

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENNE



FACULTÉ DE PHYSIQUE

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de Magister

En Physique

Spécialité : Physique Théorique de la Matière et des Hautes Energies

Par : **Abderrezak BERBRI**

Thème :

**Modes acoustiques non linéaires dans les plasmas
poussiéreux à charge variable**

Soutenu publiquement le 15/04/2007, devant le Jury composé de :

Mr T. H. ZERGUINI	Professeur (USTHB)	Président
Mr M. TRIBECHÉ	Maître de conférences (USTHB)	Directeur de thèse
Mme F. CHAFA - MEKIDECHE	Professeur (USTHB)	Examineur
Mme K. BENDIB - KALACHE	Professeur (USTHB)	Examineur
Mr M. DEBIANE	Maître de conférences (USTHB)	Examineur

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	4
 1 la physique des plasmas poussiéreux	 8
1.1 Eléments de la théorie des plasmas.....	8
1.2 Propriétés des plasmas poussiéreux	11
1.3 La charge des grains de poussière	15
1.4 Modes électrostatiques de basses fréquences dans un plasma poussiéreux.....	17
1.4.1 Modes acoustiques ioniques poussiéreuses(DIA).....	18
1.4.2 Modes acoustiques poussiéreuse (DA)	18
1.5 Equation de Korteweg -de Vries	19
 2 Ondes acoustiques poussiéreuses (DA) dans un plasma poussiéreux	
électroniquement appauvri	23
2.1 Présentation physique du problème	23
2.2 Potentiel solitaire dans un plasma poussiéreux électroniquement appauvri	24
2.3 Effet des ions non thermiques	28
2.3.1 Equation de base du modèle	28
2.3.2 Existence des solitons	29
2.3.3 Cas des très faibles amplitudes.....	30
2.3.4 Amplitude arbitraire.....	31
 3 Ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma à charge variable	35
3.1 Présentation physique du problème.....	35
3.2 Ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux contenant des ions et des électrons Boltzmanien	36

3.2.1 Cas de la charge constante.....	36
3.2.2 Cas de la charge variable.....	42
3.3 Les ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux contenant des ions non thermique	47
3.3.1 Cas de la charge constante	47
3.3.2 Cas de la charge variable.....	53
3.4 Inclusion d'une population de positrons dans le modèle Maxwellien	57
4 Ondes acoustiques ioniques poussiéreuses (DIA) dans un plasma non thermique à charge variable	62
4.1 Présentation physique du problème	62
4.2 Formulation mathématique	63
4.3 Ondes acoustiques ioniques poussiéreuses solitaires	65
4.4 Ondes de choc acoustiques ioniques poussiéreuses.....	73
Conclusion	78
Bibliographie	81

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé au sein du groupe de Physique des Plasmas du Laboratoire de Physique Théorique de la Faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie HOUARI BOUMEDIENNE (USTHB) à Alger.

Je remercie vivement le docteur **M. TRIBECHE**, mon directeur de thèse, avec qui j'ai pris grand plaisir à travailler, dans la rigueur et la bonne humeur. Outre la confiance qu'il m'a témoignée, il a constamment suivi la progression de mon travail pour le mener à bien et à terme. Qu'il trouve ici à travers ces quelques lignes l'expressions de mon profond respect et de ma très haute considération.

Je remercie vivement le Professeur **T.H. ZERGUINI** qui nous a honorés en acceptant de présider le jury de la présente thèse et dont j'ai énormément apprécié le cours de physique numérique. Je le remercie également pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'accueillant au sein de son groupe de recherche.

Je tiens à remercier vivement le Professeur **F. CHAFA- MEKIDECHE** du Laboratoire de Physique Théorique, le Professeur **K. BENDIB- KALACHE** du Laboratoire d'Electronique Quantique ainsi que le docteur **M. DEBIANE**, Maître de Conférences du laboratoire de Mécanique des fluides, pour l'intérêt qu'ils ont manifesté et porté à ce travail en acceptant de prendre part au jury de cette thèse.

Je remercie **K. AOUTOU** pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues.

Que tous les membres du laboratoire de physique théorique et mes collègues de la faculté de physique trouvent ici l'expression de mon profond respect et de ma profonde gratitude.

Finalement, je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à mon père, ma mère, ma grande mère, mes oncles, mes frères et sœurs pour leur inestimable affection, leur soutien et leurs encouragements sans cesse renouvelés. Une pensée spéciale va à mon défunt grand père. A tous ces derniers, j'exprime ma reconnaissance et ma profonde gratitude.

INTRODUCTION

Il est communément admis que 99% de la matière de l'univers est à l'état plasma, un gaz électrifié dont les atomes sont dissociés en ions à charge positive et en électrons à charge négative. Les atmosphères, les nébuleuses et la majeure partie de l'hydrogène interstellaire sont à l'état plasma. Notre planète est elle même entourée d'un plasma à une distance comprise entre 90 et 500 km de sa surface. Cette couche facilite et rend possible les communications radio et est responsable de l'apparition des aurores boréales. Dans le voisinage immédiat de notre planète, les ceintures de Van Allen et le vent solaire sont autant d'autres exemples de l'abondance du plasma. D'un autre côté, dans notre vie de tous les jours, le nombre d'exemples de plasma est quelque peu limité et restreint. Nous citerons les gaz conducteurs à l'intérieur des tubes fluorescents tels les tubes à néon. Il est utile de noter que n'importe quel gaz ionisé n'est pas forcément un plasma. Un gaz présente toujours un certain degré d'ionisation. Ce n'est qu'au moment où la concentration des particules chargées provoque une charge d'espace capable de limiter le libre parcours moyen des ions et des électrons que les caractéristiques du gaz changent de manière notable. Un plasma se définit comme étant un gaz quasi- neutre composé de particules chargées et de particules neutres qui exhibent un comportement collectif. Lorsque les particules chargées se meuvent dans un plasma, des concentrations locales de charge positive et de charge négative sont générées au sein de ce plasma. Ces concentrations, et donc ces charges d'espace, donnent naissance à des champs électriques. En outre, le mouvement des particules chargées génère des courants et crée, par conséquent, des champs électromagnétiques. Ces champs électromagnétiques affectent et perturbent le mouvement d'autres particules chargées qui à leur tour peuvent influencer le reste des particules du plasma. En fait, toute perturbation affectant la neutralité d'un plasma provoque de forts champs électromagnétiques qui tendent à la restaurer. La façon la plus naturelle d'obtenir un plasma est de chauffer un gaz jusqu'à ce que l'énergie moyenne des particules soit comparable à l'énergie d'ionisation de l'espèce considérée.

La définition d'un plasma telle que énoncée ci-dessus peut s'avérer, à bien des égards, incomplète et restrictive. En effet, un plasma réel contient toujours des impuretés chargées

communément appelées poussières. La présence de ces extra particules, dont les dimensions sont de l'ordre du micron, rend la nature du système plasma beaucoup plus complexe et beaucoup plus difficile à cerner. Un plasma poussiéreux (dusty ou complex plasmas) est un gaz de basse température, complètement ou partiellement ionisé, comprenant des électrons, des ions et une composante additionnelle de grains de poussière chargés et extrêmement massifs. Au cours de ces dernières années, les plasmas poussiéreux ont suscité un large et profond regain d'intérêt à cause de leur rôle, parfois prépondérant, dans certaines applications technologiques, spatiales et astrophysiques. Les plasmas poussiéreux sont présents dans différentes parties de notre système solaire, à savoir, le milieu interplanétaire, les nuages interstellaires, les queues et chevelures des comètes, les anneaux planétaires, les boucles solaires et les nuages moléculaires interstellaires (nébuleuses Orion, Coalsack, Horsehead, Eagle). Ils sont aussi présents dans les dispositifs de laboratoires et les procédés industriels. La lumière zodiacale, la troposphère arctique, la mésosphère polaire, les gaz d'échappement d'une fusée, la flamme d'une chandelle, ...etc sont autant d'autres exemples de plasmas poussiéreux. La présence de grains de poussière d'origine météoritique a d'ailleurs été détectée dans la mésosphère terrestre à des altitudes allant de 80 à 100 km grâce à des mesures directes de sonde. Au vu des nouveaux phénomènes qu'ils introduisent et font intervenir, tels que la fluctuation de la charge électrique, l'appauvrissement électronique et la dissipation anormale de l'énergie, ces grains de poussière massifs et hautement chargés peuvent modifier les propriétés intrinsèques du plasma traditionnel à deux composantes. De nouveaux modes et de nouvelles instabilités peuvent alors apparaître. En réalité, la physique des plasmas poussiéreux n'a connu son essor que grâce à la découverte de l'onde acoustique poussiéreuse (DAW, un nouveau mode), de l'onde acoustique ionique poussiéreuse (DIAW, mode acoustique ionique habituel modifié par la présence des grains de poussière) et à la cristallisation coulombienne des grains de poussière dans les plasmas fortement couplés (lorsque le rapport entre l'interaction de Coulomb et l'énergie thermique des grains excède une valeur critique de l'ordre de 170). Un grain de poussière immergé dans un plasma acquiert une charge électrique qui peut équivaloir plusieurs milliers de fois celle de l'électron. La charge du grain de poussière provient généralement d'un concours de plusieurs processus physiques tels que la collection des électrons et des ions du plasma ambiant, l'émission photo-électronique dans les milieux radiatifs, l'émission électronique secondaire, l'émission par ions énergétiques,...etc. Dans les plasmas de laboratoire de basses températures, la collection des électrons et des ions semble être le mécanisme de

charge le plus dominant. Récemment, de nombreux travaux théoriques et expérimentaux sur les plasmas poussiéreux ont porté sur la variation de la charge des grains de poussière et les modifications que ce nouveau phénomène peut apporter. Pour cela, un formidable arsenal expérimental a été mis sur pied pour l'étude des ondes, des instabilités et du processus de charge dans les plasmas poussiéreux. Par ailleurs, les ondes acoustiques et acoustiques ioniques poussiéreuses ont été intensément étudiées et ont donné, parfois, lieu à de larges débats contradictoires. Le phénomène de variation de la charge du grain modifie considérablement les conditions d'existence et de réalisation de ces deux "nouveaux" modes. De nos jours, la physique des plasmas complexes ou poussiéreux connaît une activité intense et particulière. Cet intérêt toujours croissant a donné lieu depuis le début des années 90 à une littérature considérable, riche et variée. Beaucoup de livres sont apparus au cours de ces dix dernières années traitant soit d'un aspect particulier soit donnant une vue d'ensemble. L'importance et l'impact d'une telle discipline en rapide évolution est à rechercher certainement dans les domaines de l'astrophysique et des décharges de basses températures utilisées dans les procédés industriels de traitement et de fabrication.

Le but du présent mémoire de Magister consiste à investir, au moyen d'une approche hybride (analytique et numérique), les modes acoustiques non linéaires associés à différents modèles de plasma poussiéreux à charge variable. Nous nous intéressons particulièrement aux conditions d'existence et de réalisation des structures solitaires et des ondes de choc non collisionnelles dans les plasmas non thermiques. Ces structures qui peuvent être perçues (à bien des égards) comme « les modes normaux non linéaires » d'un plasma à charge variable sont alors étudiées grâce à la méthode bien connue du pseudo-potentiel (amplitude arbitraire) et aux méthodes de perturbation réductive (amplitude faible mais finie). L'accent est alors mis sur l'influence inhérente à la dynamique du grain de poussière et à la fluctuation de sa charge électrique. La structure solitaire interagit avec ce degré de liberté additionnel qui, de concert avec les non linéarités du système, donne naissance à une onde de choc. Cette dernière, fondamentalement différente de l'onde de choc classique, est dite non collisionnelle dans la mesure où seule la dissipation anormale de l'énergie est requise. La présente thèse est composée des chapitres suivants.

- Dans le premier chapitre de cette thèse, nous définirons les concepts de base d'un plasma et introduirons les équations du modèle fluide standard que nous aurons à utiliser 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 sera consacré à la généralisation du model bien connu de l'onde acoustique poussiéreuse (DA) dans le cas d'un plasma poussiéreux électroniquement appauvri. L'accent sera alors mis sur l'influence des ions non thermiques sur les propriétés de l'onde acoustique poussiéreuse solitaire.

- L'objet du troisième chapitre consistera à étendre l'analyse du deuxième chapitre à des situations où les grains de poussière exhibent des variations de charge self- consistantes et à rechercher dans quelle mesure et sous quelles conditions la variation de la charge peut elle modifier de manière drastique les résultats du chapitre précédent concernant le mode acoustique poussiéreux. Nous verrons alors l'émergence de structures cohérentes (soliton) et dissipatives (onde de choc) dont la formation et l'existence seront essentiellement dues à une compétition entre la non linéarité, la dispersion et la dissipation anormale de notre système plasma. Nous étendrons alors cette analyse au cas d'un plasma poussiéreux contenant une population d'ions rapides et non thermiques.

- Au cours du quatrième chapitre, nous reconsidérerons une analyse antérieure dans le but d'inclure une température ionique finie et une fraction d'électrons rapides et non thermiques. Nous montrerons alors qu'à cause de la déviation des électrons de leur équilibre thermodynamique, notre modèle de plasma pourra propager aussi bien des ondes acoustiques ioniques solitaires de compression que de raréfaction. En outre, nous mettrons en évidence l'existence d'ondes acoustiques ioniques de choc non collisionnelles dont la nature, monotone ou oscillatoire, dépendra sensiblement du nombre d'électrons non thermiques présents dans le plasma.

Nous terminerons notre manuscrit par une conclusion et une présentation succincte de nos perspectives.

Chapitre 1

La physique des plasmas poussiéreux

1.1 Eléments de la théorie des plasmas

De manière générale, un plasma est composé d'ions et d'électrons portant respectivement des charges positives et négatives (la neutralité globale de la charge doit être satisfaite, exception faite évidemment des faisceaux de particules chargées). Les électrons ont une masse nettement plus faible que celle des ions (le rapport de la masse du proton sur celle de l'électron est de l'ordre de 1836) : ils possèdent moins d'inertie et sont donc plus réactifs que les ions. Un plasma peut être caractérisé par sa température électronique, notée T_e , et sa densité notée n_e . T_e et n_e peuvent varier respectivement de 0.1 à 10^6 eV et de 1 à 10^{21} cm⁻³ selon la nature (astrophysique ou de laboratoire) et les différentes applications du plasma. Dans un plasma, la plus petite distance au-delà de laquelle le champ électrique produit par une charge est écranté de façon significative s'appelle longueur de Debye λ_D . Cette distance peut être déduite de l'équation de Poisson autour d'une charge et en prenant une distribution de Boltzmann- Maxwell pour les électrons et les ions qui entourent la particule test. Pour un plasma de densité n_0 et de température $k_B T_e$, cette distance vaut

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_0 e^2}} \quad (1.1)$$

Par conséquent, si L est une grandeur caractéristique de la dimension du plasma, elle devra vérifier la condition suivante

$$\lambda_D \ll L \quad (1.2)$$

Le nombre de particules chargées N_D que comporte une sphère de Debye est alors très grand

$$N_D = n_0 \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \gg 1 \quad (1.3)$$

et donc le caractère collectif du comportement des particules du plasma est important. Le second critère auquel doit satisfaire un gaz à l'état plasma a trait aux collisions des particules chargées avec les neutres: les effets dus à l'interaction électromagnétique doivent prédominer devant ceux dus aux collisions binaires entre particules chargées et neutres. En d'autres termes, cela veut dire que le mouvement d'une particule chargée dans un plasma est déterminé, en premier lieu, par la présence d'une charge d'espace. Par conséquent, la fréquence caractéristique des oscillations- plasma ν et le temps de vol d'une particule chargée entre deux collisions avec les neutres τ doivent vérifier la condition $\nu\tau > 1$. Dans un plasma, les électrons et les ions suivent des trajectoires aléatoires et se meuvent avec de grandes vitesses. Une charge positive quelconque, placée à l'origine de notre référentiel, attire les électrons et repousse les ions, créant ainsi un nuage électronique dans son voisinage immédiat. On parle alors d'écrantage de Debye, car au delà d'une certaine distance, appelée longueur de Debye, le champ électrique créé par cette charge test sera annihilé et ne sera plus ressenti par le reste des particules chargées. A l'aide de l'équation de Poisson

$$\nabla^2 \phi = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) \quad (1.4)$$

et moyennant les densités de particules suivantes

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \quad (1.5)$$

$$n_i = n_{i0} \quad (1.6)$$

il est aisé de montrer (avec l'approximation $\left| \frac{e\phi}{k_B T_e} \right| \ll 1$) que le potentiel ϕ s'écrit comme

$$\phi = \phi_0 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right) \quad (1.7)$$

avec

$$\lambda_D = \left(\frac{k_B T_e}{4\pi n_{e0} e^2} \right)^{1/2} \quad (1.8)$$

Par conséquent, la décroissance du potentiel électrostatique créé par une charge est plus rapide dans un plasma que dans le vide $\left(\propto \frac{1}{r}\right)$: c'est le phénomène d'écrantage (shielding).

Il existe une théorie dite "théorie fluide" qui considère le plasma comme un fluide se mouvant avec une vitesse $\vec{u}$. La masse et la quantité de mouvement d'un volume V de plasma de densité ρ sont données par

$$M = \int_V \rho \, dV \quad (1.9)$$

$$\vec{P} = \int_V \rho \, \vec{u} \, dV \quad (1.10)$$

Les équations fluides se déduisent alors des lois de conservation de la masse et de l'impulsion

$$\frac{dM}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \, dV \quad (1.11)$$

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \, \vec{u} \, dV = \vec{F} \quad (1.12)$$

$\vec{F}$ représente l'ensemble des forces externes (pesanteur, pression, forces électromagnétiques) en l'absence des collisions qui s'exercent sur l'élément de volume V . L'application du théorème de la divergence et de celui du gradient permet d'obtenir les deux équations fluides suivantes

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_\alpha \vec{u}) = 0 \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial u_\alpha}{\partial t} + (\vec{u}_\alpha \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_\alpha = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\vec{E} + \vec{u}_\alpha \times \vec{B}) - \frac{\vec{\nabla} p_\alpha}{m_\alpha n_\alpha} + \vec{g} \quad (1.14)$$

$\alpha=e,i$ dénote l'espèce de particules considéré et $\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{g}$ et p représentent respectivement le champ électrique, le champ magnétique, l'accélération de la pesanteur et la pression. La première équation, dite équation de continuité pour un fluide, représente la conservation de

la masse. La seconde, dite équation de mouvement, rend compte de l'ensemble des forces externes auxquelles est assujettie le fluide. Dans le but d'avoir autant d'équations que d'inconnues, nous complétons le système précédent à l'aide de trois équations supplémentaires : une équation d'état qui relie pression et densité

$$\frac{d(p_\alpha n_\alpha^{-\gamma})}{dt} = 0 \quad (1.15)$$

et deux équations de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.16)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.17)$$

qui relie $\vec{E}$ et $\vec{B}$. Les deux autres équations de Maxwell

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.18)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.19)$$

où ρ représente maintenant la densité de charge électrique, n'apportent pas d'informations supplémentaires et peuvent être considérées comme conditions initiales des deux premières.

1.2 Propriétés des plasmas poussiéreux

Un plasma poussiéreux est composé de molécules de gaz neutres, d'électrons, d'ions et de grains de poussières chargés ($Q_d \sim -10^3 e$) et massifs ($m_d \sim 10^9 m_p \sim 10^{13} m_e$). Une telle mixture de plasma et de poussière possède trois échelles de longueur caractéristiques. Ce sont le rayon du grain de poussière r_d ($r_d \sim \mu m$), la longueur de Debye poussiéreuse λ_D , et la distance moyenne inter-granulaire d . Cette dernière est reliée à la densité numérique n_d des grains par la relation $n_d d^3 \sim 1$. La longueur de Debye λ_D d'un plasma poussiéreux est donnée par [1]

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \quad (1.20)$$

Où $\lambda_{De,i} = (T_{e,i}/4\pi n_{e0}e^2)^{1/2}$ représente la longueur de Debye électronique (ionique), $T_e(T_i)$ la température électronique (ionique) exprimée en unité d'énergie, $n_{e0}(n_{i0})$ la densité électronique (ionique) à l'équilibre et e la charge élémentaire. Dans le cas où $T_e \sim T_i$ et $n_{e0} \sim n_{i0}$, λ_{De} est de l'ordre λ_{Di} tandis que pour $T_e \gg T_i$ et $n_{i0} > n_{e0}$, nous avons $\lambda_D \sim \lambda_{Di} \gg \lambda_{De}$. Dans un plasma poussiéreux typique, r_d est généralement très petit devant λ_D . Lorsque $r_d \ll \lambda_D < d$, le grain de poussière peut être traité d'un point de vue dynamique de la particule, et dans ce cas nous parlons de plasma poussiéreux contenant des grains de poussière isolés. D'un autre côté, les effets collectifs entre grains chargés deviennent importants et significatifs lorsque $r_d \ll d < \lambda_D$. 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. La condition de quasi-neutralité de la charge électrique dans un plasma poussiéreux dont les grains portent une charge négative s'écrit sous la forme

$$n_{i0} = n_{e0} + Z_{d0}n_{d0} \quad (1.21)$$

n_{j0} est la densité numérique des particules d'espèce $j(e,i,d)$ et Z_{d0} le nombre de charges non perturbées résidant sur la surface du grain. Lorsque la majeure partie des électrons du plasma ambiant est collectée par les grains de poussière, la condition de quasi neutralité précédente (1.21) peut être réécrite sous la forme $n_{i0} \approx Z_{d0}n_{d0} \gg n_{e0}$. Cependant, Il est important de noter que l'appauvrissement électronique ($n_{e0} \rightarrow 0$) ne peut être complet [2] étant donné que la valeur minimale du rapport entre les densités électronique et ionique est égal à $(m_e/m_i)^{1/2}$ lorsque le potentiel de la surface du grain tend vers zéro. Dans ce cas, le plasma poussiéreux peut être approximativement considéré comme un plasma à deux composantes comprenant des grains de poussière chargés négativement entourés d'ions à charge positive. Une telle situation est aussi bien commune dans les anneaux de Saturne que dans les décharges de laboratoire. D'un autre côté, dans les plasmas poussiéreux thermiques ou irradiés à l'aide de rayons ultraviolets, les grains émettent des électrons et, par conséquent, peuvent acquérir une charge positive. Dans ce cas, l'écrantage des grains positifs sera assuré par les électrons et à l'équilibre nous aurons $n_{e0} \approx Z_{d0}n_{d0}$. Dans le cas d'une géométrie sphérique, la solution de l'équation de Poisson linéarisée

$$\nabla^2 \phi_d - \frac{1}{\lambda_d^2} \phi_d = 0 \quad (1.22)$$

est donnée par [3]

$$\phi_d(r) = \phi_g(r_0) \frac{r_0}{r} \exp\left(-\frac{r-r_0}{\lambda_D}\right) \quad (1.23)$$

ϕ_d est dit potentiel de Debye- Hückel ou potentiel de Yukawa, $\phi_g(r_0)$ est le potentiel du grain à $r = r_0$ et la longueur de Debye effective du plasma poussiéreux est donnée par [4](incluant les effets de la fluctuation de la charge du grain)

$$\lambda_D = \frac{\lambda_D}{(1 + f_d \nu_2 / \nu_1)^{1/2}} \quad (1.24)$$

où

$$f_d = 4\pi n_{d0} \lambda_D^2 r_d \quad (1.25)$$

$$\nu_1 = (r_d / \sqrt{2\pi}) \left[(\omega_{pi} / \lambda_{Di}) + (\omega_{pe} / \lambda_{De}) \exp(e\phi_s / T_e) \right] \quad (1.26)$$

est la fréquence de relaxation de la charge du grain due aux variations du potentiel ϕ_s de la surface du grain.

$$\nu_2 = (r_d / \sqrt{2\pi}) \left[(\omega_{pi} / \lambda_{Di}) (1 - e\phi_s / T_i) + (\omega_{pe} / \lambda_{De}) \exp(e\phi_s / T_e) \right] \quad (1.27)$$

est la fréquence associée aux variations des courants de charge dues à l'existence du potentiel oscillant et $\omega_{pi}(\omega_{pe})$ représente la fréquence plasma ionique (électronique). Le terme $f_d \nu_2 / \nu_1$ est dû à la fluctuation de la charge électrique du grain de poussière [5]. Dans un plasma poussiéreux, les grains de poussière peuvent être soit faiblement ou fortement corrélés. Ceci dépendra essentiellement de la valeur du rapport

$$\Gamma = \frac{(Z_{d0} e)^2}{dT_d} \exp(-\kappa) \quad (1.28)$$

où T_d représente la température des grains de poussière et $\kappa = d/\lambda_d$. Un plasma poussiéreux peut alors être considéré faiblement corrélé aussi longtemps que $\Gamma \leq 1$. Toutefois, lorsque $\Gamma \gg 1$ et $\kappa \leq 1$, des micro- sphères de poussière chargées interagissent fortement et la formation de couches dites de Coulomb devient alors possible. Les plasmas poussiéreux fortement couplés sont créés dans les décharges dans les plasmas de laboratoire à basses températures pour l'étude de la formation et de la dynamique des cristaux poussiéreux. On peut aussi les trouver dans les expériences d'implosion par laser et dans les systèmes colloïdaux. Il arrive souvent que des arguments selon lesquels un plasma poussiéreux est similaire à un plasma à plusieurs espèces d'ions soient présentés. Cependant, cette assertion doit être réfutée car la présence, dans un plasma, de grains de poussière chargés et massifs produit de nouveaux phénomènes collectifs sur des échelles de temps et de longueur complètement différentes de celles du plasma habituel à deux composantes (électrons + ions). A titre d'exemple, citons l'onde acoustique poussiéreuse (DAW) [6] pour laquelle la masse du grain fournit l'inertie alors que les forces de rappel proviennent de la pression des électrons et des ions considérés, pour la circonstance, de masse négligeable. Ceci est dû au fait que la fréquence de l'onde DA soit extrêmement basse. Dans les décharges de laboratoire, la fréquence de la DWA varie typiquement de 10 à 20 Hz et des images vidéo du front d'onde de la DWA sont réalisables [7]. En outre, la dynamique de la fluctuation de la charge du grain [8], [5] ainsi que les interactions entre grains peuvent donner lieu à de nouveaux effets collectifs [9]. Les distributions de masse et de forme du grain peuvent également introduire de nouveaux effets [10]. Par ailleurs, il existe dans les plasmas poussiéreux une onde dite de couche [11] dont la contrepartie n'existe que dans les solides [12]. De plus, les plasmas poussiéreux peuvent supporter une grande variété de structures non linéaires telles que les ondes de choc acoustiques poussiéreuses [13], les ondes de choc acoustiques ioniques poussiéreuses [14], les cônes de Mach [15], les structures solitaires et les structures en vortex [16]. Notons enfin que dans un plasma poussiéreux fortement couplé, il est possible d'avoir de nouvelles forces d'attraction (Wakefield [17], interaction dipolaire [18]) et des phénomènes de transition de phase relatifs aux cristaux poussiéreux [19]. Ces derniers, à l'inverse de ceux de l'état solide, peuvent avoir des propriétés inhabituelles: des charges électriques pouvant atteindre des milliers de fois la charge élémentaire, des énergies d'interaction de l'ordre de 900 eV et des épaisseurs de couche de l'ordre du millimètre.

1.3 Charge des grains de poussière

La charge d'un grain de poussière trouve son origine dans une variété de processus. Parmi ces derniers, nous citerons le bombardement de la surface du grain à l'aide des électrons et des ions du plasma de base, l'émission photo-électronique sous l'effet d'un rayonnement ultraviolet, l'émission d'ions (ion sputtering), la production d'électrons secondaires [20]-[23]...etc. 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). Le processus de charge dépend des sections efficaces de charge. Celles ci sont déterminées à partir du paramètre d'impact d'une particule approchant la surface d'un grain à une distance plus petite que les dimensions de cette particule. Leurs expressions, pour les électrons et les ions, sont données respectivement par

$$\sigma_e(q_d, v) = \pi r_d^2 \left(1 + \frac{2eq_d}{r_d m_e v^2} \right) \quad (1.29)$$

$$\sigma_i(q_d, v) = \pi r_d^2 \left(1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v^2} \right) \quad (1.30)$$

pour $v^2 > 2e|q_d|/r_d m_e = v_*^2$ alors que pour $v^2 < v_*^2$, $\sigma_e(q_d, v)$ est simplement nulle. Ici, $v = |\vec{v}|$ et q_d est la charge du grain de poussière. Les électrons doivent avoir une vitesse minimale v_* pour pouvoir atteindre la surface du grain. L'équation d'évolution de la charge du grain de poussière est alors donnés par

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_d \cdot \nabla \right) q_d = I_e + I_i = I_d(q_d) \quad (1.31)$$

où

$$I_d(q_d) = \sum_{s=e,i} q_s \int v \sigma_s(q_d, v) f_s(\vec{v}) d^3 \vec{v} \quad (1.32)$$

est le courant plasma de charge, $\vec{v}_d$ est le vecteur vitesse du grain, $q_{e(i)} = -e(e)$ et $f_s(\vec{v})$ représente la fonction de distribution des vitesses de la particule d'espèce s . Lorsque le

plasma est en équilibre thermodynamique, la fonction de distribution des vitesses f_s peut être approximée par la fonction de distribution de Maxwell- Boltzmann f_{s0} donnée par

$$f_{s0} = n_{s0} \left(\frac{1}{2\pi v_{ts}^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{1}{2v_{ts}^2} (\vec{v} - \vec{v}_0)^2 \right) \quad (1.33)$$

v_0 représente la vitesse de dérive entre le plasma de base et les grains de poussière, n_{s0} la densité à l'équilibre des particules d'espèce s et $v_{ts} = (T_s/m_s)^{1/2}$ leur vitesse thermique correspondante. En supposant les vitesses de dérive des électrons et des ions beaucoup plus petites que leurs vitesses thermiques respectives, les expressions des courants électronique et ionique à l'équilibre sont données par [3]

$$I_{e0} = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_{e0} \exp \left(\frac{eq_{d0}}{r_d T_e} \right) \quad (1.34)$$

$$I_{i0} = \pi r_d^2 e \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_{i0} \left(1 - \frac{eq_{d0}}{r_d T_i} \right) \quad (1.35)$$

D'un autre coté, si la vitesse de dérive v_0 des ions est plus grande que la vitesse thermique ionique, alors l'expression approximée du courant ionique est donnée par

$$I_{i0} \approx \pi r_d^2 e n_{i0} v_0 \left(1 - \frac{2e\phi_g}{m_i v_{i0}^2} \right) \quad (1.36)$$

Pour des valeurs quelconques et arbitraires de v_0 , l'expression de I_{i0} est quelque peu compliquée. A l'équilibre

$$I_{e0} + I_{i0} = 0 \quad (1.37)$$

et il devient alors possible d'obtenir à partir des équations (1.34) et (1.35) la relation

$$v_{te} \exp(e\phi_g/T_e) = \frac{n_{i0}}{n_{e0}} v_{i0} \left(1 - \frac{e\phi_g}{T_i} \right) \quad (1.38)$$

à partir de laquelle il est possible de déterminer le potentiel ϕ_g de la surface d'un grain de poussière isolé. Initialement, les électrons animés de vitesses thermiques nettement plus grandes que celles des ions sont les premiers à être collectés par le grain. Ce dernier étant électriquement flottant, sa surface acquiert un potentiel ϕ_g négatif qui repoussera les électrons et accentuera la collection des ions. Une sphère immergée dans un plasma thermalisé d'hydrogène sera portée à un potentiel $\phi_g = -2.51T/e$ ($T_e=T_i=T$ et $n_{i0}=n_{e0}$). La charge moyenne d'un grain de poussière, q_d , est reliée à son potentiel de surface ϕ_g par

$$q_d = C\phi_g \quad (1.39)$$

C est la capacitance du grain. Cette dernière, dans le cas d'un grain isolé et de forme sphérique, est simplement égale au rayon r_d du grain et donc $q_d = r_d\phi_g$. Ce modèle est applicable à des grains suffisamment éloignés l'un de l'autre (en comparaison avec la longueur de Debye λ_D du plasma poussiéreux).

1.4 Modes électrostatiques de basses fréquences dans un plasma poussiéreux

Un grain de poussière immergé dans un plasma acquiert une charge électrique qui peut équivaloir plusieurs milliers de fois la charge élémentaire. Sa présence dans le plasma peut altérer et modifier les modes normaux habituels de ce dernier et/ou donner naissance à de nouveaux modes. Dans cette section, nous rapporterons de manière succincte l'essentiel des travaux d'un groupe de chercheurs de l'université de l'Iowa [24] sur les modes susceptibles de se propager dans un tel plasma. On se limitera aux deux modes acoustiques qui ont fait l'objet d'une intense investigation : le mode acoustique poussiéreux (DA, un nouveau mode identifié au début des années 90) et le mode acoustique ionique poussiéreux (DIA, mode acoustique ionique habituel modifié par la présence dans le plasma de grains de poussière). La relation de dispersion linéaire des ondes électrostatiques de basses fréquences dans un plasma poussiéreux magnétisé a été obtenue à l'aide du modèle fluide que D'Angelo a introduit au début des années 90 [25]. Le terme "basses fréquences" désigne des fréquences de l'ordre de, ou plus petites que f_{ci} et f_{pi} la gyrofréquence et la fréquence plasma de l'ion.

1.4.1 Mode acoustique ionique poussiéreux (DIA) ($\omega / k \gg \sqrt{T_d / m_d}$)

C'est le mode acoustique ionique habituel avec, cependant, quelques modifications introduites par la présence de grains de poussière chargés négativement [25],[26]. Les grains de poussière, dans ce cas de figure, sont immobiles ($m_d \rightarrow \infty$) et jouent le rôle d'un fond neutralisant (participent à la quasi-neutralité du plasma). Sa relation de dispersion est alors donnée par

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \left[\frac{T_i}{m_i} + \frac{T_e}{m_i(1 - \varepsilon Z_d)} \right]^{1/2} = C_{s,d} \quad (1.40)$$

$C_{s,d}$ est la vitesse acoustique ionique modifiée. Notons que la vitesse de phase de l'onde v_p augmente à mesure que la concentration relative des grains, $\varepsilon = n_{d0} / n_{i0}$, augmente. Pour s'en rendre compte, il suffit de linéariser l'équation de mouvement des ions et de l'écrire sous la forme

$$m_i n_{i0} \frac{\partial v_{i1}}{\partial t} = - \left(T_i + \frac{T_e}{1 - \varepsilon Z_d} \right) \frac{\partial n_{i1}}{\partial x} \quad (1.41)$$

où la relation de Boltzmann a été utilisée pour exprimer le champ électrique de l'onde E_1 en termes de $\partial n_{e1} / \partial t$. Le terme $m_i n_{i0} \partial v_{i1} / \partial t$ est la force par unité de volume agissant sur un élément fluide ionique en présence de la perturbation de l'onde. Le terme de droite est la force acoustique de rappel par unité de volume. Cette dernière augmente à mesure que la valeur de ε augmente. Un accroissement de la force de rappel donne alors lieu à une augmentation de la vitesse de phase de l'onde. Physiquement, comme le nombre d'électrons collectés par la surface des grains va en augmentant, il y en aura de moins en moins de "disponibles" pour contrecarrer et neutraliser les perturbations de la charge d'espace ionique. D'ailleurs, le terme $T_e / (1 - \varepsilon Z_d)$, comme relevé par certains auteurs, peut être perçu comme étant une température électronique effective.

1.4.2 Mode acoustique poussiéreux (DA) ($\omega / k \ll \sqrt{T_i / m_i}$)

C'est un nouveau mode acoustique de très basse fréquence. Par conséquent, la dynamique du grain de poussière doit être prise en compte et les inerties de l'électron et de l'ion peuvent alors être négligées. Sa relation de dispersion est alors donnée par [6]

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \left[\frac{T_d}{m_d} + \varepsilon Z_d^2 \frac{T_i}{m_d} + \frac{1}{1 + (1 - \varepsilon Z_d) T_i / T_e} \right]^{1/2} = C_{DA} \quad (1.42)$$

C_{DA} représente la vitesse acoustique poussiéreuse. Pour l'entretien de ce mode, l'inertie est fournie par les grains de poussière alors que la force de rappel est due aux pressions électronique et ionique. Un tel résultat peut être aisément obtenu en linéarisant l'équation de mouvement du grain (avec $T_d = 0$)

$$m_d n_{d0} \frac{\partial v_{d1}}{\partial t} = - \left(T_e \frac{\partial n_{e1}}{\partial x} + T_i \frac{\partial n_{i1}}{\partial x} \right) \quad (1.43)$$

En résumé, les deux relations de dispersion précédentes peuvent être réécrites sous la forme suivante

Mode DIA

$$\omega^2 = k^2 C_{s,d}^2 \quad (1.44)$$

Mode DA

$$\omega^2 = k^2 C_{DA}^2 \quad (1.45)$$

1.5 Equation de Korteweg de Vries

La non linéarité et la dispersion sont parmi les propriétés caractéristiques les plus importantes d'un plasma. C'est pourquoi, nous allons entamer ce chapitre par introduire et discuter une équation différentielle partielle (EDP) non linéaire classique, connue sous le nom d'équation de Korteweg de Vries (KdV). Celle ci apparaît dans une variété de situations physiques et est donnée par [27]

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + aU \frac{\partial U}{\partial \xi} + b \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = 0 \quad (1.46)$$

où ξ et τ sont des variables indépendantes et a et b des constantes réelles non nulles. L'équation (1.46) est à la fois non linéaire et dispersive, le terme convectif $U \partial U / \partial \xi$ traduit la non linéarité tandis que $\partial^3 U / \partial \xi^3$ reflète la dispersion. Historiquement, l'équation (1.46) fut établie par Korteweg et de Vries en relation avec un problème d'ondes de surface dans un canal d'eau à profondeur finie. Plus tard, Gardner et Morikawa [28] établirent une équation analogue à partir d'un modèle hydro- magnétique de plasma froid pour décrire le comportement de perturbations se propageant perpendiculairement à un champ magnétique

avec une vitesse proche de celle d'Alfven. D'autres auteurs montrèrent que (1.46) pouvait aussi bien décrire la propagation unidimensionnelle d'ondes acoustiques dans les cristaux que fournir une description faiblement non linéaire de perturbations sonores se propageant à une vitesse voisine de celle du son [29]. Et c'est à partir de là et dans un effort de généralisation que Su et Gardner [30] montrèrent que (1.46) pouvait s'appliquer à une large classe de systèmes dispersifs et faiblement non linéaires à l'instar de l'équation de Burgers dans les milieux dissipatifs et faiblement non linéaires. L'équation (1.46) peut être réécrite sous la forme généralement rencontrée dans la littérature

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = 0 \quad (1.47)$$

moyennant les changements de variables $\xi \rightarrow \xi b^{1/3}$ et $U \rightarrow U/ab^{-1/3}$. Notons que pour des ondes acoustiques ioniques se propageant avec une vitesse proche de celle du son, le terme $U \partial U / \partial \xi$ de l'équation (1.47) provient du terme non linéaire convectif $\vec{v}_i \cdot \vec{\nabla} v_i$ de l'équation de mouvement des ions. De plus, le terme linéaire de troisième ordre $\partial^3 U / \partial \xi^3$ est dû au fait que dans un repère se déplaçant avec la vitesse du son, les corrections de la relation de dispersion sont proportionnelles à k^3 , ou k représente le vecteur d'onde de la perturbation acoustique. Remarquons que si le terme dispersif $\partial^3 U / \partial \xi^3$ est omis dans l'équation (1.47),

alors $\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = 0$ admettra comme solution

$$U(\xi, \tau) = U(\xi - U(\xi, \tau), 0) \quad (1.48)$$

Celle ci indique que toute perturbation initiale se déformera de manière continue dans les régions où $\partial U(\xi, 0) / \partial \xi < 0$ et éventuellement deviendra physiquement inacceptable. En réalité, le terme dispersif de l'équation (1.47) limite et prévient cette déformation illimitée. Avant d'aller plus loin, il convient de discuter les solutions solitaires de l'équation (1.47). A ce propos, moyennant le changement de variable $\chi = \xi - c\tau$ où c est une constante, l'équation (1.47) peut être deux fois intégrée pour obtenir

$$\left[\frac{dU(\chi)}{d\chi} \right]^2 = \frac{1}{3} U^2(\chi) [3c - U(\chi)] \quad (1.49)$$

où les conditions aux limites $U(\chi) \rightarrow 0$, $dU(\chi)/d\chi \rightarrow 0$ et $d^2 U(\chi)/d\chi^2 \rightarrow 0$ lorsque $|\chi| \rightarrow 0$ ont été utilisées. L'équation (1.49) peut alors être intégrée pour donner

$$U(\xi - c\tau) = 3c \operatorname{Sech}^2 \left(\sqrt{c/2} (\xi - c\tau) \right) \quad (1.50)$$

Dans l'équation (1.50), la hauteur, la largeur et la vitesse du pulse sont proportionnelles à

c , $c^{-1/2}$ et c respectivement. De nombreuses études numériques [31], [32] de l'équation (1.47) indiquent que les solutions en ondes solitaires (soliton) données par (1.50) jouent un rôle intrinsèque dans l'évolution temporelle du système pour une variété de conditions initiales. Pour des données initiales localisées, un nombre fini de solitons émergent avec différentes hauteurs $3c_1, 3c_2 \dots$ etc., chaque soliton se propageant alors vers la droite. Ces solitons interagissent en préservant leurs identités. Lorsque $\tau \rightarrow \infty$, les solitons se réarrangent dans l'ordre des hauteurs croissantes (le plus grand soliton se trouvant alors à l'extrême droite). L'investigation expérimentale des propriétés de la solution en onde solitaire de l'équation (1.47) a été réalisée par Ikezi et al.[33], [34]. Ils ont alors rapporté l'existence d'un désaccord entre l'observation expérimentale et la description théorique basée sur une image simplifiée du soliton de Korteweg de Vries. Plus tard, certains auteurs ont tenté de réduire cet écart en prospectant l'effet d'une température ionique finie [35] et l'effet des grandes amplitudes [36]. Rappelons qu'un soliton résulte de l'équilibre de deux effets: la non linéarité et la dispersion [37]. La non linéarité en couplant différents modes (ω_1, k_1) , (ω_2, k_2) donne naissance à d'autres modes d'ordre supérieur $(\omega_1 + \omega_2, k_1 + k_2)$. Ce processus donne lieu au phénomène bien connu de la déformation de l'onde (wave steepening) : le bord d'attaque de l'onde se déforme à mesure que la perturbation se déplace. Au cas où elle ne serait pas stoppée par un quelconque autre phénomène physique, cette déformation donne lieu au déferlement de l'onde: en une position x donnée, l'amplitude de l'onde prend différentes valeurs, une situation physiquement inacceptable. La dispersion est justement l'un des phénomènes qui préviennent le déferlement et l'empêchent de se produire. Considérons deux modes normaux quelconques du plasma, (ω_1, k_1) , (ω_2, k_2) . Ces deux modes, par définition, satisfont la relation de dispersion $D(\omega_{1,2}, K_{1,2})=0$. A cause de la dispersion, l'onde de battement (the beat wave) $(\omega_1 + \omega_2, k_1 + k_2)$ peut ne pas satisfaire la relation de dispersion $D(\omega_{1,2}, K_{1,2}) \neq 0$ et donc ne constituera pas un mode normal du système. Le couplage non linéaire à des ordres supérieurs est alors stoppé. La non linéarité et la dispersion sont donc les ingrédients nécessaires pour l'obtention de solutions solitaires dans le cas d'une onde non linéaire. Cependant, quoique la plupart des ondes dans les plasmas présentent de la dispersion et que le plasma lui-même se comporte comme un milieu non linéaire, seulement un nombre restreint d'équations d'ondes est connu pour admettre des solutions en soliton. Les ondes acoustiques ioniques exhibent de telles solutions localisées et ont été largement investies tant sur le plan théorique qu'expérimentale. D'ailleurs la redécouverte de l'équation de Korteweg de Vries pour ce

type d'onde dans les plasmas a été sans nul doute le premier pas pour démêler quelque peu le domaine très ardu des phénomènes non linéaires **[38]**.

Chapitre 2

Ondes acoustiques poussiéreuses (DA) dans un plasma poussiéreux électroniquement appauvri

2.1 Présentation physique du problème

La présence de grains de poussière massifs et hautement chargés dans un plasma composé d'électrons et d'ions peut modifier les propriétés des ondes susceptibles de se propager dans un tel plasma. Ces modifications peuvent être attribuées à la distribution aléatoire et non homogène des grains de poussière dans le plasma ainsi qu'à la déviation par rapport à la condition de quasi- neutralité de la charge conventionnelle d'un plasma à deux composantes. D'un autre côté, de nouveaux modes associés uniquement à la dynamique des grains de poussière peuvent apparaître. Rao et al. [6] ont été les premiers à avoir proposé de prendre en considération la dynamique des grains de poussière dans un plasma dont les ions et les électrons sont distribués selon la loi de Maxwell- Boltzmann. Ils ont alors prédit l'existence d'un nouveau mode acoustique (baptisé mode acoustique poussiéreux et plus tard observé dans les expériences de laboratoires [7]) de faible vitesse de phase (en comparaison avec les vitesses thermiques des ions et des électrons) et de très faible fréquence ($\omega \sim$ quelques dizaines de Hertz). Pour maintenir ces ondes acoustiques poussiéreuses, les forces de rappel proviennent des pressions électronique et ionique alors que la masse des grains fournit l'inertie. Ces oscillations, de faible longueur d'onde, apparaissent sur une échelle de temps suffisamment longue à telle enseigne que leur front d'onde est perceptible à l'œil nu. Leur spectre est en général obtenu grâce à l'analyse de Fourier des équations de Vlasov, de Poisson et de Maxwell auxquelles il faut associer l'équation d'évolution de la charge du grain de poussière. L'une des propriétés les plus remarquables des plasmas poussiéreux est l'appauvrissement électronique ou déplétion

électronique. Ce phénomène est dû principalement à la collection préférentielle des électrons (à cause de leur grande mobilité) de la part de la surface du grain de poussière. Pour analyser les propriétés non linéaires et dispersives d'un tel système, Mamun et al.[39] ont considéré un plasma composé uniquement de grains de poussière à charge négative et d'ions de température T_i , distribués selon la loi de Maxwell –Boltzmann. A l'équilibre, $n_{i0}=Z_d n_{d0}$ où n_{i0} et n_{d0} désignent respectivement les densités non perturbées des ions et des grains de poussière. Ils ont alors montré qu'un tel plasma ne peut admettre que des ondes acoustiques poussiéreuses à potentiel négatif. On se propose dans ce chapitre de reconsidérer la généralisation du modèle de Mamun et al.[42], en prenant en compte la déviation des ions de leur équilibre thermodynamique. Cette déviation peut être due à l'existence d'ions rapides non thermiques.

2.2 Potentiel solitaire dans un plasma poussiéreux électroniquement appauvri

Nous allons d'abord rappeler les équations de base du modèle de Mamun et al. Les oscillations acoustiques poussiéreuses, de faible vitesse de phase v_p , dans un plasma électroniquement appauvri sont gouvernées par [39]

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial (N_d V_d)}{\partial X} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = \frac{\partial \Phi}{\partial X} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = N_d - \exp(-\Phi) \quad (2.3)$$

La densité des grains N_d , leur vitesse fluide V_d , le potentiel électrostatique Φ , le temps T et le variable d'espace X sont normalisés par n_{d0} (valeur à l'équilibre), $C_d=(Z_d T_i / m_d)^{1/2}$ (la vitesse acoustique poussiéreuse), T_i/e , $\omega_{pd}^{-1}=(m_d/4\pi n_{d0} Z_d^2 e^2)^{1/2}$ (la période plasma poussiéreuse) et $\lambda_{pd}=(T_i/4\pi Z_d n_{d0} e^2)^{1/2}$ (la longueur de Debye), respectivement. Dans la limite linéaire et grâce à l'analyse de Fourier, il est aisé d'obtenir à partir des équations (2.1)-(2.3) la relation de dispersion de l'onde acoustique poussiéreuse dont la vitesse de phase $v_p = \omega/k = C_d / \left(1 + k^2 \lambda_{pd}^2\right)^{1/2}$ se réduit à

$$\omega/k \approx \sqrt{Z_d} (T_i / m_d)^{1/2} \quad (2.4)$$

dans le cas des perturbations de grandes longueurs d'onde. La relation (2.4) indique que l'onde acoustique poussiéreuse, dont l'existence a été prédite par Rao, Shukla et Yu [6] au début des années quatre vingt dix, est entretenue grâce à la pression des ions et à l'inertie des grains de poussière. Dans le but d'étudier les propriétés de l'onde acoustique poussiéreuse de large amplitude (en fait d'amplitude arbitraire), les équations (2.1)-(2.3) sont habituellement réécrites en introduisant la variable $\xi=X-MT$, où M est appelé nombre de Mach (normalisé par C_d). En imposant des conditions aux limites appropriées aux solutions localisées ($\Phi \rightarrow 0$, $V_d \rightarrow 0$, $N_d \rightarrow 1$ lorsque $\xi \rightarrow \pm\infty$), nous obtenons à partir de (2.1)-(2.3) la relation

$$N_d = \frac{M}{\sqrt{M^2 + 2\Phi}} \quad (2.5)$$

En portant (2.5) dans l'équation de poisson (2.3), en multipliant chaque membre de l'équation résultante par $(d\Phi/d\xi)$, en intégrant une fois et en imposant les conditions aux limites appropriées aux solutions localisées ($\Phi \rightarrow 0$, $d\Phi/d\xi \rightarrow 0$ lorsque $\xi \rightarrow \pm\infty$), nous obtenons la quadrature

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = 0 \quad (2.6)$$

où

$$V(\Phi) = 1 + M^2 - M^2 \sqrt{1 + \frac{2\Phi}{M^2}} - \exp(-\Phi) \quad (2.7)$$

est dit potentiel de Sagdeev [40] ou pseudo- potentiel car (2.6) peut être interprétée comme étant l'équation du mouvement d'une pseudo- particule de masse unité, de position Φ et de vitesse $(d\Phi/d\xi)$, oscillant dans un potentiel $V(\Phi)$. Il est aisé de vérifier que $V(\Phi)$ et $dV(\Phi)/d\Phi$ sont nuls en $\Phi=0$. Les conditions d'existence d'une solution en onde solitaire de l'équation (2.6) peuvent alors être énoncées comme suit : (i) $(d^2V/d\Phi^2)_{\Phi=0} < 0$ (on dit alors que le point fixe à l'origine est instable), (ii) $V(\Phi)$ admet un extremum (un maximum ou un minimum) non nul noté Φ_m tel que $V(\Phi_m)=0$, (iii) $V(\Phi) < 0$ lorsque Φ varie de 0 à Φ_m . L'analyse numérique de (2.7) pour différentes valeur de M montre que le potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ ne pourra jamais s'annuler pour toute valeur de $\Phi > 0$ et $M > 1$, écartant ainsi la possibilité d'existence de solitons acoustiques poussiéreux compressifs ($\Phi > 0$). Cependant, une analyse similaire indique que des solitons de raréfaction à potentiel négatif ($\Phi < 0$) existent. Il serait alors souhaitable de voir s'il existe

une limite supérieure de M au delà de laquelle les structures solitaires n'existent plus. $\Phi_c = -M^2/2$ étant la valeur minimale de Φ pour laquelle la densité des grains est réelle, la condition $V(\Phi_c) \geq 0$ n'est en fait satisfaite que pour $M < 1.58$ (il suffit pour cela de résoudre l'équation $1 + M^2 - \exp(M^2/2) > 0$). Des ondes acoustiques poussiéreuses solitaires d'amplitude finie existent donc pour $1 < M < 1.58$ comme l'indiquent les figures 1 et 2. Leur largeur diminue et leur amplitude augmente à mesure que le nombre de Mach M croît.

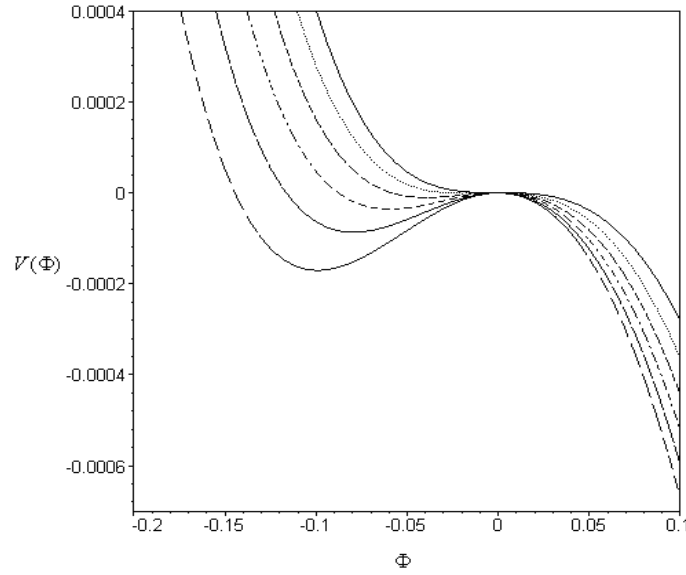


Figure 1 : Variation du potentiel de Sagdeev en fonction de Φ pour différentes valeurs du nombre de Mach $M = 1.00, 1.01, 1.02, 1.03, 1.04$ et 1.05 (de haut vers le bas).

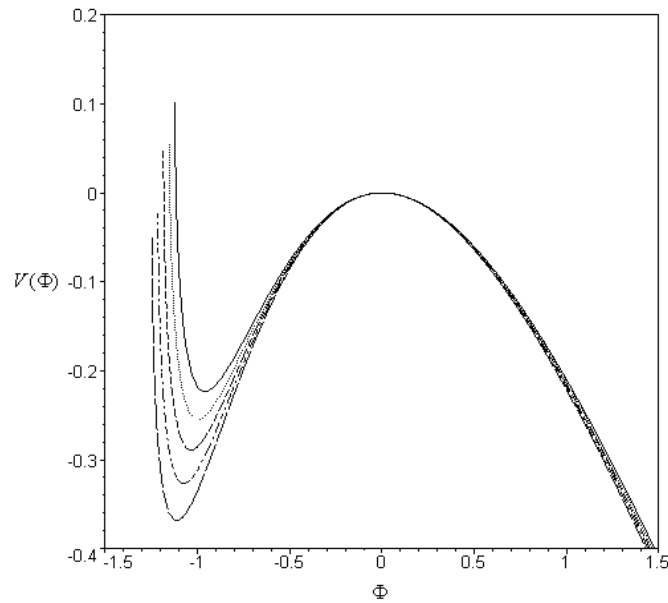


Figure 2 : Variation du potentiel de Sagdeev en fonction de Φ pour différentes valeurs du nombre de Mach $M = 1.5, 1.52, 1.54, 1.56$ et 1.58 (de haut vers le bas).

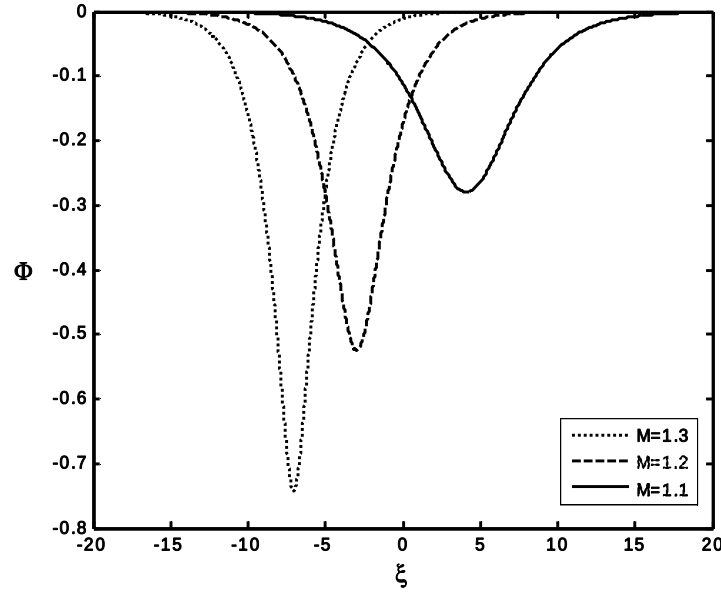


Figure 3 : Potentiel électrostatique solitaire Φ en fonction de ξ pour différentes valeurs du nombre de Mach $M=1.1, 1.2$ et 1.3 .

Intéressons nous maintenant à la dynamique des solitons acoustiques poussiéreux de faible amplitude ($|\Phi| < 2M^2$). Pour cela, nous établissons à partir des équations (2.1)-(2.3) l'équation classique bien connue de Korteweg-de Vries (K-dV) en utilisant la technique de la perturbation réductive de Washimi et Taniuti [29] ainsi que les variables qu'ils ont introduites $\zeta = \varepsilon^{3/2}(X - v_0 T)$ et $\tau = \varepsilon^{3/2}T$, où ε est un petit paramètre mesurant la faiblesse de l'amplitude ou de la dispersion et v_0 la vitesse du soliton normalisé par C_d . Les variables N_d , V_d et Φ sont alors développées en séries de puissances de ε autour de leur valeur d'équilibre

$$N_d = 1 + \varepsilon N_d^{(1)} + \varepsilon^2 N_d^{(2)} + \dots \quad (2.8)$$

$$V_d = \varepsilon V_d + \varepsilon^2 V_d^2 + \dots \quad (2.9)$$

$$\Phi = \varepsilon \Phi + \varepsilon^2 \Phi^2 + \dots \quad (2.10)$$

A l'ordre le plus faible en ε , les équations (2.1) et (2.2) donnent $N_d^{(1)} = -\Phi^{(1)}/v_0^2$, $V_d^{(1)} = -\Phi^{(1)}/v_0$, et $v_0 = 1$. A l'ordre suivant, nous obtenons le système d'équations suivant

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} - v_0 \frac{\partial N_d^{(2)}}{\partial \zeta} + \frac{\partial V_d^{(2)}}{\partial \zeta} + \frac{\partial (N_d^{(1)} V_d^{(1)})}{\partial \zeta} = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial V_d^{(1)}}{\partial \tau} - v_0 \frac{\partial V_d^{(2)}}{\partial \zeta} + V_d^{(1)} \frac{\partial V_d^{(1)}}{\partial \zeta} - \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \zeta} = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^2} = \Phi^{(2)} + N_d^{(2)} - \frac{(\Phi^{(1)})^2}{2} \quad (2.13)$$

à partir desquelles il est aisé d'établir l'équation de type Korteweg–de Vries suivante

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} - \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^3} = 0 \quad (2.14)$$

dont la solution stationnaire localisée est donnée [41] par

$$\Phi^{(1)} = \Phi_m^{(1)} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\zeta - u_0 \tau}{\Delta} \right) \quad (2.15)$$

$\Phi_m = -3u_0$ et $\Delta = (2/u_0)^{1/2}$ représentent l'amplitude et la largeur du soliton respectivement. Comme u_0 est une quantité positive, l'équation (2.15) indique que l'onde acoustique solitaire que peut propager un plasma poussiéreux électroniquement appauvri et dont les ions sont distribués selon la loi de Maxwell- Boltzmann est de nature raréfactive, l'amplitude de cette dernière étant proportionnelle à sa vitesse u_0 .

2.3 Effets des ions non thermiques

On se propose maintenant de reconsidérer la généralisation du modèle de Mamun et al. [39], [42] en prenant en compte la déviation des ions de leur équilibre thermodynamique. Cette déviation peut être due à l'existence d'une source d'énergie qui accélère les ions et génère donc une population ionique rapide et non thermique.

2.3.1 Equations de base du modèle

Considérons un plasma à deux composantes composé de grains de poussière négativement chargés et d'ions non thermiques de densités respectives n_d et n_i . Les grains de poussière sont supposés être de forme sphérique, avoir la même charge négative q_d , le même rayon r_d et la même masse m_d . Les oscillations acoustiques poussiéreuses (DAW) de faible vitesse de phase inhérentes à un tel plasma peuvent alors être décrites grâce aux équations de base du modèle fluide suivantes [6]

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial (N_d V_d)}{\partial X} = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = \frac{\partial \Phi}{\partial X} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = N_d - N_i \quad (2.18)$$

où l'expression de la densité numérique N_i des ions non thermiques est donnée par [42]

$$N_i = \left(\frac{n_i}{n_{i0}} \right) = \left\{ 1 + \beta (\Phi^2 + \Phi) \right\} \exp(-\Phi) \quad (2.19)$$

Celle-ci a été obtenue en intégrant la fonction de distribution suivante

$$f_i(x, v) = \frac{n_{i0}}{1 + 3\alpha} \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{1/2} \left\{ 1 + 4\alpha \left(\frac{m_i v^2 / 2 + e\phi(x)}{T_i} \right)^2 \right\} \exp \left(- \frac{m_i v^2 / 2 + e\phi(x)}{T_i} \right) \quad (2.20)$$

sur tout l'espace des vitesses. $\mathcal{U}$ est un paramètre déterminant le nombre d'ions non thermiques présents dans notre modèle de plasma et $\beta = 4\alpha / (1 + 3\alpha)$.

La densité des grains N_d , leur vitesse V_d , le potentiel électrostatique Φ , le temps T et la variable d'espace X sont normalisés par n_{d0} , $C_d = (Z_d T_i / m_d)^{1/2}$, T_i / e , $\omega_{pd}^{-1} = (m_d / 4\pi n_{d0} Z_d^2 e^2)^{1/2}$ et $\lambda_{pd} = (T_i / 4\pi Z_d n_{d0} e^2)^{1/2}$ respectivement.

2.3.2 Existence des solitons

A l'instar de la section précédente, les équations (2.16)- (2.18) sont réécrites en faisant appel à la variable $\xi = X - MT$, où M représente le nombre de Mach. En imposant les conditions aux limites propres aux solutions localisées ($\Phi \rightarrow 0$, $V_d \rightarrow 0$, $N_d \rightarrow 1$ lorsque $\xi \rightarrow \pm\infty$), nous obtenons à partir de (2.16)- (2.18)

$$N_d = \frac{M}{\sqrt{M^2 + 2\Phi}} \quad (2.21)$$

En portant la relation (2.21) dans l'équation de poisson (2.18), en multipliant chaque membre de l'équation résultante par $(d\Phi/d\xi)$, en intégrant une fois et en imposant les conditions aux limites appropriées aux solutions localisées ($\Phi \rightarrow 0, d\Phi/d\xi \rightarrow 0$ lorsque $\xi \rightarrow \pm\infty$), nous obtenons la quadrature suivante

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = 0 \quad (2.22)$$

où

$$V(\Phi) = M^2 + 1 + 3\beta - M\sqrt{M^2 + 2\Phi} - \exp(-\Phi)(1 + 3\beta + 3\beta\Phi + \beta\Phi^2) \quad (2.23)$$

représente le potentiel de Sagdeev ou Pseudo- potentiel [40].

2.3.3 Cas des très faibles amplitudes

Dans la limite des très faibles amplitudes, $\Phi \ll 1$, un développement limité en Φ permet de réécrire (2.22) sous la forme

$$V(\Phi) \approx a_2\Phi^2 + a_3\Phi^3 + a_4\Phi^4 + a_5\Phi^5 + O(\Phi^6) \quad (2.24)$$

$$\text{où } a_2 = \frac{1}{2M^2} + \frac{\beta-1}{2}, \quad a_3 = \frac{1}{6} - \frac{1}{2M^4}, \quad a_4 = \frac{5}{8M^6} - \frac{\beta}{8} - \frac{1}{24}, \quad \text{et } a_5 = -\frac{7}{8M^8} + \frac{\beta}{15} + \frac{1}{120}.$$

Dans le cas où les termes a_4 et a_5 peuvent être négligés, la solution de (2.22) est donnée par

$$\begin{aligned} \Phi(\xi) &= \Phi_m \text{Sech}^2\left[(\xi - \xi_0)/\Delta\right] = -\frac{a_2}{a_3} \text{Sech}^2\left[\sqrt{-\frac{a_2}{2}}(\xi - \xi_0)\right] \\ &= \Phi_m \text{Sech}^2\left[\sqrt{\frac{a_3}{2}}\Phi_m(\xi - \xi_0)\right] \end{aligned} \quad (2.25)$$

Cette dernière représente une onde solitaire stationnaire de très faible amplitude à condition que a_2 soit négatif ou $\beta > 1 - \frac{1}{M^2}$. La forme (2.24) du potentiel se distingue du soliton K- dV habituel donné par

$$\Phi(\xi) = \Phi_m \text{Sech}^2\left[\sqrt{\frac{1}{2}}\Phi_m(\xi - \xi_0)\right] \quad (2.26)$$

de par la nature de l'argument de la fonction Sech. Si maintenant nous retenons les termes jusqu'à l'ordre 4, nous obtenons

$$\Phi(\xi) = \frac{1}{\left(\frac{a_3^2}{4a_2^2} - \frac{a_4}{a_2}\right)^{1/2} \cosh\left[\sqrt{-2a_2}(\xi - \xi_0)\right] - \frac{a_3}{2a_2}} \quad (2.27)$$

Nous avons analysé (2.25) et (2.27) pour plusieurs valeurs de M et de β . Nos résultats ont alors révélé que le potentiel solitaire associé à l'onde acoustique poussiéreuse (de très faible amplitude) peut être négatif (raréfaction) ou positif (compression). De plus, la fraction d'ions non thermiques présents dans le plasma affecte l'amplitude et la largeur de la structure solitaire. Ce résultat peut d'ailleurs être confirmé par la solution faiblement non

linéaire de l'équation K- dV que l'on peut déduire à partir des équations (2.16)-(2.19) [42] et qui est donnée par

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + A_1 \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \zeta} + B_1 \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^3} = 0 \quad (2.28)$$

avec

$$A_1 = \frac{1-3(\beta-1)^2}{2(1-\beta)^{3/2}}, \quad B_1 = \frac{1}{2(1-\beta)^{3/2}} \quad (2.29)$$

$$v_0 = \frac{1}{(1-\beta)^{1/2}} \quad (2.30)$$

et dont la solution stationnaire et localisée est donnée par

$$\Phi^{(1)} = \Phi_m \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\zeta - u_0 \tau}{\Delta} \right) \quad (2.31)$$

$\Phi_m = 3u_0/A_1$ et $\Delta = (4B_1/u_0)^{1/2}$ représentent respectivement l'amplitude et la largeur du soliton. L'équation (2.30) indique que la vitesse de propagation du soliton est plus importante dans le cas non thermique. Rappelons que dans le cas d'ions distribués selon la loi de Boltzmann- Maxwell (section 2.2), cette vitesse de propagation est donnée par $v_0 = 1$. De plus, le coefficient A_1 étant positif pour $\alpha > 0.15$ et négatif dans le cas inverse, il s'en suit que notre modèle de plasma admet aussi bien des solitons de compression que de raréfaction.

2.3.4 Amplitude arbitraire

L'analyse numérique de $V(\Phi)$ (Eq. 2.23) (sans aucune approximation ni développement en séries) pour différentes valeurs de M et de α montre que pour $M > 1.41$, le pseudo-potentiel $V(\Phi)$ prend la forme d'un puits de potentiel du côté des potentiels positifs (figure 4) et pour $1.38 < M \leq 1.60$, le pseudo-potentiel prend la forme d'un puits de potentiel du côté des valeurs négatives (figure 5). Rappelons que ce résultat (existence des solitons de compression et de raréfaction) a déjà été mis en évidence dans le cas des faibles amplitudes. De plus, les figures 4 et 5 montrent que ces structures solitaires de compression et de raréfaction peuvent coexister pour $M=1.41$ et 1.42 , un résultat que n'a pu prévoir notre analyse des solutions de faible amplitude. Cette dualité n'est en fait due qu'à la présence des ions non thermiques dans le plasma. Remarquons que lorsque α

augmente, la largeur du soliton augmente alors que son amplitude reste insensible au nombre d'ions non thermiques présents dans le plasma (figures 6 et 7).

Pour conclure, disons que la déviation des ions de leur équilibre thermodynamique peut affecter les propriétés (amplitude, largeur et vitesse de propagation) et la nature des ondes acoustiques poussiéreuses solitaires que peut propager un plasma poussiéreux électroniquement appauvri.

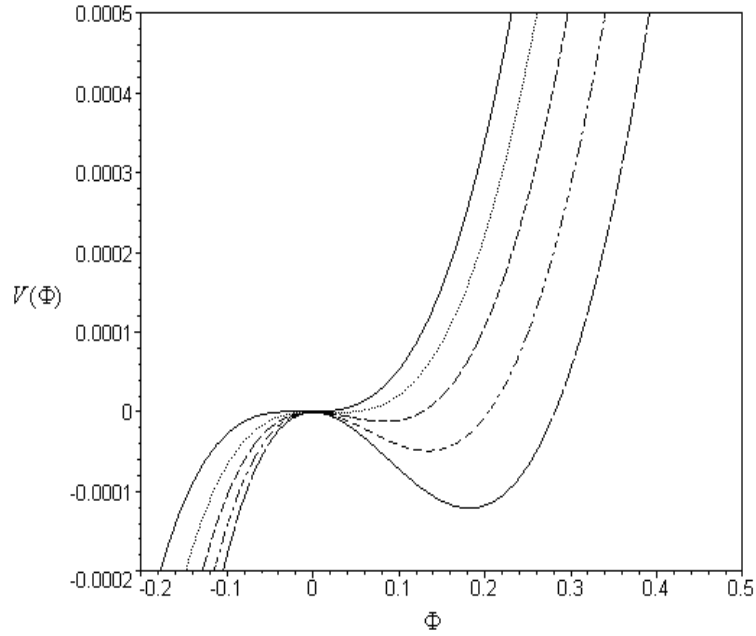


Figure 4: Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ en fonction de Φ pour différentes valeurs du nombre de Mach $M = 1.41, 1.42, 1.43, 1.44$ et 1.45 (du haut vers le bas), avec $\alpha = 0.2$.

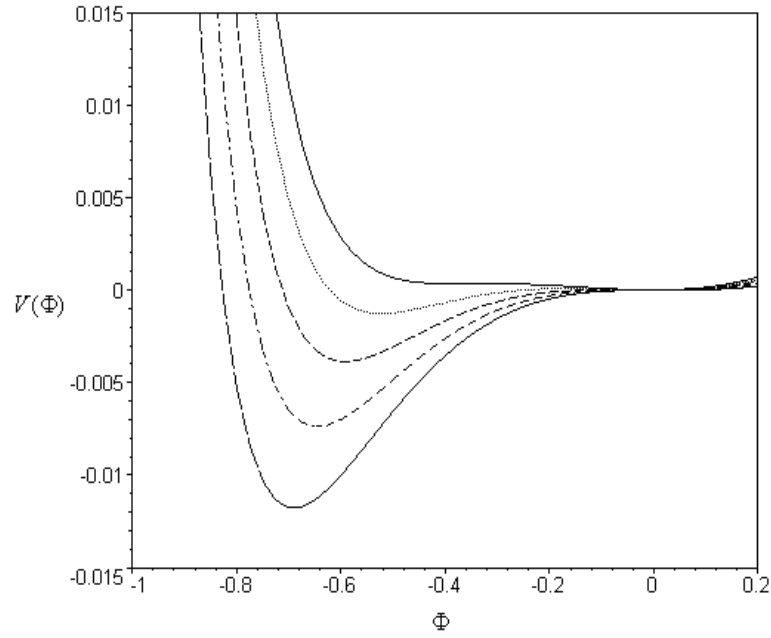


Figure 5: Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ en fonction de Φ pour différentes valeurs du nombre de Mach $M = 1.38, 1.39, 1.4, 1.41$ et 1.42 (du haut vers le bas), avec $\alpha = 0.2$.

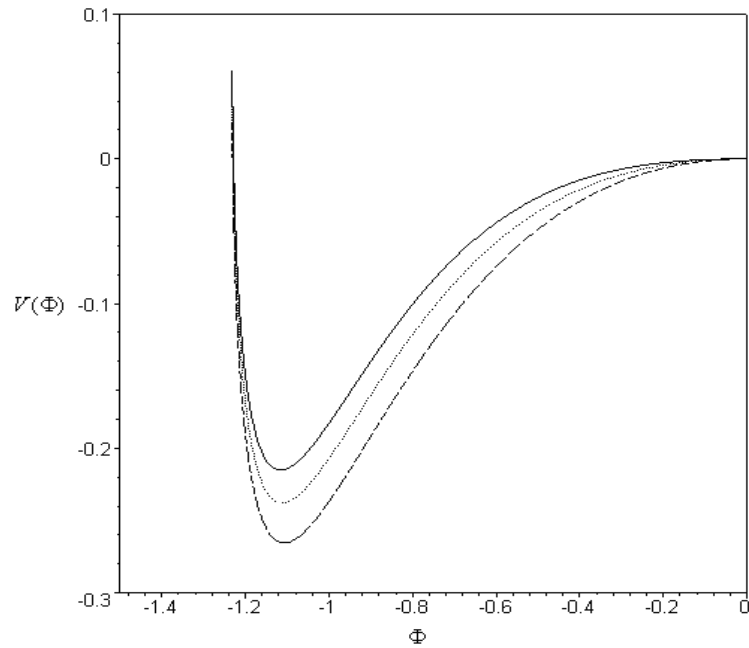


Figure 6: Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ en fonction de Φ pour différentes valeurs du paramètre non thermique $\alpha = 0.10, 0.15$ et 0.20 (du haut vers le bas), avec $M = 1.57$.

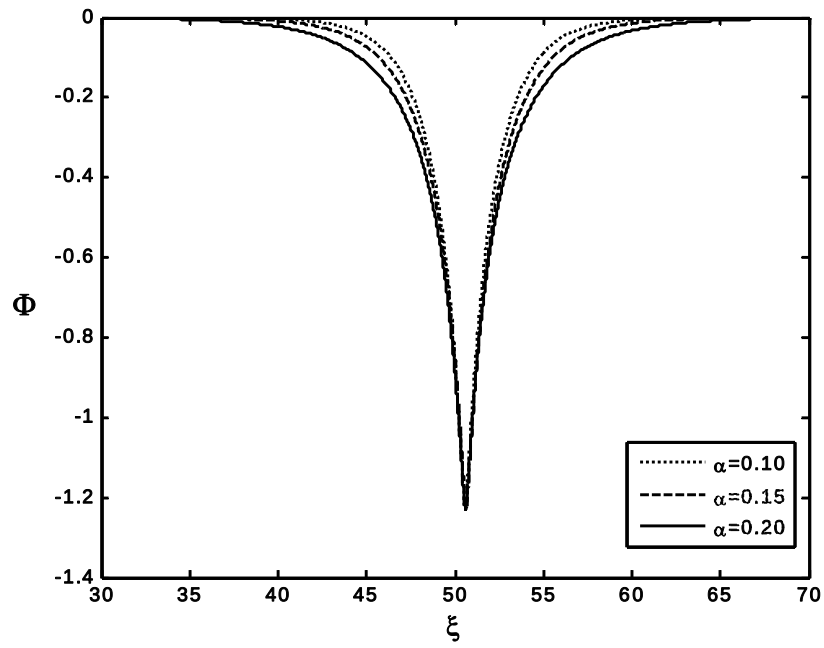


Figure 7: Potentiel solitaire Φ pour différentes valeurs du paramètre non thermique α ,
avec $M = 1.57$

Chapitre 3

Ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable

3.1 Présentation physique de problème

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à l'une des propriétés les plus remarquables des plasmas poussiéreux : l'appauvrissement électronique dû au phénomène de la collecte préférentielle des électrons de la part de la surface du grain de poussière. Le plasma peut alors être perçu comme un plasma à deux composantes composé d'ions positifs et de particules massives de poussière chargées négativement. Une telle situation est commune aussi bien dans les anneaux de Saturne que dans les décharges de laboratoire de basses températures. Cependant, la charge portée par les grains a été supposée constante, une hypothèse qui peut parfois s'avérer incorrecte. C'est pourquoi, l'objet du présent chapitre consistera à étendre notre analyse antérieure à des situations où les grains de poussière exhibent des variations de charge self-consistantes et à rechercher dans quelle mesure et sous quelles conditions la variation de la charge peut elle modifier de manière drastique les résultats du chapitre précédent concernant le mode acoustique poussiéreux. Il est utile de noter que ce mode est fondamentalement différent du mode acoustique ionique poussiéreux que nous étudierons plus tard dans la mesure où il fait intervenir la dynamique des grains de poussière et néglige l'inertie des ions et des électrons dont la distribution des vitesses peut alors être approximée par une fonction de distribution Maxwellienne. Melandso et al. [43] ont été parmi les premiers à avoir proposé une analyse prenant en compte la fluctuation de la charge du grain de poussière. Ils ont alors montré que cette fluctuation donne naissance à une dissipation, dite anormale, de l'onde acoustique dans la limite linéaire. D'autre part, les études de Ma et Liu [44] et de Singh et Rao [45] ont révélé

que la variation de la charge du grain peut induire un amortissement de l'onde acoustique poussiéreuse solitaire.

3.2 Ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma contenant des ions et des électrons Boltzmaniens

3.2.1 Cas de la charge constante

Nous allons d'abord considérer le cas où la charge du grain de poussière est supposée constante. Pour cela, considérons un plasma à trois composantes contenant des électrons, des ions et des grains de poussière négatifs de densités respectives n_e , n_i et n_d . Les grains de poussière sont supposés être de forme sphérique, de rayon r_d , de masse m_d et de charge $q_d = -z_d e$. Les vitesses des électrons et des ions sont distribuées selon la loi de Boltzmann et leurs densités sont données par

$$n_s = n_{s0} \exp(-q_s \phi / T_s) \quad (3.1)$$

où $s = e, i$ indique respectivement les électrons et les ions, T_s représente la température, ϕ le potentiel électrostatique et n_{s0} la densité à l'équilibre des particules d'espèce s . Les grains de poussière de vitesse fluide v_d peuvent alors être décrits par les équations de continuité, de mouvement et de Poisson suivantes

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = -\frac{q_d}{m_d} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -4\pi e(n_i - n_e - n_d z_d) \quad (3.4)$$

Ces dernières peuvent s'écrire sous la forme adimensionnelle suivante

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial(N_d V_d)}{\partial X} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = \frac{\partial \Phi}{\partial X} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = N_d + \left(\frac{f_1}{1-f_1} \right) N_e - \left(\frac{1}{1-f_1} \right) N_i \quad (3.7)$$

où $N_e = \exp(\sigma\Phi)$, $N_i = \exp(-\Phi)$, $f_1 = n_{e0}/n_{i0}$ et $\sigma = T_i/T_e$. Les densités de particules, les vitesses, le potentiel, le temps et la variable d'espace sont normalisés par leurs valeurs d'équilibre, $(Z_d T_i / m_d)^{1/2}$, T_i / e , $\omega_{pd}^{-1} = (m_d / 4\pi n_{d0} Z_d^2 e^2)^{1/2}$ et $\lambda_{Dd} = (T_i / 4\pi n_{d0} Z_d e^2)^{1/2}$ respectivement. A l'équilibre, la condition de quasi-neutralité de la charge électrique peut être réécrite sous la forme $f_1 = 1 - Z_d n_{d0} / n_{i0}$. Dans le but d'analyser les ondes acoustiques poussiéreuses d'amplitude arbitraire que peut propager notre modèle de plasma, rappelons que les équations (3.5)-(3.7) sont habituellement réécrites en introduisant la variable $\xi = X - MT$ où M représente le nombre de Mach. En imposant des conditions aux limites propres aux solutions localisées (voir chapitre précédent), nous obtenons à partir de (3.5)-(3.7) la quadrature

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = 0 \quad (3.8)$$

où

$$V(\Phi, M) = M^2 \left[1 - \left(1 + \frac{2\Phi}{M^2} \right)^{1/2} \right] + \left(\frac{1}{1-f_1} \right) [1 - \exp(-\Phi)] + \left(\frac{f_1}{\sigma(1-f_1)} \right) [1 - \exp(\sigma\Phi)] \quad (3.9)$$

représente le pseudo- potentiel. Ce dernier peut être perçu comme étant « l'intégrale d'énergie » d'une pseudo- particule de masse unité, de position Φ et de vitesse $d\Phi/dX$ oscillant dans un potentiel $V(\Phi)$. L'analyse de l'équation (3.9) montre que notre modèle de plasma peut supporter des solitons acoustiques poussiéreux (il suffit pour cela d'appliquer les conditions d'existence déjà citées dans les chapitres précédents). La nature de ces ondes solitaires (de compression ou de raréfaction) peut alors être trouvée en développant le potentiel de Sagdeev à l'ordre 3 en séries de Taylor [46], [47]. Le nombre de Mach critique M_c est alors celui pour lequel le terme quadratique est nul. A ce moment là, si le terme cubique est négatif, le puits de potentiel se trouvera du côté des potentiels négatifs et, dans le cas inverse, de celui des potentiels positifs. Dans notre cas, le nombre de Mach critique sera donné par $M_c = \sqrt{(1-f_1)/(1+f_1\sigma)}$ alors que la valeur du terme

cubique est égale à $-\frac{1}{3(1-f_1)^2} \left[1 + (3+f_1\sigma) f_1\sigma + \frac{1}{2} f_1(1+\sigma^2) \right]$. Ce dernier étant toujours

négatif, les ondes solitaires acoustiques poussiéreuses que peut supporter notre plasma

(électrons et ions Maxwelliens) sont par conséquent de nature raréfactive ($\Phi < 0$). Les figures 1 et 2 illustrent les variations du potentiel solitaire de l'onde acoustique poussiéreuse et du pseudo-potentiel qui lui est associé pour différentes valeurs du nombre de Mach M (notons que nous avons choisi de balayer toute la gamme des nombres de Mach pour lesquels les structures solitaires existent). A mesure que le nombre de Mach M augmente, l'amplitude du soliton croît alors que sa largeur se rétrécit. Lorsque M atteint des valeurs relativement élevées (figures 3 et 4), des structures solitaires de type cornu apparaissent. Les figures 5 et 6 indiquent qu'une augmentation de la valeur de f_1 (en fait une diminution du produit $n_{d0}Z_d$) rend possible l'existence de solitons de nombres de Mach plus petits (Fig. 5) alors que la valeur maximale que peut atteindre M diminue (Fig.6).

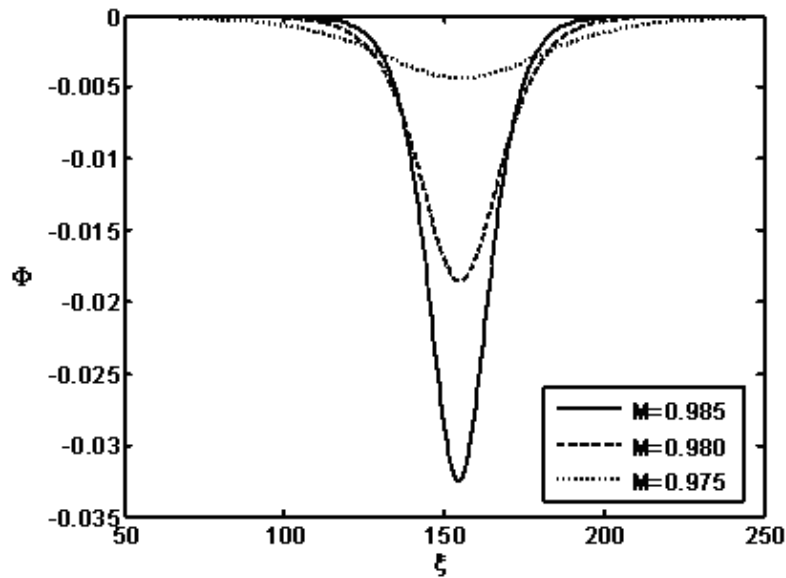


Figure 1: Potentiel électrostatique solitaire pour différentes valeurs du nombre de Mach M avec $f_1 = 0.05$ et $\sigma = 0.05$.

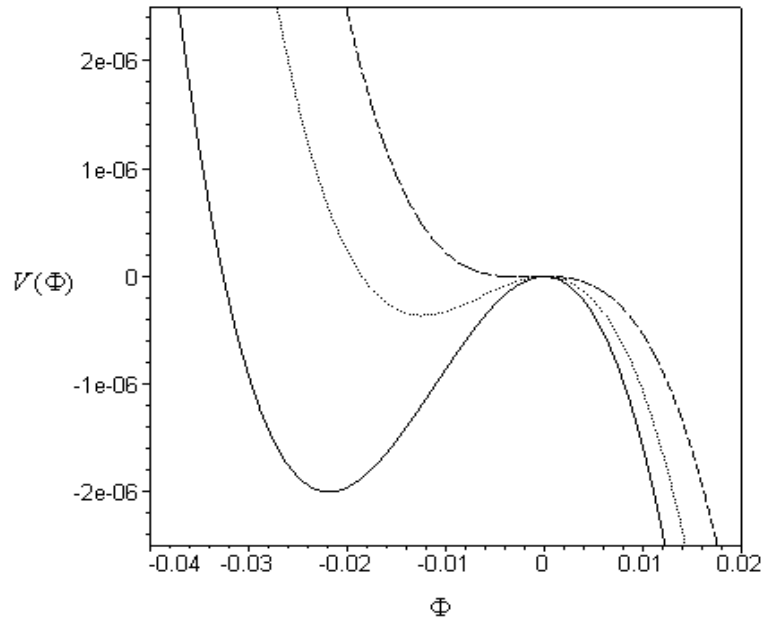


Figure 2: Potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 1 pour différentes valeurs du nombre de Mach $M=0.975, 0.98$ et 0.985 (de haut vers le bas).

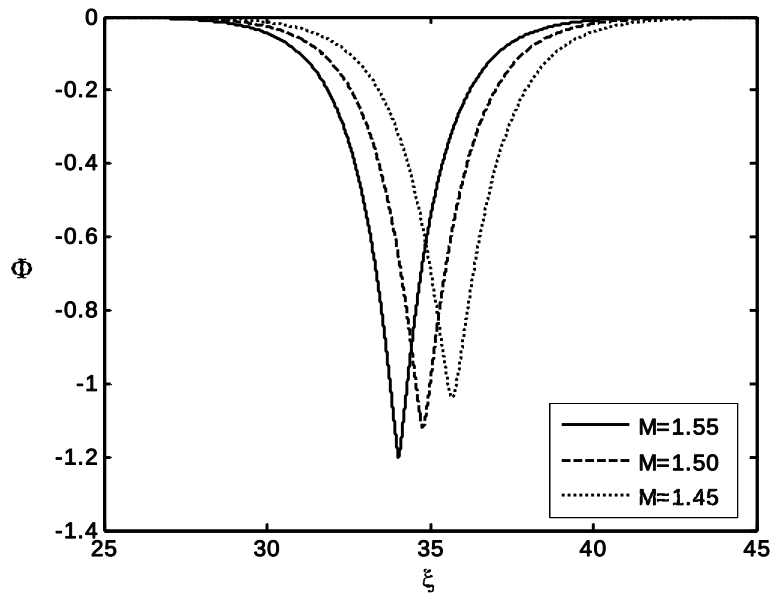


Figure 3: Potentiel électrostatique solitaire pour différentes valeurs du nombre de Mach M , avec $f_1 = 0.05$ et $\sigma = 0.05$.

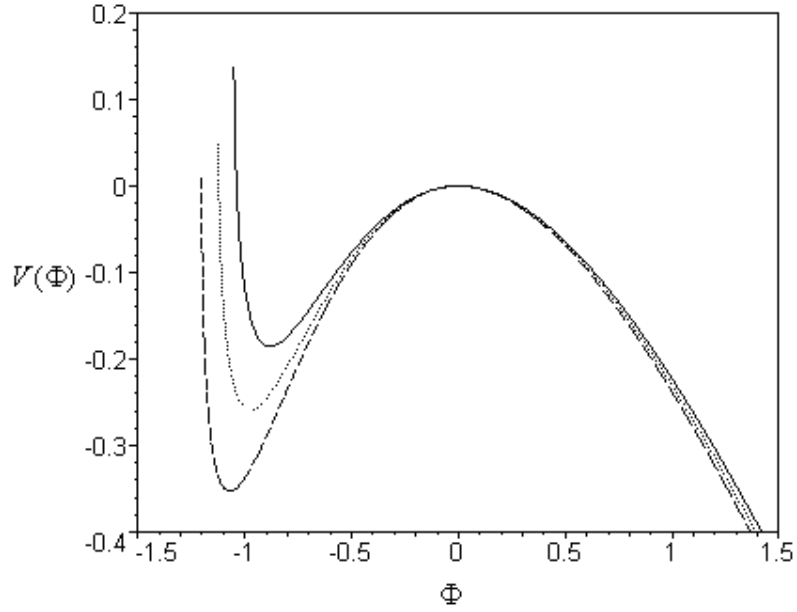


Figure 4: Potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 3 pour différentes valeurs du nombre de Mach $M=1.45, 1.50$ et 1.55 (du haut vers le bas).

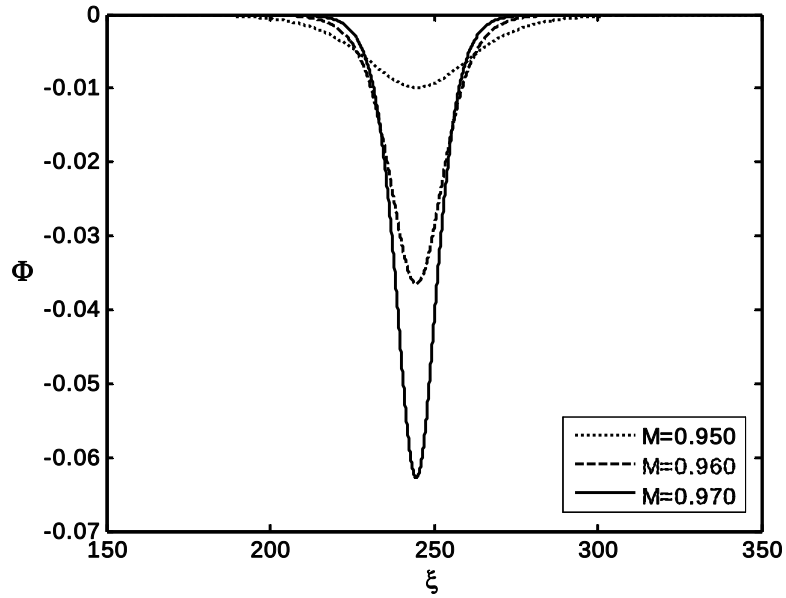


Figure 5: Potentiel électrostatique solitaire pour différentes valeurs du nombre de Mach M , avec $f_1 = 0.10$ et $\sigma = 0.05$.

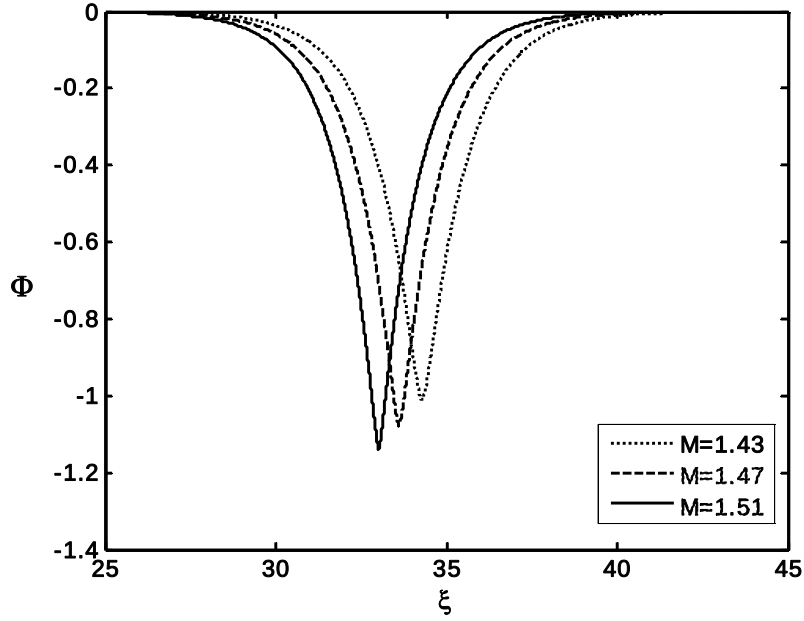


Figure 6: Potentiel électrostatique solitaire pour différentes valeurs du nombre de Mach M , avec $f_1 = 0.10$ et $\sigma = 0.05$.

Intéressons nous maintenant à l'existence des solitons acoustiques poussiéreux de faible amplitude. Pour cela, introduisons les variables $\zeta = \varepsilon^{1/2}(X - v_0 T)$ et $\tau = \varepsilon^{3/2}T$ où v_0 représente la vitesse à priori inconnue du soliton. Les variables N_d , V_d et Φ sont alors développées en séries de puissances de ε autour de leur valeur d'équilibre et remplacées dans les équations (3.5)-(3.7). A l'ordre le plus petit en ε , nous obtenons $V_d^{(1)} = v_0 N_d^{(1)}$, $N_d^{(1)} = -\left[(f_1 \sigma + 1)/(1 - f_1)\right] \Phi^{(1)}$ et $v_0 = \left[(1 - f_1)/(1 + f_1 \sigma)\right]^{1/2}$. Aux ordres les plus élevés, nous obtenons les équations suivantes

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} - v_0 \frac{\partial N_d^{(2)}}{\partial \zeta} + \frac{\partial V_d^{(2)}}{\partial \zeta} + \frac{\partial (N_d^{(1)} V_d^{(1)})}{\partial \zeta} = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial V_d^{(1)}}{\partial \tau} - v_0 \frac{\partial V_d^{(2)}}{\partial \zeta} + V_d^{(1)} \frac{\partial V_d^{(1)}}{\partial \zeta} - \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \zeta} = 0 \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^2} = N_d^{(2)} + \left(\frac{f_1 \sigma + 1}{1 - f_1} \right) \Phi^{(2)} + \frac{1}{2} \left(\frac{f_1 \sigma^2 - 1}{1 - f_1} \right) (\Phi^{(1)})^2 \quad (3.12)$$

à partir desquelles nous établissons l'équation de type K- dV suivante

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + A_2 \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \zeta} + B_2 \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^3} = 0 \quad (3.13)$$

où les constantes A_2 et B_2 sont données par

$$A_2 = \left(\frac{v_0^3}{2} \right) \left[\frac{(1-f_1)(1-f_1\sigma^2) - 3(1+f_1\sigma)^2}{(1-f_1)^2} \right] \quad (3.14)$$

et

$$B_2 = \left(\frac{v_0^3}{2} \right) \quad (3.15)$$

dont la solution stationnaire est donnée par

$$\Phi^{(1)} = \Phi_m^{(1)} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\zeta - u_0 \tau}{\Delta} \right) \quad (3.16)$$

où $\Phi_m^{(1)} = 3u_0/A_2$ et $\Delta = \sqrt{4B_2/u_0}$ représentent respectivement l'amplitude et la largeur et la vitesse de soliton. L'équation (3.16) confirme en fait que notre modèle de plasma ne peut admettre que des solitons de raréfaction étant donné que A_2 est toujours négatif. Notons que les solutions faiblement non linéaires conservent, de manière générale, certaines de leurs propriétés lorsque la non linéarité devient importante.

3.2.2 Cas de la charge variable

Nous allons maintenant étendre l'analyse de la section précédente au cas du grain de poussière à charge variable. Pour ce faire, considérons le cas d'un faisceau froid de grains de poussière que l'on peut décrire grâce à la fonction de distribution suivante [48]

$$f_d(x, v_d) = n_{d0} \frac{v_{d0}}{\tilde{v}_d} \delta(v_d - \tilde{v}_d) \quad (3.17)$$

où

$$\tilde{v}_d = v_{d0} \left(1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^\phi q_d d\phi \right) \quad (3.18)$$

représente la vitesse perturbée du grain. En intégrant la fonction de distribution précédente sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons

$$N_d = \frac{n_d}{n_{d0}} = \frac{v_{d0}}{\tilde{v}_d} = \frac{1}{\left(1 - \frac{2r_d \sigma T_e^2}{e^2 m_d v_{d0}^2} \xi\right)^{1/2}} = \frac{1}{(1 - \chi \xi)^{1/2}} \quad (3.19)$$

où

$$\xi = \int_0^\Phi Q_d d\Phi \quad (3.20)$$

représente l'énergie potentielle électrostatique d'un grain de poussière à charge variable.

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

$$\frac{d^2 \Phi}{dX^2} = N_e - f N_i - (1 - f) \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (3.21)$$

où $f = n_{i0}/n_{e0} = 1 + z_{d0} n_{d0} / n_{e0}$. Les densités de particules, le potentiel électrostatique, la variable d'espace et la charge du grain sont normalisés par leurs valeurs à l'équilibre, T_i / e , $(T_i / 4\pi n_{e0} e^2)^{1/2}$ et $(r_d T_e / e)$ respectivement. Les équations sont complétées par l'équation d'évolution de la charge du grain de poussière. Celle-ci est donnée (dans le cas d'un plasma stationnaire) par

$$\tilde{v}_d \frac{\partial q_d}{\partial X} = I_e + I_i \quad (3.22)$$

En réalité, l'équation précédente traduit le principe de conservation de la charge électrique.

I_e et I_i représentent respectivement les courants de charge électronique et ionique et sont définis par [49]-[51]

$$I_j = \pi r_d^2 q_j (8T_j / \pi m_j)^{1/2} n_j W_j \quad (3.23)$$

Dans le cas d'un grain de poussière à charge négative, nous avons [52],[53]

$$W_e = \exp(e q_d / r_d T_e) \quad (3.24)$$

et

$$W_i = 1 - e q_d / r_d T_i \quad (3.25)$$

L'équation (3.22) peut alors être réécrite sous la forme adimensionnelle suivante

$$\frac{dQ_d}{dX} = \frac{K}{(1 - \chi \xi)^{1/2}} \left[-\sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} N_e \exp(Q_d) + f N_i \left(1 - \frac{Q_d}{\sigma}\right) \right] \quad (3.26)$$

où $K = \sqrt{\frac{2n_{e0} r_d^2 e^2}{m_i v_{d0}^2}} \sigma$, $\chi = \left(\frac{2r_d \sigma T_e^2}{e^2 m_d v_{d0}^2}\right)$, $\mu = m_i / m_e$, $N_i = \exp(-\Phi)$ et $N_e = \exp(\sigma \Phi)$.

A l'équilibre ($\Phi = 0$), l'équation (3.26) requiert

$$f = \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \left(\frac{\exp(Q_{d0})}{1 - Q_{d0}/\sigma} \right) \quad (3.27)$$

Dans la simulation numérique qui va suivre, la valeur de f sera déduite à partir de l'équation précédente (3.27) alors que les autres paramètres sont supposés à priori connus. Le système d'équations (3.20), (3.21) et (3.26) est alors résolu grâce à un schéma d'intégration numérique à pas variable. Ce dernier semble être le mieux adapté pour le traitement des problèmes dits "raides" (stiff problems). Ce système peut être résolu soit comme un problème aux valeurs limites soit comme un problème aux valeurs initiales. Par souci de simplicité, nous avons choisi de le résoudre comme problème aux valeurs initiales avec $\Phi(0)=0$ et $d\Phi/dX(0)=10^{-12}$. Nous considérons d'abord le cas de la charge fixe que nous comparons avec celui de la charge variable. Les paramètres suivants $Q_{d0} = -1.6$, $T_e = 0.1 \text{ eV}$, $\sigma = 0.1$, $m_i/m_d = 10^{-12}$ et $n_{i0} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ($f = 1.6$) ont été choisis. Le potentiel électrostatique non linéaire associé à l'onde acoustique poussiéreuse, tracé sur la figure 7, exhibe le profil d'une structure spatialement localisée (onde solitaire). La largeur de celle-ci est réduite et son amplitude augmente lorsque la fluctuation de la charge du grain est prise en compte de manière self consistante. La figure 8 indique qu'une augmentation de la population électronique ou une diminution du nombre de grains de poussière (ou de leur charge) entraîne aussi bien une réduction de la largeur de la structure solitaire que de son amplitude. Ceci confirme le rôle prépondérant des grains de poussière dans l'apparition et l'entretien de l'onde acoustique poussiéreuse. Par ailleurs, nous avons décidé de voir dans quelle mesure la densité des ions affecte-elle l'onde acoustique solitaire de la figure 7. Nous avons alors remarqué qu'en diminuant le nombre d'ions, le potentiel associé à l'onde entreprend de faire des oscillations autour d'une valeur d'équilibre pour finalement donner naissance à une onde de choc (Fig.9). Cette dernière est dite non collisionnelle car, à l'opposée de l'onde de choc classique, son apparition ne requiert ni collisions entre particules, ni interaction onde- particule (amortissement Landau). Rappelons qu'une onde de choc résulte de l'équilibre entre les effets non linéaires et les effets dissipatifs inhérents au système considéré. Dans notre cas, la dissipation, dite anormale (car elle ne correspond à aucun mécanisme de dissipation classique), trouve son origine dans le phénomène de la fluctuation de la charge électrique du grain de poussière et a déjà été mise en évidence aussi bien théoriquement [54],[55] qu'expérimentalement [56]. La figure 10 montre qu'une

augmentation de f (une diminution de K) donne lieu à une réduction de l'amplitude de l'onde de choc et du nombre d'oscillations. Le profil de l'onde devient alors monotone et la dissipation est alors importante.

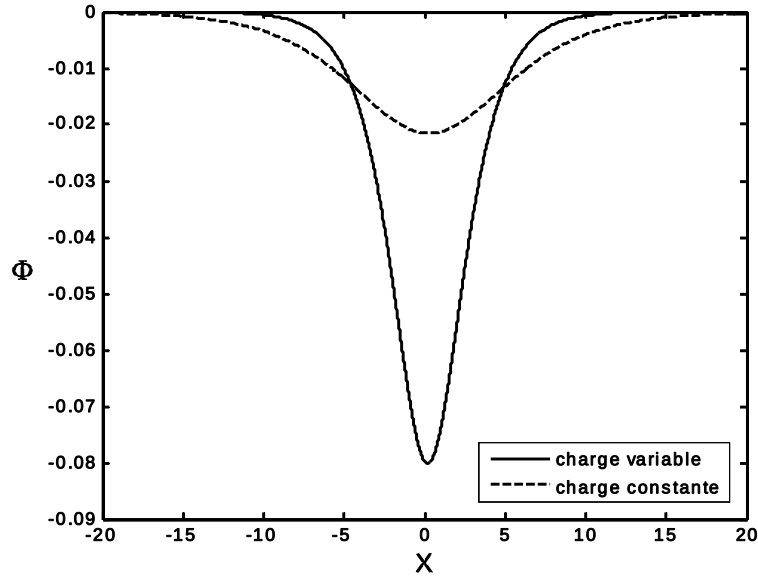


Figure 7: Potentiel électrostatique solitaire. Les paramètres choisis sont $Q_{d0} = -1.6$,

$$\sigma = 0.1, m_i/m_d = 10^{-12} \text{ et } n_{i0} = 10^{12} \text{ cm}^{-3} (f=1.6).$$

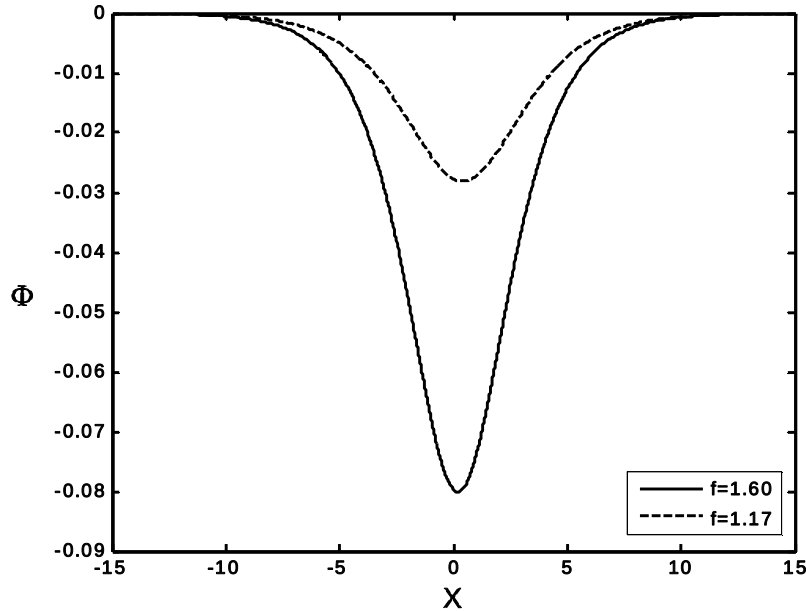


Figure 8: Potentiel électrostatique solitaire pour deux valeurs différentes de $f=1.17$

($Q_{d0} = -2$ et $\sigma = 0.2$) et 1.6 ($Q_{d0} = -1.6$ et $\sigma = 0.1$) avec $n_{i0} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $m_i/m_d = 10^{-12}$

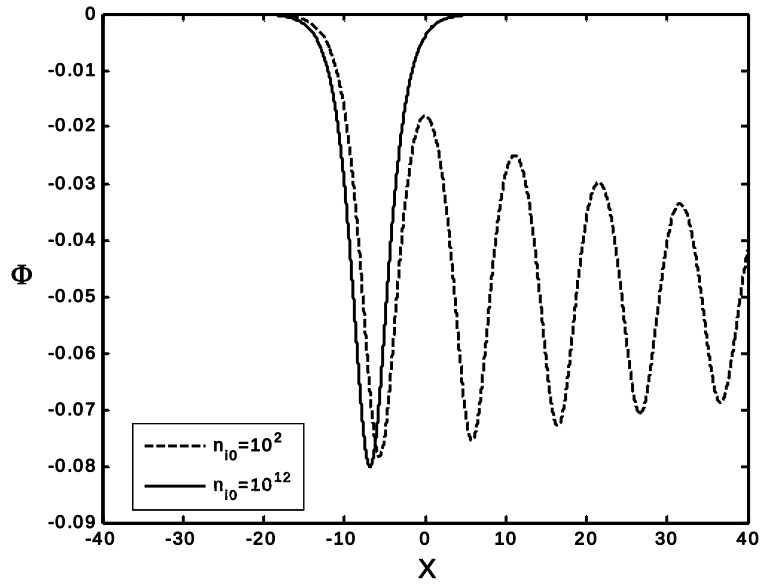


Figure 9: Potentiel électrostatique pour deux valeurs différentes de $n_{i0} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $n_{i0} = 10^2 \text{ cm}^{-3}$. Les autres paramètres sont les mêmes que la figure 7.

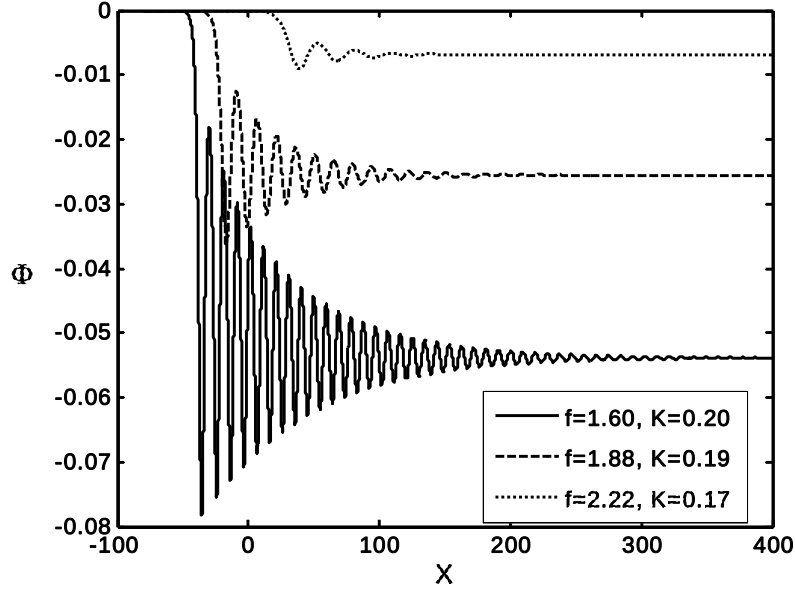


Figure 10: Onde de choc non collisionnelle pour différentes valeur de f , ($f=1.60$, $Q_{d0} = -1.6$), ($f=1.88$, $Q_{d0} = -1.50$) et ($f=2.22$, $Q_{d0} = -1.40$) avec $n_{i0} = 10^2 \text{ cm}^{-3}$, $m_i/m_d = 10^{-12}$ et $\sigma = 0.1$.

3.3 Ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma contenant des ions non thermiques

Nous allons maintenant étendre l'analyse précédente au cas d'un plasma poussiéreux contenant une population d'ions rapides et non thermiques [57]. Pour cela, nous utiliserons les mêmes équations de base que précédemment. Cependant, les ions n'étant plus en équilibre thermodynamique [58], [59]

$$f_i(x, v) = \frac{n_{i0}}{1+3\alpha} \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{1/2} \left\{ 1 + 4\alpha \left(\frac{m_i v^2 / 2 + e\phi(x)}{T_i} \right)^2 \right\} \exp \left(- \frac{m_i v^2 / 2 + e\phi(x)}{T_i} \right) \quad (3.28)$$

$\bar{U}$ est un paramètre déterminant le nombre d'ions non thermiques présents dans notre modèle de plasma dont la densité est alors donnée par

$$n_i = n_{i0} \left\{ 1 + \beta \left(\frac{e^2 \phi^2}{T_i^2} + \frac{e\phi}{T_i} \right) \right\} \exp \left(- \frac{e\phi}{T_i} \right) \quad (3.29)$$

où $\beta = \frac{4\alpha}{1+3\alpha}$. Nous considérerons d'abord le cas de la charge fixe et ferons ensuite une extension au cas de la charge variable.

3.3.1 Cas de la charge constante

En procédant de la même manière que précédemment (Section 3.2.1), l'équation de Poisson peut être réécrite sous forme d'une quadrature

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = 0 \quad (3.30)$$

où

$$V(\Phi) = \frac{1+3\beta}{1-f_1} + M^2 \left[1 - \left(1 + \frac{2\Phi}{M^2} \right)^{1/2} \right] + \frac{f_1(1-\exp(\sigma\Phi))}{\sigma(1-f_1)} - \frac{1}{1-f_1} (1+3\beta+3\beta\Phi+\beta\Phi^2) \exp(-\Phi) \quad (3.31)$$

représente le pseudo- potentiel ou potentiel de Sagdeev [40]. L'analyse numérique de (3.31) pour différentes valeurs de M et de α révèle l'existence d'ondes acoustiques

poussiéreuses solitaires dont les propriétés dépendent fortement du nombre d'ions non thermiques présents dans le plasma. D'ailleurs, le nombre de Mach critique pour lequel le terme quadratique du développement de $V(\Phi)$ change de signe, trouvé égal à $M_c = \sqrt{(1-f_1)/(1-\beta+f_1\sigma)}$, dépend lui-même de β . L'équation (3.30) est alors résolue numériquement pour $\sigma = 0.01$, $f_1 = 0.01$ et différentes valeurs de M et de α . Les figures 11a et 11b, obtenues pour $\alpha = 0.15$, montrent l'existence de structures solitaires de raréfaction dont l'amplitude augmente et la largeur se rétrécit à mesure que le nombre de Mach devient important. Au-delà d'une certaine valeur critique de α (~ 0.18), les structures solitaires de compression coexistent avec celles de raréfaction comme le montrent les figures 12a et 13a pour $\alpha = 0.20$ ainsi que leurs pseudo-potentiels associés (Figs. 12b et 13b). C'est là un résultat très intéressant dans la mesure où les ondes de compression et de raréfaction ne coexistent pas, de manière générale, dans la même gamme de paramètres. La figure 14 montre que les ions non thermiques affectent sensiblement la largeur de la structure solitaire et, à un degré moindre, son amplitude. De plus, lorsque les effets non thermiques deviennent importants, l'existence et la formation de structures solitaires avec de plus grands nombres de Mach sont alors possibles (Figs. 15 et 16).

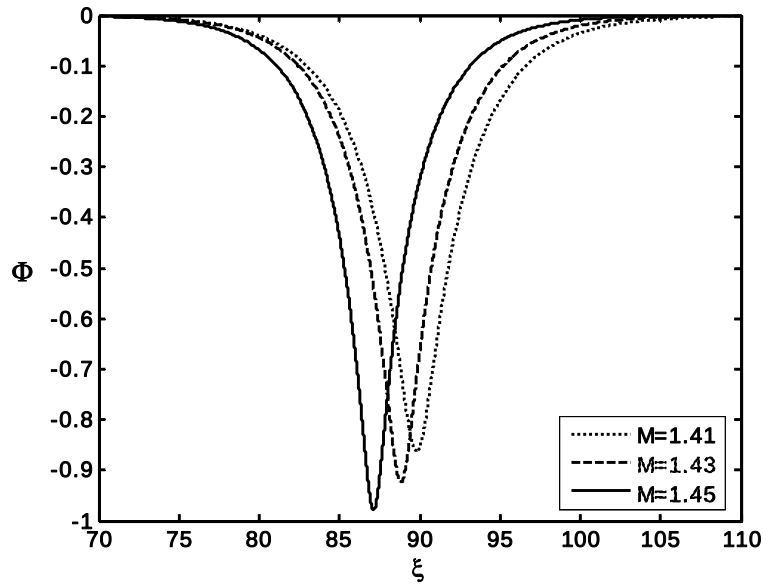


Figure 11a : Potentiel électrostatique solitaire pour différentes valeurs du nombre de Mach M , avec $\alpha = 0.15$, $f_1 = 0.01$ et $\sigma = 0.01$.

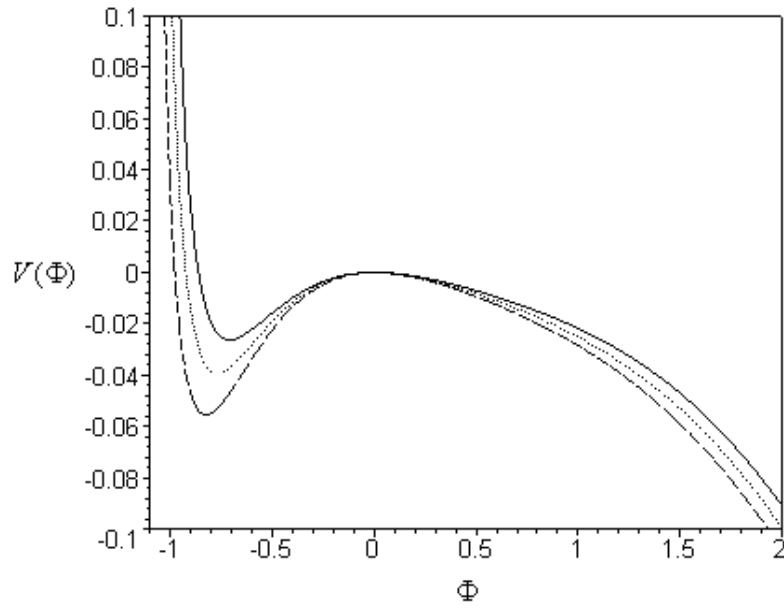


Figure 11b: Potentiel de Sagdeev associé à la structure solitaire de la figure 11a pour différentes valeurs de $M=1.41, 1.43$ et 1.45 (de haut vers le bas).

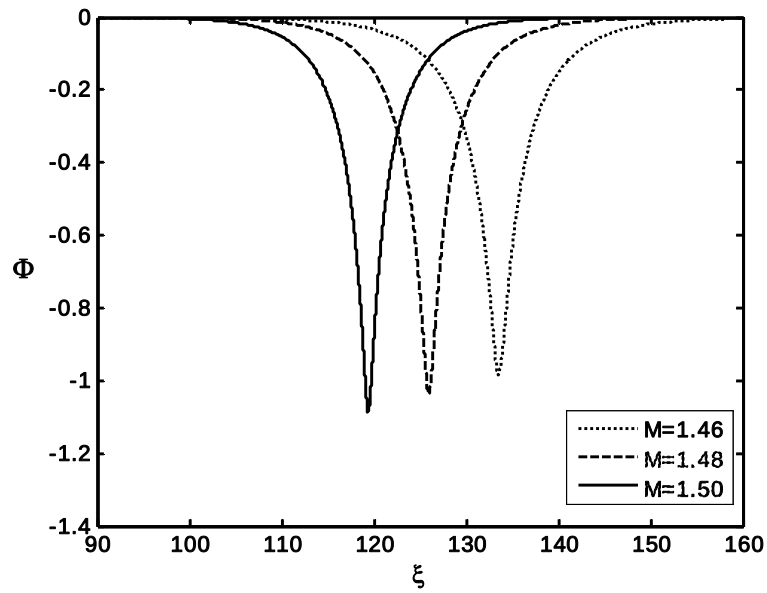


Figure 12a: Profil spatial du soliton (Φ, ξ) pour différentes valeurs de M , avec $\alpha = 0.20$, $\sigma = 0.01$ et $f_1 = 0.01$.

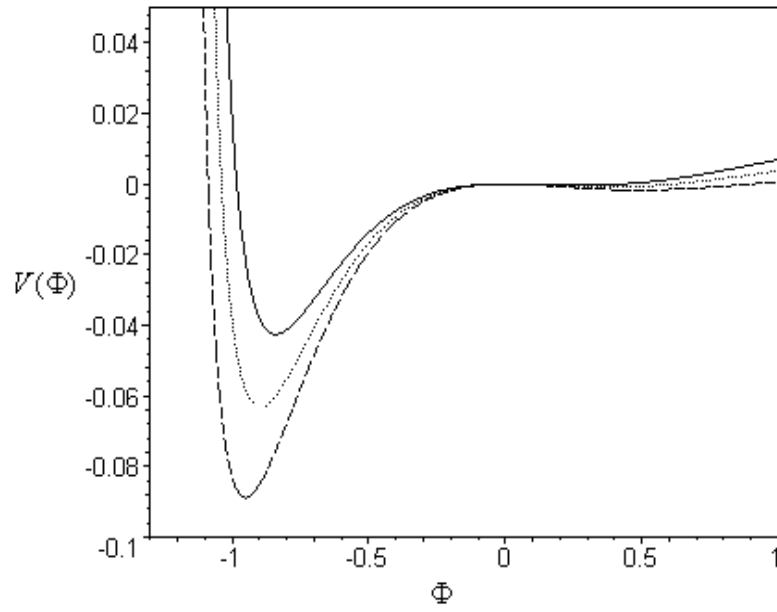


Figure 12b : Tracé du potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 12a, pour différentes valeurs de $M = 1.46, 1.48$ et 1.50 (du haut vers le bas).

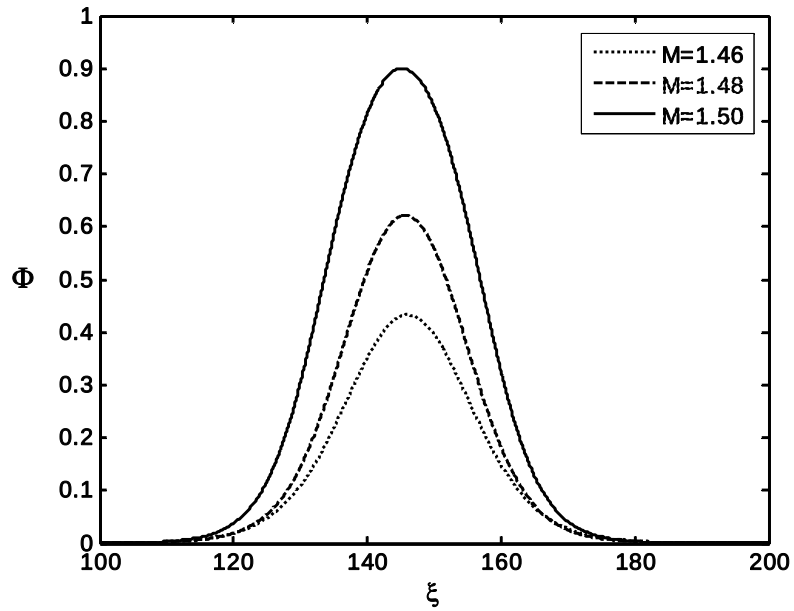


Figure 13a: Profil spatial du soliton (Φ, ξ) pour différentes valeurs de M , avec $\alpha = 0.20$, $\sigma = 0.01$ et $f_1 = 0.01$.

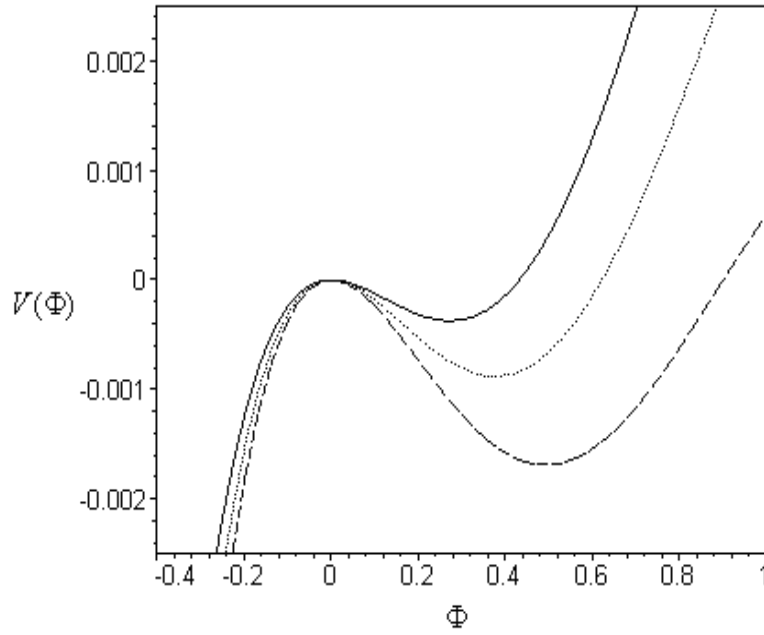


Figure 13b : Tracé du potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 13a, pour différentes valeurs de $M = 1.46, 1.48$ et 1.50 (du haut vers le bas).

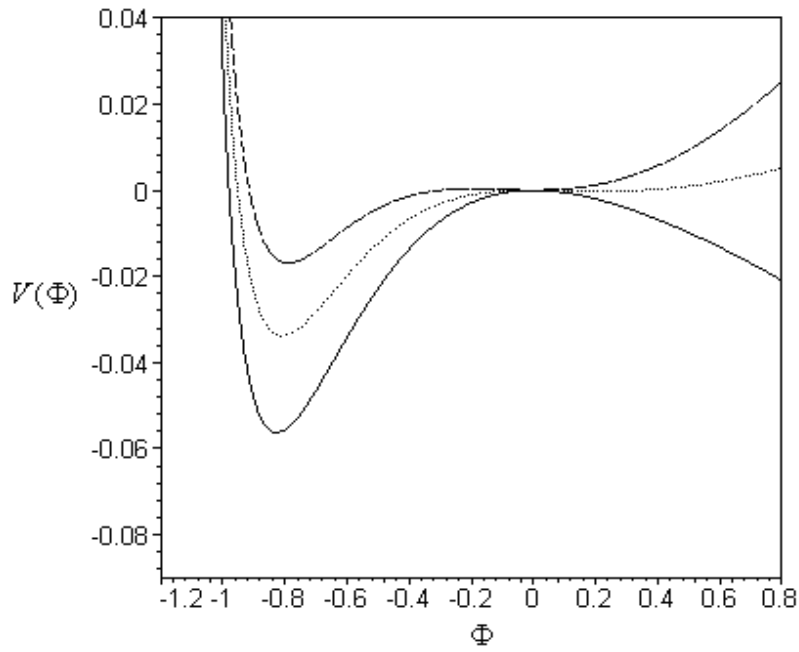


Figure 14 : Tracé du potentiel de Sagdeev en fonction de Φ pour différentes valeurs de $\alpha = 0.15, 0.20$ et 0.25 (du haut vers le bas), avec $M = 1.45$, $\sigma = 0.01$ et $f_1 = 0.01$.

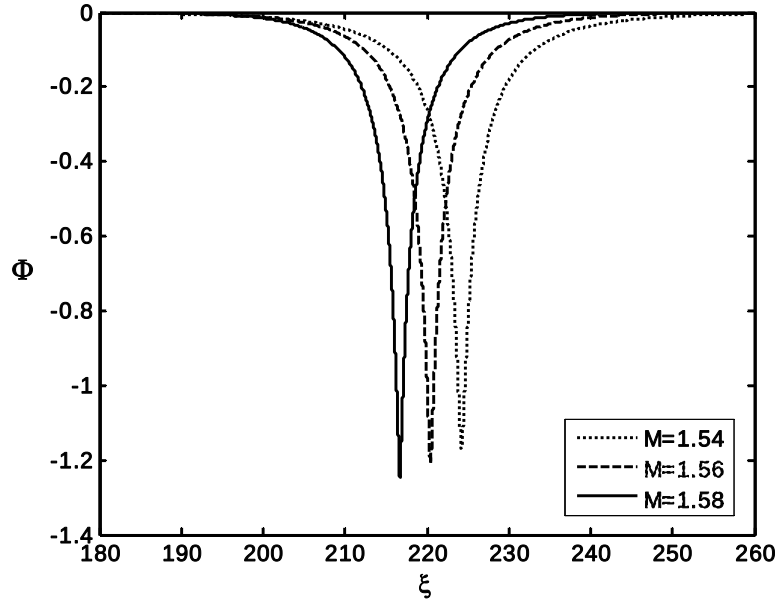


Figure 15: Profil spatial du soliton (Φ, ξ) pour différentes valeurs de M , avec $\alpha = 0.25$, $\sigma = 0.01$ et $f_1 = 0.01$.

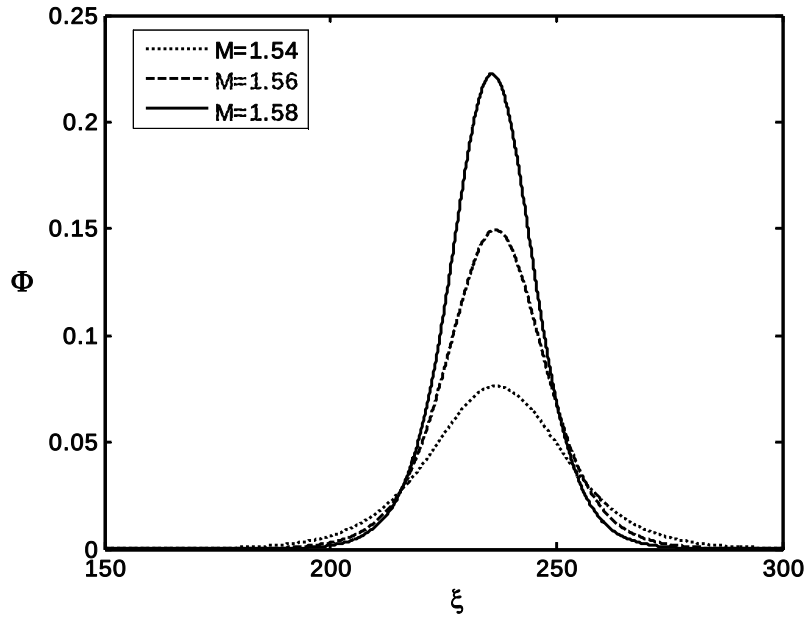


Figure 16: Profil spatial du soliton (Φ, ξ) pour différentes valeurs de M , avec $\alpha = 0.25$, $\sigma = 0.01$ et $f_1 = 0.01$.

Dans le but d'étudier la dynamique des solitons acoustiques poussiéreux de faible amplitude, on se propose, comme précédemment, d'établir l'équation de Korteweg- de Vries de l'onde acoustique poussiéreuse associée à notre modèle de plasma [60]. A

l'ordre le plus petit en ϵ , nous obtenons alors les expressions suivantes $V_d^{(1)} = v_0 N_d^{(1)}$, $N_d^{(1)} = -\left[(f_1 \sigma + 1 - \beta)/(1 - f_1)\right] \Phi^{(1)}$ et $v_0 = \left[(1 - f_1)/(f_1 \sigma + 1 - \beta)\right]^{1/2}$. Aux ordres les plus élevés, les équations du modèle fluide se réduisent à

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} - v_0 \frac{\partial N_d^{(2)}}{\partial \zeta} + \frac{\partial V_d^{(2)}}{\partial \zeta} + \frac{\partial (N_d^{(1)} V_d^{(1)})}{\partial \zeta} = 0 \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial V_d^{(1)}}{\partial \tau} - v_0 \frac{\partial V_d^{(2)}}{\partial \zeta} + V_d^{(1)} \frac{\partial V_d^{(1)}}{\partial \zeta} - \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \zeta} = 0 \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^2} = N_d^{(2)} + \left(\frac{f_1 \sigma + 1 - \beta}{1 - f_1} \right) \Phi^{(2)} + \frac{1}{2} \left(\frac{f_1 \sigma^2 - 1}{1 - f_1} \right) (\Phi^{(1)})^2 \quad (3.34)$$

à partir desquelles nous déduisons l'équation de type K- dV suivante

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + A_3 \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \zeta} + B_3 \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^3} = 0 \quad (3.35)$$

où les constantes A_3 et B_3 sont données par

$$A_3 = \left(\frac{v_0^3}{2} \right) \left(\frac{1 - f_1 \sigma^2}{1 - f_1} - \frac{3}{v_0^4} \right) \quad (3.36)$$

$$B_3 = \left(\frac{v_0^3}{2} \right) \quad (3.37)$$

La solution stationnaire de (3.35) est donnée par

$$\Phi^{(1)} = \Phi_m^{(1)} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\zeta - u_0 \tau}{\Delta} \right) \quad (3.38)$$

$\Phi_m = 3u_0 / A_3$, $\Delta = \sqrt{4B_3 / u_0}$ et v_0 représentent respectivement l'amplitude, la largeur et la vitesse du soliton. L'expression précédente de v_0 révèle que la vitesse du soliton augmente à mesure que la valeur du paramètre non thermique devient importante.

3.3.2 Cas de la charge variable

En procédant de la même manière que précédemment (Section 3.2.2), nous obtenons le système d'équations différentielles ordinaires suivant

$$\xi = \int_0^{\Phi} Q_d d\Phi \quad (3.39)$$

$$\frac{d^2\Phi}{dX^2} = N_e - fN_i - (1-f) \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (3.40)$$

$$\frac{dQ_d}{dX} = \frac{K}{(1-\chi\xi)^{1/2}} \left[-\sqrt{\mu/\sigma} N_e \exp(Q_d) + fN_i \left(1 - \frac{Q_d}{\sigma} \right) \right] \quad (3.41)$$

où

$$N_i = \frac{n_i}{n_{i0}} = (1 + \beta\Phi + \beta\Phi^2) \exp(-\Phi) \quad \text{et} \quad N_e = \exp(\sigma\Phi).$$

Ce dernier est alors résolu grâce au schéma d'intégration numérique déjà utilisé précédemment (voir section 3.2.2). Les paramètres suivants $Q_{d0} = -1.8$, $\sigma = 0.3$, $T_e = 0.1 \text{ eV}$, $\alpha = 0.2$, $m_i / m_d = 10^{-12}$ et $n_{i0} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ($f = 1.84$) ont été choisis. Certains résultats obtenus sont similaires (qualitativement parlant) à ceux déjà trouvés dans le cas des ions Maxwelliens, à savoir, la réduction de la largeur du potentiel solitaire dans le cas de la charge variable (figure 17) et l'apparition des ondes de choc non collisionnelles (figure 18). Cependant et comme l'indique la figure 19, à mesure que la fraction des ions non thermiques devient importante, l'amplitude du potentiel solitaire diminue et sa largeur augmente donnant ainsi naissance à l'apparition de structures solitaires lisses (par opposition à cornues). De plus, à mesure que α augmente, l'amplitude du front de l'onde de choc diminue (figure 20) et son profile tend à devenir monotone (le nombre d'oscillations diminue). Ceci veut dire (voir chapitre suivant) que les effets non thermiques peuvent modifier la dissipation d'un système dynamique en la rendant plus importante.

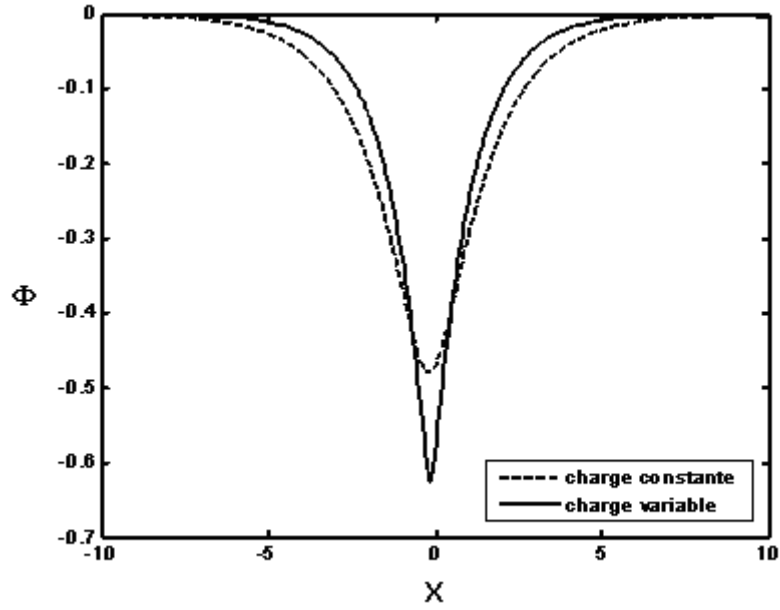


Figure 17: Potentiel électrostatique solitaire dans le cas de la charge fixe (pointillés) et de la charge variable (trait plein) avec $Q_{d0} = -1.8$, $\sigma = 0.3$, $\alpha = 0.2$, $m_i / m_d = 10^{-12}$ et

$$n_{i0} = 10^{12} \text{ cm}^{-3} (f = 1.84).$$

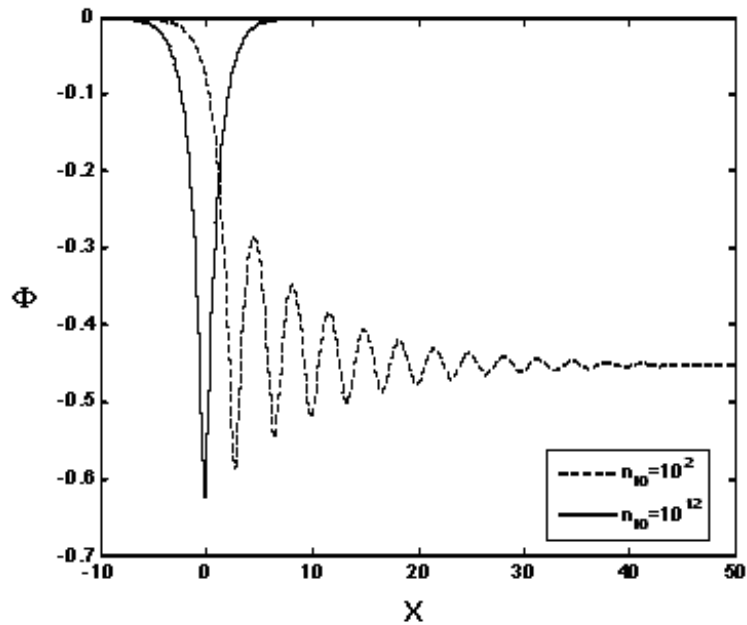


Figure 18: Potentiel électrostatique pour deux valeurs différentes de n_{i0} avec $Q_{d0} = -1.8$,

$$\alpha = 0.2, m_i / m_d = 10^{-12} \text{ et } \sigma = 0.3 (f = 1.84).$$

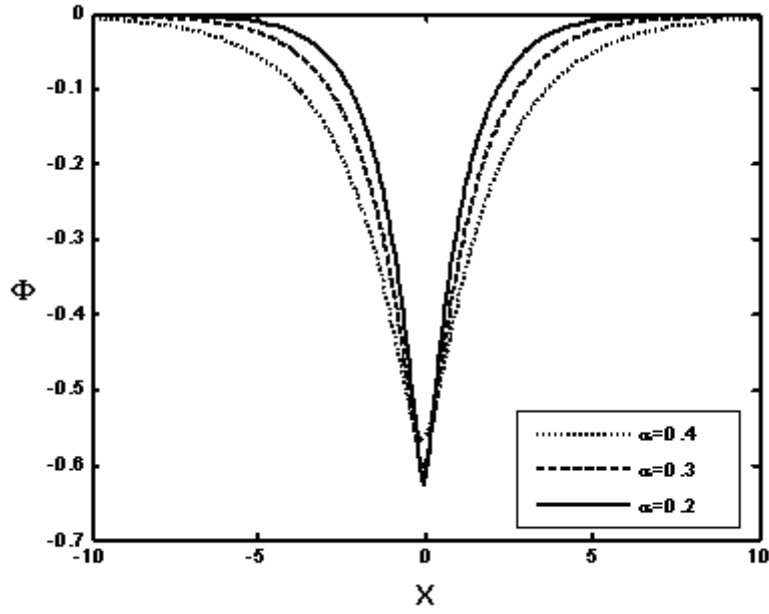


Figure 19: Potentiel électrostatique solitaire pour différentes valeurs de α avec $Q_{d0} = -1.8, \sigma = 0.3, m_i/m_d = 10^{-12}$ et $n_{i0} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ($f = 1.84$).

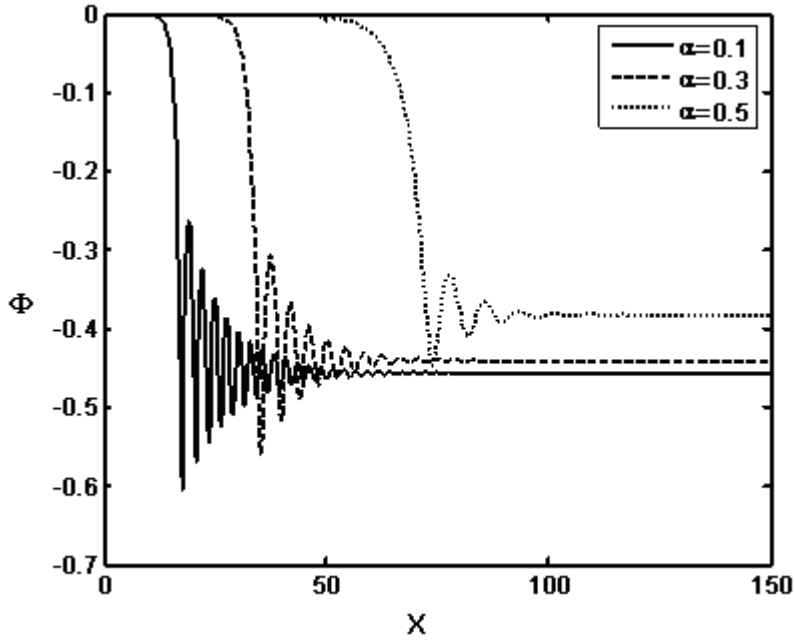


Figure 20: Potentiel électrostatique associé à l'onde de choc pour différentes valeurs de α avec $Q_{d0} = -1.8, \sigma = 0.3, m_i/m_d = 10^{-12}$ et $n_{i0} = 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ($f = 1.84$).

3.4 Inclusion d'une population de positrons dans le modèle

Maxwellien

Jusqu'à présent, nous n'avons émis aucune hypothèse concernant le mécanisme qui préside à la coexistence des structures de compression et de raréfaction. D'ailleurs, tous les travaux antérieurs se sont contentés uniquement de rapporter l'existence de cette dualité sans jamais l'expliquer. Nous avons alors (en l'absence de tout effet non thermique) exploré d'autres modèles de plasma et testé plusieurs variantes pour essayer de reproduire des effets analogues à ceux introduits par la présence de particules non thermiques. Finalement, nous avons réalisé que la présence, dans un plasma Maxwellien, d'une population de positrons [61], [62] pouvait induire les mêmes effets que ceux inhérents aux particules non thermiques. Pour cela, nous avons reconsidéré notre analyse du cas Maxwellien (en l'absence donc de tout effet non thermique) en incluant une population additionnelle de positrons distribués selon la loi de Maxwell- Boltzmann de densité

$$n_p = n_{p0} \exp(-e\phi / T_p) \quad (3.42)$$

Rappelons qu'un positron possède la même masse qu'un électron et une charge électrique opposée. L'équation de Poisson

$$\frac{d^2\Phi}{dX^2} = N_d + \frac{1}{1+f_2-f_1} \{ f_1 N_e - N_i - f_2 N_p \} \quad (3.43)$$

peut alors s'écrire (dans le cas de la charge fixe) sous la forme intégrale suivante

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = 0 \quad (3.44)$$

où

$$V(\Phi) = M^2 \left[1 - \left(1 + \frac{2\Phi}{M^2} \right)^{1/2} \right] + \frac{1}{1+f_2-f_1} [1 - \exp(-\Phi)] + \frac{f_1}{(1+f_2-f_1)\sigma} [1 - \exp(\sigma\Phi)] + \frac{f_2}{(1+f_2-f_1)\sigma_2} [1 - \exp(-\sigma_2\Phi)] \quad (3.45)$$

représente le pseudo- potentiel, avec $f_2 = n_{p0}/n_{i0}$, $\sigma_2 = T_i/T_p$ et $Z_{d0}n_{d0}/n_{i0} = 1 + f_2 - f_1$ (quasi-neutralité de la charge électrique). L'intégration numérique de (3.43) révèle alors l'existence simultanée ou coexistence des ondes acoustiques poussiéreuses solitaires de compression et de raréfaction comme le montrent clairement les figures 21 et 22 ainsi que les pseudo- potentiels associés (figures 23 et 24).

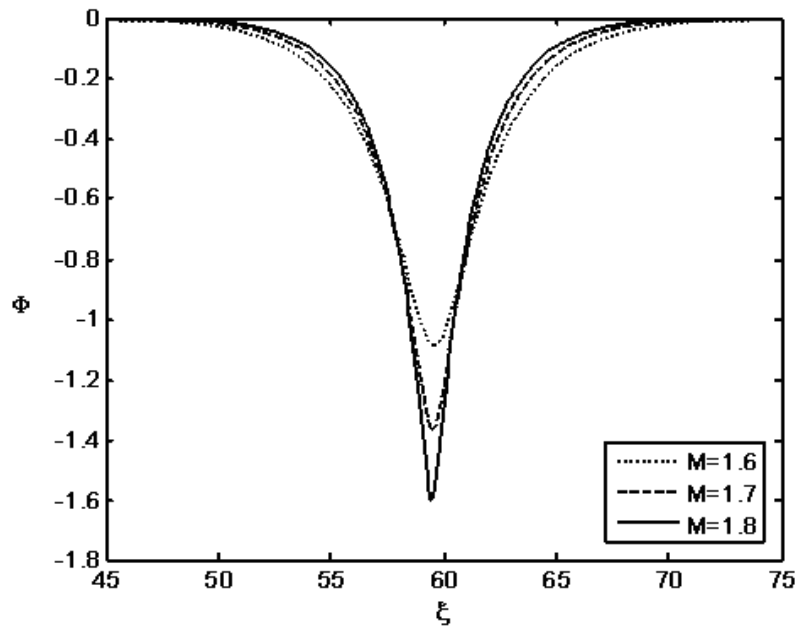


Figure 21: Potentiel solitaire pour différentes valeurs du nombre de Mach M avec $\sigma = 0.05, \sigma_2 = 0.01, f_1 = 0.01$ et $f_2 = 0.9$.

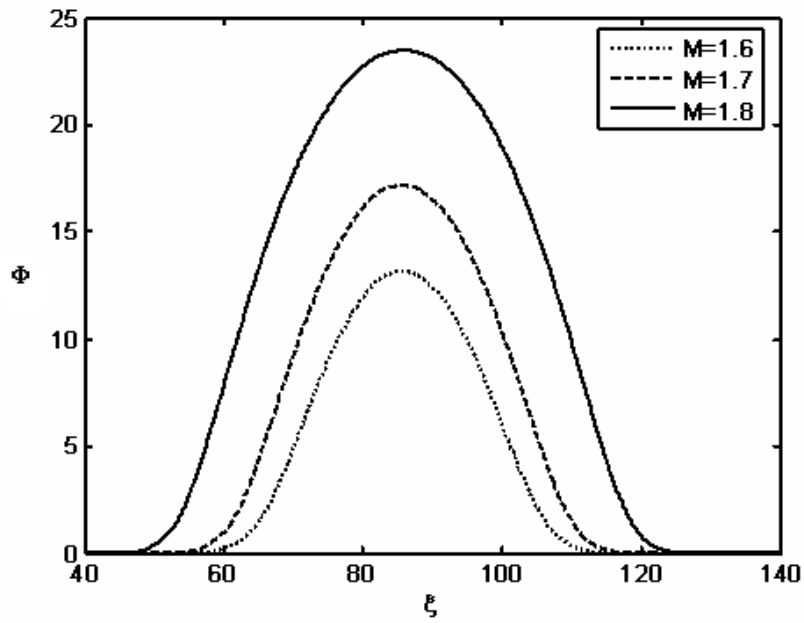


Figure 22 : Potentiel solitaire pour différentes valeurs du nombre de Mach M avec $\sigma = 0.05, \sigma_2 = 0.01, f_1 = 0.01$ et $f_2 = 0.9$.

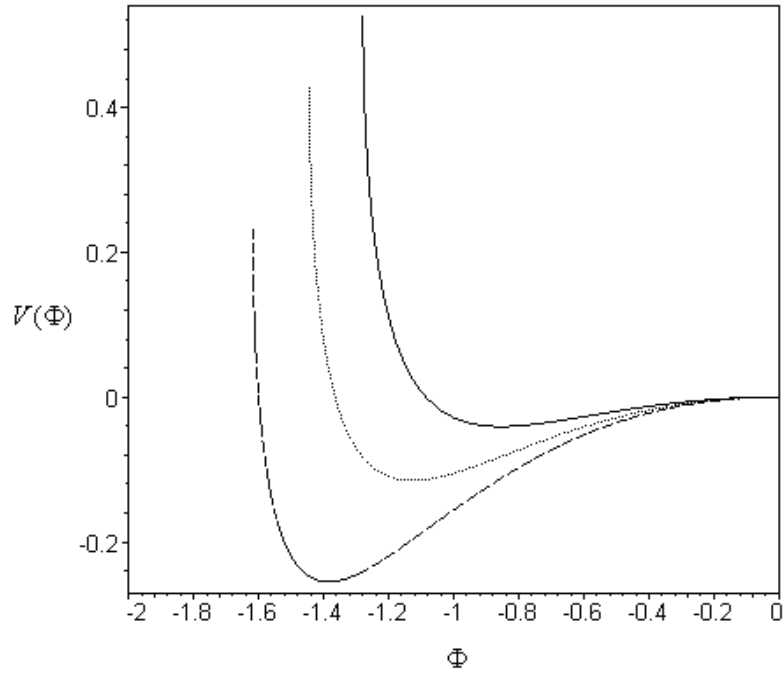


Figure 23 : Pseudo- potentiel associé à la structure solitaire de la figure 21 pour différentes valeurs de $M=1.6, 1.7$ et 1.8 (du haut vers le bas).

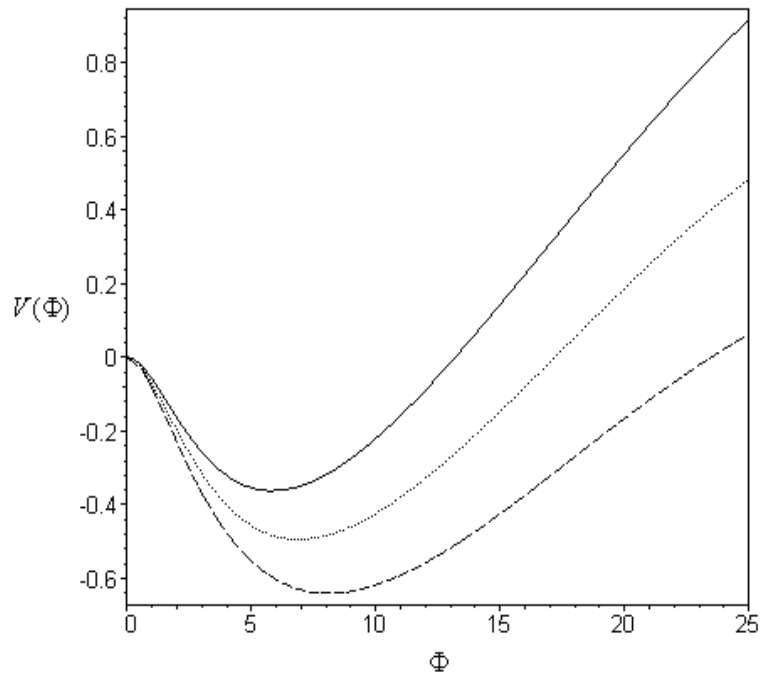


Figure 24: Pseudo- potentiel associé à la structure solitaire de la figure 22 pour différentes valeurs de $M=1.6, 1.7$ et 1.8 (du haut vers le bas).

D'ailleurs, l'amplitude et la largeur de ces structures solitaires diminuent à mesure que la population des positrons devient importante (figure 25).

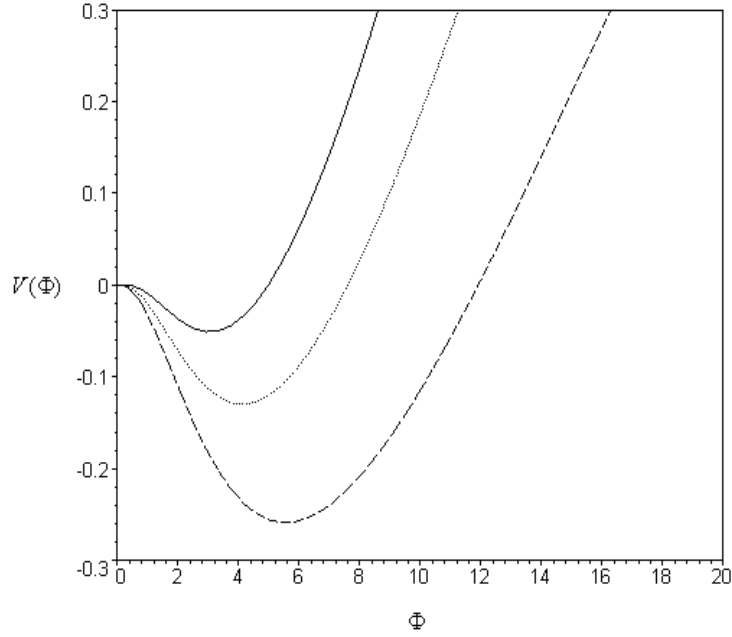


Figure 25 : Pseudo- potentiel pour différentes valeurs de $f_2 = 0.7, 0.8$ et 0.9
(du bas vers le haut) avec $\sigma = 0.05, \sigma_2 = 0.01, f_1 = 0.01$ et $M = 1.30$.

Par ailleurs, nous avons établi l'équation de type K- dV associé à notre modèle de plasma. Celle-ci est donnée par

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + A_4 \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \zeta} + B_4 \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^3} = 0 \quad (3.46)$$

où

$$A_4 = \left(\frac{v_0^3}{2} \right) \left(\frac{f_1 \sigma^2 - f_2 \sigma_2^2 - 1}{4(1 + f_2 - f_1)} - \frac{3}{v_0^4} \right) \quad (3.47)$$

$$B_4 = \frac{v_0^3}{2} \quad (3.48)$$

$$v_0 = \left(\frac{1 + f_2 - f_1}{1 + f_1 \sigma - f_2 \sigma_2} \right)^{1/2} \quad (3.49)$$

et dont la solution stationnaire est donnée par

$$\Phi^{(1)} = \Phi_m^{(1)} \sec h^2 \left(\frac{\zeta - u_0 \tau}{\Delta} \right) = \frac{3u_0}{A_4} \sec h^2 \left(\frac{\zeta - u_0 \tau}{(4B_4/u_0)^{1/2}} \right) \quad (3.50)$$

A l'instar des effets non thermiques, l'équation (3.49) indique que la présence des positrons augmente la vitesse de propagation du soliton. Cette présence, dans le cas de la charge variable, diminue la largeur du soliton et augmente son amplitude (figure 26).

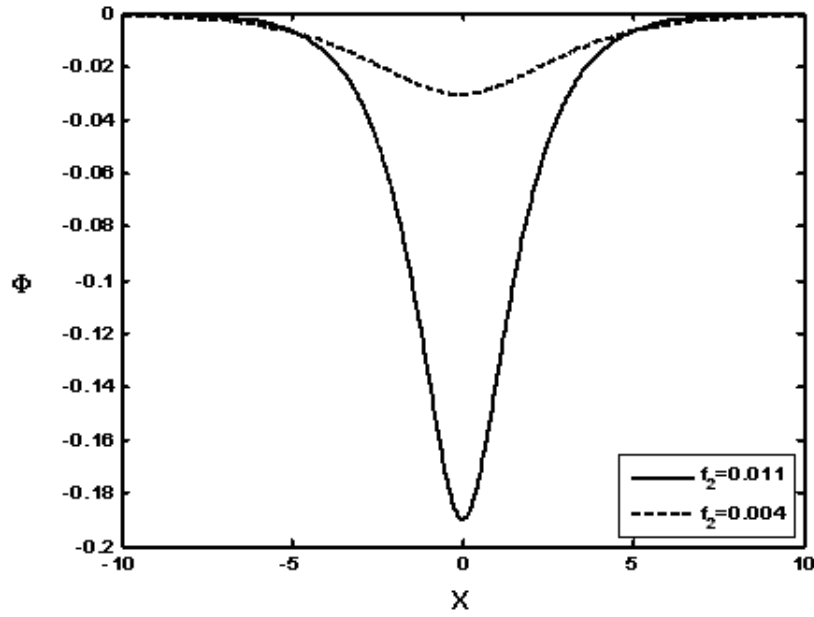


Figure 26: Potentiel électrostatique solitaire pour deux valeurs différentes de f_2 .

($f_2 = 0.01 \rightarrow Q_{d0} = -1.2$, $f = 1.6$, $\sigma = \sigma_2 = 0.1$ et $f_2 = 0.004 \rightarrow Q_{d0} = -1.8$,

$f = 1.2$, $\sigma = \sigma_2 = 0.2$) avec $n_{i0} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $m_i/m_d = 10^{-12}$.

Ces résultats nous amènent à conclure que les effets produits par la non thermalité ionique équivalent à ceux que produirait une population additionnelle de positrons, ayant la même masse que les électrons et une charge opposée.

Chapitre 4

Ondes acoustiques ioniques poussiéreuses (DIA) dans un plasma non thermique à charge variable

4.1 Présentation physique du problème

Récemment, Mamun et Shukla [63] ont étudié la propagation non linéaire des ondes acoustiques ioniques poussiéreuses (DIA) en prenant en compte la variation de la charge de grains de poussière stationnaires dans un plasma non magnétisé, composé d'un fluide d'ions froids et d'électrons distribués selon la loi de Boltzmann- Maxwell. En utilisant la méthode des perturbations [29], ils ont établi une équation de type Korteweg-de Vries (K-dV) et une autre de type Korteweg-de Vries-Burgers (K-dV-B). Ils ont alors montré que l'effet de la fluctuation de la charge se traduit aussi bien par une réduction de la vitesse de propagation des ondes solitaires acoustiques ioniques poussiéreuses que par l'apparition d'ondes de choc non collisionnelles. Cependant, dans un plasma réel, les effets d'une température ionique finie ne peuvent être occultés (de nombreux travaux théoriques ayant pris en compte la température ionique pour mieux décrire les résultats expérimentaux ont été répertoriés dans la référence [37]) et le comportement de l'électron peut être profondément affecté par le potentiel non linéaire de l'onde solitaire acoustique ionique poussiéreuse en générant une population d'électrons rapides très énergétiques. Par conséquent, le présent chapitre sera consacré à l'analyse des effets que peuvent induire une température ionique finie et la présence d'électrons rapides non thermiques [64]-[66]. Rappelons au passage que de nombreux travaux théoriques ont été consacrés à l'étude des effets non thermiques électroniques et ioniques [42], [58], [67]-[71].

4.2 Formulation mathématique

Considérons un plasma non magnétisé composé d'électrons non thermiques, d'ions inertiels chauds et de grains de poussière immobiles à charge variable de densités respectives n_e , n_i et n_d . Les grains de poussière, supposés de forme sphérique et de rayon r_d , possèdent la même charge électrique q_d . Les ondes acoustiques ioniques poussiéreuses (DIA) peuvent alors être décrites par les équations du modèle fluide suivantes

$$\frac{\partial N_i}{\partial T} + \frac{\partial (N_i V_i)}{\partial X} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial T} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial X} = -\frac{\partial \Phi}{\partial X} - \frac{3}{\sigma_1} N_i \frac{\partial N_i}{\partial X} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = f_1 N_e + (1 - f_1) Z_d - N_i \quad (4.3)$$

où $f_1 = n_{e0}/n_{i0}$ et $\sigma_1 = T_e/T_i$. La densité des ions N_i , leur vitesse V_i , le potentiel électrostatique Φ , le nombre d'électrons résidant sur la surface des grains de poussières Z_d , le temps T et la variable d'espace X ont été normalisées par n_{i0} , $(T_e/m_i)^{1/2}$, T_e/e , Z_{d0} , $\omega_{pi}^{-1} = (m_i/4\pi n_{i0} e^2)^{1/2}$ et la longueur de Debye modifiée $\lambda_{Dm} = (T_e/4\pi n_{i0} e^2)^{1/2}$ respectivement. Dans le but de modéliser la distribution des électrons rapides et non thermiques, nous nous référons à une solution appropriée de type BGK (Bernstein- Green- Kruskal) de Cairns et al.[58], solution de l'équation de Vlasov stationnaire écrite dans le cas de l'électron. Nous choisissons alors

$$f_e(x, v_e) = \frac{n_{e0}}{1 + 3\alpha} \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{1/2} \left(1 + 4\alpha \left(\frac{m_e v_e^2 / 2 - e\phi(x)}{T_e} \right)^2 \right) \exp \left(-\frac{m_e v_e^2 / 2 - e\phi(x)}{T_e} \right) \quad (4.4)$$

α est un paramètre qui détermine le nombre d'électrons non thermiques présents dans notre modèle plasma. Moyennant la distribution précédente, nous obtenons

$$n_e(\phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_e(x, v_e) dv_e = n_{e0} \exp \left(\frac{e\phi}{T_e} \right) \left(1 - \beta \frac{e\phi}{T_e} + \beta \frac{e^2 \phi^2}{T_e^2} \right) \quad (4.5)$$

avec

$$\beta = \frac{4\alpha}{1 + 3\alpha} \quad (4.6)$$

L'équation de Poisson devient alors

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = f_1 \exp(\Phi) \left(1 - \beta \Phi + \beta \Phi^2 \right) + (1 - f_1) Z_d - N_i \quad (4.7)$$

La quasi-neutralité de la charge à l'équilibre requiert

$$f_1 = 1 - Z_{d0} \frac{n_{d0}}{n_{i0}} \quad (4.8)$$

Dans le modèle standard de la sonde électrostatique appliqué au grain de poussière (OLM theory) [72], la charge du grain (assimilé donc à une sonde immergée dans un plasma) provient essentiellement de la collecte des électrons et des ions présents dans le plasma. Ces derniers viennent se greffer sur la surface du grain. Par conséquent, l'évolution de la charge $q_d = -eZ_d$ du grain est déterminée de manière self- consistante par (notons que les grains de poussière sont supposés immobiles)

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} = I_e + I_i \quad (4.9)$$

I_e et I_i représentent les courants de charge électronique et ionique et sont déterminés par la différence de potentiel entre la surface du grain et le plasma local. Ces courants électronique ($j=e$) et ionique ($j=-e$) sont donnés par [49]-[51]

$$I_j = \pi r_d^2 q_j \left(8T_j / \pi m_j \right)^{1/2} n_j W_j \quad (4.10)$$

où $r_d \ll \lambda_{Dj}$ représente le rayon du grain de poussière et λ_{Dj} la longueur de Debye électronique ($j=e$) et ionique ($j=i$). Pour $q_d < 0$, nous avons [52], [53]

$$W_e = \exp(eq_d / r_d T_e) \quad (4.11)$$

et

$$W_i = 1 - (eq_d / r_d T_i) \quad (4.12)$$

En portant les expressions précédentes dans l'équation (4.9) et en réarrangeant les termes, nous obtenons l'équation de charge normalisée suivante

$$\eta \frac{\partial Z_d}{\partial T} = D_1 \exp(\Phi) (1 - \beta\Phi + \beta\Phi^2) \exp(-\delta Z_d) - D_2 N_i (1 + D_3 Z_d) \quad (4.13)$$

où $\eta = (8\pi)^{1/2} r_d^2 \rho_s n_{i0}$, $D_1 = f_1 (m_i / m_e)^{1/2}$, $D_2 = (1 / \sigma_1)^{1/2}$, $D_3 = \delta \sigma_1$, $\rho_s = C_i / \omega_{pi}$ et $\delta = (e^2 Z_{d0} / r_d T_e)$. L'équation (4.13) est une équation dynamique additionnelle couplée aux autres équations du plasma à travers les courants plasma. La charge électrique du grain de poussière devient alors une variable dynamique couplée de manière self- consistante aux autres variables

dynamiques telles que la densité et le potentiel. Initialement et en l'absence de toute perturbations ($\Phi=0$), l'équation (4.13) se réduit à

$$D_1 \exp(-\delta) = D_2 (1 + D_3) \quad (4.14)$$

ou

$$f_1 = \sqrt{\frac{m_e}{m_i \sigma_1}} \exp(\delta) (1 + \delta \sigma_1) \quad (4.15)$$

Dans ce qui va suivre, la valeur de f_1 sera déduite à partir de la relation (4.15) après avoir fixé au préalable le reste des paramètres.

4.3 Ondes acoustiques ioniques poussiéreuses solitaires

Dans le but d'étudier l'onde acoustique ionique poussiéreuse de faible amplitude, introduisons d'abord les variables $\xi = \varepsilon^{1/2} (X - u_0 T)$ et $\tau = \varepsilon^{3/2} T$, où le paramètre d'expansion ε peut mesurer, par exemple, la faiblesse de l'amplitude ou de la dispersion de l'onde et u_0 la vitesse normalisée à priori inconnue du soliton. En substituant les développements en séries de puissances des variables N_i , V_i , Φ et Z_d

$$N_i = 1 + \varepsilon N_i^{(1)} + \varepsilon^2 N_i^{(2)} + \dots \quad (4.16)$$

$$V_i = v_0 + \varepsilon V_i^{(1)} + \varepsilon^2 V_i^{(2)} + \dots \quad (4.17)$$

$$\Phi = \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \dots \quad (4.18)$$

$$Z_d = 1 + \varepsilon Z_d^{(1)} + \varepsilon^2 Z_d^{(2)} + \dots \quad (4.19)$$

dans les équations (4.1), (4.2), (4.3) et (4.13), nous pouvons établir les relations entre termes de premier ordre suivantes

$$V_i^{(1)} = \omega_0 N_i^{(1)} \quad (4.20)$$

$$\Phi^{(1)} = \omega_0 V_i^{(1)} \quad (4.21)$$

$$N_i^{(1)} = (1 - f_1) Z_d^{(1)} + f_1 (1 - \beta) \Phi^{(1)} \quad (4.22)$$

$$D_1 \left[\left(1 - \delta + \frac{\delta^2}{2} \right) (1 - \beta) \Phi^{(1)} + Z_d^{(1)} (\delta^2 - \delta) \right] - D_2 D_3 [N_i^{(1)} + Z_d^{(1)}] = 0 \quad (4.23)$$

où $\omega_0 = u_0 - v_0$. En considérant les ordres les plus élevés en ε , nous obtenons le système d'équations suivant

$$\frac{\partial N_i^{(1)}}{\partial \tau} - \omega_0 \frac{\partial N_i^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial V_i^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial (N_i^{(1)} V_i^{(1)})}{\partial \xi} = 0 \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial V_i^{(1)}}{\partial \tau} - \omega_0 \frac{\partial V_i^{(2)}}{\partial \xi} + V_i^{(1)} \frac{\partial V_i^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^2} = (1 - f_1) Z_d^{(2)} - N_i^{(2)} + f_1 (1 - \beta) \Phi^{(2)} + \frac{f_1}{2} (\Phi^{(1)})^2 \quad (4.26)$$

$$D_1 \left\{ \frac{\delta^2}{2} (Z_d^{(1)})^2 + Z_d^{(2)} (\delta^2 - \delta) + (\delta^2 - \delta) (1 - \beta) \Phi^{(1)} Z_d^{(1)} + \frac{1}{2} \left(1 - \delta + \frac{\delta^2}{2} \right) (\Phi^{(1)})^2 \right. \\ \left. + (1 - \beta) \left(1 - \delta + \frac{\delta^2}{2} \right) \Phi^{(2)} \right\} - D_2 \{ D_3 Z_d^{(2)} + D_3 N_i^{(1)} Z_d^{(1)} + (D_3 + 1) N_i^{(2)} \} = 0 \quad (4.27)$$

à partir desquelles nous déduisons l'équation de type Korteweg- de Vries (K- dV) suivante

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + A_5 \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} + B_5 \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0 \quad (4.28)$$

où

$$A_5 = \left(\frac{1}{2h_1\omega_0^2} \right) \left[\frac{3h_1^2\omega_0^2}{2} + \frac{3h_1^2}{\sigma_1} - \frac{1}{4(1-\beta)} + \frac{D_2 D_3 h_2}{2f_1 h h_1 (1-\beta)} - \frac{D_1 h_1 (\delta^2 - \delta)}{2f_1 h} - \frac{D_1 \delta^2 h_2^2}{4f_1 h (1-f_1)(1-\beta)} \right] \quad (4.29)$$

$$B_5 = \left(\frac{1}{2h_1\omega_0^2} \right) \left[\frac{1}{f_1 (1-\beta)} - \frac{D_1 (1-f_1)}{f_1^2 h (1-\beta)} \left(1 - \delta + \frac{\delta^2}{2} \right) \right] \quad (4.30)$$

$$\omega_0^2 = \frac{3}{\sigma_1} + \frac{1}{f_1 (1-\beta)} \left[1 - \frac{(1-f_1)}{h} \left(\frac{D_1}{f_1} \left(1 - \delta + \frac{\delta^2}{2} \right) - D_2 (D_3 + 1) \right) \right] \quad (4.31)$$

$$h = D_2 D_3 + \frac{D_1 (1-f_1)}{f_1} \left(1 - \delta + \frac{\delta^2}{2} \right) - D_1 (\delta^2 - \delta) \quad (4.32)$$

$$h_1 = \left(\omega_0^2 - \frac{3}{\sigma_1} \right)^{-1} \quad (4.33)$$

$$h_2 = (h_1 - f_1 (1-\beta)) \quad (4.34)$$

Quoique l'équation K- dV peut être résolue analytiquement pour des valeurs initiales arbitraires à l'aide de la méthode de la diffusion inverse (inverse scattering method), nous

nous contenterons, ici, de présenter la solution stationnaire à un soliton en transformant la variable indépendant ξ en $\zeta = \xi - U_0 \tau$, où U_0 est une vitesse constante normalisée. En imposant les conditions aux limites appropriées aux perturbations localisées, $\Phi^{(1)} \rightarrow 0$, $d\Phi^{(1)}/d\zeta \rightarrow 0$, $d^2\Phi^{(1)}/d\zeta^2 \rightarrow 0$ lorsque $\zeta \rightarrow \pm\infty$, nous obtenons

$$\Phi^{(1)} = \Phi_m \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\xi - U_0 \tau}{\Delta} \right) \quad (4.35)$$

où $\Phi_m = 3U_0/A_5$ et $\Delta = (4B_5/U_0)^{1/2}$ représentent respectivement l'amplitude et la largeur de l'onde solitaire. D'après (4.35), il est clair que les ondes solitaires de compression (de raréfaction) existent si $A_5 > 0$ ($A_5 < 0$). Nous avons alors mené une investigation numérique sur une large gamme de paramètres et avons alors constaté que A_5 peut être aussi bien positif que négatif selon le nombre des électrons non thermiques présents dans le plasma. Un cas de figure que ne prévoit pas l'analyse de Mamun et Shukla [63]. La variation de Φ_m en fonction des faibles valeurs de β (allant de 0 à 0.1) est montrée sur la figure 1a (il serait peut être utile de noter que certaines valeurs de β pour lesquelles Φ_m devient assez grand ont été écartées compte tenu de l'analyse faiblement non- linéaire que nous avons effectuée). Les paramètres $U_0 = 1$, $\sigma_1 = 10$ et $\delta = 0.0288$ (correspondant à des paramètres de plasma poussiéreux de l'espace avec $T_e = 50 \text{ eV}$, $n_{d0} = 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$, $r_d = 1 \mu\text{m}$, et $Z_{d0} = 10^3$, voir [63]) ont été choisis. A mesure que β augmente, l'amplitude du pulse augmente et reste positive. Pour $\beta \sim 0.8$, Φ_m montre une soudaine transition et devient négatif permettant ainsi l'existence d'ondes solitaires de raréfaction (figure 1b). Cela veut dire que notre modèle de plasma poussiéreux peut admettre aussi bien des ondes solitaires de compression que de raréfaction comme l'atteste d'ailleurs les profils 1c et 1d du pseudo-potential associé à l'équation de Korteweg- de Vries Eq. (4.28). Ces structures localisées s'élargissent à mesure que β augmente (figure 2). Les figures 3a et 3b exhibent peut-être le résultat le plus intéressant. En augmentant la valeur de σ_1 à β constant (égal à 0.75), nous avons constaté que les valeurs relativement élevées de T_i ($T_i \sim T_e$) favorisent l'émergence de structures solitaires de compression (figure 3a) tandis que de très petites valeurs de T_i (rappelons que T_e est maintenu fixe et égal à 50eV) sont requises pour l'existence de structures solitaires de raréfaction (figure 3b). Dans le but de contrôler la variation de la densité relative (à l'équilibre) des électrons (rappelons qu'en vertu de l'équation (4.15), f_1 ne doit pas dépasser 1), nous avons tracé f_1 en fonction de σ_1 sur les figures 3c et 3d. La

figure 4 indique que les ondes acoustiques ioniques poussiéreuses s'élargissent à mesure que la valeur de σ_1 augmente.

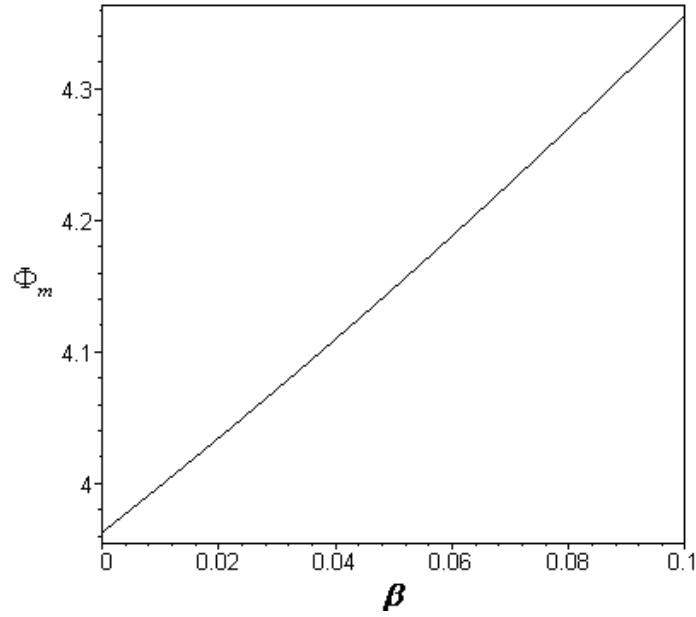


Figure 1a: Variation de l'amplitude de l'onde solitaire Φ_m en fonction de β avec $U_0=1$, $\sigma_1=10$ et $\delta=0.0288$. La valeur de f_1 déduite de l'équation (4.15) est égale à 0.01.

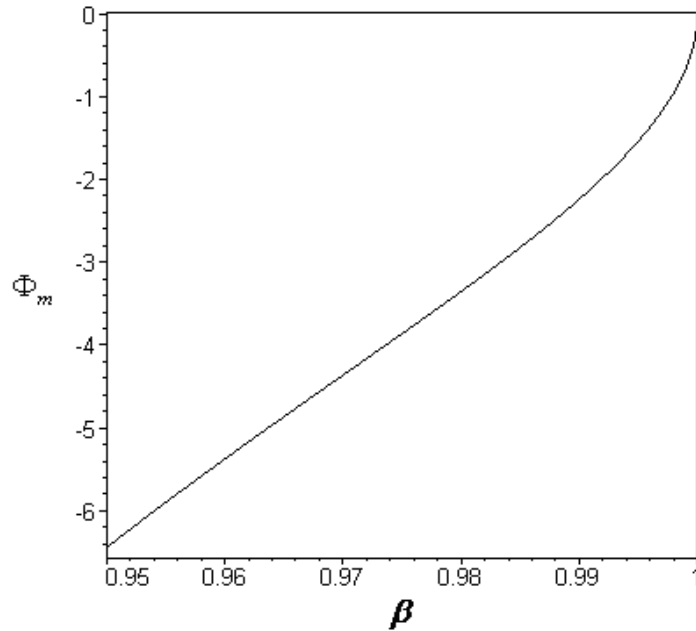


Figure 1b: Variation de l'amplitude de l'onde solitaire Φ_m en fonction de β . Les autres paramètres sont ceux utilisés dans le cas de la figure 1a.

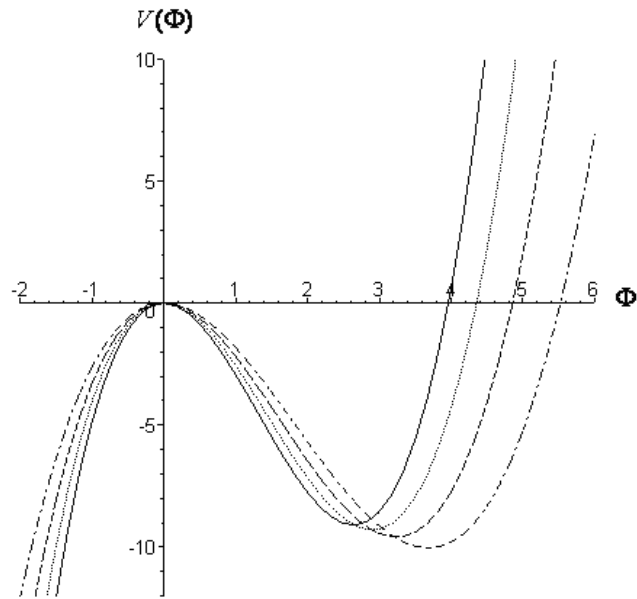


Figure 1c: Pseudo- potentiel $V(\Phi)$ associé à l'onde solitaire de la figure 1a pour différentes valeurs de $\beta = 0, 0.1, 0.2$ et 0.3 (du haut vers le bas).

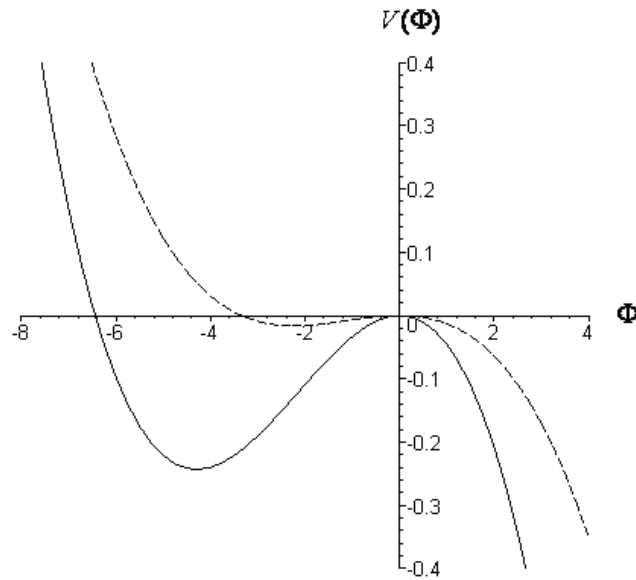


Figure 1d: Pseudo- potentiel $V(\Phi)$ associé à l'onde solitaire de la figure 1b pour deux valeurs différentes de $\beta = 0.95$ et 0.98 (du bas vers le haut).

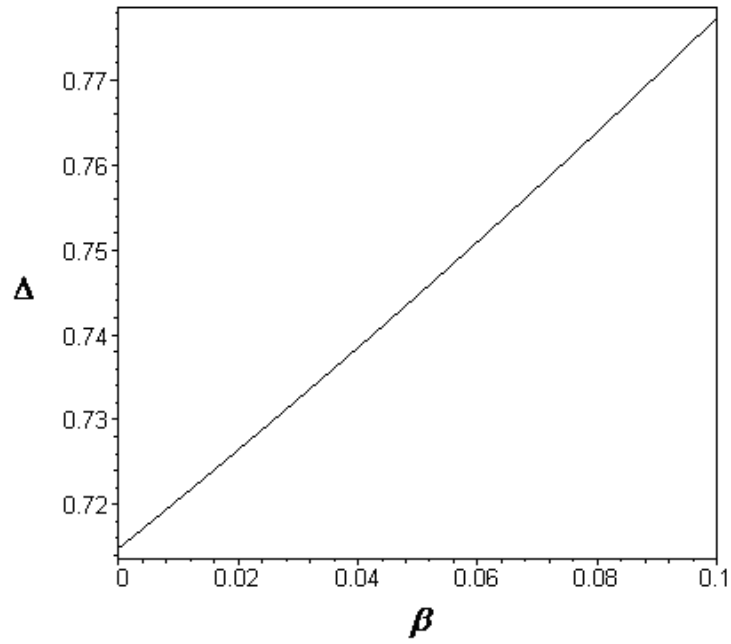


Figure 2: Variation de la largeur de l'onde solitaire Δ en fonction de β . Les autres paramètres sont ceux utilisés dans le cas de la figure 1a.

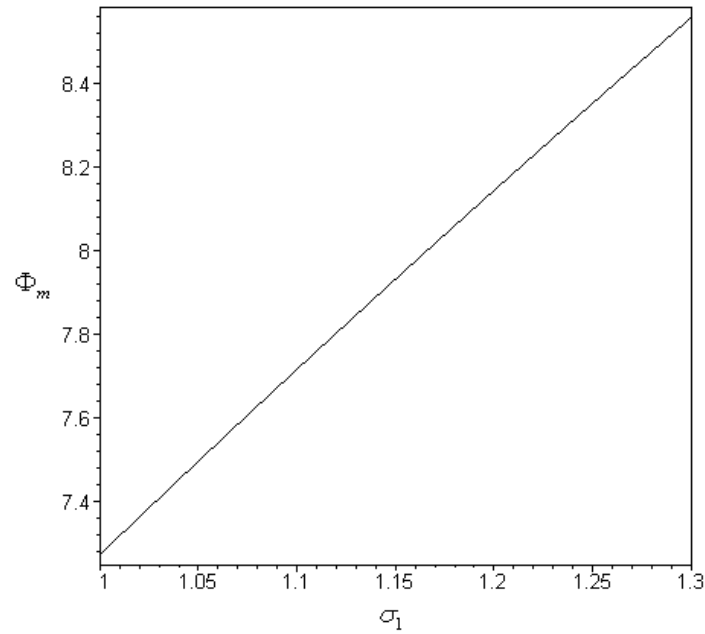


Figure 3a: Variation de l'amplitude de l'onde solitaire Φ_m en fonction de σ_1 avec $U_0=1$, $\beta=0.75$ et $\delta=0.0288$.

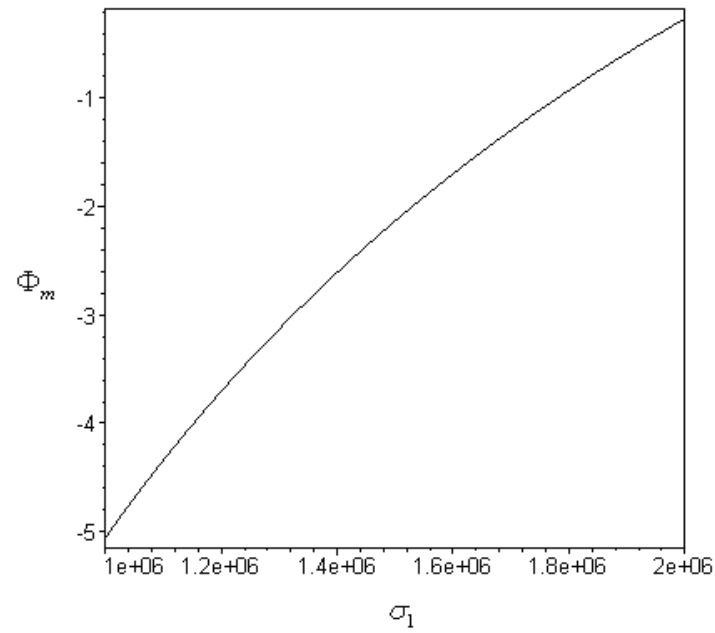


Figure 3b: Variation de l'amplitude de l'onde solitaire Φ_m en fonction de σ_1 . Les autres paramètres sont ceux utilisés dans le cas de la figure 3a.

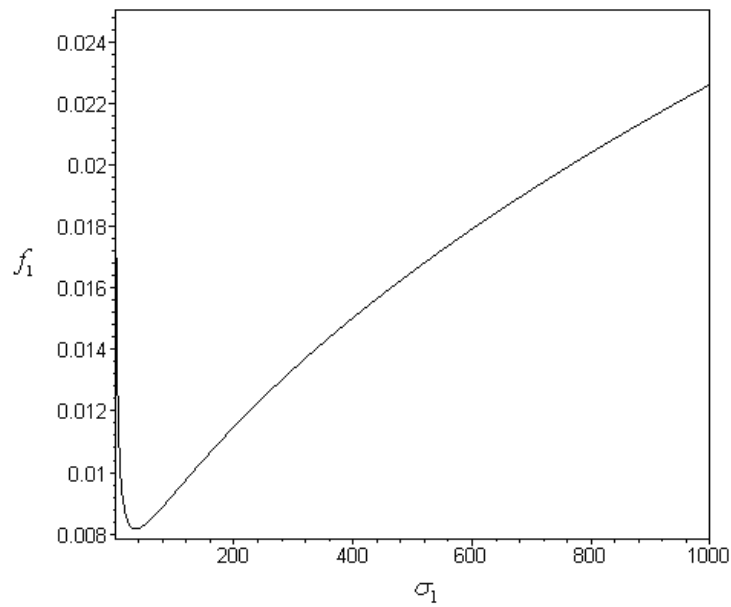


Figure 3c: Variation de f_1 en fonction de σ_1 . Les autres paramètres sont ceux utilisés dans le cas de la figure 3a.

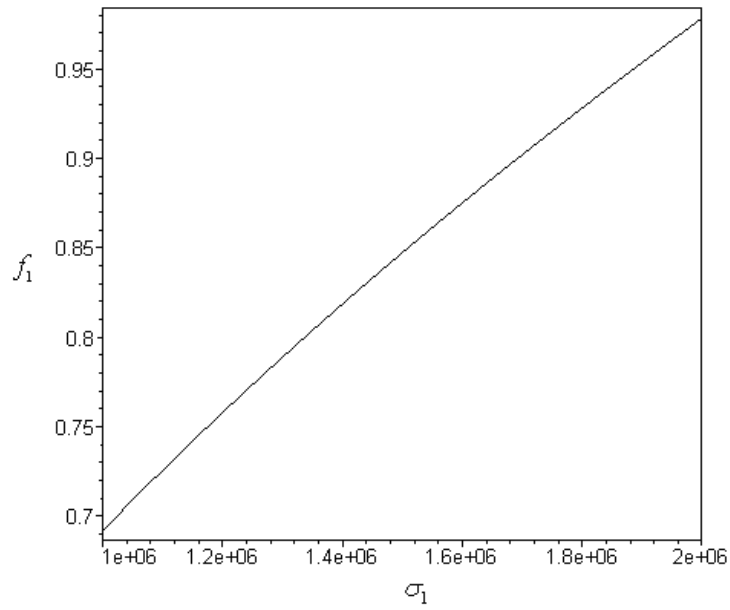


Figure 3d: Variation de f_1 en fonction de σ_1 . Les autres paramètres sont ceux utilisés dans le cas de la figure 3a.

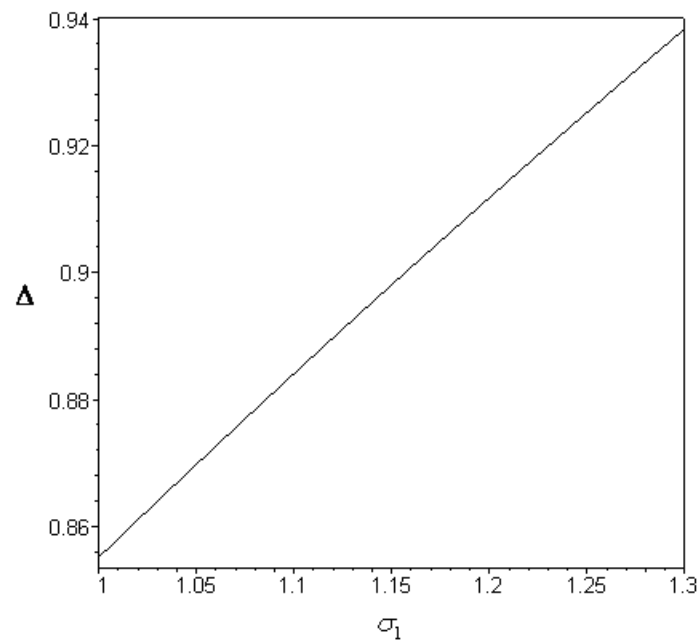


Figure 4: Variation de la largeur de l'onde solitaire Δ en fonction du rapport de température σ_1 . Les autres paramètres sont ceux utilisés dans le cas de la figure 3a.

4.4 Onde de choc acoustique ionique poussiéreuse

Dans cette section, nous considérons la situation où l'on peut écrire le paramètre η comme $\eta = \varepsilon^{1/2} \eta_0$. Par conséquent, l'équation (4.27) prend la forme

$$\begin{aligned} -u_0 \eta_0 \frac{\partial Z_d^{(1)}}{\partial \xi} = & D_1 \left[Z_d^{(2)} (\delta^2 - \delta) + (1 - \beta) \left(1 - \delta + \frac{\delta^2}{2} \right) \Phi^{(2)} + \frac{1}{2} \left(\frac{\delta^2}{2} - \delta + 1 \right) (\Phi^{(1)})^2 + \frac{\delta^2}{2} (Z_d^{(1)})^2 \right. \\ & \left. + (\delta^2 - \delta) (1 - \beta) \Phi^{(1)} Z_d^{(1)} \right] - D_2 \left[D_3 Z_d^{(2)} + D_3 N_i^{(1)} Z_d^{(1)} (D_3 + 1) N_i^{(2)} \right] \end{aligned} \quad (4.36)$$

En remplaçant l'équation (4.27) par l'équation (4.36) et en reprenant les mêmes étapes de calcul mathématique que précédemment, nous obtenons l'équation de type K- dV- Burgers (K-dV-B) suivante

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + A_5 \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} + B_5 \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^3} = C \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^2} \quad (4.37)$$

où

$$C = \frac{\eta_0 u_0 h_2}{2 \omega_0^2 f_1 h_1 h (1 - \beta)} \quad (4.38)$$

L'expression (4.38) indique que le terme de Burgers dépend sensiblement du paramètre non thermique β et du rapport de température σ_1 . Ce terme dissipatif s'annule dans le cas où $\beta = 1 - 1/(\omega_0^2 - 3/\sigma_1) f_1$. En transformant la variable indépendante ξ en $\zeta = \xi - U_0 \tau$, il devient alors possible d'obtenir, en régime stationnaire, une équation différentielle ordinaire de troisième ordre en $\varphi = \Phi^{(1)}(\zeta)$. Une première intégration de cette dernière donne

$$B_5 \frac{d^2 \varphi}{d\zeta^2} - C \frac{d\varphi}{d\zeta} + \frac{A_5}{2} \varphi^2 - U_0 \varphi = 0 \quad (4.39)$$

où nous avons imposé des conditions aux limites appropriées, à savoir, $\varphi \rightarrow 0$, $d\varphi/d\zeta \rightarrow 0$ et $d^2\varphi/d\zeta^2 \rightarrow 0$ lorsque $\zeta \rightarrow \pm\infty$. En multipliant les deux membres de l'équation (4.39) par $d\varphi/d\zeta$, et en intégrant une fois, nous obtenons la quadrature

$$\frac{B_5}{2} \left(\frac{d\varphi}{d\zeta} \right)^2 + V(\varphi) = 0 \quad (4.40)$$

où le potentiel de Sagdeev dans notre cas est donné par

$$V(\varphi) = \frac{A_5}{6} \varphi^3 - \frac{U_0}{2} \varphi^2 - C \int \left(\frac{d\varphi}{d\zeta} \right)^2 d\zeta \quad (4.41)$$

l'équation (4.39) peut être perçue comme l'équation du mouvement de la pseudo particule de masse B_5 occupant la position φ au temps ζ dans un champ de force dérivant du potentiel $(A_5/2)\varphi^2 - U_0\varphi$ et étant sous l'effet de la force « visqueuse » de coefficient C . La quasi-particule ressent l'effet d'une force de friction de coefficient C susceptible de donner lieu à l'émergence d'une onde de choc non collisionnelle [73] dans la mesure où aucune viscosité ou amortissement résultant de collisions entre les grains et les particules du plasma ne sont requis. La solution de l'équation (4.39) [63], [74] est une onde de choc dont la vitesse U_0 est reliée aux valeurs extrêmes par $\varphi(\zeta=-\infty) - \varphi(\zeta=\infty) = 2U_0/A_5$. La nature (oscillatoire ou monotone) de ces structures de choc dépend aussi bien de l'importance de la dissipation présente dans notre système- plasma que des valeurs relatives entre les termes dispersif et dissipatif B_5 et C . Essayons alors de déterminer la condition que doivent satisfaire les paramètres du plasma pour que le profile de l'onde de choc soit monotone (ou oscillatoire). Pour cela, étudions le comportement asymptotique des solutions de l'équation (4.39) pour $\zeta \rightarrow -\infty$. Nous substituons d'abord $\varphi(\zeta) = \varphi_0 + \psi$, où $\psi \ll \varphi_0$, dans l'équation (4.39) et linéarisons par rapport à ψ pour obtenir

$$B_5 \frac{d^2\psi}{d\zeta^2} - C \frac{d\psi}{d\zeta} + U_0\psi = 0 \quad (4.42)$$

La solution de l'équation (4.42) est proportionnelle à $\exp(P\zeta)$, où P est donné par

$$P = \frac{C \pm \sqrt{C^2 - 4B_5U_0}}{2B_5} \quad (4.43)$$

Il s'en suit que l'onde de choc admet un profile monotone dans le cas $S_c = C/2(B_5U_0)^{1/2} > 1$ et un profile oscillatoire dans le cas inverse $S_c < 1$. Nous avons analysé numériquement S_c en utilisant des paramètres correspondant à un plasma poussiéreux de l'espace. Les résultats (figure 5) révèlent que la nature de l'onde de choc dépend sensiblement du nombre d'électrons non thermiques présents dans le plasma : un profile monotone pour $0 < \beta < 0.75$ et un autre oscillatoire pour $0.75 < \beta < 0.80$. Rappelons que Mamun et Shukla [63] n'ont mis en évidence que des ondes de choc à profile monotone dans le cas d'électrons en équilibre thermodynamiques. Considérons maintenant une situation où l'on peut négliger le terme dispersif. Dans ce cas limite, l'équation (4.39) peut être réécrite sous la forme

$$\left(\varphi - \frac{U_0}{A_5} \right) \frac{d\varphi}{d\zeta} = \frac{C}{A_5} \frac{d^2\varphi}{d\zeta^2} \quad (4.44)$$

Cette dernière peut être intégrée (en utilisant le fait que φ est limitée lorsque $\zeta \rightarrow \pm\infty$) pour obtenir

$$\Phi^{(1)} = \Phi_{sh} \left\{ 1 - \tanh \left(\frac{\xi - U_0 \tau}{\Delta_{sh}} \right) \right\} \quad (4.45)$$

où $\Phi_{sh} = U_0/A_5$ et $\Delta_{sh} = 2C/U_0$. L'équation (4.45) représente une solution en onde de choc à profile monotone dont la vitesse, l'amplitude et la largeur sont données par U_0 , Φ_{sh} et Δ_{sh} respectivement. L'amplitude et la largeur de cette onde de choc augmentent à mesure que le nombre d'électrons non thermiques (β) devient important comme l'indiquent les figures 6a et 6b.

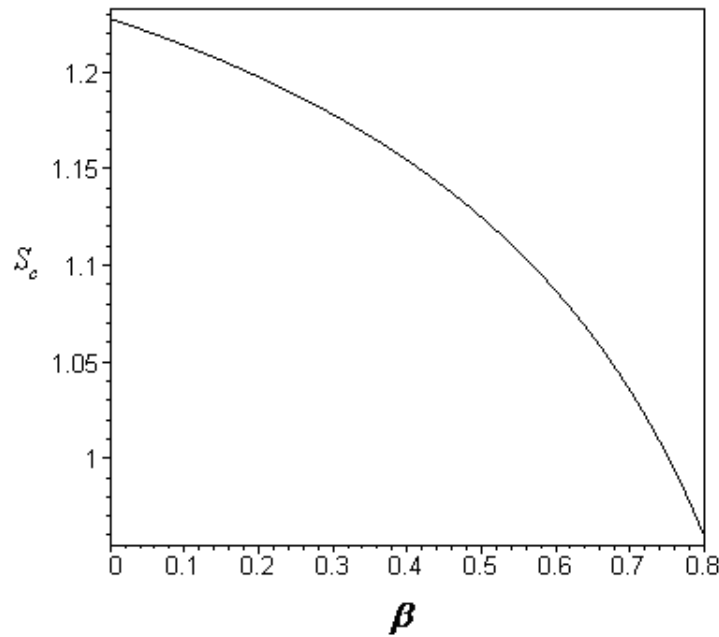


Figure 5: Variation de S_e en fonction du paramètre non thermique β avec $U_0=1$, $\sigma_1=2$ ou $\delta=0.0288$. La valeur de f_1 déduite de l'équation (4.15) est 0.017.

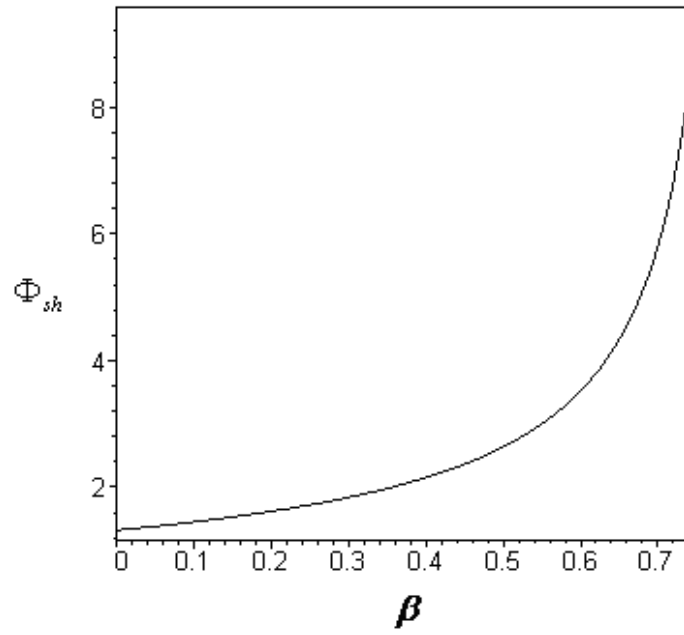


Figure 6a: Variation de l'amplitude Φ_{sh} de l'onde de choc en fonction du paramètre non thermique β . Les autres paramètres sont ceux utilisés dans le cas de la figure 5.

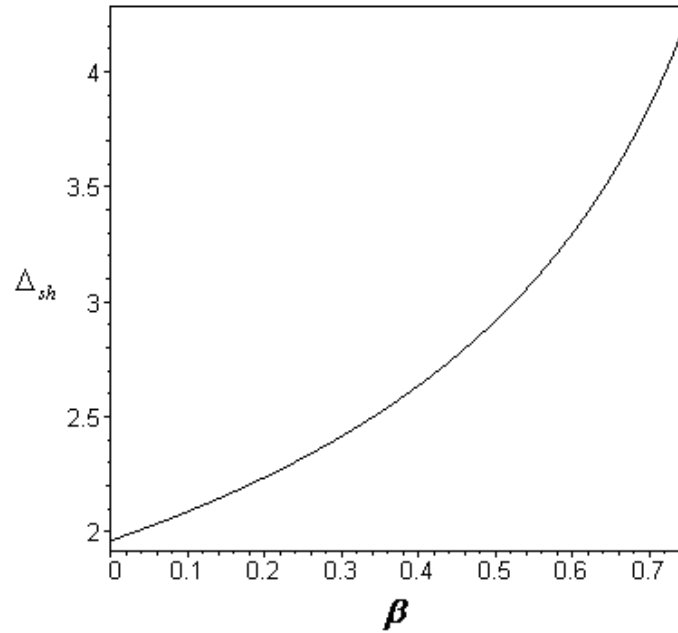


Figure 6b: Variation de la largeur Δ_{sh} de l'onde de choc en fonction du paramètre non thermique β . Les autres paramètres sont ceux utilisés dans le cas de la figure 5.

Pour conclure, nous avons reconsidéré l'analyse de Mamun et Shukla [63] pour inclure une température ionique finie et une fraction d'électrons rapides et non thermiques. Le but est de voir dans quelle mesure ces deux ingrédients peuvent-ils modifier les résultats de cette analyse. Nous avons alors montré qu'à cause de la déviation des électrons de leur équilibre thermodynamique, notre modèle de plasma peut propager aussi bien des ondes acoustiques ioniques solitaires de compression que de raréfaction. En outre, nous avons mis en évidence l'existence d'ondes acoustiques ioniques de choc non collisionnelles dont la nature, monotone ou oscillatoire, dépend sensiblement du nombre d'électrons non thermiques présents dans le plasma. Les résultats du présent chapitre pourraient être utiles pour comprendre les propriétés des ondes acoustiques ioniques poussiéreuses (DIA) localisées qui peuvent se produire dans le cas de plasmas poussiéreux de l'espace.

Conclusion

Les travaux présentés dans la présente thèse ont porté sur l'étude et l'analyse de certains phénomènes non linéaires dans les plasmas poussiéreux à charge variable. Les oscillations acoustiques ont été reconsidérées en tenant compte de la présence de grains de poussière massifs et hautement chargés, de la dynamique de leur charge et de l'appauvrissement électronique qui en résulte. Pour ce faire, nous avons utilisé les équations de base du modèle fluide, fait appel à la théorie cinétique des plasmas et adopté des approches analytiques et numériques. Nous avons alors rapporté l'existence et la formation de structures localisées (cohérentes et dissipatives) associées à certains modèles de plasma non thermique.

Le premier chapitre de cette thèse a d'abord porté sur la définition des concepts de base du plasma habituel à deux composantes. Nous avons alors introduit les plasmas poussiéreux, décrit leurs propriétés intrinsèques et énuméré les différents processus physiques qui les caractérisent. Nous avons insisté sur les différents mécanismes de charge d'un grain de poussière et mis l'accent sur certains modes électrostatiques susceptibles d'exister dans un plasma poussiéreux.

Le second chapitre a été consacré à la généralisation du modèle Maxwellien électroniquement appauvri de l'onde acoustique poussiéreuse (DAW) en prenant en compte la déviation des ions de leur équilibre thermodynamique. Cette étude a été motivée, d'une part, par le fait que le processus de charge du grain de poussière s'accompagne en général d'une diminution significative de la population électronique du plasma et, d'autre part, par l'existence possible d'une source d'énergie qui accélère les ions et génère donc une population ionique rapide et non thermique. La méthode du pseudo-potentiel a été utilisée et une équation de type Korteweg-de Vries a été obtenue. Nos résultats ont alors révélé la coexistence de potentiels solitaires de compression et de raréfaction associés à l'onde acoustique poussiéreuse. Cette dualité, inexistante dans le cas du modèle Maxwellien, n'est en fait due qu'à la présence d'une population d'ions non thermiques dans le plasma. Cette dernière affecte les propriétés intrinsèques de l'onde acoustique poussiéreuse solitaire (amplitude et largeur) dont la vitesse de propagation devient alors

plus importante que dans le cas du modèle Maxwellien (voir pour cela la solution faiblement non linéaire).

Au cours du troisième chapitre, nous avons étendu notre analyse antérieure à des situations où les grains de poussière exhibent des variations de charge self- consistantes pour voir dans quelle mesure et sous quelles conditions la fluctuation de la charge peut elle modifier de manière drastique les résultats du chapitre précédent. Celle ci devient une nouvelle variable dynamique représentant un degré de liberté additionnel. Nous avons alors montré que sous certaines conditions, les modifications introduites par la variation de la charge du grain de poussière peuvent être importantes. En particulier, nous avons noté une réduction de la largeur du potentiel solitaire associé à l'onde acoustique poussiéreuse ainsi qu'une augmentation de son amplitude lorsque la fluctuation de la charge du grain est prise en compte de manière self consistante. Ce résultat donne un aperçu sur le rôle que peut jouer la dynamique de la charge électrique du grain dans la formation, l'apparition et l'entretien de l'onde acoustique poussiéreuse. Par ailleurs, notre analyse nous a permis de mettre en évidence l'existence d'ondes de choc acoustiques poussiéreuses non collisionnelles. La formation de celles-ci, à l'opposée de leurs homologues classiques, ne requiert ni collisions entre particules, ni interaction onde- particule (amortissement Landau). Rappelons qu'une onde de choc résulte de l'équilibre entre les effets non linéaires et les effets dissipatifs inhérents au système considéré. Dans notre cas, la dissipation, dite anormale (car elle ne correspond à aucun mécanisme de dissipation classique connu), trouve son origine dans le phénomène de la fluctuation de la charge électrique du grain de poussière et a déjà été mise en évidence aussi bien théoriquement qu'expérimentalement. Cette dissipation semble être intimement liée à la dynamique des grains de poussière: les grandes valeurs de la vitesse du grain favorisent l'émergence de structures dissipatives tandis que de petites valeurs de la vitesse du grain sont requises pour l'existence et la formation de structures cohérentes et localisées. De plus, nos résultats ont révélé que cette dissipation anormale est tributaire du nombre d'ions non thermiques présents dans le plasma. Par ailleurs, une simple étude comparative nous a amenés à conclure que les effets produits par la non thermalité ionique équivalent à ceux que produirait une population additionnelle de positrons, ayant la même masse que les électrons et une charge opposée.

Le quatrième et dernier chapitre de cette thèse a été consacré à l'analyse de l'onde acoustique ionique poussiéreuse (DIAW) dans un plasma poussiéreux à charge variable, en présence d'électrons rapides et non thermiques. Rappelons que ce mode est fondamentalement différent du mode acoustique poussiéreux (DAW) que nous venons

d'étudier, dans la mesure où ce dernier (DAW) fait intervenir la dynamique des grains de poussière et néglige l'inertie des ions et des électrons. Nous avons alors montré qu'en raison de la déviation des électrons de leur équilibre thermodynamique, notre modèle de plasma peut propager aussi bien des ondes acoustiques ioniques solitaires de compression que de raréfaction. En utilisant la méthode des perturbations, nous avons établi une équation de type Korteweg-de Vries-Burgers (K-dV-B). Nous avons alors montré que l'effet de la fluctuation de la charge se traduit par l'apparition d'ondes de choc non collisionnelles dont la nature, monotone ou oscillatoire, dépend sensiblement du nombre d'électrons non thermiques présents dans le plasma.

Nous estimons atteints les objectifs que nous nous sommes fixés au début de ce travail. Les perspectives du présent mémoire sont nombreuses. Nous nous proposons à l'avenir de tenir compte du poids du grain de poussière (notons que celui ci peut être de l'ordre de la force électrostatique), de la forme de ce dernier (en faisant intervenir des distributions de masse et de rayon) et de faire intervenir les autres processus de charge déjà énumérés. La résolution numérique du système d'équations Vlasov- Poisson couplées à l'équation de la charge nous permettra d'estimer le temps au bout duquel s'établissent ces modes acoustiques non linéaires, leurs interactions mutuelles et surtout leur stabilité. Ceci nous permettra de conclure sur la nécessité d'introduire des termes additionnels (essentiellement des termes source et puits) dans notre système d'équations pour modeler d'éventuelles expériences de laboratoire.

Bibliographie

- [1] P. K. Shukla, Phys. Plasmas **1**, 1362 (1994).
- [2] E. C. Whipple, T. G. Northrop et D. A. Mendis, J. Geophys. Res. **90**, 7405 (1985).
- [3] P. K. Shukla, Phys. Plasmas **8**, 1791 (2001).
- [4] L. Stenflo, P. K. Shukla et M. Y. Yu, Phys. Plasmas **7**, 2731 (2000).
- [5] M. R. Jana, A. Sen et P. K. Kaw, Phys. Rev. E **48**, 3930 (1993).
- [6] N. N. Rao, P. K. Shukla et M. Y. Yu, Planet. Space Sci. **38**, 543 (1990).
- [7] A. Barkan, R. L. Merlino et N. D'Angelo, Phys. Plasmas **2**, 3563 (1995).
- [8] R. K. Varma, P. K. Shukla et V. Krishan, Phys. Rev. E **47**, 3612 (1993).
- [9] P. K. Kaw et A. Sen, Phys. Plasmas **5**, 3552 (1998).
- [10] A. Brattli, O. Havnes et F. Melandso, J. Plasma Phys. **58**, 691 (1997).
- [11] B. Farokhi, P. K. Shukla, N. L. Tsintsadze et D. D. Tskhakaya, Phys. Plasmas **7**, 814 (2000).
- [12] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (Wiley, New York, 1956), Chap. 11.
- [13] F. Melandso et P. K. Shukla, Planet. Space Sci. **43**, 635 (1995).
- [14] Q. Z. Luo, N. D'Angelo et R. L. Merlino, Phys. Plasmas **6**, 3455 (1999).
- [15] D. H. Dubin, Phys. Plasmas **7**, 3895 (2000).
- [16] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1598 (1999).
- [17] P. K. Shukla et N. N. Rao, Phys. Plasmas **3**, 1760 (1996).
- [18] G. Lapenta, Phys. Plasmas **6**, 1442 (1999).
- [19] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 1769 (1999).
- [20] A. A. Sickafoose, J. E. Colwell, M. Horanyi et S. Robertson, Phys. Rev. Lett. **84**, 6034 (2000).
- [21] A. A. Sickafoose, J. E. Colwell, M. Horanyi et S. Robertson, J. Geophys. Res. **106**, 8343 (2001).
- [22] G. Sorasio, D. A. Mendis et M. Rosenberg, Planet. Space sci. **49**, 1257 (2001).
- [23] V. N. Tsytovitch, A. P. Nefedov, V. N. Fortov, O. F. Petrov et G. E. Morfill, Phys. Plasmas **10**, 2633 (2003).
- [24] R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson et N. D'Angelo, Phys. Plasmas **5**, 1607 (1998).

- [25] N. D'Angelo, Planet. Space Sci **38**, 1143 (1990).
- [26] P. K. Shukla et V. P. Silin, Phys. Scr. **45**, 508 (1992).
- [27] R. C. Davidson, *Methods in Nonlinear plasma Theory* (Academic press, New York, 1972), p. 15.
- [28] C. S. Gardner et G. K. Morikawa, *Similarity in the asymptotic behavior of collision-free hydromagnetic waves and water waves*, New York Univ., Courant Inst. Math. Sci. Res. Rep. NYO-9082 (1960).
- [29] H. Washimi et T. Taniuti, Phys. Rev. Lett. **17**, 996(1966).
- [30] C. H. Su et C. S. Gardner, J. Math. Phys. **10**, 536 (1969).
- [31] N. J. Zabusky et M. D. Kruskal, Phys. Rev. Lett. **15**, 240 (1965).
- [32] N. J. Zabusky, Phys. Rev. Lett. **168**, 124 (1968).
- [33] H. Ikezi, R. J. Taylor et R. D. Baker, Phys. Rev. Lett. **25**, 11 (1970).
- [34] H. Ikezi, Phys. Fluids **16**, 1668 (1973).
- [35] Y. Kato, M. Tajiri et T. Taniuti, Phys. Fluids **15**, 865 (1972).
- [36] H. Schamel, J. Plasma Phys. **9**, 377 (1973).
- [37] M. Q. Tran, Phys. Scr. **20**, 317 (1979).
- [38] Y. H. Ichikawa, Phys. Scr. **20**, 296 (1979).
- [39] A. A. Mamun, R. A. Cairn et P. K. Shukla, Phys. Plasma **3**, 702 (1996).
- [40] R. Z. Sagdeev, in *Reviews of Plasma physics*, edited by M. A. Leontovich (Consultant Bureau, New York, 1966) Vol. **4**, p. 23.
- [41] L. Stenflo, T. D. Buadze et N. L. Tsintsadze, Phys. Lett. A. **135**, 37 (1989).
- [42] A. A. Mamun, R. A. Cairn et P. K. Shukla, Phys. Plasma **3**, 2610 (1996).
- [43] F. Melandso, T. Aslasken et O. Havnes, Planet. Space Sci. **41**, 321 (1993).
- [44] J. X. Ma et J. Liu, Phys. Plasmas, **4**, 253 (1997).
- [45] S. V. Singh et N. N. Rao, J. Plasma Phys. **60**, 541 (1998).
- [46] A. A. Mamun, Astrophys. and Space Sci. **268**, 443 (1999).
- [47] P. K Shukla et A. A Mamun, New Journal of Physics **5**, 17.1-17.37 (2003).
- [48] M. Tribeche, L. Ait Gougam et T. H. Zerguini, Phys. Scr. **75**, 354 (2007).
- [49] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill et D. K. Coultas, Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
- [50] J. X. Ma et M. Y. Yu, Phys. Plasmas **2**, 1343 (1995).
- [51] E. C. Whipple, Rep. Prog. Phys. **44**, 1198 (1981).

- [52] J. X. Ma, Jin-yuan Liu et M. Y. Yu, Phys. Rev. E **55**, 4627 (1997).
- [53] Jin-yuan Liu et J. X. Ma, Phys. Plasmas **4**, 2798 (1997).
- [54] M. R. Gupta, S. Sarkar, S. Ghosh, M. Debnath et M. Khan, Phys. Rev. E **63**, 046406 (2001).
- [55] S. I. Popel, M. Y. Yu et V. N. Tsytovich, Phys. Plasmas **3**, 431 (1996).
- [56] Y. Nakamura, H. Bailung et K. E. Lonngren, Phys. Plasmas **6**, 3466 (1999).
- [57] M. Tribeche, A. Berbri et T. H. Zerguini, « *Dust acoustic solitary waves in a charge varying dusty plasma with nonthermal ions* », 7^{ème} Congres National de la Physique et de ses Applications (CNPA'2006) BECHAR, 18-20 Décembre 2006.
- [58] R. A. Cairns, A. A. Mamun, R. Bingham, R. Dendy, R. Bostrom, C. M. C. Nairns et P. K. Shukla, Geophys. Res. **22**, 2709 (1995).
- [59] A. A. Mamun, P. K. Shukla et F. Verheest, *Nonlinear electrostatic waves in dusty plasmas*, in Dust Plasma Interaction in Space- Chapter 8 (Ed. P.K. Shukla) USA: Nova Science, 2002, p. 185.
- [60] Mai-Mai Lin et Wen-Shan Duan, “*Dust acoustic solitary waves in a dusty plasmas with nonthermal ions*”, Chaos, Solitons and Fractals (in press 2006).
- [61] F. B. Rizzato, Plasma Phys. **40**, 289 (1998).
- [62] V. I. Berezhiani, M.Y. El-Ashry et U. A. Mofiz, Phys. Rev. E **50**, 448 (1994).
- [63] A. A. Mamun et P. K. Shukla, IEEE Trans. Plasma Sci. **30**, 720 (2002).
- [64] M. Tribeche, A. Berbri et T. H. Zerguini, “*Weakly nonlinear dust ion acoustic waves in a charge varying dusty plasma with nonthermal electrons*”, 10^{ème} Journées Scientifiques et Pédagogiques (JSP10) USTHB, Alger, 08-09 Mai 2006.
- [65] M. Tribeche, A. Berbri et T. H. Zerguini, “*Weakly nonlinear dust ion acoustic waves in a charge varying dusty plasma*”, 33rd European Physical Society Conference on Plasma Physics, ROMA, Italy, June 19-23, 2006.
- [66] M. Tribeche, A. Berbri, “*Weakly nonlinear dust ion acoustic waves in a charge varying dusty plasma with nonthermal electrons*”, Submitted to Journal of Plasma Physics.
- [67] A. A. Mamun, Phys. Rev. E **55**, 1852 (1997).
- [68] A. A. Mamun, Eur. Phys. J. D **11**, 143 (2000).
- [69] A. A. Mamun, S. M. Russel, C. A. Mendoza- Briceño, M. N. Alam, T. K. Datta, et A. K. Das, Planet. Space Sci. **48**, 163 (2000).
- [70] C. A. Mendoza- Briceño, S. M. Russel et A. A. Mamun, Planet. Space Sci. **48**, 599 (2000).

- [71] A. Bandyopadhyay et K. P. Das, *Phys. Plasmas* **7**, 3227 (2000).
- [72] F. F. Chen, in *Plasma Diagnostic Techniques*, edited by R. H. Huddlestone et S. L. Leonard (Academic, New York, 1965), chap. 4.
- [73] S. I. Popel, M. Y. Yu et V. N. Tsytovich, *Phys. Plasmas* **3**, 4313 (1996).
- [74] V. I. Karpman, *Nonlinear Waves in Dispersive Media* (Pergamon, New York, 1975).