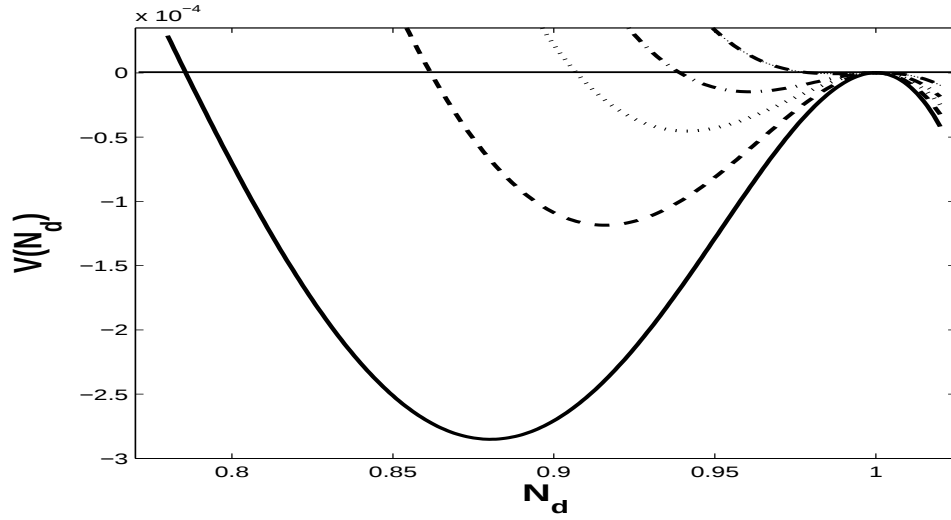


FIG. 3.2 – *Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $M = 1.1$, $T_h/T_c = 20$ et pour $\alpha = 0.0$ (—), 0.04 (---), 0.08 (···), 0.12 (— · —), 0.192 (— · ·).*

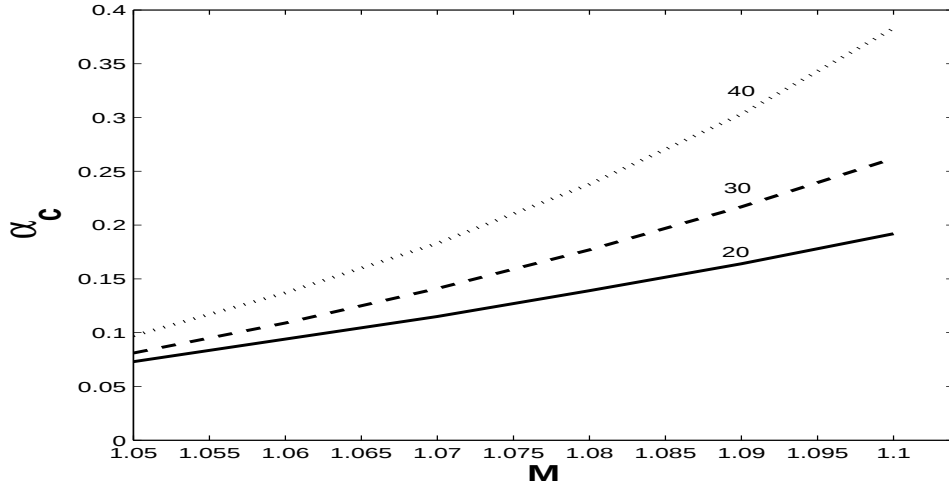


FIG. 3.3 – L'effet de T_h/T_c sur la variation des valeurs critiques du paramètre non-thermique α_c avec M , Le paramètre indiqué sur les courbes correspond à T_h/T_c .

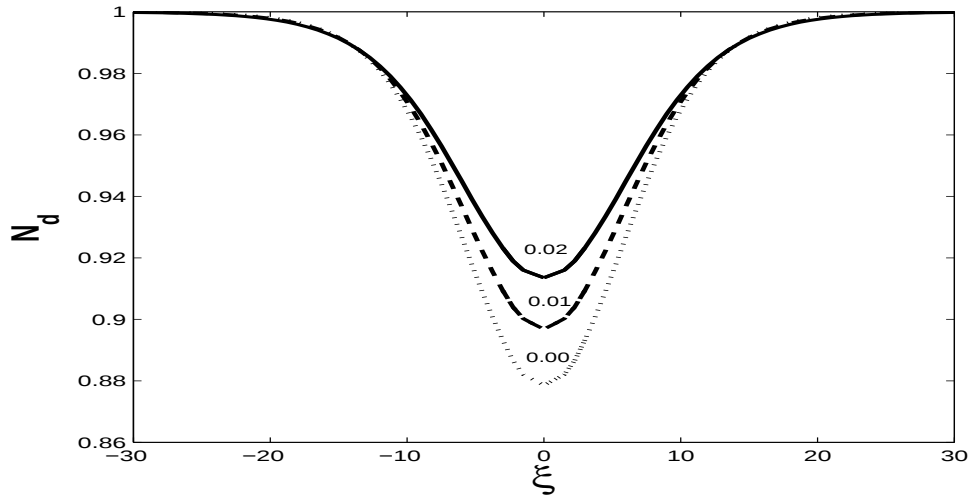


FIG. 3.4 – Les solitons correspondants aux courbes de la figure (3.1)

Notons aussi que la valeur du nombre de Mach pour avoir un tel mode est plus importante que celle trouvée dans l'article [25]. L'apparition des ondes de solitons exige une gamme de valeurs du nombre de Mach comprises entre M_{min} et M_{max} , ces deux extrémités du nombre de Mach changent avec la population des électrons. Pour la distribution de Maxwell-Boltzmann $\alpha = 0$ ($M_{min} = 1.01$, $M_{max} = 1.1594$) (fig3.5), pour la distribution non-thermique $\alpha = 0.1$ ($M_{min} = 1.06$ $M_{max} = 1.503$) (fig3.6). M_{max} est une valeur

qui sépare les structures solitaires ($M_{min} < M < M_{max}$) des structures double layers ($M > M_{max}$). Pour savoir la dépendance de ces deux extrémités du nombre de Mach par rapport au facteur de la distribution non-thermique α , nous avons tracé M_{min} (M_{max}) en fonction de α (figs(3.7) et (3.8)). La figure fig(3.9) représente N_d en fonction de ξ , le type des solitons est raréfactif, leur amplitude augmente avec l'augmentation de M pour $\alpha = 0.1$.

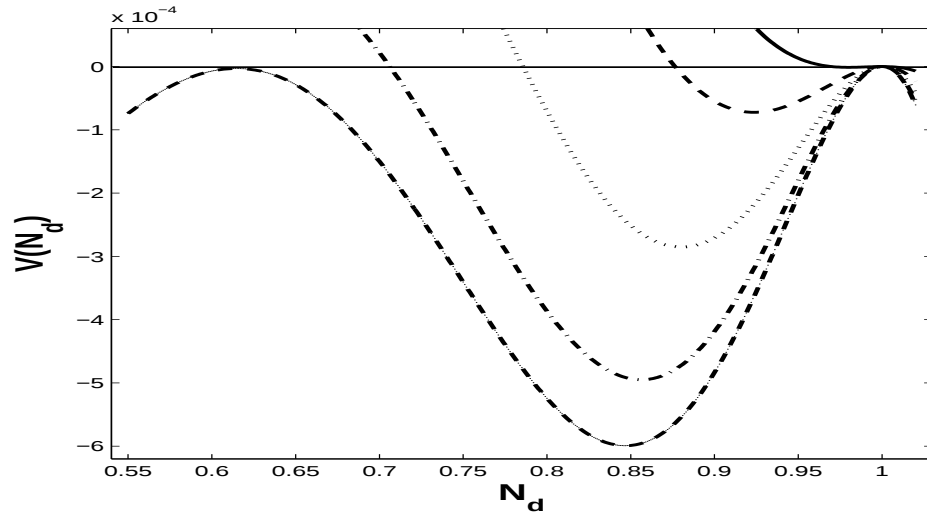


FIG. 3.5 – *Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $\alpha = 0.00$, $T_h/T_c = 20$ et pour $M = 1.01$ (—), 1.05 (---), 1.10 (···), 1.14 (— · —), 1.1594 (— · ·).*

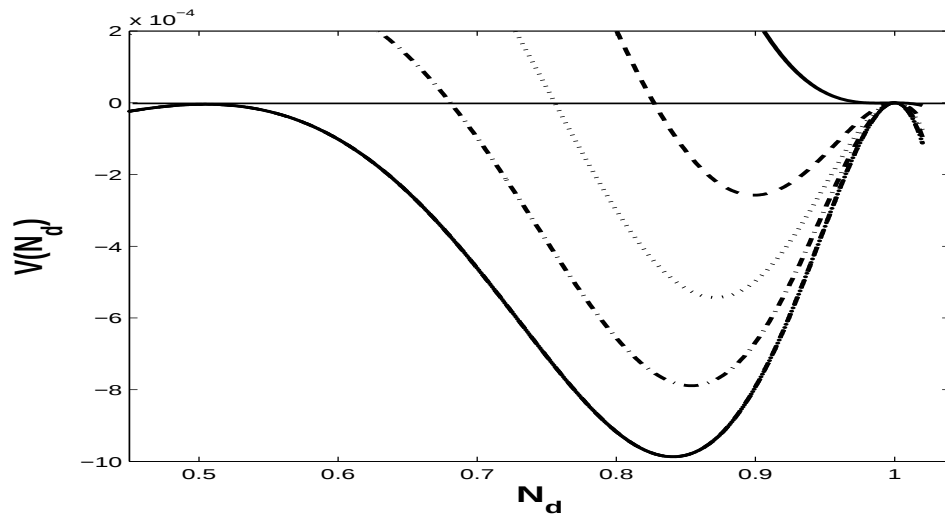


FIG. 3.6 – *Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $\alpha = 0.1$, $T_h/T_c = 20$ et pour $M = 1.062$ (—), 1.2 (---), 1.3 (···), 1.45 (— · —), 1.505 (— · ·).*

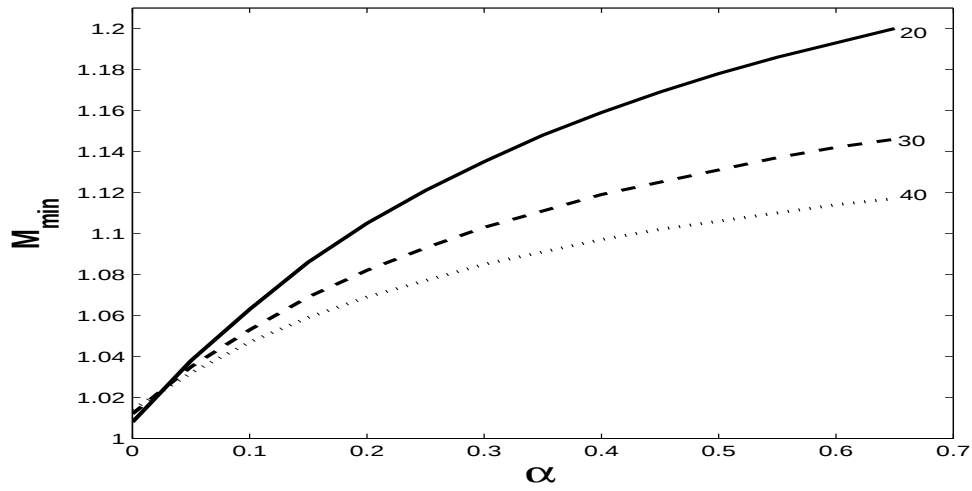


FIG. 3.7 – L'effet de T_h/T_c sur la variation de nombre de Mach minimale $M_{\min}$ avec α ,
Le paramètre indiqué sur les courbes correspond à T_h/T_c .

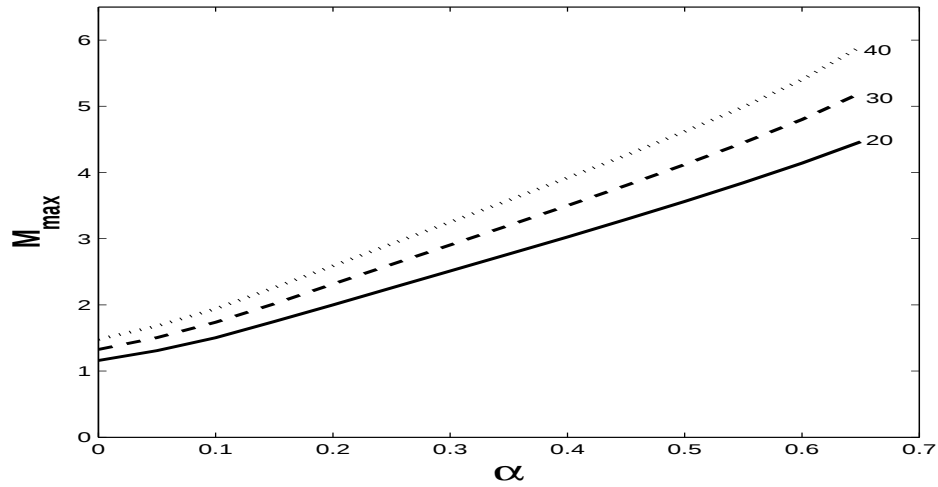


FIG. 3.8 – L'effet de T_h/T_c sur la variation de nombre de Mach maximale $M_{\max}$ avec α ,
Le paramètre indiqué sur les courbes correspond à T_h/T_c .

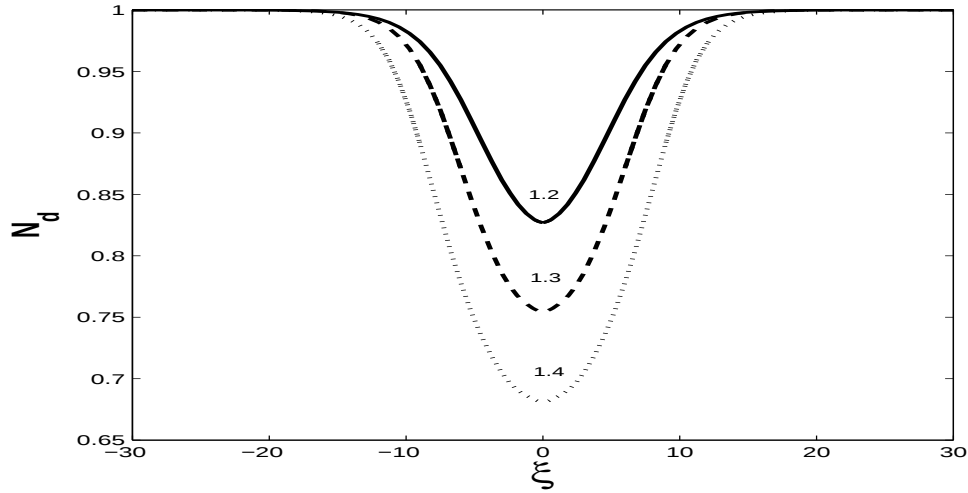
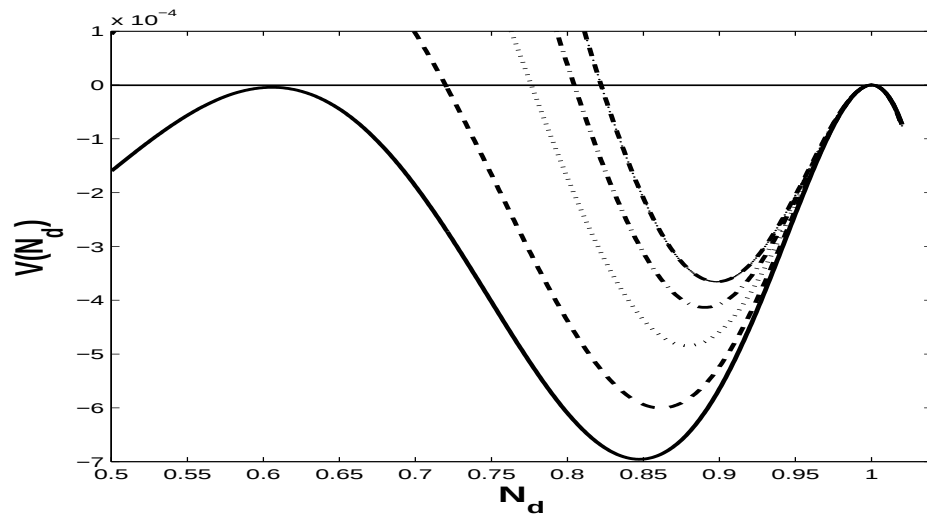


FIG. 3.9 – Les solitons correspondants aux courbes de la figure (3.6)

Lorsque le rapport de températures entre les électrons chauds et froids augmente, la profondeur du potentiel diminue. Les solitons tendent à disparaître lorsque l'écart T_h/T_c décroît vers des valeurs minimales $(T_h/T_c)_{min}$. Ces valeurs changent avec le facteur de distribution non-thermique α , $(T_h/T_c)_{min} = 22.34$ ($\alpha = 0$) (fig (3.10)), $= 08.85$ ($\alpha = 0.1$) (fig (3.11)). La figure (3.12) représente la dépendance de $(T_h/T_c)_{min}$ avec le facteur de distribution non-thermique α . La figure 3.13 fait apparaître des solitons de type raréfactif avec un extremum qui augmente avec la diminution de T_h/T_c .


 FIG. 3.10 – Potentiel de Sagdeev $V(N_d, M)$ en fonction de N_d pour $\alpha = 0.0$, $M = 1.2$ et pour $T_h/T_c = 22.34$ (—), 25 (---), 30 ($\cdots$), 35 ($- \cdot -$), 40 ($- \cdot \cdot$).

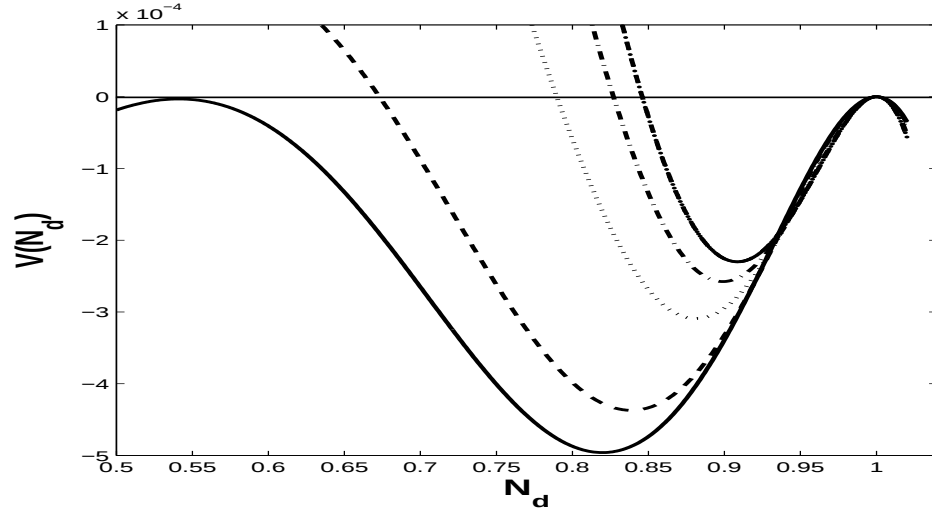


FIG. 3.11 – Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $\alpha = 0.1$, $M = 1.2$ et pour $T_h/T_c = 8.85$ (—), 10 (---), 15 ($\cdots$), 20 ($- \cdot -$), 25 ($- \cdot \cdot$).

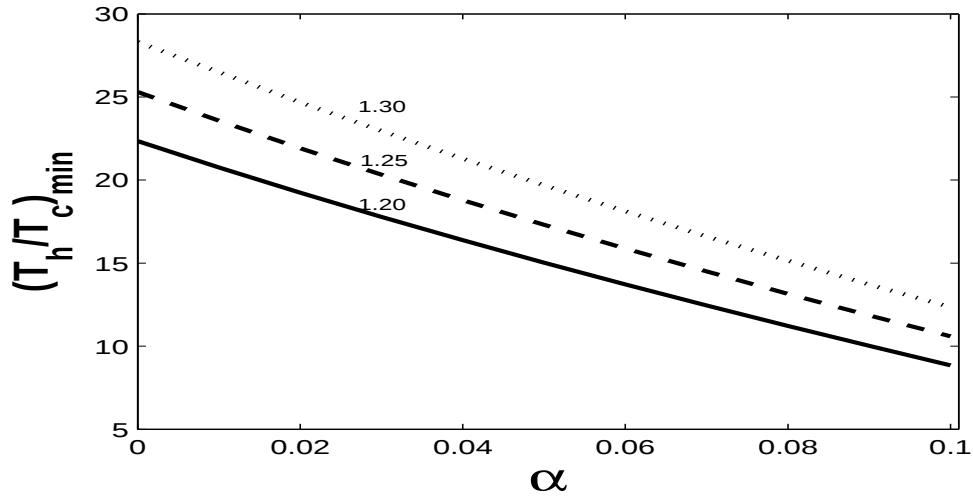


FIG. 3.12 – L'effet de M sur la variation de $(T_h/T_c)_{\min}$ avec α , Le paramètre indiqué sur les courbes correspond à M .

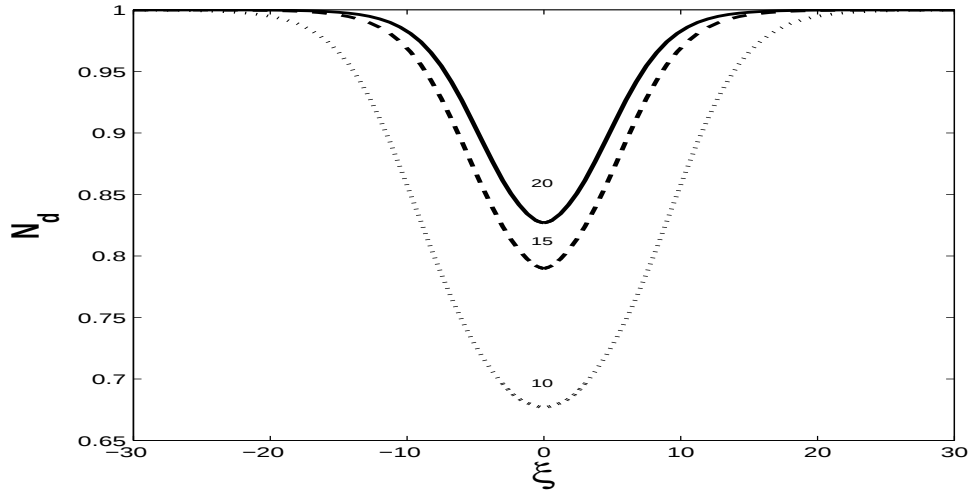


FIG. 3.13 – Les solitons correspondants aux courbes de la figure (3.11).

L'existence du second mode électrostatique non-linéaire, i. e. doubles couches (DL) est conditionnée par des choix spécifiques des paramètres. Nous avons examiné le potentiel de Sagdeev pour les DL en fonction de la densité normalisée du grain. La présence des électrons non-thermiques favorise l'apparition de DL de type raréfactif. L'amplitude du potentiel des DLs est plus profonde pour les électrons non-thermiques par rapport à celle de la distribution Maxwell-Boltzmann. A l'examen de la figure (3.14), nous observons une augmentation d'amplitude lorsque α augmente dans la gamme de 0.00 à 0.15, ceci est justifié dans la figure (3.16) qui représente N_d en fonction de la variable self similaire ξ . L'opposé est vu si nous considérons des valeurs de α supérieures à 0.15 fig(3.15), où nous observons une diminution d'amplitude avec une augmentation de α , comme il est justifié dans la figure (3.17).

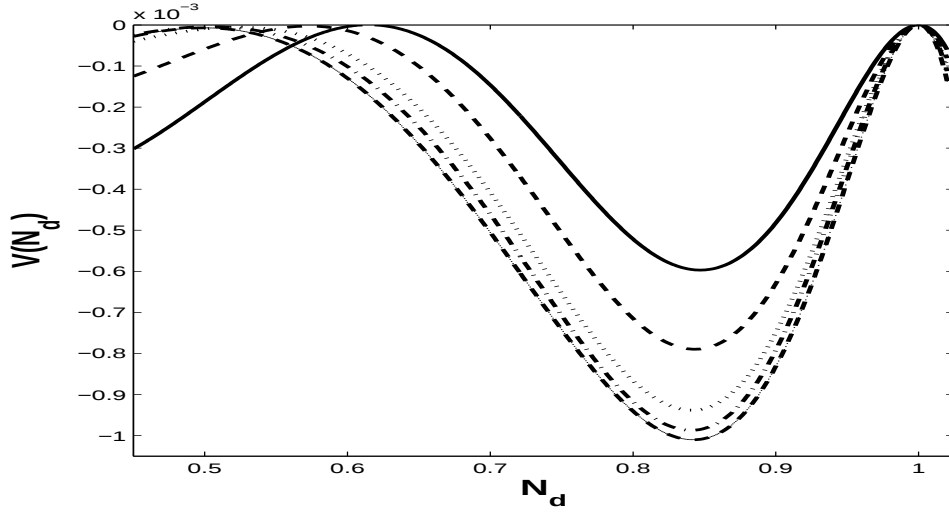


FIG. 3.14 – Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $T_h/T_c = 20$ et pour $(M, \alpha) = (1.159, 0.0)$ (—), $(1.2745, 0.04)$ (---), $(1.418, 0.08)$ ($\cdot \cdot \cdot$), $(1.503, 0.10)$ (— · —), $(1.747, 0.15)$ (— · · —).

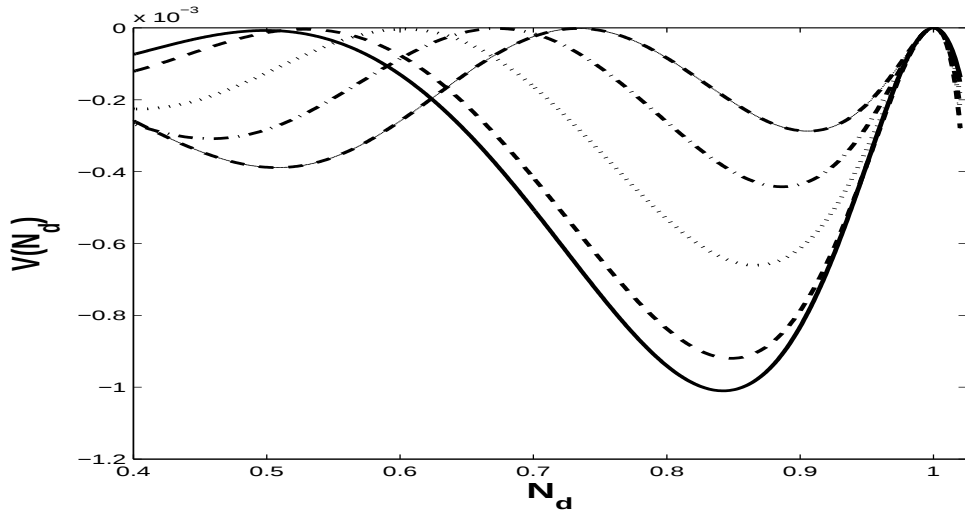


FIG. 3.15 – Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $T_h/T_c = 20$ et pour $(M, \alpha) = (1.747, 0.15)$ (—), $(2.0, 0.20)$ (---), $(2.512, 0.30)$ ($\cdot \cdot \cdot$), $(3.025, 0.40)$ (— · —), $(3.561, 0.50)$ (— · · —).

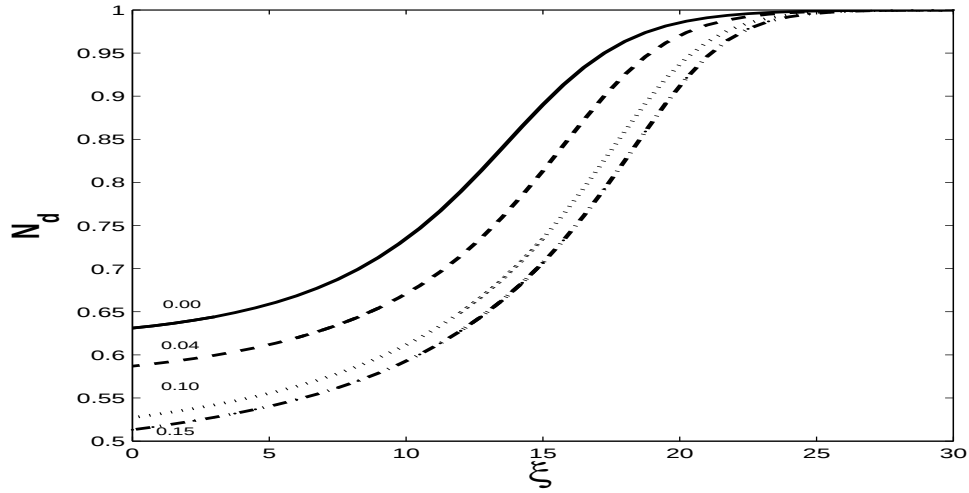


FIG. 3.16 – *Doubles layers correspondants aux courbes de la figure (3.14)*

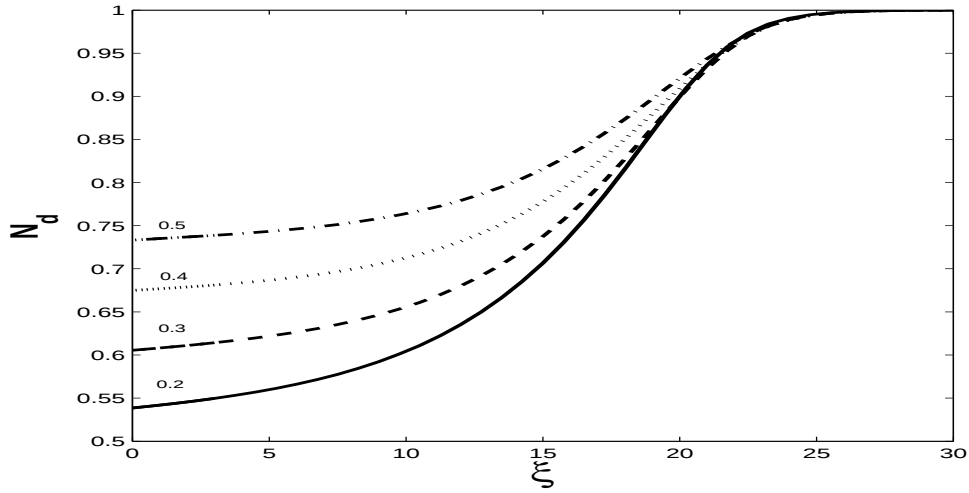


FIG. 3.17 – *Doubles layers correspondants aux courbes de la figure (3.15)*

Lorsque le rapport de température entre les électrons chauds et froids T_h/T_C croit dans l'intervalle de 10 à 15, l'amplitude de potentiel augmente (fig(3.18)), le comportement opposé s'assure pour T_h/T_C dans la gamme de 15 à 40 comme indiqué dans la figure fig(3.19), où nous voyons une diminution d'amplitude avec un accroissement de T_h/T_C . Ces deux derniers comportements sont justifiés dans les figures (3.20) et (3.21).

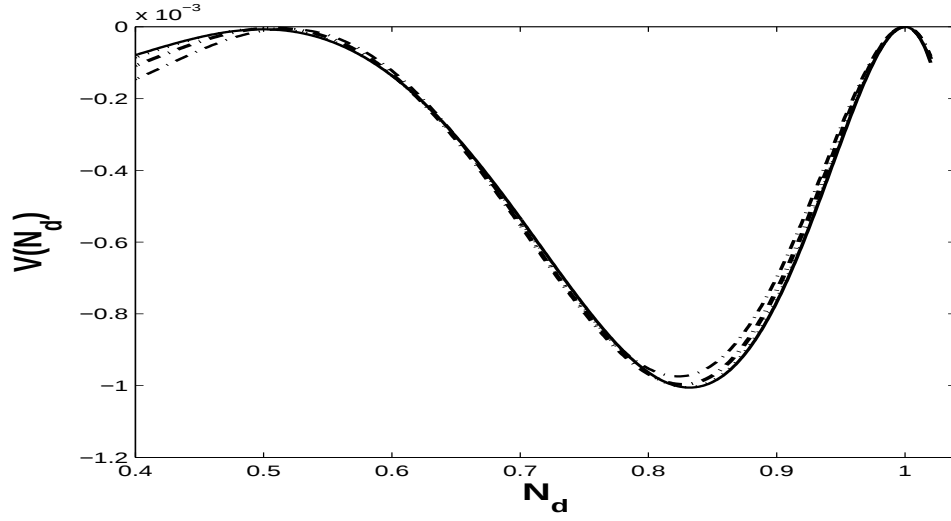


FIG. 3.18 – *Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $M = 1.5$ et pour $(\alpha, T_h/T_c) = (0.168, 10)$ ($- \cdot -$), $(0.1515, 12)$ ($--$), $(0.1365, 14)$ ($\cdot \cdot \cdot$), $(0.1294, 15)$ ($- \cdot -$).*

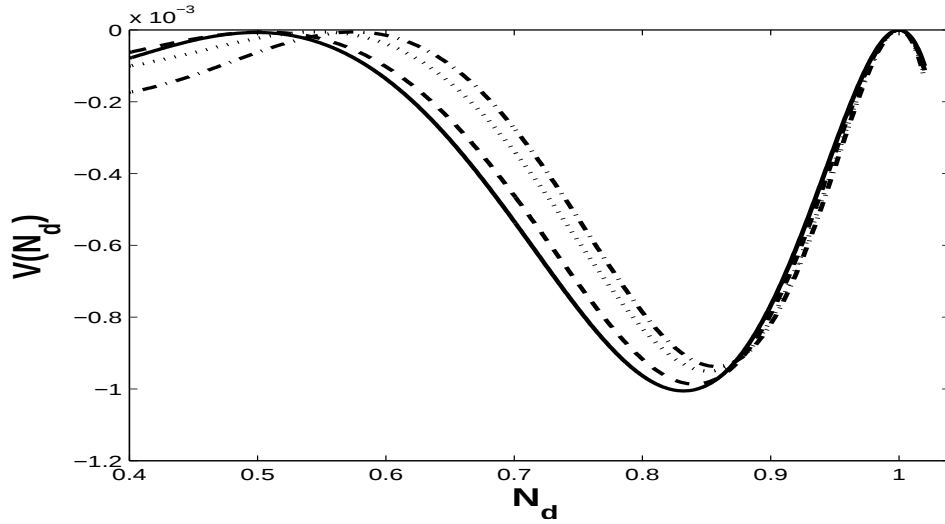


FIG. 3.19 – *Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $M = 1.5$ et pour $(\alpha, T_h/T_c) = (0.1294, 15)$ ($-$), $(0.0992, 20)$ ($--$), $(0.0488, 30)$ ($\cdot \cdot \cdot$), $(0.0059, 40)$ ($- \cdot -$).*

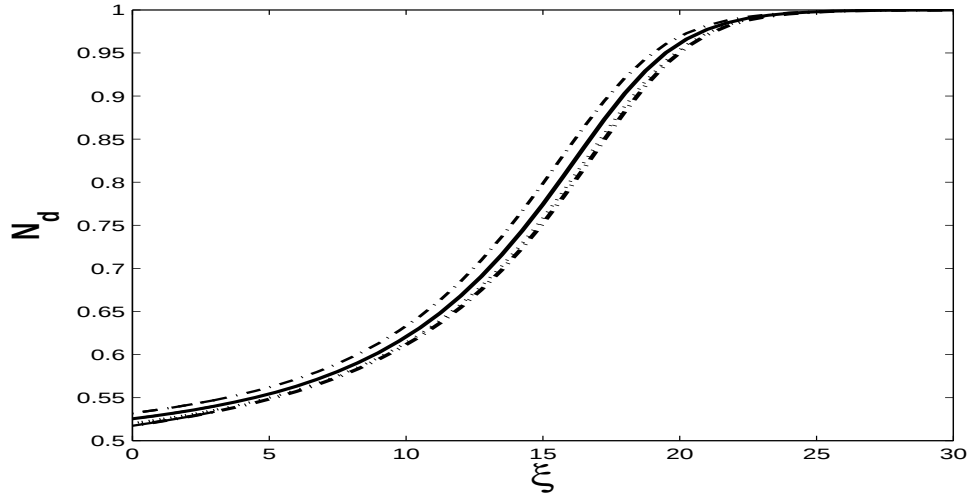


FIG. 3.20 – *Doubles couches correspondants aux courbes de la figure (3.18)*

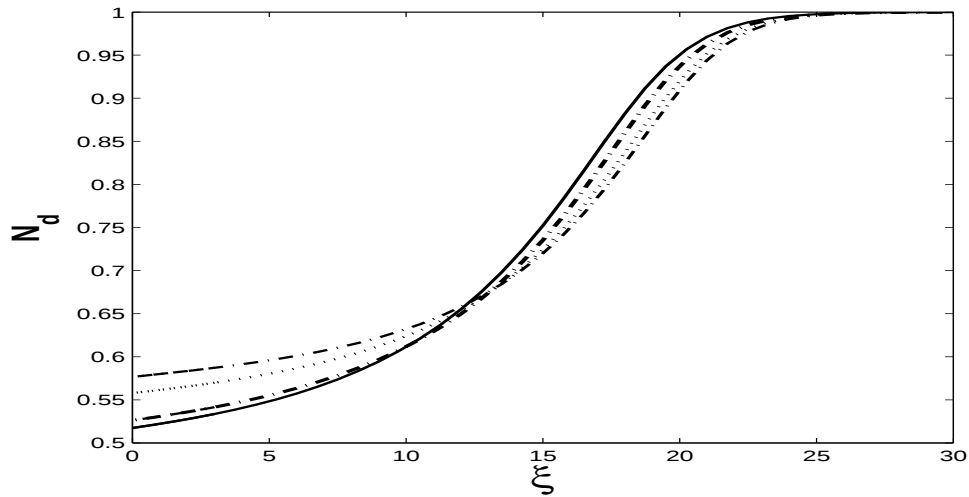


FIG. 3.21 – *Doubles couches correspondants aux courbes de la figure (3.19)*

D'après les deux figures (3.22) et (3.23), nous observons que l'amplitude de DL de type raréfactive augmente avec M pour chaque population d'électrons. Nous remarquons aussi que cette amplitude reste insensible par la comparaison entre les électrons de distribution de Maxwell-Boltzmann ($\alpha = 0$) (fig (3.24)) et ceux de distribution non-thermique ($\alpha = 0.02$)(fig (3.25)).

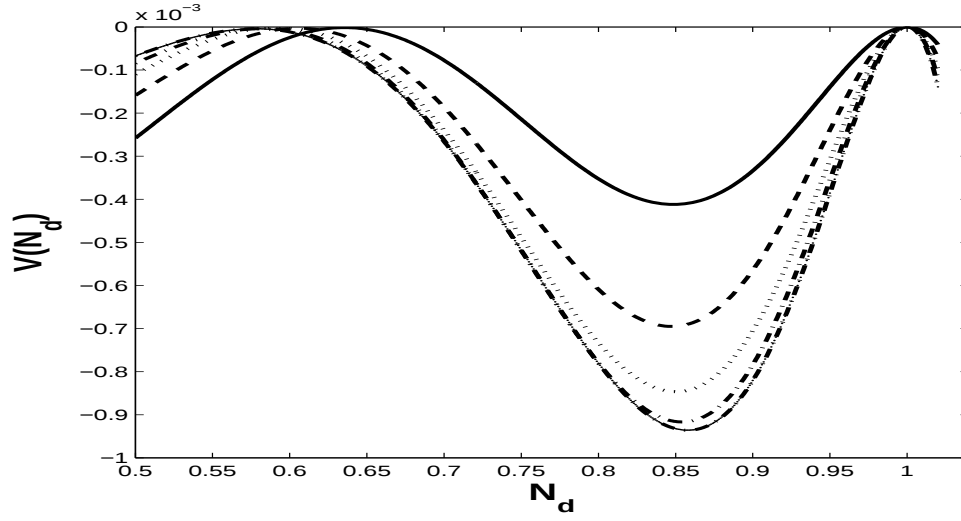


FIG. 3.22 – Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $\alpha = 0.00$ et pour $(M, T_h/T_c) = (1.1, 16.62)$ (—), $(1.2, 22.35)$ (---), $(1.3, 28.38)$ ($\cdots$), $(1.4, 34.75)$ (— · —), $(1.5, 41.55)$ (— · ·).

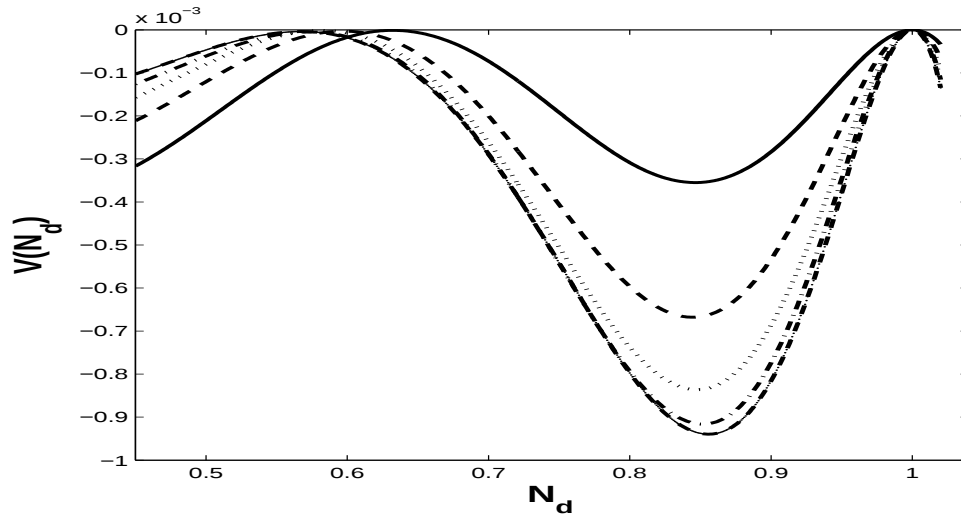


FIG. 3.23 – Potentiel de Sagdeev $V(N_d)$ en fonction de N_d pour $\alpha = 0.02$ et pour $(M, T_h/T_c) = (1.1, 14.03)$ (—), $(1.2, 19.24)$ (---), $(1.3, 24.68)$ ($\cdots$), $(1.4, 33.40)$ (— · —), $(1.5, 36.55)$ (— · ·).

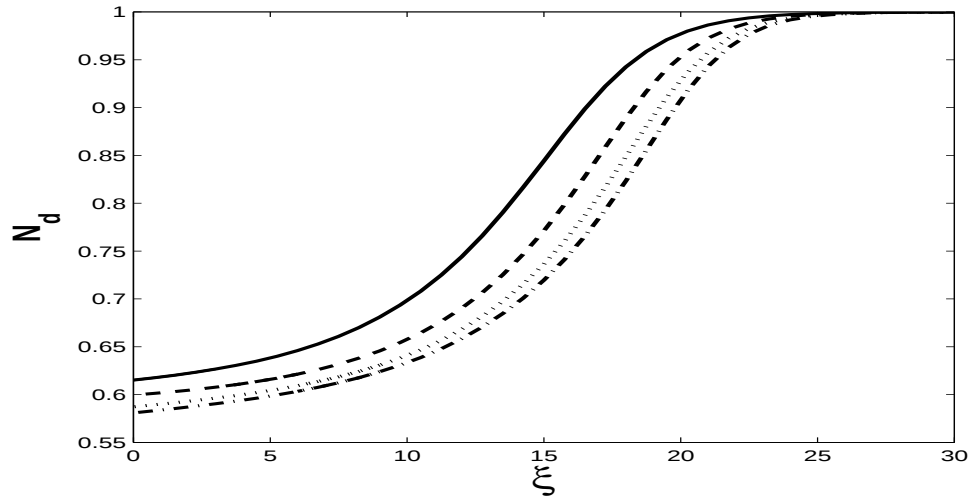


FIG. 3.24 – *Doubles couches correspondants aux courbes de la figure (3.22)*

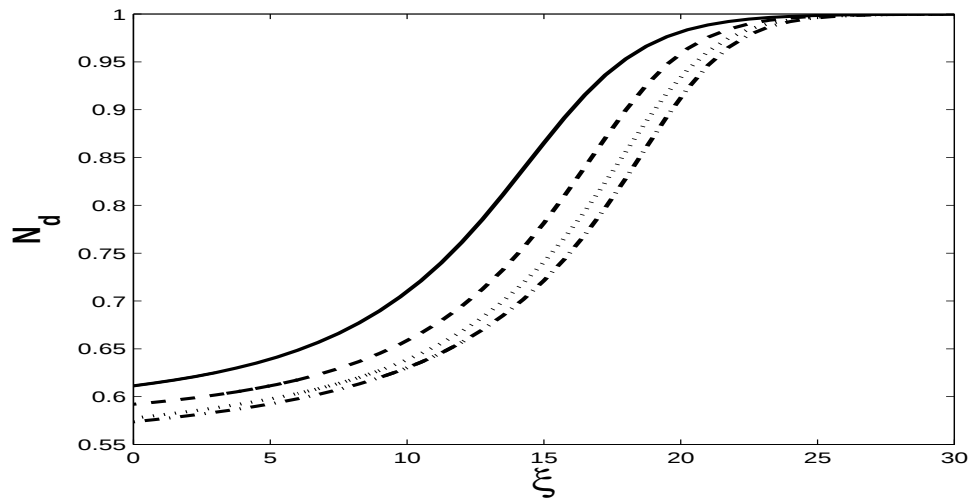


FIG. 3.25 – *Doubles couches correspondants aux courbes de la figure (3.23)*

3.3 Conclusion

Nous avons montré qu'un plasma poussiéreux qui contient des électrons non-thermiques supporte uniquement des structures solitaires et des doubles couches de type raréfaction résultant de la présence de deux espèces d'électrons. Divers paramètres de plasma tels que le paramètre non thermique α , le nombre de Mach M et le rapport des températures T_h/T_c gouvernent les modes acoustiques non-linéaires.

Une valeur maximum de α , à savoir, α_c , est exigée pour l'existence d'une structure solitaire quand M et T_h/T_c sont fixes. Pour T_h/T_c et α fixes, on a besoin d'une gamme des valeurs de M , $M_{min} < M < M_{max}$ afin d'avoir des structures solitaires. L'augmentation de α augmente la gamme des valeurs de M , par exemple à $T_h/T_c = 20$ pour les électrons Boltzmanniens ($\alpha = 0.0$) $1.01 < M < 1.1594$ et pour les électrons non thermique ($\alpha = 0.1$) $1.062 < M < 1.505$. Pour M et α fixes, une valeur minimum de T_h/T_c est exigée pour l'existence d'une structure solitaire.

L'amplitude du potentiel des DLs est plus profonde pour les électrons non-thermiques par rapport aux électrons qui suivent la distribution de Maxwell-Boltzmann. Lorsque α augmente de 0.00 à 0.15, l'amplitude augmente. L'opposé est observé si nous considérons des valeurs de α supérieures à 0.15. Lorsque le rapport de températures entre les électrons chauds et froids T_h/T_c croît dans l'intervalle de 10 à 15, l'amplitude de potentiel augmente, le comportement inverse se manifeste pour T_h/T_c dans la gamme de 15 à 40. L'amplitude de DL augmente avec M pour chaque population d'électrons, Boltzmanniens ou non-thermique.

Chapitre 4

L'effet de la fluctuation de la charge des grains de poussière sur les ondes électrostatiques non linéaires dans un plasma poussiéreux

Dans le deuxième chapitre, la charge des grains de poussière dans le plasma a été prise constante. En réalité la charge du grain n'est pas constante, elle fluctue. Cette fluctuation se manifeste dans le temps et dans l'espace. Elle est la conséquence de la collection de porteurs de charge de petite taille (par rapport aux grains). La fluctuation de la charge est un phénomène observé dans les plasmas de laboratoire et dans la nature. Les processus de charge sont différents selon les conditions sous lesquelles le plasma poussiéreux a été réalisé ou les conditions dans lesquelles il se trouve. Par conséquent, la charge de particules peut varier autour de sa valeur moyenne.

Pour un plasma de décharge de gaz de laboratoire, où le grain est chargé en collectant des électrons et des ions, la fluctuation a été principalement considérée dans le cadre de l'approche de mouvement d'orbite limité (OML) [1]. Plusieurs mécanismes de charge, y compris l'émission thermoïonique et photo électronique, ont été également considérés [39].

4.1 Equation d'évolution de la charge du grain de poussière

Toute perturbation des paramètres du plasma tel que, la densité électronique et ionique conduite par la propagation d'une quelconque onde, affecte forcément les courants de charge et donc la charge du grain. Par conséquent, la charge électrique du grain est une quantité dépendante du temps et doit être traitée comme une variable dynamique comme la densité et le potentiel. A cet effet, il nous est alors nécessaire de réécrire une autre équation qui tiendra compte de l'évolution de la charge d'un grain de poussière [1].

$$\frac{dq_d}{dt} = I_+ + I_- \quad (4.1)$$

I_+ (I_-) est le courant positif (négatif) des porteurs de charge qui affluent vers la surface du grain.

Pour comprendre comment la charge du grain de poussière évolue avec le temps, nous considérons un grain de poussière immergé dans un plasma et déterminons le temps de charge (le temps caractérisant l'évolution de la charge de grain de poussière à partir de sa valeur d'équilibre sous l'effet de la perturbation). Un grain de poussière peut être chargé positivement ou négativement. Dans ce travail nous considérons la situation où le grain est chargé positivement par la photo-émission des électrons (en présence du rayonnement UV) et la collection des ions [1, 40]. Nous négligeons aussi la présence des ions dans le plasma poussiéreux, tous les ions sont attachés sur la surface de grain de poussière. L'équation d'évolution de la charge du grain de poussière est donnée par;

$$\frac{\partial z_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial z_d}{\partial x} = \frac{I_e}{e} + \frac{I_p}{e} \quad (4.2)$$

où I_e est le courant électronique généré par le flux des électrons du plasma vers le grain, I_p est le courant des électrons photo-émis. Les expressions de ces courants sont données par [1, 40]

$$I_e = -\pi r_d^2 e n_e \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{z_d e^2}{r_d k_B T_e} \right) \quad (4.3)$$

$$I_p = \pi r_d^2 e Q_{abs} Y_p J_p \exp\left(-\frac{z_d e^2}{r_d k_B T_p}\right) \quad (4.4)$$

où r_d et z_d sont respectivement le rayon de grain de poussière et sa charge. Ici, Q_{abs} est l'efficacité de l'absorption du rayonnement UV ($Q_{abs} \approx 1$ pour $2\pi r_d/\lambda \gg 1$, où λ est la longueur d'onde des photons d'incident), J_p est le flux de photons, Y_p est l'efficacité ou le rendement photoélectrique (rapport entre le nombre d'électrons émis et le nombre de photons reçus) et T_p est leur température moyenne.

4.2 Les équations de base

Nous considérons un plasma non magnétisé et non collisionnel constitué de grains de poussière chargés positivement $q_d = z_d e$, ($z_d > 0$) de température T_d en présence de deux groupes distincts d'électrons, un groupe de température chaude T_h et l'autre de température froide T_c , où les deux espèces sont localement en équilibre thermodynamique. Les équations du présent modèle sont:

$$n_{eh} = n_{oh} \exp\left(\frac{e\phi}{T_h}\right). \quad (4.5)$$

$$n_{ec} = n_{oc} \exp\left(\frac{e\phi}{T_c}\right). \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_d v_d) = 0. \quad (4.7)$$

$$m_d \left[\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} \right] = -q_d \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{T_d}{n_d} \frac{\partial n_d}{\partial x}. \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e (n_{ec} + n_{eh} - z_d n_d). \quad (4.9)$$

L'équation d'évolution de la charge du grain de poussière(4.2) s'écrit alors,

$$\frac{\partial z_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial z_d}{\partial x} = \frac{I_{ec}}{e} + \frac{I_{eh}}{e} + \frac{I_p}{e} \quad (4.10)$$

avec

$$I_{ec} = -\pi r_d^2 e n_{ec} \left(\frac{8T_c}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{z_d e^2}{r_d T_c} \right)$$

$$I_{eh} = -\pi r_d^2 e n_{eh} \left(\frac{8T_h}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{z_d e^2}{r_d T_h} \right)$$

La normalisation est identique à celle donnée par la Réf [25], la variable normalisée z_p est définie par:

$$z_p = \frac{z_{od} e^2}{r_d k_B T_{eff}}$$

On aboutit aux équations normalisées suivantes:

$$N_{eh} = N_{oh} \exp(\alpha_h \Phi) \quad (4.11)$$

$$N_{ec} = N_{oc} \exp(\alpha_c \Phi) \quad (4.12)$$

avec $\alpha_{c,h} = \frac{T_{eff}}{T_{c,h}}$.

$$\frac{\partial N_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(N_d V_d) = 0. \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial t} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial x} = -Z_d \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \delta \frac{1}{N_d} \frac{\partial N_d}{\partial x}. \quad (4.14)$$

avec $\delta = \frac{T_d}{z_{od} T_{eff}}$.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = N_{oc} \exp(\alpha_c \Phi) + N_{oh} \exp(\alpha_h \Phi) - Z_d N_d. \quad (4.15)$$

où $N_{oc,h} = n_{oc,h}/n_o$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = & 1 + (N_{oc} \alpha_c + N_{oh} \alpha_h) \Phi + \frac{1}{2} (N_{oc} \alpha_c^2 + N_{oh} \alpha_h^2) \Phi^2 \\ & + \frac{1}{6} (N_{oc} \alpha_c^3 + N_{oh} \alpha_h^3) \Phi^3 - Z_d N_d \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 1 + \Delta_1 \Phi + \frac{1}{2} \Delta_2 \Phi^2 + \frac{1}{6} \Delta_3 \Phi^3 - Z_d N_d \quad (4.17)$$

avec $\Delta_1 = (N_{oc}\alpha_c + N_{oh}\alpha_h)$, $\Delta_2 = (N_{oc}\alpha_c^2 + N_{oh}\alpha_h^2)$, $\Delta_3 = (N_{oc}\alpha_c^3 + N_{oh}\alpha_h^3)$

$$\begin{aligned}
 I_{ec} &= \pi r_d^2 e \left(\frac{8T_{eff}}{\pi m_e} \right)^{1/2} \alpha_c^{-1/2} N_{oc} \exp(\alpha_c \Phi) (1 + \alpha_c z_p Z_d) \\
 I_{eh} &= \pi r_d^2 e \left(\frac{8T_{eff}}{\pi m_e} \right)^{1/2} \alpha_h^{-1/2} N_{oh} \exp(\alpha_h \Phi) (1 + \alpha_h z_p Z_d) \\
 I_p &= \pi r_d^2 e Q_{abs} Y_p J_p \exp \left(-\frac{T_{eff}}{T_p} z_p Z_d \right)
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

Alors la normalisation de l'équation (4.10) donne

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial Z_d}{\partial t} + V_d \frac{\partial Z_d}{\partial x} &= -k_e \alpha_c^{-1/2} N_{oc} \exp(\alpha_c \Phi) (1 + \alpha_c z_p Z_d) \\
 &\quad - k_e \alpha_h^{-1/2} N_{oh} \exp(\alpha_h \Phi) (1 + \alpha_h z_p Z_d) + k_p \exp(-\alpha_p z_p Z_d)
 \end{aligned} \tag{4.19}$$

Pour résoudre le système des équations normalisées (4.11-4.19), afin d'étudier les ondes solitaires de petite amplitude mais finie, on fait appel aux coordonnées étirées (stretched coordinates) à une dimension $\xi = \epsilon^{1/2}(x - u_o t)$ et $\tau = \epsilon^{3/2}t$ où ϵ est un paramètre de petite dimension mesurant la faiblesse de l'amplitude ou la dispersion et u_o est la vitesse de soliton (normalisée par C_d) [1]. Les variables sont perturbées par rapport à leurs valeurs à l'équilibre comme suit,

$$N_d = 1 + \epsilon N_{d1} + \epsilon^2 N_{d2} + \dots$$

$$Z_d = 1 + \epsilon Z_{d1} + \epsilon^2 Z_{d2} + \dots$$

$$V_d = \epsilon v_{d1} + \epsilon^2 V_{d2} + \epsilon^3 V_{d3} + \dots$$

$$\Phi = \epsilon \Phi_1 + \epsilon^2 \Phi_2 + \epsilon^3 \Phi_3 + \dots$$

On écrit les équations normalisées (4.13, 4.14, 4.17) dans le cadre des coordonnées étirées où $\frac{\partial}{\partial x} = \epsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \xi}$ et $\frac{\partial}{\partial t} = \epsilon^{3/2} \frac{\partial}{\partial \tau} - \epsilon^{1/2} u_o \frac{\partial}{\partial \xi}$

$$-u_o \frac{\partial N_d}{\partial \xi} + \epsilon \frac{\partial N_d}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} (N_d V_d) = 0. \tag{4.20}$$

$$-u_o \frac{\partial V_d}{\partial \xi} + \epsilon \frac{\partial V_d}{\partial \tau} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial \xi} = -Z_d \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} - \delta \frac{1}{N_d} \frac{\partial N_d}{\partial \xi}. \tag{4.21}$$

$$\epsilon \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = 1 + \Delta_1 \Phi + \frac{1}{2} \Delta_2 \Phi^2 + \frac{1}{6} \Delta_3 \Phi^3 - Z_d N_d \quad (4.22)$$

et le développement limité de l'équation (4.19) à l'équilibre

$$I_{ec} + I_{eh} + I_p = 0$$

$$\begin{aligned} & -k_e \alpha_c^{-1/2} N_{oc} \left(1 + \alpha_c \Phi + \frac{1}{2} \alpha_c^2 \Phi^2 + \frac{1}{6} \alpha_c^3 \Phi^3 \right) (1 + \alpha_c z_p Z_d) \\ & -k_e \alpha_h^{-1/2} N_{oh} \left(1 + \alpha_h \Phi + \frac{1}{2} \alpha_h^2 \Phi^2 + \frac{1}{6} \alpha_h^3 \Phi^3 \right) (1 + \alpha_h z_p Z_d) \\ & + k_p \left(1 - (\alpha_p z_p) Z_d + \frac{1}{2} (\alpha_p z_p)^2 Z_d^2 - \frac{1}{6} (\alpha_p z_p)^3 Z_d^3 \right) = 0 \end{aligned} \quad (4.23)$$

avec $k_e = \left(\frac{8T_{eff}}{\pi m_e} \right)^{1/2}$, $k_p = Q_{abs} Y_p J_p$ et $\alpha_p = \frac{T_{eff}}{T_p}$

En développant les équations (4.20, 4.21, 4.22, 4.23) en série de puissance de ϵ ,

1) A l'ordre de ϵ

$$N_{d1} = \frac{1}{u_o^2 - \delta} \Phi_1, \quad v_{d1} = \frac{u_o}{u_o^2 - \delta} \Phi_1, \quad Z_{d1} = \left(\Delta_1 - \frac{1}{u_o^2 - \delta} \right) \Phi_1 = \gamma_1 \Phi_1. \quad (4.24)$$

2) A l'ordre de ϵ^2

$$\frac{\partial N_{d1}}{\partial \tau} - u_o \frac{\partial N_{d2}}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi} (N_{d1} v_{d1}) + \frac{\partial v_{d2}}{\partial \xi} = 0. \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial v_{d1}}{\partial \tau} - u_o \frac{\partial v_{d2}}{\partial \xi} + v_{d1} \frac{\partial v_{d1}}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi_2}{\partial \xi} - Z_{d1} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \xi} - \delta \frac{\partial N_{d2}}{\partial \xi}. \quad (4.26)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial \xi^2} = \Delta_1 \Phi_2 + \frac{1}{2} \Delta_2 \Phi_1^2 - Z_{d1} N_{d1} - N_{d2} - Z_{d2} \quad (4.27)$$

$$Z_{d2} = \gamma_2 \Phi_2 + \gamma_3 \Phi_1^2 \quad (4.28)$$

avec;

$$\gamma_2 = - \left\{ \frac{k_e \alpha_c^{1/2} N_{oc}(1 + \alpha_c z_p) + k_e \alpha_c^{1/2} N_{oc}(1 + \alpha_c z_p)}{k_e z_p (N_{oc} \alpha_c^{-1/2} + N_{oh} \alpha_h^{-1/2}) - k_p \alpha_p z_p (1 - \alpha_p z_p + \frac{1}{2}(\alpha_p z_p)^2)} \right\}$$

$$\gamma_3 = \left\{ \frac{\frac{1}{2} k_p (\alpha_p z_p \gamma_1)^2 (1 - \alpha_p z_p \gamma_1) - k_e \alpha_c^{3/2} N_{oc} (\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \alpha_c z_p + \gamma_1 z_p) - k_e \alpha_h^{3/2} N_{oh} (\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \alpha_h z_p + \gamma_1 z_p)}{k_e z_p (N_{oc} \alpha_c^{-1/2} + N_{oh} \alpha_h^{-1/2}) - k_p \alpha_p z_p (1 - \alpha_p z_p + \frac{1}{2}(\alpha_p z_p)^2)} \right\}$$

En multipliant l'équation (4.25) par u_o et avec l'équation (4.26) et en remplaçant N_{d1}, V_{d1}, Z_{d1} par leurs expressions données par (4.24) on trouve:

$$\frac{\partial N_{d2}}{\partial \xi} = \left(\frac{2u_o}{(u_o^2 - \delta)^2} \right) \frac{\partial \Phi_1}{\partial \tau} + \left(\frac{3u_o^2}{(u_o^2 - \delta)^3} + \frac{\gamma_1}{u_o^2 - \delta} \right) \Phi_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial \xi} + \left(\frac{1}{u_o^2 - \delta} \right) \frac{\partial \Phi_2}{\partial \xi} \quad (4.29)$$

En multipliant l'équation (4.27) par $\frac{\partial}{\partial \xi}$ et en combinant avec les équations (4.29) et (4.28) on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \tau} + \frac{(u_o^2 - \delta)^2}{2u_o} \left(\frac{3\gamma_1}{u_o^2 - \delta} + \frac{3u_o^2}{(u_o^2 - \delta)^3} + 2\gamma_3 - \Delta_2 \right) \Phi_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial \xi} + \left(\frac{(u_o^2 - \delta)^2}{2u_o} \right) \frac{\partial^3 \Phi_1}{\partial \xi^3} \\ + \left(\frac{(u_o^2 - \delta)^2}{2u_o} (\gamma_2 + \frac{1}{u_o^2 - \delta} - \Delta_1) \right) \frac{\partial \Phi_2}{\partial \xi} = 0 \end{aligned} \quad (4.30)$$

Pour les ondes de petite amplitude on peut éliminer le terme de deuxième perturbation Φ_2

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial \tau} + \frac{(u_o^2 - \delta)^2}{2u_o} \left(\frac{3\gamma_1}{u_o^2 - \delta} + \frac{3u_o^2}{(u_o^2 - \delta)^3} + 2\gamma_3 - \Delta_2 \right) \Phi_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial \xi} + \left(\frac{(u_o^2 - \delta)^2}{2u_o} \right) \frac{\partial^3 \Phi_1}{\partial \xi^3} = 0 \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial \tau} + A \Phi_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial \xi} + B \frac{\partial^3 \Phi_1}{\partial \xi^3} = 0 \quad (4.32)$$

Le coefficient de dispersion B et le coefficient de non linéarité A sont donnés par:

$$B = \frac{(u_o^2 - \delta)^2}{2u_o}$$

$$A = B \left(\frac{3\gamma_1}{u_o^2 - \delta} + \frac{3u_o^2}{(u_o^2 - \delta)^3} + 2\gamma_3 - \Delta_2 \right)$$

L'équation (4.32) est une équation de type Korteweg-de Vries (KdV). Les deux premiers termes sont identifiés comme étant le terme de dérivé convecteur du type $\frac{\partial}{\partial \tau} + \Phi \cdot \nabla$,

et contient un terme non linéaire qui mène à l'accroissement de l'onde et un terme de dissipation. Le troisième terme résulte de la dispersion de l'onde. La solution de cette équation se fait après le changement de variable suivant; $\eta = \xi - u_o\tau \longrightarrow (\frac{\partial}{\partial \xi} = \frac{d}{d\eta} \text{ et } \frac{\partial}{\partial \tau} = -u_o \frac{d}{d\eta})$, on trouve

$$-u_o \frac{d\Phi_1}{d\eta} + \frac{A}{2} \frac{d\Phi_1^2}{d\eta} + \frac{B}{2} \frac{d}{d\eta} \left(\frac{d^2\Phi_1}{d\eta^2} \right) = 0 \quad (4.33)$$

En intégrant par rapport à η cette dernière équation et en utilisant les conditions aux limites suivantes, quand $\eta \rightarrow \infty$: $\Phi_1 \rightarrow 0$ et $\frac{d\Phi_1}{d\eta} = 0$ on obtient:

$$u_o \Phi_1 - \frac{A}{2} \Phi_1^2 - \frac{B}{2} \frac{d^2\Phi_1}{d\eta^2} = 0 \quad (4.34)$$

En multipliant chaque terme par $(d\Phi_1/d\eta)$ on trouve;

$$\frac{1}{2} u_o \frac{d\Phi_1^2}{d\eta} - \frac{A}{6} \frac{d\Phi_1^3}{d\eta} - \frac{B}{4} \frac{d}{d\eta} \left(\frac{d\Phi_1}{d\eta} \right)^2 = 0 \quad (4.35)$$

L'intégration de cette équation par rapport à η donne

$$\left(\frac{d\Phi_1}{d\eta} \right)^2 = \frac{2A}{3B} \left(\frac{3u_o}{A} - \Phi_1 \right) \Phi_1^2 \quad (4.36)$$

avec la solution

$$\Phi_1 = \Phi_{1m} \operatorname{sech}^2 \left[\frac{(\xi - u_o\tau)}{W} \right] \quad (4.37)$$

$\Phi_{1m} = 3u_o/A$ et $W = 2\sqrt{B/u_o}$ représentent respectivement l'amplitude et la largeur du soliton.

4.3 Les résultats numériques

L'équation (4.37) est résolue numériquement pour chercher l'existence des structures solitaires. L'existence des ces structures dépend du choix des paramètres u_o , T_h/T_c et N_{oc} intervenant. Chaque ensemble de paramètres dépend directement des valeurs initiales qui correspondent à une situation physique décrite par les valeurs de T_d/T_h et Z_d et avec des paramètres indiqués dans les Réf [40, 41] où $Q_{abs} = 1$, $Y_p = 0.1$, $J_p = 9.41 \times 10^{19}$ pour

$r_d = 1\mu m$ et $\alpha_p = 1$.

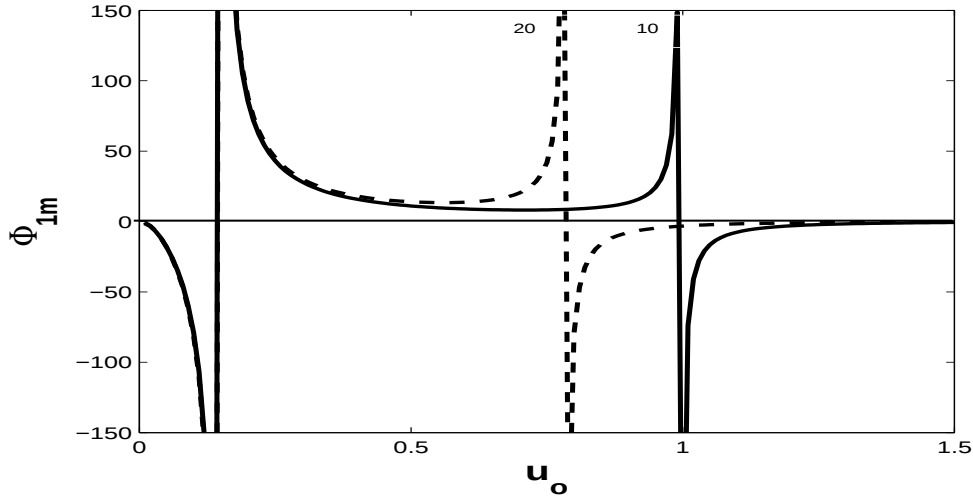


FIG. 4.1 – Le potentiel Φ_{1m} en fonction de u_o pour $N_{oc} = 0.1$. Le paramètre indiqué sur les courbes correspond à T_h/T_c .

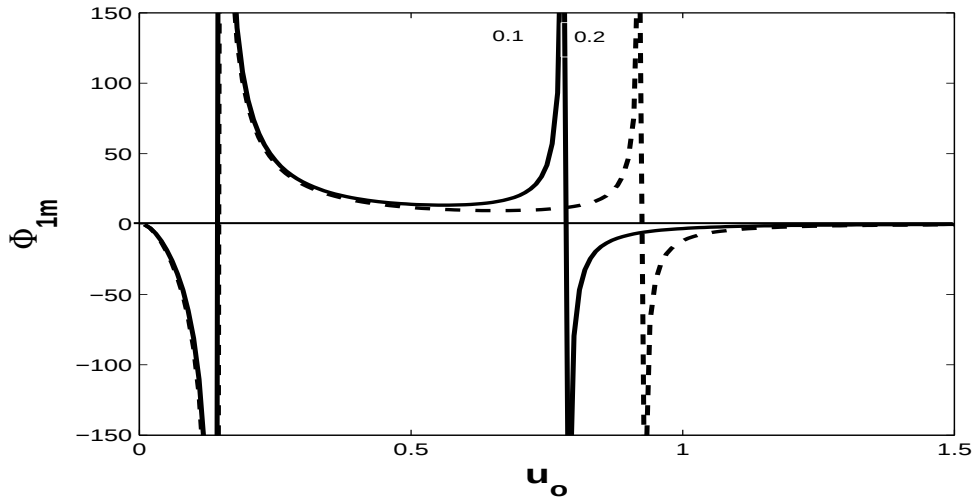


FIG. 4.2 – Le potentiel Φ_{1m} en fonction de u_o pour $T_h/T_c = 20$. Le paramètre indiqué sur les courbes correspond à N_{oc} .

Nous avons déduit l'équation de KdV (Eq:4.32) et obtenu des structures solitaires. Nous obtenons des solitons compressifs ($A > 0$) et raréfactifs ($A < 0$). D'autre part, il existe quelques points critiques qui font que le coefficient non-linéaire A de l'équation de KdV devienne nul.

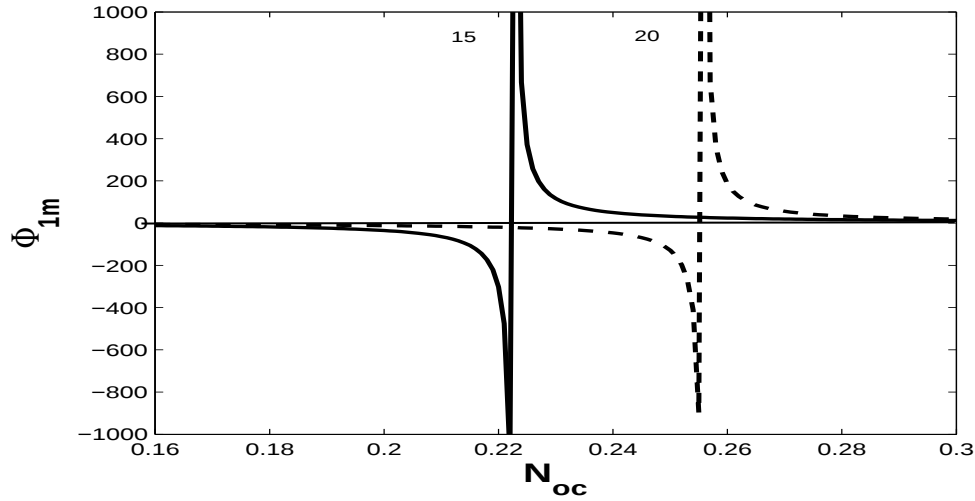


FIG. 4.3 – Le potentiel Φ_{1m} en fonction de N_{oc} pour $u_o = 1$. Le paramètre indiqué sur les courbes correspond à T_h/T_c .

De cette recherche, nous pouvons observer l'effet de la vitesse de soliton u_o , de la fluctuation de charge de grain, de la densité des électrons froids et de rapport de températures régissent le mouvement collectif des grains de poussière. Nous montrons ici que le modèle considéré est structurellement instable, dans le sens qu'un petit changement des paramètres ne produira pas juste un petit changement de la solution, mais change complètement sa nature, par exemple, de soliton compressif en soliton raréfactif. Nous avons tracées l'amplitude Φ_{1m} en fonction de la vitesse de soliton (u_o), de la densité des électrons froids (N_{oc}) et en fonction de rapport de température (T_h/T_c). Nous pouvons observer qu'il y a deux vitesses critiques de solitons u_{oc1} et u_{oc2} , dans l'intervalle de ses valeurs critiques notre modèle de plasmas admet des structures solitaires compressives et en dehors de cet intervalle, ces dernières (structures) deviennent raréfactives(fig:4.1)(fig:4.2). À mesure que T_h/T_c augmente, la région de u_o , où les solitons positifs existent, devient de plus en plus étroite, tandis que cette région doit s'éloigner avec l'augmentation de N_{oc} . Ceci est en accord avec les résultats de El-Labany et autres [42].

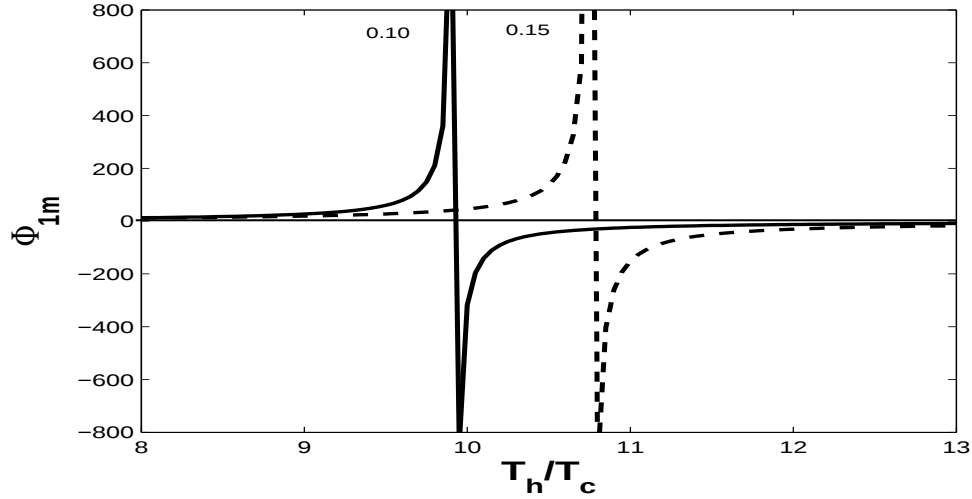


FIG. 4.4 – Le potentiel Φ_{1m} en fonction de T_c/T_c pour $u_o = 1$. Le paramètre indiqué sur les courbes correspond à N_{oc} .

La figure (fig:4.3) montre l'existence d'une valeur critique de la densité des électrons froids N_{oc} , au delà de laquelle on trouve les structures rarefactives et à partir de laquelle les structures deviennent compressives, cette valeur critique augmente avec l'augmentation de T_h/T_c . Ceci indique que les électrons de plus basse température sont nécessaires pour l'existence d'un soliton négatif. Contrairement au système de plasma poussiéreux à deux températures ioniques considérés dans la Réf [43] où les ions de plus basse température sont nécessaires pour l'existence d'un soliton positif. Rappelons que dans le cas du modèle de Saini et autres [44] une valeur critique de densité qui sépare deux types de structures solitaires, compressives puis rarefactives a été trouvée.

Une autre valeur critique est trouvée ici et dépend seulement du rapport de température et qui sépare deux différentes structures solitaires, une structure solitaire compressive puis rarefactive (fig:4.4).

Conclusion

Dans notre travail nous nous sommes intéressés à l'étude de certaines structures non linéaires associées aux milieux de plasmas poussiéreux. Le plasma poussiéreux considéré est à charge positive constante et en présence d'électrons Boltzmaniens et d'autres électrons non-thermiques. La fluctuation de la charge a été aussi prise en compte. Nous avons alors étudié la dynamique de certains modes électrostatiques non linéaires dans un tel plasma, à savoir: la structure solitaire et la structure doubles couches (double layers). Deux techniques de calcul ont été utilisées. La première se basant sur l'approche du pseudo potentiel aboutit à une équation équivalente à une équation d'énergie. Cette dernière a été appliquée dans le cas où les amplitudes des ondes sont arbitraires. Pour de faibles amplitudes, nous avons fait appel à une autre technique, c'est la technique de perturbation pour trouver l'équation de Korteweg-de-Vries (KdV). Dans les deux cas la transformation self similaire a été nécessaire pour pouvoir suivre une seule onde. Nous avons constaté que la présence des électrons chauds est indispensable pour l'existence des modes électrostatiques solitaires non linéaires. Le rapport de températures ainsi que la densité électronique sont les deux paramètres qui gouvernent l'intervalle du nombre de Mach. Des valeurs critiques du coefficient non thermique qui décrit la déviation par rapport à une distribution thermique ont été trouvées. On peut conclure qu'un tel plasma supporte uniquement des modes de potentiel négatif. Les structures peuvent être de nature compressive ou raréfactive selon les conditions initiales de formation du plasma.

Bibliographie

- [1] P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasmas Physics*, IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 2002.
- [2] D. Petrović, *Waves and Instabilities in Non-Uniform, Multi-Component Plasmas*, PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven, 2006.
- [3] M. Djebli, *Expansion de Plasmas Poussiéreux en Géométrie Sphérique*, PhD thesis, Université USTHB Alger, 2004.
- [4] P. M. Bellan, *Fundamentals of Plasma Physics*, Pasadena, California, 2004.
- [5] G. V. Paeva, *Sheath Phenomena in Dusty Plasma*, PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2006.
- [6] P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Physics of Plasmas* **8**, 1791 (2001).
- [7] I. Langmuir, *Proc. Nat. Acad. Sci* **14**, 627 (1928).
- [8] M. V. Rusu, editor, *A conference to mark the formal retirement. Dusty Plasma in Space Sciences. Romania*, 2007, D. Grecu and A. T. Grecu.
- [9] R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson, and N. D'Angelo, *Physics of Plasmas* **5**, 1607 (1998).
- [10] A. Barkan, R. L. Merlino, and N. D'Angelo, *Phys. Plasmas* **2**, 3563 (1995).
- [11] C. W. X. Wang, *Plasma Science et Technology* **4**, 1101 (2002).
- [12] T. J. M. Boyd and J. J. Sanderson, *The Physics of Plasmas*, Cambridge University Press, 2003.
- [13] M. Talon, *Ondes de Surface*, Lpthe Université Paris VI Cnrs, 2006.
- [14] N. I. of Physics. Nuclear Engineering Horia Hulubei. Bucharest, editor, *Theory and Modelling of Magnetosonic Solitons in Space Plasma*, 2003, Jonas Ekeberg.
- [15] R. Z. Sagdeev, *Reviews of Plasma Physics* (ed. M. A. Lentovitch). Consultants Bureau (New York) **IV**, 23 (1966).

- [16] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, 1974.
- [17] P. K. Shukla and A. A. Mamun, *New Journal of Physics* **5**, 17.1 (2003).
- [18] A. A. Mamun and F. Sayed, *Electro-Acoustic Solitary Waves in Dusty plasmas* **IC**, 1 (2005).
- [19] A. A. Mamun, *Astrophysics and Space Science* **268**, 443 (1999).
- [20] L. P. Block, *Astrophysics and Space Science* **55**, 59 (1978).
- [21] M. A. Raadu and P. Carlqvist, *Astrophysics and Space Science* **74**, 189 (1981).
- [22] M. A. Raadu, *Astrophysics and Space Science* **144**, 43 (1988).
- [23] R. Bharuthram and P. K. Shukla, *Physica Scripta* **34**, 732 (1985).
- [24] R. Bharuthram and P. K. Shukla, *Phys. Fluids* **29**, 3214 (1986).
- [25] R. Bharuthram, M. Djebli, and S. R. Pillay, *J. Plasma Physics* **72**, 35 (2006).
- [26] I. Kourakis and P. K. Shukla, *Nonlinear Processes in Geophysics* **12**, 407 (2005).
- [27] T. Gyergyek and M. Èerèek, *Czechoslovak Journal of Physics* **54**, 431 (2004).
- [28] R. Bharuthram, *Astrophysics and Space Science* **189**, 213 (1992).
- [29] P. H. Yoon, T. Rhee, and C.-M. Ryu, *Journal of Geophysical Research* **111**, A09106 (2006).
- [30] R. A. Cairns et al., *Geophysical Researchletters* **22**, 2709 (1995).
- [31] E. K. El-Shewy, *Theoretical Physics* **31**, 1020 (2006).
- [32] A. Bandyopdhyay and K. P. Das, *Physica Scripta* **61**, 92 (2000).
- [33] C. A. Mendoza-Briceno, S. M. Russel, and A. A. Mamun, *Planetary and Space Science* **48**, 599 (2000).
- [34] S. K. Maharaj et al., *Plasma Physics* **72**, 43 (2006).
- [35] S. K. Maharaj, S. R. Pillay, R. Bharuthram, S. V. Singh, and G. S. Lakhina, *Physica Scripta* **T113**, 135 (2004).
- [36] J. A. Kunc, *Physical Review A* **40**, 1507 (1989).
- [37] A. C. P. 649, editor, *O Havnes in Dusty Plasma in the New Millinium*, volume P13, 2002, R. Bharuthram and M. A. Hellberg and P. K. Shukla and F. Verheest.
- [38] M. Moncuquet, N. Meyer-Vernet, and S. Hoang, *Journal of Geophysical Research* **100**, 697 (1995).
- [39] V. E. Fortov, I. T. Iakubov, and A. G. Khrapak, *Physics of Strongly Coupled Plasma*, Clarendon Press. Oxford, 2006.

- [40] A. A. Samarian et al., Physical Review E **64**, 056407 (2001).
- [41] L.-W. Ren, Z.-X. Wang, X. Wang, J.-Y. Liu, and Y. Liu, Physics of Plasmas **13**, 082306 (2006).
- [42] S. K. El-Labany and W. F. El-Taibany, Physics of Plasmas **10**, 989 (2003).
- [43] B. Xie, K. He, and Z. Huang, Physics of Plasmas **6**, 3808 (1999).
- [44] N. S. Saini, H. Kaur, and T. S. Gill, New Vistas in Dusty Plasma: Fourth International Conference on The Physics of Dusty Plasma , 442 (2005).