

**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENNE
FACULTÉ DE PHYSIQUE**



Mémoire présenté pour l'obtention du diplôme de Magister
en physique
Spécialité : Physique théorique

Par

BENZEKKA Moufida

THÈME

**Analyse des oscillations localisées d'un
plasma poussiéreux électronégatif à charge variable**

Soutenu publiquement le 09/ 07 / 2009, devant le jury composé de :

Mr	T.H. ZERGUINI	Professeur	U.S.T.H.B	Président
Mr	M. TRIBECHÉ	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Directeur de thèse
Mme	F. CHAFA-MEKIDECHE	Professeur	U.S.T.H.B	Examinateur
Mme	N. DOULACHE-KHEMICI	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examinateur
Mr	N. BENREKAA	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examinateur

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire 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 Mouloud 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'expression de mon profond respect et de ma très haute considération.

Je remercie vivement le Professeur Taha Houssine ZERGUINI qui nous a honorés en acceptant de présider le jury de la présente thèse. Je le remercie également pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'accueillant au sein de son groupe de recherche.

Mes remerciements les plus vifs vont également au Professeur Fawzia CHAFA-MEKIDECHE du Laboratoire de Physique Théorique pour, d'une part, avoir accepté de faire partie du jury du présent mémoire et, d'autre part, pour sa disponibilité en tant que chef de département. Je remercie vivement le docteur Naima DOULACHE-KHEMICI, maître de conférences du laboratoire Matériaux et Composants ainsi que le docteur Nasser BENREKAA, maître de conférences du laboratoire Matériaux et Composants pour l'intérêt qu'ils ont manifesté et porté à ce travail en acceptant de prendre part au jury du présent mémoire de Magister.

Je remercie K. AOUTOU, S. YOUNSI et R. AMOUR pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues et surtout pour leur aide précieuse dans les calculs analytiques et l'intégration numérique des équations de base de notre modèle.

Mes vifs remerciements vont également à tous les membres du Laboratoire de Physique Théorique, particulièrement aux membres de notre groupe de recherche (Mayout, Berbri, Boubakour, Griba, Ghebache, Boumezoued, Bachi, Bacha et Hadjez).

Que tous mes amis et mes collègues de la Faculté de Physique soient remerciés pour leur amitié et disponibilité.

Finally, I wish to express my deep gratitude to my parents, my sisters, my brothers and to all my loved ones for their invaluable affection, their support and their constant renewed encouragements. To all these, I express my gratitude and my deep gratitude.

Table des matières

Introduction	4
1 Physique des plasmas poussiéreux	8
1.1 Plasma d'ions-électrons	8
1.2 Les équations fluides	9
1.3 Caractéristiques des plasmas poussiéreux	10
1.3.1 Longueur de Debye	10
1.3.2 Neutralité macroscopique	11
1.3.3 Paramètre de couplage	12
1.4 Processus de charge des grains de poussière	13
1.4.1 Collection des particules	14
1.4.2 Emission photo-électrique	14
1.4.3 Emission secondaire des électrons	14
1.5 Applications de la physique des plasmas poussiéreux	16
1.5.1 Optoélectronique	16
1.5.2 Protection	16
1.5.3 Contrôle de contamination	17
1.5.4 Astrophysique	17
1.6 Modes acoustiques	17
1.6.1 Mode acoustique ionique poussiéreux (DIA)	17
1.6.2 Mode acoustique poussiéreux (DA)	18
1.7 Equation cinétique de Vlasov	19
1.8 Equation de Korteweg de Vries	21

2	Onde acoustique ionique poussiéreuse linéaire dans un plasma poussiéreux électronégatif et collisionnel	24
2.1	Equations de base du modèle	25
3	Onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe électronégatif à charge variable	29
3.1	Présentation physique du problème	29
3.2	Ondes acoustiques poussiéreuses (DA) dans un plasma poussiéreux électroniquement appauvri	30
3.2.1	Potentiel solitaire d'un plasma poussiéreux électroniquement appauvri	31
3.3	Généralisation du modèle de Mamun <i>et al.</i> au cas d'un plasma contenant des ions négatifs	36
3.3.1	Equations de base du modèle	36
3.3.2	Existence des solitons	37
3.3.3	Résultats numériques et discussion	37
3.4	Ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable en présence d'ions négatifs	44
3.4.1	Equations de base du modèle	44
3.4.2	Existence des solitons	45
3.4.3	Cas où $I_{i(+)} + I_{i(-)} \simeq 0$	47
3.4.4	Résultats numériques et discussion	49
3.5	Cas où $I_{i(+)} + I_{i(-)} \neq 0$	55
3.5.1	Résultats numériques et discussion	56
4	Ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma électronégatif à charge variable en présence d'ions non iso-thermiques	
4.1	Cas d'ions négatifs non thermiques	59
4.1.1	Formulation mathématique	60
4.1.2	Résultats numériques et discussion	65
4.2	Cas d'ions positifs piégés	71
4.2.1	Formulation mathématique	71
4.2.2	Résultats numériques	74
	Conclusion	82
	Bibliographie	84

Introduction

La majeure partie de la matière de notre univers se trouve à l'état plasma, milieu composé de particules neutres, d'ions et d'électrons. Un plasma se définit donc comme étant 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 quotidienne, 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, les propulseurs spatiaux et les plasmas couramment utilisés dans l'industrie notamment en micro-électronique. 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 significative. 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. 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. Un plasma poussiéreux (dusty ou complexe plasmas) est un gaz de basse température, complètement ou partiellement ionisé, comprenant des électrons, des ions et une composante additionnelle chargée appelée grains de poussière. Ces grains de poussière sont massifs (masse de l'ordre 10^4 la masse du proton) et leur taille varie de quelques nanomètres jusqu'à l'ordre du micromètre. D'autre part, 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. 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 météorique a d'ailleurs été détectée dans la mésosphère terrestre à des altitudes allant de 80 à 100 km grâce a des mesures directes de sonde. La présence de grains de poussière hautement chargés dans un plasma, modifie considérablement les propriétés des structures solitaires. De nouveaux modes et de nouvelles instabilités peuvent alors apparaître. En réalité, la physique des plasmas poussiéreux n'a connu son essor que grâce à la découverte de l'onde acoustique poussiéreuse (un nouveau mode), de l'onde acoustique ionique (mode acoustique ionique habituel modifié par la présence des grains de poussière ou impuretés) 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). 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. 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.

Le but du présent mémoire de Magister est d'étudier l'existence et la réalisation des structures non linéaires associées à un plasma complexe, à charge variable, en présence d'ions négatifs. Ces structures non linéaires, solutions de l'équation cinétique de Vlasov, représentent les états saturés d'un plasma poussiéreux instable et non collisionnel. L'accent sera alors mis sur le mode acoustique poussiéreux non linéaire de large amplitude. Les travaux illustrés dans ce mémoire sont répartis en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous définirons les concepts de base d'un plasma et nous introduirons les équations du modèle fluide standard que nous aurons à utiliser dans différentes parties de ce mémoire. 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 d'onde.

Le but du deuxième chapitre est d'étudier l'onde acoustique ionique poussiéreuse (DIAW) linéaire dans le cas d'un plasma poussiéreux électronégatif collisionnel à charge constante. L'analyse habituelle de Fourier nous permettra alors d'obtenir une relation de dispersion.

Le troisième chapitre de cette thèse sera consacré au rappel des deux modèles bien connus de l'onde acoustique poussiéreuse de Mamun *et al.* (plasma poussiéreux électroniquement appauvri) et de Ma et Liu (plasma poussiéreux à charge variable) que nous généraliserons au cas d'ions négatifs.

Le quatrième et dernier chapitre de la présente thèse portera sur l'extension de notre étude du troisième chapitre au cas d'une population d'ions négatifs, énergétiques et non thermiques. Nous rechercherons alors dans quelle mesure et sous quelles conditions la variation de la charge du grain de poussière et la présence des ions négatifs non thermiques peuvent-elles affecter et modifier le mode acoustique poussiéreux. Nous insisterons sur l'effet de la variation de la charge électrique du grain sur l'existence et la formation des structures solitaires dans un plasma complexe électronégatif. Nous montrerons alors que sous certaines

conditions, cet effet fournit un mécanisme physique alternatif qui cause une dissipation (dite anormale) qui, de concert avec les non linéarités du système, contribue à la formation et à l'apparition d'ondes de choc non collisionnelles. Cette étude sera, par la suite, étendue au cas d'un modèle de plasma poussiéreux constitué d'ions négatifs maxwelliens et d'ions positifs piégés dans le potentiel associé à l'onde acoustique poussiéreuse. Nous terminerons notre manuscrit par une conclusion et une présentation succincte de nos perspectives.

1

Physique des plasmas poussiéreux

1.1 Plasma d'ions-électrons

Le plasma en physique désigne un état de la matière constitué de particules chargées. Le plus souvent, un plasma ordinaire (plasma habituel à deux composantes) comporte, en plus des particules neutres, des ions et des 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^{18} 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 en prenant une distribution de Maxwell- Boltzmann 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

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_0 e^2}} \quad (1.1)$$

où k_B représente la constante de Boltzmann. Par conséquent, si L est une grandeur caractéristique de la dimension du plasma, celle-ci devra satisfaire la condition triviale suivante

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

Le nombre de particules chargées N_D que comporte une sphère de Debye

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

devra alors être très grand pour que le caractère collectif des particules du plasma soit important. Le second critère auquel doit satisfaire un gaz à l'état plasma a trait aux collisions des particules chargées avec les particules 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 particules neutres τ , doivent vérifier la condition suivante

$$\nu\tau > 1 \quad (1.4)$$

1.2 Les équations fluides

Considérons un fluide qui se meut à la vitesse u . La masse totale et la quantité de mouvement d'un volume V d'un plasma de densité ρ sont données par

$$M = \int_V \rho dV \quad (1.5)$$

$$\mathbf{P} = \int_V \rho \mathbf{u} dV \quad (1.6)$$

Les équations du modèle fluide peuvent être déduites en explicitant les lois de conservation de la masse et de l'impulsion

$$\frac{dM}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho dV \quad (1.7)$$

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \sum \mathbf{F} \quad (1.8)$$

\mathbf{F} représente l'ensemble des forces externes (pesanteur, pression, forces électriques...etc) 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

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (n_\alpha \mathbf{u}_\alpha) = 0 \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{u}_\alpha = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla p}{m_\alpha n_\alpha} + \mathbf{g} \quad (1.10)$$

$\alpha = i, e$ dénote l'espèce de particules considéré et \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{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 assujetti 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 la pression et la densité

$$\frac{d(p_\alpha n_\alpha^{-\gamma})}{dt} = 0 \quad (1.11)$$

et deux équations de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.13)$$

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

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.15)$$

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

1.3 Caractéristiques des plasmas poussiéreux

1.3.1 Longueur de Debye

Un plasma poussiéreux est composé de molécules de gaz neutres, d'électrons, d'ions et de grains de poussières chargés et massifs (relativement aux ions). Une telle mixture de plasma et de poussière possède trois échelles de longueur caractéristiques. Ce sont le rayon du grain de poussière r_d , la longueur de Debye poussiéreuse λ_D et la distance moyenne intergranulaire 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]

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \quad (1.16)$$

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 de 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.

1.3.2 Neutralité macroscopique

Ceci signifie qu'à l'équilibre, sans présence des forces externes, la charge électrique totale dans le plasma poussiéreux est nulle. Par conséquent, la condition de quasi-neutralité de la charge électrique dans un plasma poussiéreux dont les grains portent une charge négative s'écrit sous la forme

$$n_{i0} = n_{e0} + Z_{d0}n_{d0} \quad (1.17)$$

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 (1.17) 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 $n_{e0} \approx Z_{d0}n_{d0}$.

1.3.3 Paramètre de couplage

Dans le cas d'une géométrie sphérique, la solution de l'équation de Poisson linéarisée

$$\nabla^2 \phi_d - \frac{1}{\lambda_d^2} \phi_d = 0 \quad (1.18)$$

est donnée par[3]

$$\phi_d(r) = \phi_g(r_0) \frac{r_0}{r} \exp\left(-\frac{r - r_0}{\lambda_d}\right) \quad (1.19)$$

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)

$$\lambda_d = \frac{\lambda_D}{(1 + f_d \nu_2 / \nu_1)^{1/2}} \quad (1.20)$$

où

$$f_d = 4\pi n_{d0} \lambda_D^2 r_d \quad (1.21)$$

$$\nu_1 = (r_d / \sqrt{2\pi}) [(\omega_{pi} / \lambda_{Di}) + (\omega_{pe} / \lambda_{De}) \exp(e\phi_s / T_e)] \quad (1.22)$$

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

$$\nu_2 = (r_d / \sqrt{2\pi}) [(\omega_{pi} / \lambda_{Di})(1 - e\phi_s / T_i) + (\omega_{pe} / \lambda_{De}) \exp(e\phi_s / T_e)] \quad (1.23)$$

est la fréquence associée aux variations des courants de charge dues à l'existence du potentiel oscillant et ω_{pi} (ω_{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

$$\Gamma = \frac{(Z_{d0} e)^2}{dT_d} \exp(-k) \quad (1.24)$$

où T_d représente la température des grains de poussière et $k = d / \lambda_d$. Un plasma poussiéreux peut alors être considéré faiblement corrélé aussi longtemps que $\Gamma \leq 1$. Toutefois, lorsque $\Gamma \gg 1$, les micro- sphères de poussière chargées interagissent fortement. Les plasmas poussiéreux fortement couplés sont créés dans les décharges dans les plasmas de laboratoire à basse 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 le cas de 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 est 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[5],[8] 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 réseau[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], 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: la charge du grain peut atteindre des milliers de fois la charge élémentaire, des énergies d'interaction de l'ordre de 900eV et des épaisseurs de couche de l'ordre du millimètre.

1.4 Processus de charge des grains de poussière

On sait depuis longtemps que les particules poussiéreuses immergées dans un plasma acquièrent une charge positive ou négative. Cette charge trouve son origine dans une variété de processus. Ces derniers, jouent un rôle très important dans la physique des plasmas. Parmi ces processus, nous citerons le bombardement de la surface du grain à l'aide des électrons et des ions du plasma de base, l'émission photo-électrique, l'émission thermoélectronique, l'émission électronique secondaire[20]-[23]...etc.

1.4.1 Collection des particules

Dans ce cas, les électrons atteignent la surface du grain de poussière avant les ions (l'énergie thermique des électrons est supérieure à celle des ions). Le grain acquiert une charge négative à laquelle correspond un potentiel de surface négatif. Dès que ce dernier atteint une valeur seuil critique, les électrons sont repoussés à la faveur de l'attachement des ions positifs. Ceci se traduit par une diminution du courant de charge électronique et un accroissement du courant ionique. Le phénomène inverse se produit lorsque le potentiel à la surface du grain est positif.

1.4.2 Emission photo-électrique

Quand un flux de photons d'énergie $h\nu$ (plus grande que la fonction de travail photoélectrique du grain de poussière) atteint la surface du grain, cette dernière émet des photo-électrons. Ces derniers peuvent alors être capturés par un autre grain. La photo-émission dépend de la longueur d'onde des photons incidents, de l'importance de la surface du grain de poussière et de sa nature.

1.4.3 Emission secondaire des électrons

Lorsqu'une particule énergétique du plasma (électron ou ion) entre en collision avec un grain de poussière, celle-ci perd de l'énergie de manière totale ou partielle. Cette énergie permet à certains électrons de quitter la surface du grain. La libération de ces électrons secondaires peut contribuer à rendre positive la charge du grain. Ce processus est connu sous le nom d'émission secondaire des électrons.

Notons que chaque processus de charge n'est significatif que dans certaines circonstances particulières. A titre d'exemple, dans les plasmas de laboratoire de basses températures, la charge des grains est généralement négative car la collection des particules du plasma de base représente le processus de charge dominant. Ce processus dépend des sections efficaces de charge qui elles mêmes sont déterminées à partir du paramètre d'impact. Leurs expressions, dans le cas des électrons et des ions, sont données respectivement par

$$\sigma_e(q_d, v) = \pi r_d^2 \left(1 + \frac{2eq_d}{r_d m_e v^2} \right) \quad (1.25)$$

$$\sigma_i(q_d, v) = \pi r_d^2 \left(1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v^2} \right) \quad (1.26)$$

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 $v = |\mathbf{v}|$ et q_d représente la charge du grain de poussière. Les électrons, eu égard à la charge négative du grain de poussière, doivent acquérir une vitesse minimale pour pouvoir atteindre la surface du grain. L'équation d'évolution de la charge du grain de poussière est alors donné par

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_d \cdot \nabla \right) q_d = I_e + I_i = I_d(q_d) \quad (1.27)$$

où

$$I_d(q_d) = \sum_{s=e,i} q_s \int v \sigma_s(q_d, v) f_s(\mathbf{v}) d^3 \mathbf{v} \quad (1.28)$$

est le courant plasma de charge, \mathbf{v}_d le vecteur vitesse du grain, $q_{e(i)} = -e(e)$ et $f_s(\mathbf{v})$ 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 est dite de Maxwell- Boltzmann et est donnée par

$$f_{s0} = n_{s0} \left(\frac{1}{2\pi v_{ts}^2} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{1}{2v_{ts}^2} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)^2 \right] \quad (1.29)$$

où \mathbf{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]

$$I_{e0} = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_{e0} \exp \left(\frac{eq_{d0}}{r_d T_e} \right) \quad (1.30)$$

$$I_{i0} = \pi r_d^2 e \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_{i0} \left(1 - \frac{eq_{d0}}{r_d T_i} \right) \quad (1.31)$$

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

$$I_{i0} \simeq \pi r_d^2 e n_{i0} v_0 \left(1 - \frac{2e\phi_g}{m_i v_{i0}^2} \right) \quad (1.32)$$

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

$$I_{e0} + I_{i0} = 0 \quad (1.33)$$

et il devient alors possible d'obtenir la relation

$$v_{te} \exp \left(\frac{e\phi_g}{T_e} \right) = \frac{n_{i0}}{n_{e0}} v_{ti} \left(1 - \frac{e\phi_g}{T_i} \right) \quad (1.34)$$

à partir de laquelle il devient aisé 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. Notons que la charge moyenne d'un grain de poussière, q_d , est reliée à son potentiel de surface ϕ_g par

$$q_d = C\phi_g \quad (1.35)$$

C est la capacité 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).

1.5 Applications de la physique des plasmas poussiéreux

A l'origine, la présence de grains de poussière dans les plasmas était perçue comme un problème pour lequel il est primordial de trouver un solution, en particulier dans l'industrie des semi-conducteurs. Actuellement, avec le savoir acquis et les progrès expérimentaux réalisés, les plasmas poussiéreux constituent un domaine très privilégié dans les laboratoires et même dans l'industrie. Les grains peuvent être utilisées dans les domaines suivants :

1.5.1 Optoélectronique

Les grains chargés peuvent émettre des rayons lumineux dans le spectre visible avec une énergie très grande par rapport à celle des dispositifs photoélectriques classiques. La technologie des plasmas offre de grandes opportunités dans ce sens (écrans à plasma...).

1.5.2 Protection

Dans les réacteurs à plasma il est possible de mélanger différents types de gaze pour donner naissance à des grains avec les caractéristiques chimique intéressantes, comme la stabilité et la résistance à l'oxydation.

1.5.3 Contrôle de contamination

On peut éliminer les impuretés (grains) dans un dispositif à décharge dans les gaz (ou autre) de la manière suivante:

Dans ces dispositifs les particules (autres que les électrons et les ions) confinées, par le potentiel électrostatique, sont celles ayant une charge négative. Par émission secondaire ou photoélectrique, les impuretés peuvent acquérir des charges positives. Les impuretés positives sont éjectées du dispositif suivant la direction radiale. Ainsi, on peut contrôler la contamination des diverses substances par des impuretés indésirables.

1.5.4 Astrophysique

L'existence des grains dans les anneaux a permis de connaître leurs composition. Le mouvement des grains est affecté par les forces électriques dues à leur charge. Les observations réalisées ont permis de constater l'élongation radiale dans les anneaux de Saturnes

1.6 Modes acoustiques

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) et le mode acoustique ionique poussiéreux (DIA). 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} (la gyro-fréquence) et f_{pi} (la fréquence plasma ionique).

1.6.1 Mode acoustique ionique poussiéreux (DIA)

C'est le mode acoustique ionique habituel avec, cependant, quelques modifications introduites par la présence de grains de poussière chargés négativement[25],[26]. Ce mode est caractérisé par la bande de fréquence $kV_{td}, kV_{ti} \ll \omega \ll kV_{te}$ (où $V_{tj} = \sqrt{k_B T_j / m_j}$ représente

la vitesse thermique de l'espèce j) dans laquelle les électrons suivent une distribution de Maxwell-Boltzmann alors que les ions et les grains de poussière sont respectivement inertiels et immobiles ($m_d \rightarrow \infty$). Les grains de poussière, dans ce cas de figure, jouent le rôle d'un fond neutralisant (participent à la quasi-neutralité du plasma). Sa relation de dispersion est alors donnée par

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \left[\frac{T_i}{m_i} + \frac{T_e}{m_i(1 - \varepsilon Z_d)} \right]^{1/2} = C_{s,d} \quad (1.36)$$

$C_{s,d}$ est la vitesse acoustique ionique modifiée. La vitesse de phase de l'onde 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

$$m_i n_{i0} \frac{\partial v_{i1}}{\partial t} = - \left(T_i + \frac{T_e}{1 - \varepsilon Z_d} \right) \frac{\partial n_{i1}}{\partial x} \quad (1.37)$$

où la relation de Boltzmann a été utilisée pour exprimer le champ électrique de l'onde E_1 en termes de $\frac{\partial n_{e1}}{\partial t}$. Le terme $m_i n_{i0} \frac{\partial v_{i1}}{\partial t}$ 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. Ce mode a été observé expérimentalement dans la gamme de fréquence 3-5 KHz.

1.6.2 Mode acoustique poussiéreux (DA)

C'est un nouveau mode acoustique de très basse fréquence. Dans ce cas, la vitesse de phase est beaucoup plus petite que la vitesse thermique des électrons et des ions $kV_{td} \ll \omega \ll kV_{te}$, kV_{ti} . Dans cette gamme de fréquences les électrons et les ions suivent une distribution de Maxwell-Boltzmann. 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]

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \left[\frac{T_d}{m_d} + \varepsilon Z_d^2 \frac{T_i}{m_d} + \frac{1}{1 + (1 - \varepsilon Z_d) T_i / T_e} \right]^{1/2} = C_{DA} \quad (1.38)$$

C_{DA} représente la vitesse acoustique poussiéreuse. Pour le maintien et 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 $T_d = 0$)

$$m_d n_{d0} \frac{\partial v_{d1}}{\partial t} = - \left(T_e \frac{\partial n_{e1}}{\partial x} + T_i \frac{\partial n_{i1}}{\partial x} \right) \quad (1.39)$$

Les fréquences de ce mode observées sont de l'ordre 10-20 Hz. En résumé, les deux relations de dispersion précédentes peuvent être réécrites sous la forme suivante

Mode DIA

$$\omega^2 = k^2 C_{s,d}^2 \quad (1.40)$$

Mode DA

$$\omega^2 = k^2 C_{DA}^2 \quad (1.41)$$

1.7 Equation cinétique de Vlasov

La description fluide des ondes et des oscillations plasma ne convient pas toujours et peut même parfois s'avérer incorrecte. Elle suppose en effet que toutes les particules chargées du plasma interagissent de manière identique avec les champs électromagnétiques self-consistants présents dans le plasma. En fait, le modèle fluide n'est valable que si les vitesses de phase des ondes sont bien plus grandes que les vitesses d'agitations thermiques des particules. Les ondes électrostatiques étant des ondes lentes, leur vitesse de phase peut être voisine de celle d'un nombre significatif de particules. Pour celles-ci, dites particules « résonantes », l'interaction onde-particule est très différente de celle décrite par les équations hydrodynamiques du modèle fluide. Une description correcte de l'interaction doit donc reposer sur l'analyse de l'évolution des fonctions de distribution des vitesses des particules. On doit donc utiliser l'équation cinétique des plasmas. Ces équations contiennent en général des effets de corrélation (ou de collisions). Mais ceux-ci peuvent être séparés de l'effet principal collectif d'interaction des particules avec les champs électromagnétiques self-consistants. Les interactions discrètes entre particules chargées, i.e., les collisions, ne sont pas incluses dans notre analyse, et les interactions collectives sont supposées dominer durant les échelles de temps des phénomènes qui nous intéressent. Il nous est alors possible de décrire notre plasma dans le cadre des équations de Vlasov-Maxwell. Pour cela, chaque composante j du plasma est caractérisée par une fonction de distribution $f_j(x, v, t)$ définie telle que $f_j(x, v, t) dx dv$ représente le nombre de particules d'espèce j localisées dans l'élément de volume de

l'espace des phases $dx dv$ centré sur (x, v) à l'instant t . Dans la mesure où les corrélations discrètes de la particule sont négligeables, l'évolution de $f_j(x, v, t)$ est régie par l'équation de Vlasov, qui, dans le cas non relativiste, s'écrit sous la forme[27]

$$\frac{\partial f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_x f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + \frac{\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)}{m_j} \nabla_v f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = 0 \quad (1.42)$$

où m_j représente la masse de la particule d'espèce j . L'équation (1.42) décrit l'évolution incompressible de $f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ dans l'espace des phases (\mathbf{x}, \mathbf{v}) en présence d'une force $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$ agissant sur les particules. Cette force est la somme des forces externes et de la force due au champ électrique collectif produit par toutes les particules du plasma. En l'absence de champs externes, la force $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$ qui s'exerce sur une particule d'espèce j et de charge q_j est donnée par

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}, t) = -q_s \nabla_s \phi(\mathbf{x}, t) \quad (1.43)$$

où ϕ est le potentiel du champ moyen donné par

$$-\nabla^2 \phi = \sum_j q_j \int f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.44)$$

La sommation porte sur toutes les espèces de particules présentes dans le plasma. Cette description qui consiste à traiter les particules du plasma comme interagissant seulement à travers leur potentiel de champ moyen n'est correcte qu'en présence d'un nombre suffisant de particules. Dans le cas inverse, le potentiel individuel de chaque particule devra être considéré (cas d'un problème à plusieurs corps). Le caractère non linéaire du troisième terme de l'équation de Vlasov (1.42) est manifeste. Il fait intervenir la force électrostatique, elle-même fonction de f_j . La manière avec laquelle cette non linéarité procède peut être illustrée en notant que la distribution des particules est tributaire du potentiel du champ moyen. Cependant, ce dernier est déterminé par la distribution des particules du plasma. Cet effet « feed-back » va redistribuer les particules du plasma jusqu'à ce qu'une distribution stationnaire (une distribution qui n'évolue pas au cours du temps) soit atteinte. La distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann est un exemple d'état stationnaire par excellence. Les ondes non linéaires à l'image des ondes périodiques (trains d'ondes) est un exemple courant d'état stationnaire avec des distributions de densité de charge non uniformes.

1.8 Equation de Korteweg de Vries

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

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + aU \frac{\partial U}{\partial \xi} + b \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = 0 \quad (1.45)$$

où ξ et τ sont des variables indépendantes, a et b des constantes réelles non nulles et U une grandeur caractéristique du plasma (densité, potentiel, vitesse fluide...etc). L'équation (1.45) 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 (1.45) 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 (1.45) 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 (1.45) 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 (1.45) peut être réécrite sous la forme généralement rencontrée dans la littérature

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

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 (1.46) provient du terme non linéaire convectif $\mathbf{v}_i \cdot \nabla v_i$ de l'équation de mouvement des ions. Remarquons que si le terme dispersif $\partial^3 U/\partial \xi^3$ est omis dans l'équation (1.46), alors l'équation $\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial \xi} = 0$ admettra comme solution

$$U(\xi, \tau) = U(\xi - U(\xi, \tau), 0) \quad (1.47)$$

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 (1.46) limite et prévient cette déformation illimitée. Avant d'aller plus loin, il convient de discuter les solutions solitaires de l'équation (1.46). A ce propos, moyennant le changement de variable $\chi = \xi - c\tau$ où c est une constante, l'équation (1.46) peut être deux fois intégrée pour obtenir

$$\left[\frac{dU(\chi)}{d\chi} \right]^2 = \frac{1}{3}U^2(\chi)[3c - U(\chi)] \quad (1.48)$$

où les conditions aux limites $U(\chi) \rightarrow 0$, $dU(\chi)/d\chi \rightarrow 0$ et $d^2U(\chi)/d\chi^2 \rightarrow 0$ lorsque $|\chi| \rightarrow 0$ ont été utilisées. L'équation (1.48) peut alors être intégrée pour donner

$$U(\xi - c\tau) = 3c \operatorname{Sech}^2 \left[\sqrt{c/2}(\xi - c\tau) \right] \quad (1.49)$$

Dans l'équation (1.49), 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 (1.46) indiquent que les solutions en ondes solitaires (soliton) données par (1.49) 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 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 (1.46) 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]. 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 qui est non physique. 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 en soliton 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'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].

2

Onde acoustique ionique poussiéreuse linéaire dans un plasma poussiéreux électronégatif et collisionnel

Généralement, lorsque des ions négatifs sont introduits dans un plasma constitué d'électrons et d'ions positifs, les modes d'onde de ce plasma sont modifiés et de nouveaux modes apparaissent. A titre d'exemple, la relation de dispersion de l'onde acoustique ionique prévoit deux modes de propagation, l'un "rapide" et l'autre "lent", lorsque des ions négatifs sont présents dans le plasma[39]. Des effets similaires peuvent se produire et survenir dans les plasmas poussiéreux. Ces derniers sont composés d'électrons, d'ions positifs et de grains de poussière massifs chargés négativement. La présence de ces grains d'impureté peut affecter de manière significative le comportement du plasma dans lequel ils sont immergés. Différents modes d'onde sont alors possibles selon que les grains de poussière sont statiques ou mobiles. Récemment, la recherche dans les plasmas poussiéreux a été étendue à l'étude des processus collectifs, i.e., les ondes et les instabilités[40],[41]. La présence de grains de poussière chargés peut avoir une influence significative sur les caractéristiques des modes d'onde habituels du plasma. Cette influence peut se manifester et être ressentie même à des fréquences où les grains de poussière constituent simplement une composante qui prend part au maintien de la quasi-neutralité et de l'équilibre de la charge du plasma (un fond neutralisant). D'une autre coté, lorsque la gamme des fréquences considérées est bien en deçà des fréquences caractéristiques typiques d'un plasma à deux composantes (électrons + ions), de nouveaux modes, dits modes poussiéreux, apparaissent dans les relations de dispersion déduites de la théorie cinétique ou des équations fluides des trois espèces présentes dans le

plasma (électrons + ions + grains de poussière chargés). Certains de ces nouveaux modes sont similaires et semblables à ceux déjà trouvés dans les plasma d'ions négatifs avec, cependant, d'importantes différences uniques aux plasmas poussiéreux. Rao *et al.*, [6] ont été les premiers à avoir analysé le cas où la dynamique des grains de poussière était importante. Ils ont alors montré, et pour la première fois, l'existence d'un nouveau mode acoustique de très basse fréquence qu'ils ont baptisé mode acoustique poussiéreux (DAW). Shukla et Silin[26] ont étudié le mode acoustique ionique poussiéreux (DIAW) qui représente en fait le mode acoustique ionique habituel modifié par la présence de grains d'impureté immobiles et chargés négativement. La présence de ces derniers augmente la vitesse de phase des ondes DIA et par conséquent réduit de manière significative l'amortissement Landau[25],[42]. Ceci a été confirmé par Rosenberg[38] qui a utilisé la théorie de Vlasov pour analyser l'instabilité (DIA) excitée grâce à une dérive des électrons par rapport aux ions. Dans le cas des plasmas poussiéreux magnétisés, D'Angelo a montré qu'en plus des modes acoustiques ioniques, deux autres modes cyclotroniques ioniques de nature électrostatique sont possibles: le mode électrostatique cyclotronique ionique poussiéreux (EDIC) et le mode électrostatique cyclotronique poussiéreux (EDC), de très basse fréquence, associé à la dynamique des grains de poussière.

Le but du présent chapitre est d'étudier l'onde acoustique ionique poussiéreuse (DIAW) dans le cas d'un plasma poussiéreux électronégatif et collisionnel. L'analyse habituelle de Fourier nous permettra alors d'obtenir une relation de dispersion.

2.1 Equations de base du modèle

Nous allons maintenant introduire les équations de base de notre modèle. Pour cela, nous considérons un plasma composé d'ions positifs, d'ions négatifs et de grains d'impureté de densités respectives $n_{i(+)}$, $n_{i(-)}$ et n_d . Des atomes de gaz neutres de densité N sont présents dans le plasma. Les grains d'impureté sont chargés négativement, $Q_d = -eZ_d$, sont plus massifs que le reste des particules et peuvent donc être considérés immobiles ($m_d \rightarrow \infty$). Les ions positifs et négatifs de températures respectives $T_{i(+)}$ et $T_{i(-)}$ font des collisions avec les atomes neutres (considérés stationnaires) à des fréquences $\nu_{i(+),n} = N\sigma_{i(+)(i(-))n}v_{i(+),th}$ et $\nu_{i(-),n} = N\sigma_{i(-)(i(+))n}v_{i(-),th}$, où $\sigma_{i(+)(i(-))n}$ représente la section efficace de collision ion positif (ion négatif)- atome neutre, et $v_{i(+)(i(-))n}$ la vitesse thermique d'un ion positif (ion négatif). Le plasma est soumis à l'action d'un champ électrique E . Les ions positifs et négatifs peuvent alors être décrits par les équations de continuité et de mouvement suivantes[43]

$$\frac{\partial n_{i(+)} }{\partial t} + \frac{\partial (n_{i(+)} v_{i(+)})}{\partial x} = 0 \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} -\nu_{i(+)} n_{i(+)} m_{i(+)} v_{i(+)} &= n_{i(+)} m_{i(+)} \frac{\partial v_{i(+)} }{\partial t} + n_{i(+)} m_{i(+)} v_{i(+)} \frac{\partial v_{i(+)} }{\partial x} \\ &+ k_B T_{i(+)} \frac{\partial n_{i(+)} }{\partial x} - e n_{i(+)} E \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial n_{i(-)} }{\partial t} + \frac{\partial (n_{i(-)} v_{i(-)})}{\partial x} = 0 \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} -\nu_{i(-)} n_{i(-)} m_{i(-)} v_{i(-)} &= n_{i(-)} m_{i(-)} \frac{\partial v_{i(-)} }{\partial t} + n_{i(-)} m_{i(-)} v_{i(-)} \frac{\partial v_{i(-)} }{\partial x} \\ &+ k_B T_{i(-)} \frac{\partial n_{i(-)} }{\partial x} + Z_{i(-)} e n_{i(-)} E \end{aligned} \quad (2.4)$$

où $v_{i(+)}, (v_{i(-)})$ est la vitesse fluide d'un ion positif (ion négatif). Le système d'équations précédent est complété par la condition de quasi-neutralité de la charge

$$n_{i(+)} = Z_{i(-)} n_{i(-)} + Z_d n_d \quad (2.5)$$

Les équations (2.1)-(2.5) sont linéarisées autour d'un état d'équilibre uniforme ($\frac{\partial}{\partial x} = 0$) et indépendant du temps ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$). Toutes les grandeurs macroscopiques du plasma sont alors écrites sous la forme d'une valeur d'équilibre d'ordre zéro (affectée de l'indice zéro) et d'une valeur fluctuante d'ordre un (affecté de l'indice \sim). A l'ordre zéro, les équations (2.2) et (2.4) donnent

$$E_0 = \frac{\nu_{i(+)} n_{i(+)} m_{i(+)} v_{i0(+)} }{e} = - \frac{\nu_{i(-)} n_{i(-)} m_{i(-)} v_{i0(-)} }{Z_{i(-)} e} \quad (2.6)$$

E_0 est le champs électrique d'ordre zéro et $v_{i0(+)}, v_{i0(-)}$ représentent les vitesses de dérive à l'équilibre des ions positifs et négatifs, respectivement. A l'équilibre, la condition de quasi-neutralité de la charge donne

$$n_{i0(+)} = Z_{i(-)} n_{i0(-)} + Z_d n_d \quad (2.7)$$

Cette dernière peut être réécrite sous la forme

$$n_{i0(-)} = (1 - \varepsilon Z_d) \frac{n_{i0(+)} }{Z_{i(-)}} \quad (2.8)$$

où $\varepsilon = n_d/n_{i0(+)}$. La quantité $\varepsilon Z_d = (n_d/n_{i0(+)})Z_d = [Z_d n_d / (Z_{i(-)} n_{i0(-)} + Z_d n_d)]$ représente la fraction de la charge négative totale par unité de volume contenue sur la surface des grains d'impureté. Les quantités d'ordre 1 sont proportionnelles à $e^{i(Kx - \omega t)}$, où K et ω représentent le vecteur d'onde et la fréquence d'oscillation de la quantité d'ordre un considérée. En posant

$$\widetilde{\xi}_{i(+)} = \frac{\widetilde{n}_{i(+)}}{n_{i0(+)}} \quad (2.9)$$

$$\widetilde{\xi}_{i(-)} = \frac{\widetilde{n}_{i(-)}}{n_{i0(-)}} \quad (2.10)$$

nous obtenons à partir des équations (2.1) et (2.2) les relations

$$\widetilde{v}_{i(+)} = \frac{\Omega_{i(+)}}{K} \widetilde{\xi}_{i(+)} \quad (2.11)$$

$$\widetilde{v}_{i(-)} = \frac{\Omega_{i(-)}}{K} \widetilde{\xi}_{i(-)} \quad (2.12)$$

avec

$$\Omega_{i(+),i(-)} = \omega - k_B v_{i(+),i(-)} \quad (2.13)$$

Les équations (2.11) et (2.12) sont alors insérées dans les formes linéarisées des équations (2.2) et (2.4) pour obtenir

$$\widetilde{\xi}_{i(+)} = \frac{ie}{m_{i(+)}} \frac{K}{\Omega_{i(+)}(\Omega_{i(+)} + i\nu_{i(+)}n) - K^2(k_B T_{i(+)}/m_{i(+)})} \widetilde{E} \quad (2.14)$$

$$\widetilde{\xi}_{i(-)} = \frac{-iZ_{i(-)}e}{m_{i(-)}} \frac{K}{\Omega_{i(-)}(\Omega_{i(-)} + i\nu_{i(-)}n) - K^2(k_B T_{i(-)}/m_{i(-)})} \widetilde{E} \quad (2.15)$$

Les grains d'impureté étant immobiles, la quantité de premier ordre de n_d est par conséquent nulle. Grâce à l'équation (2.7), il est alors aisé de montrer que

$$\widetilde{n}_{i(+)} = Z_{i(-)} \widetilde{n}_{i(-)} \quad (2.16)$$

L'équation (2.16) peut être réécrite sous la forme suivante

$$\widetilde{\xi}_{i(+)} = (1 - \varepsilon Z_d) \widetilde{\xi}_{i(-)} \quad (2.17)$$

En portant les expressions (2.14) et (2.15) dans l'équation (2.17), nous obtenons la relation de dispersion suivante

$$\begin{aligned}
 0 = & (1 - \varepsilon Z_d) [\Omega_{i(+)} (\Omega_{i(+)} + i\nu_{i(+)} n) - K^2 \frac{k_B T_{i(+)}}{m_{i(+)}}] \\
 & - K^2 \frac{k_B T_{i(-)}}{Z_{i(-)} m_{i(+)}} + \frac{m_{i(-)}}{Z_{i(-)} m_{i(+)}} \Omega_{i(-)} (\Omega_{i(-)} + i\nu_{i(-)} n)
 \end{aligned} \quad (2.18)$$

L'équation précédente est la relation de dispersion de l'onde acoustique ionique poussiéreuse (DIA) dans un plasma collisionnel. Elle lie le vecteur d'onde K de l'instabilité à sa fréquence ω . En définissant la vitesse de dérive comme

$$u_0 = v_{i0(-)} - v_{i0(+)} \quad (2.19)$$

l'équation (2.18) peut être réécrite sous la forme suivante

$$\begin{aligned}
 0 = & (1 - \varepsilon Z_d) [\Omega_{i(+)} (\Omega_{i(+)} + i\nu_{i(+)} n) - K^2 \frac{k_B T_{i(+)}}{m_{i(+)}}] \\
 & - K^2 \frac{k_B T_{i(-)}}{Z_{i(-)} m_{i(+)}} + \frac{m_{i(-)}}{Z_{i(-)} m_{i(+)}} [(\Omega_{i(-)} - K u_0) (\Omega_{i(-)} - K u_0 + i\nu_{i(-)} n)]
 \end{aligned} \quad (2.20)$$

Pour simplifier les écritures, nous remplacerons, dans ce qui suit, $\Omega_{i(+)}$ par Ω . Posons alors

$$\Omega = \Omega_r + i\gamma \quad (2.21)$$

L'équation (2.20) peut être aisément résolue pour obtenir la fréquence réelle Ω_r (dans le repère de l'ion) et le taux d'instabilité γ . En portant (2.21) dans (2.20) et en annulant simultanément les parties réelle et imaginaire, nous obtenons

$$\begin{aligned}
 0 = & (1 - \varepsilon Z_d) [Z_{i(-)} m_{i(+)} (\Omega_r^2 - \gamma^2 + \gamma \nu_{i(+)} n) - K^2 Z_{i(-)} k_B T_{i(+)}] \\
 & - K^2 k_B T_{i(-)} + m_{i(-)} [(\Omega_r - K u_0)^2 - \gamma(\gamma + \nu_{i(-)} n)]
 \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{Z_{i(-)} m_{i(+)} (1 - \varepsilon Z_d) \Omega_r \nu_{i(+)} n - m_{i(-)} (\Omega_r - K u_0) \nu_{i(-)} n}{Z_{i(-)} m_{i(+)} (1 - \varepsilon Z_d) \Omega_r - m_{i(-)} (\Omega_r - K u_0)} \quad (2.23)$$

Les deux équations précédentes montrent clairement que la présence, dans le plasma, des ions négatifs peut affecter de manière significative les propriétés linéaires de l'onde acoustique ionique poussiéreuse.

3

Onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe électronégatif à charge variable

3.1 Présentation physique du problème

Les oscillations associées aux plasmas poussiéreux ont suscité un grand intérêt durant ces dernières années. De nouveaux modes acoustiques (mode acoustique poussiéreux et mode acoustique ionique poussiéreux) ont alors été mis en évidence. Rao et ses collaborateurs[6] ont été les premiers à avoir rapporté théoriquement l'existence de l'onde acoustique poussiéreuse de faible vitesse de phase dans un plasma poussiéreux non magnétisé, constitué de grains de poussières fluides, d'électrons et d'ions distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann. Ces oscillations, de faible longueur d'onde, apparaissent sur une échelle de temps suffisamment lente. Sous certaines conditions, elles peuvent devenir hautement non linéaires[7]. Le mode acoustique poussiéreux a été observé au cours d'expériences de laboratoire par Barkan et ses collaborateurs[7]. D'un autre coté, Shukla et Silin[26] ont étudié le mode acoustique ionique poussiéreux (DIA) qui représente en fait le mode acoustique ionique habituel (IA) modifié par la présence de grains de poussière massifs et immobiles. En régime non linéaire ou faiblement non linéaire, il a été démontré par plusieurs auteurs que ces ondes peuvent apparaître sous forme de structures localisées solitaires associées à des potentiels électrostatiques positifs ou négatifs[6],[57]et [46]. Dans leur analyse, certains de ces auteurs ont considéré la charge du grain de poussière constante (les gains sont pratiquement traités comme une composante additionnelle massive). Cependant, la charge

d'un grain de poussière est tributaire des variations des courants locaux du plasma et, par conséquent, peut varier. Celle ci devient alors une nouvelle variable dynamique que l'on doit déterminer de manière self consistante.

Dans ce chapitre, nous allons d'abord rappeler de manière succincte les propriétés de l'onde acoustique poussiéreuse associée à un plasma poussiéreux électroniquement appauvri. Ce type d'onde a été étudié par Mamun *et al.* [57] dans le cas d'un plasma froid composé uniquement de grains de poussière extrêmement massifs et d'ions supposés obéir à la distribution de Maxwell-Boltzmann. Puis, nous généraliserons ce modèle au cas d'un plasma poussiéreux constitué d'ions positifs et d'ions négatifs Maxwelliens et de grains de poussière fluides. L'accent sera alors mis sur l'influence des ions négatifs sur les propriétés de l'onde acoustique poussiéreuse solitaire non linéaire de large amplitude associée à un tel modèle de plasma complexe. Nous étendrons ensuite notre analyse à l'onde acoustique poussiéreuse dans le cas d'un plasma complexe à charge variable, composé d'ions positifs et d'ions négatifs distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann et de grains de poussière fluides.

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

L'appauvrissement électronique ou déplétion électronique représente sans conteste l'une des propriétés les plus remarquables des plasmas complexes ou poussiéreux. Ce phénomène est principalement dû à la collecte préférentielle des électrons de la part de la surface du grain de poussière à cause, d'une part, de la faiblesse relative de leur masse et, d'autre part, à cause de leur grande mobilité. Pour analyser les propriétés non linéaires et dispersives de l'onde acoustique poussiéreuse associée à un tel modèle de plasma, Mamun *et al.*[57] ont considéré un plasma composé uniquement de grains de poussière à charge négative, extrêmement massifs et d'ions de température T_i , distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann. Rappelons que Rao *et al.*[6] ont été les premiers à avoir suggéré 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 dès lors mode acoustique poussiéreux et plus tard mis en évidence 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 (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. Ils ont

alors montré qu'un tel plasma ne peut propager que des structures acoustiques solitaires à potentiel négatif. On se propose dans ce qui suit de généraliser le modèle de Mamun *et al.* au cas d'un plasma complexe électroniquement appauvri contenant des ions positifs et des ions négatifs.

3.2.1 Potentiel solitaire d'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 [$v_{td} = (T_i/m_d)^{\frac{1}{2}} \ll v_p \ll v_{ti} = (T_i/m_i)^{\frac{1}{2}}$], où v_{ti} et v_{td} représentent, respectivement, les vitesses thermiques des ions et des grains de poussière] associées à un plasma électroniquement appauvri sont gouvernées par[57]

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X}(N_d V_d) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = \frac{\partial \Phi}{\partial X} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = N_d - \exp(-\Phi) \quad (3.3)$$

La densité des grains N_d , leur vitesse fluide V_d , le potentiel électrostatique Φ , le temps T et la variable d'espace X sont normalisés, respectivement, par n_{d0} (la densité des grains à l'équilibre), $C_d = (Z_d T_i / m_d)^{1/2}$ (la vitesse acoustique poussiéreuse), T_i / e , $\omega_{pd}^{-1} = (m_d / 4\pi Z_d^2 n_{d0} e^2)^{1/2}$ (la période plasma des grains de poussière) et $\lambda_D = (T_i / 4\pi Z_d n_{d0} e^2)^{1/2}$ (la longueur de Debye). A l'équilibre, la condition de quasi-neutralité de la charge requiert $Z_d n_{d0} \approx n_{i0}$, où n_{i0} désigne la densité non perturbée des ions. Dans la limite linéaire et grâce à l'analyse de Fourier, il est aisé d'obtenir à partir des équations (3.1)-(3.3) la relation de dispersion de l'onde acoustique poussiéreuse dont la vitesse de phase

$$v_p = \omega/k = C_d / (1 + k^2 \lambda_D^2)^{1/2} \quad (3.4)$$

se réduit à

$$\omega/k \approx \sqrt{Z_d} (T_i / m_d)^{1/2} \quad (3.5)$$

dans le cas des perturbations de grandes longueurs d'onde. Celle-ci indique que l'onde acoustique poussiéreuse ne doit son existence qu'à la pression des ions conjuguée à l'inertie des grains de poussière. Dans le but d'analyser les propriétés de l'onde acoustique poussiéreuse d'amplitude arbitraire (sans aucune approximation, ni contrainte) dans un repère

lié à l'onde, les équations (3.1)-(3.3) sont alors réécrites en introduisant la variable

$$\xi = X - MT \quad (3.6)$$

où M représente le nombre de Mach (le rapport entre la vitesse de l'onde solitaire et la vitesse acoustique poussiéreuse C_d). Nous obtenons alors

$$-M \frac{dN_d}{d\xi} + \frac{d}{d\xi}(N_d V_d) = 0 \quad (3.7)$$

$$-M \frac{dV_d}{d\xi} + V_d \frac{dV_d}{d\xi} = \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.8)$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = N_d - \exp(-\Phi) \quad (3.9)$$

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 des équations (3.7) et (3.8)

$$N_d = \frac{M}{\sqrt{(M^2 + 2\Phi)}} \quad (3.10)$$

En portant la relation (3.10) dans l'équation de Poisson (3.9), nous obtenons

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \frac{M}{\sqrt{(M^2 + 2\Phi)}} - \exp(-\Phi) \quad (3.11)$$

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

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) \quad (3.12)$$

où

$$V(\Phi) = 1 + M^2 - M \sqrt{(M^2 + 2\Phi)} - \exp(-\Phi) \quad (3.13)$$

est dit potentiel de Sagdeev ou pseudo- Potentiel [47] car (3.12) peut être interprétée comme étant l'équation du mouvement d'une pseudo- particule de masse unité, de position Φ et de vitesse $\frac{d\Phi}{d\xi}$, oscillant dans un potentiel $V(\Phi)$. Il est aisé de vérifier que $V(\Phi)$ et $\frac{dV(\Phi)}{d\Phi}$ sont nuls en $\Phi = 0$. Les conditions d'existence d'une solution en onde solitaire de l'équation (3.12) peuvent alors être résumées comme suit: (i) $(\frac{d^2V(\Phi)}{d\Phi^2})_{\Phi=0} < 0$ (on dit alors que le point fixe à l'origine est instable), (ii) $V(\Phi)$ admet un extremum Φ_m (un maximum ou un minimum) non nul tel que $V(\Phi_m) = 0$, (iii) $V(\Phi) < 0$ lorsque Φ varie de zéro à Φ_m . L'analyse numérique de l'équation (3.13) pour différentes valeurs 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, cette même analyse 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 N_d est réelle, la condition $V(\Phi_c) \geq 0$ n'est en fait satisfaite que pour $M < 1.58$. Des solitons acoustiques poussiéreux d'amplitude finie existent donc pour $1 < M < 1.58$ comme indiqué sur les figures 1 et 2. Leur largeur diminue et leur amplitude augmente à mesure que le nombre de Mach M augmente (Fig.3).

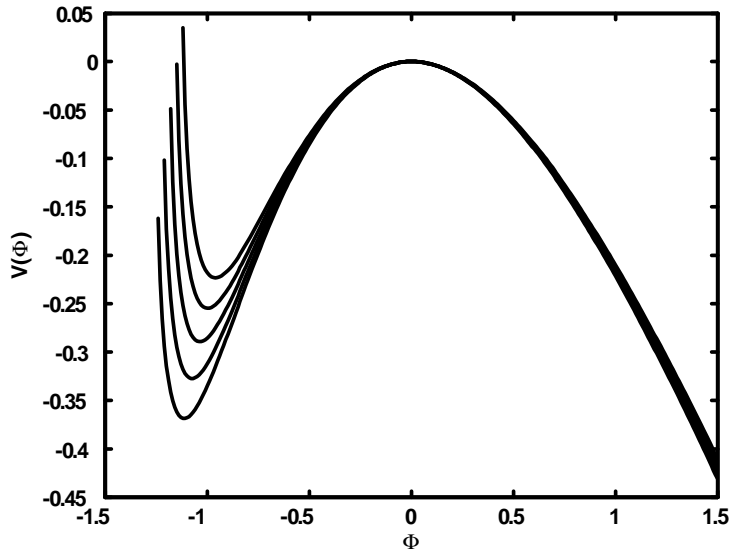


Figure 1: Variation du potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ en fonction de Φ pour différentes valeurs du nombre de Mach $M = 1.5, 1.52, 1.54, 1.56$ et 1.58 (de haut vers le bas).

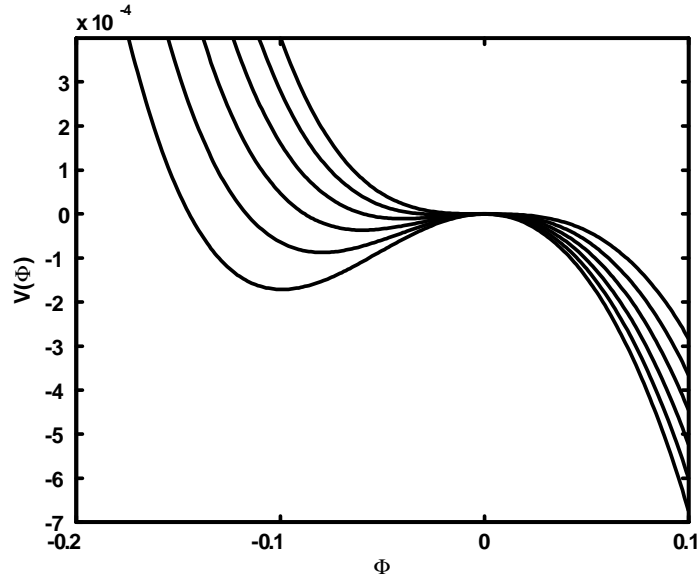


Figure 2: Variation du potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ en fonction de Φ pour différentes valeurs du nombre de Mach $M = 1.00, 1.01, 1.02, 1.03, 1.04$ et 1.05 (de haut vers le bas).

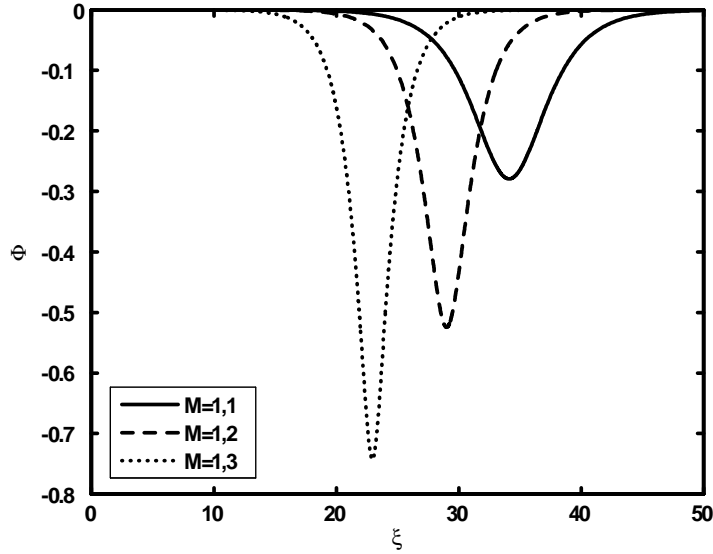


Figure 3: Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse (DA) pour différentes valeurs du nombre de Mach $M = 1.1, 1.2$ et 1.3 .

Nous allons maintenant nous intéresser à la dynamique des solitons acoustiques poussiéreux de faible amplitude ($|\Phi| < 2M^2$). Pour cela, nous établissons à partir des équations (3.1)-(3.3) une équation non linéaire de type de Korteweg- de Vries (K- dV) en utilisant la technique de la perturbation réductive de Washimi et Taniuti[29] et les variables qu'ils ont introduites

$$\zeta = \varepsilon^{1/2}(X - V_0T)$$

et

$$\tau = \varepsilon^{3/2} T$$

où ε est un paramètre de mesure de la faiblesse de l'amplitude ou de la dispersion et V_0 représente la vitesse (normalisée par rapport à C_d) du soliton, à priori inconnue, que nous déterminerons plus tard. Les variables V_d , Φ et N_d peuvent être alors développées en séries de puissances autour de leur valeur d'équilibre

$$V_d = 0 + \varepsilon V_d^{(1)} + \varepsilon^2 V_d^{(2)} + \dots \quad (3.14)$$

$$\Phi = 0 + \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \dots \quad (3.15)$$

$$N_d = 1 + \varepsilon N_d^{(1)} + \varepsilon^2 N_d^{(2)} + \dots \quad (3.16)$$

que nous substituons dans (3.1), (3.2) et (3.3). A l'ordre le plus petit en ε , les équations (3.1) et (3.2) donnent $N_d^{(1)} = -\Phi^{(1)}/V_0^2$, $V_d^{(1)} = -\Phi^{(1)}/V_0$, et $V_0 = 1$. Aux ordres les plus élevés, nous obtenons les équations suivantes

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} - V_0 \frac{\partial N_d^{(2)}}{\partial \zeta} + \frac{\partial V_d^{(2)}}{\partial \zeta} + \frac{\partial (N_d^{(1)} V_d^{(1)})}{\partial \zeta} = 0 \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial V_d^{(1)}}{\partial \tau} - V_0 \frac{\partial V_d^{(2)}}{\partial \zeta} + V^{(1)} \frac{\partial V_d^{(1)}}{\partial \zeta} = \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \zeta} \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^2} = N_d^{(2)} - [-\Phi^{(2)} + \frac{[\Phi^{(1)}]^2}{2}] \quad (3.19)$$

à partir desquelles nous déduisons l'équation de type Korteweg- de Vries suivante

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + a \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \zeta} + b \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^3} = 0 \quad (3.20)$$

où $a = -1$ et $b = \frac{1}{2}$ et dont la solution stationnaire et localisée est donnée par[48]

$$\Phi^{(1)} = \Phi_m \operatorname{sech}^2\left(\frac{\xi - u_0 \tau}{s}\right) \quad (3.21)$$

$$\Phi_m = \frac{3u_0}{a} \quad (3.22)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{4b}{u_0}} \quad (3.23)$$

Φ_m et δ représentent, respectivement, l'amplitude et la largeur du soliton et u_0 (vitesse du soliton) est une quantité positive. Etant donné que $a < 0$, la solution (3.21) confirme que le modèle de Mamun *et al.* ne peut admettre que des ondes acoustiques poussiéreuses solitaires de raréfaction (à potentiel négatif).

3.3 Généralisation du modèle de Mamun *et al.* au cas d'un plasma contenant des ions négatifs

3.3.1 Equations de base du modèle

On se propose dans ce qui suit de reconsidérer la généralisation du modèle de Mamun *et al.* Pour cela, Nous considérons un plasma constitué de grains de poussières négativement chargés, d'ions positifs et d'ions négatifs de charge $(-Z_{i(-)}e)$, de densités respectives N_d , $N_{i(+)}$ et $N_{i(-)}$. Les ions positifs et négatifs distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann. Les grains de poussière sont supposés être de forme sphérique, avoir la même charge q_d , le même rayon r_d et la même masse m_d . Les oscillations acoustiques poussiéreuses (DAW) de faible vitesse de phase associées à un tel modèle de plasma, peuvent alors être décrites grâce aux équations de base fluides suivantes

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X}(N_d V_d) = 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = \frac{\partial \Phi}{\partial X} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = -N_{i(+)} + \frac{N_{i(-)}}{f} + \frac{(f-1)}{f} N_d \quad (3.26)$$

où

$$f = \frac{n_{i0(+)}}{Z_{i(-)} n_{i0(-)}} = \frac{\lambda}{Z_{i(-)}} \quad (3.27)$$

et

$$\lambda = \frac{n_{i0(+)}}{n_{i0(-)}} \quad (3.28)$$

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 respectivement par n_{d0} (la densité des grains à l'équilibre), $C_d = (Z_d T_{i(+)} / m_d)^{1/2}$ (la vitesse acoustique poussiéreuse), $T_{i(+)} / e$, $\omega_{pd}^{-1} = (m_d / 4\pi Z_d n_{i0(+)} e^2)^{1/2}$, $\lambda_D = (T_{i(+)} / 4\pi n_{i0(+)} e^2)^{1/2}$. A l'équilibre, la condition de quasi-neutralité de la charge électrique écrite $n_{i0(+)} \approx Z_{i(-)} n_{i0(-)} + Z_d n_{d0}$ où $n_{i0(+)}$, $n_{i0(-)}$ et n_{d0} désignent respectivement les densités non perturbées des ions positifs, des ions négatifs et des grains de poussière.

3.3.2 Existence des solitons

A l'instar de la section précédente, les équations (3.24)- (3.26) sont réécrites en faisant appel à la variable $\xi = X - MT$, où M représente le nombre de Mach.

$$-M \frac{dN_d}{d\xi} + \frac{d}{d\xi}(N_d V_d) = 0 \quad (3.29)$$

$$-M \frac{dV_d}{d\xi} + V_d \frac{dV_d}{d\xi} = \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.30)$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = -\exp(-\Phi) + \frac{\exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi)}{f} + \frac{(f-1)}{f}N_d \quad (3.31)$$

où

$$\sigma = \frac{T_{i(+)}}{T_{i(-)}} \quad (3.32)$$

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 des équations (3.29) et (3.30) l'expression de la densité normalisée

$$N_d = \frac{M}{\sqrt{(M^2 + 2\Phi)}} \quad (3.33)$$

L'équation de Poisson (3.31) s'écrira alors sous la forme suivante

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) \quad (3.34)$$

où

$$V(\Phi) = 1 - \exp(-\Phi) + \frac{1}{f Z_{i(-)} \sigma} (1 - \exp(Z_{i(-)} \sigma \Phi)) + \frac{f-1}{f} M^2 \left(1 - \sqrt{1 + \frac{2}{M^2} \Phi} \right) \quad (3.35)$$

$V(\Phi)$ est dit potentiel de Sagdeev ou Pseudo- Potentiel [47]. Il est aisé de vérifier que $V(\Phi)$ et $(\frac{dV(\Phi)}{d\Phi})$ sont nuls en $\Phi = 0$. Les conditions d'existence d'une solution en onde solitaire de l'équation (3.34) sont vérifiées : (i) $(\frac{d^2V(\Phi)}{d\Phi^2})_{\Phi=0} < 0$, (ii) $V(\Phi)$ admet un extremum Φ_m (un maximum ou un minimum) non nul tel que $V(\Phi_m) = 0$, (iii) $V(\Phi) < 0$ lorsque Φ varie de zéro à Φ_m .

3.3.3 Résultats numériques et discussion

L'analyse numérique de $V(\Phi)$ pour différentes valeurs de nombre de Mach M et des paramètres $Z_{i(-)}$, λ et σ révèle l'existence d'ondes acoustiques poussiéreuses solitaires de raréfaction.

L'équation (3.34) est alors intégrée numériquement pour $Z_{i(-)} = 3$, $\sigma = 0.1$, $\lambda = 8$ et différentes valeurs du nombre de Mach M . Les figures 4a et 4b indiquent la formation et l'existence de structures acoustiques solitaires de raréfaction dont l'amplitude augmente à mesure que le nombre de Mach augmente. Les figures 5a – 7b révèlent que les propriétés de ces structures solitaires dépendent de la charge des ions négatifs ainsi que des paramètres $\sigma = T_{i(+)} / T_{i(-)}$ et $\lambda = n_{i0(+)} / n_{i0(-)}$ de notre modèle de plasma. Une augmentation du nombre de charge des ions négatifs $Z_{i(-)}$ (Figs. 5a et 5b) ou du rapport de températures σ (Figs. 6a et 6b) entraîne une augmentation de l'amplitude du soliton et une diminution de sa largeur. Les figures 7a et 7b indiquent qu'un appauvrissement en ions positifs (λ diminue) se traduit par un phénomène similaire, c'est à dire, une augmentation de l'amplitude du soliton et une diminution de sa largeur.

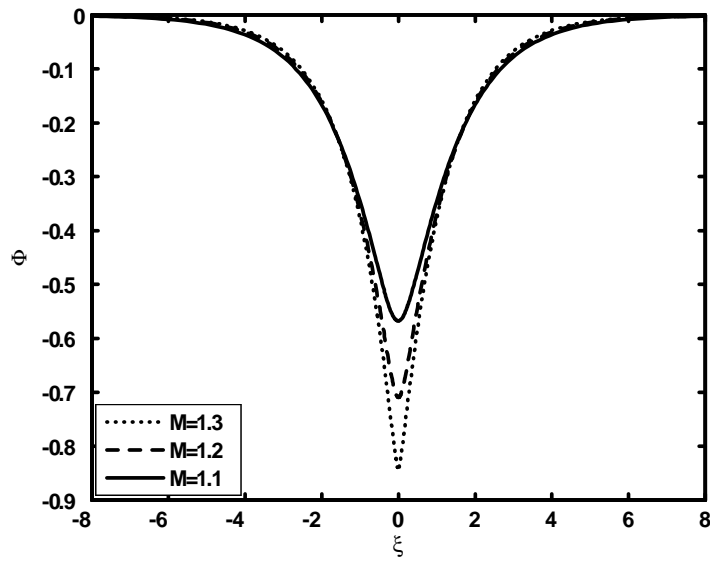


Figure 4a: Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du nombre de Mach M , avec $\lambda = 8$, $\sigma = 0.1$ et $Z_{i(-)} = 3$.

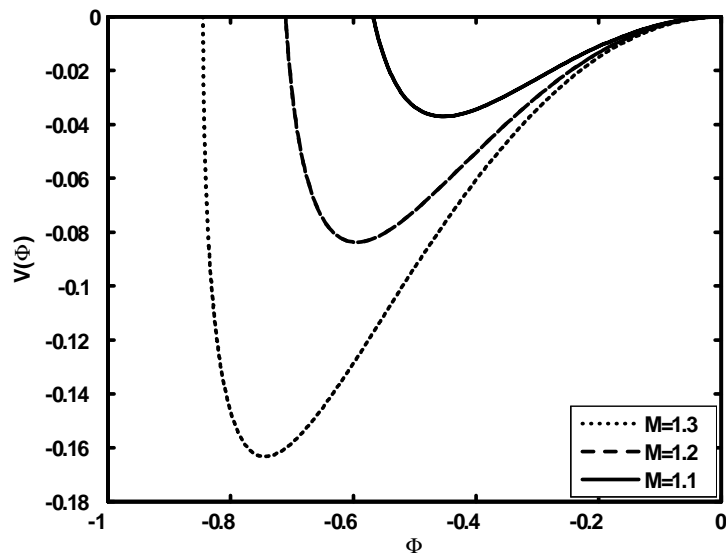


Figure 4b: Potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 4a pour différentes valeurs du nombre de Mach M .

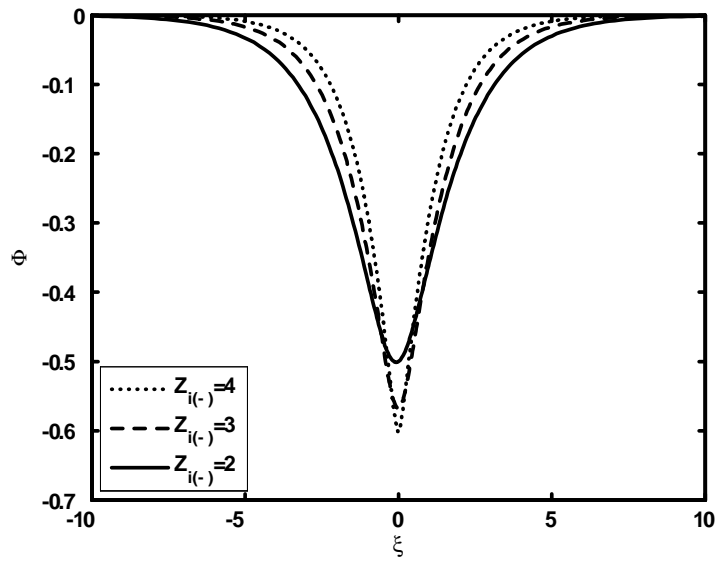


Figure 5a : Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs de $Z_{i(-)}$ avec $M = 1.1$. Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 4a.

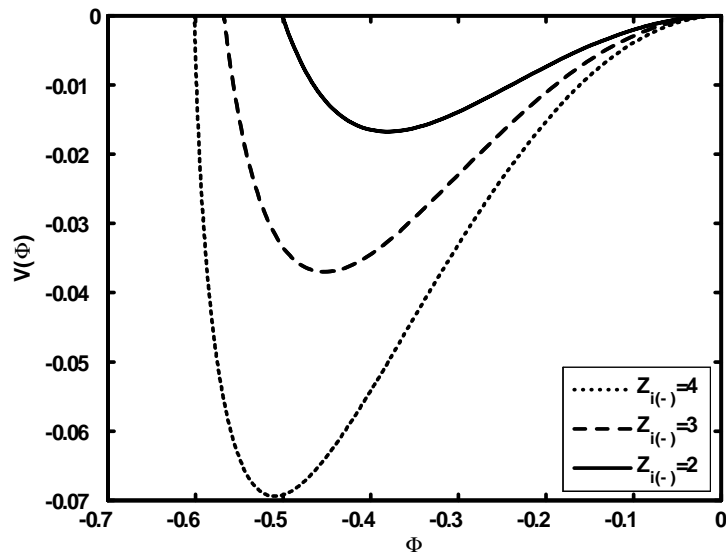


Figure 5b: Potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 5a pour différentes valeurs de $Z_{i(-)}$.

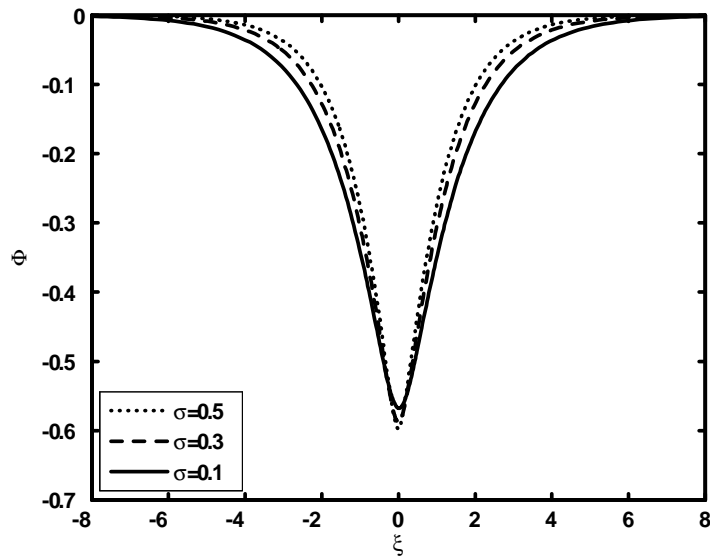


Figure 6a: Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs de σ avec $M = 1.1$. Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 4a.

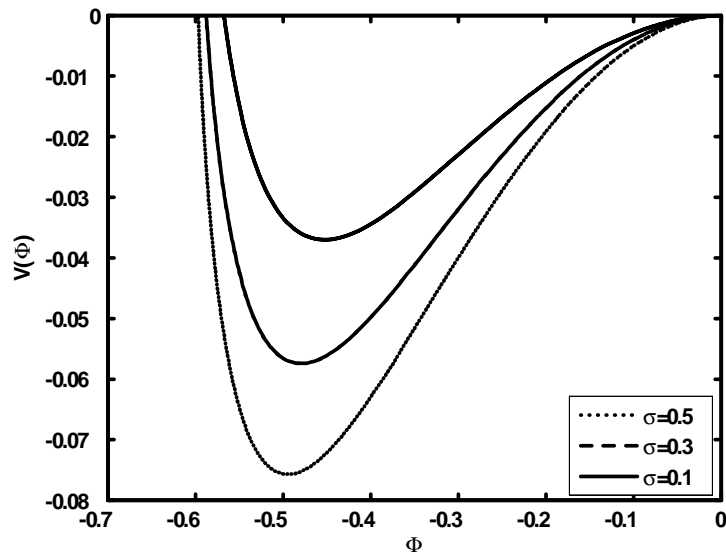


Figure 6b: Potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 6a pour différentes valeurs de σ .

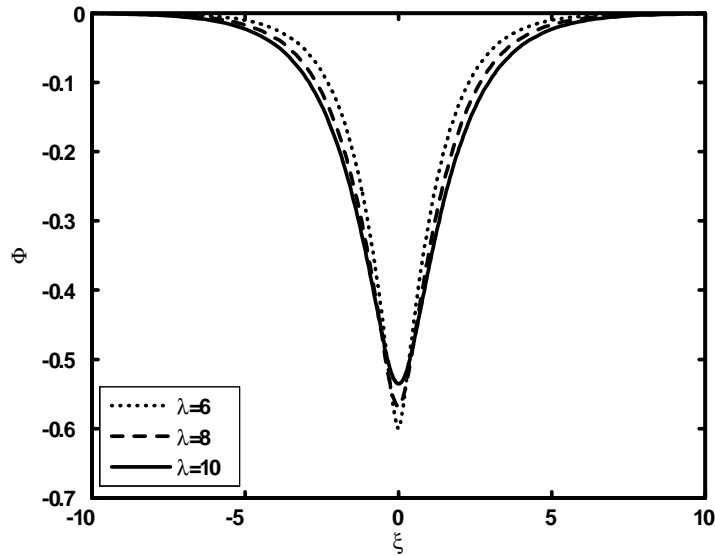


Figure 7a: Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs de λ avec $M = 1.1$. Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 4a.

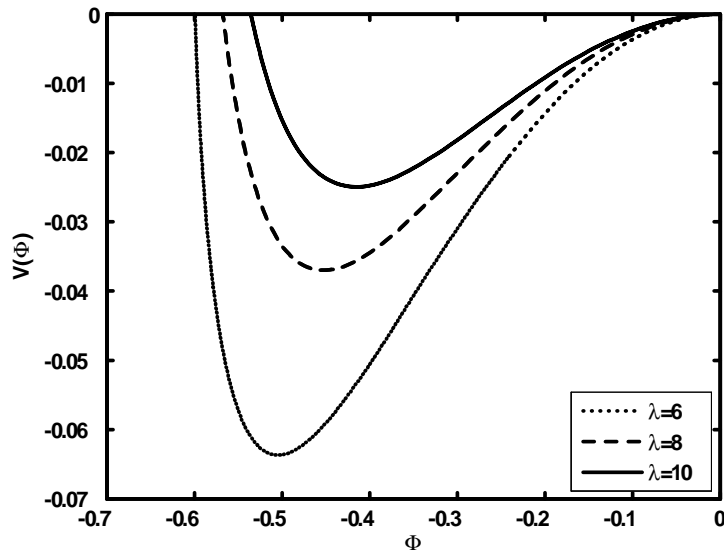


Figure 7b: Potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 7a pour différentes valeurs de λ .

Nous allons maintenant nous intéresser à la dynamique des solitons acoustiques poussiéreux de faible amplitude ($|\Phi| < 2M^2$). Pour cela, nous établissons à partir des équations (3.29)-(3.31) une équation de type Korteweg–de Vries (K-dV) en utilisant la technique de la perturbation réductive de Washimi et Taniuti[29] et les nouvelles variables qu'ils ont introduites $\zeta = \varepsilon^{1/2}(X - V_0T)$ et $\tau = \varepsilon^{3/2}T$, où ε est un petit paramètre mesurant la faiblesse de

l'amplitude ou de la dispersion de l'onde et V_0 la vitesse de propagation du soliton normalisée par rapport à C_d . Les variables V_d , Φ et N_d peuvent être alors développées en séries de puissances autour de leur valeur d'équilibre

$$V_d = 0 + \varepsilon V_d^{(1)} + \varepsilon^2 V_d^{(2)} + \dots \quad (3.36)$$

$$\Phi = 0 + \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \dots \quad (3.37)$$

$$N_d = 1 + \varepsilon N_d^{(1)} + \varepsilon^2 N_d^{(2)} + \dots \quad (3.38)$$

À l'ordre le plus petit en ε , les équations (3.24) et (3.25) donnent

$$N_d^{(1)} = -\Phi^{(1)}/V_0^2 \quad (3.39)$$

$$V_d^{(1)} = -\Phi^{(1)}/V_0 \quad (3.40)$$

$$V_0 = \left[\frac{f-1}{f+Z_{i(-)}\sigma} \right]^{1/2} \quad (3.41)$$

Aux ordres plus élevés en ε , nous obtenons les équations suivantes

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} - V_0 \frac{\partial N_d^{(2)}}{\partial \zeta} + \frac{\partial V_d^{(2)}}{\partial \zeta} + \frac{\partial (N_d^{(1)} V_d^{(1)})}{\partial \zeta} = 0 \quad (3.42)$$

$$\frac{\partial V_d^{(1)}}{\partial \tau} - V_0 \frac{\partial V_d^{(2)}}{\partial \zeta} + V_d^{(1)} \frac{\partial V_d^{(1)}}{\partial \zeta} = \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \zeta} \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^2} = - \left[-\Phi^{(2)} + \frac{[\Phi^{(1)}]^2}{2} \right] + \frac{1}{f} \left[Z_{i(-)}\sigma \Phi^{(2)} + (Z_{i(-)}\sigma)^2 \frac{[\Phi^{(1)}]^2}{2} \right] + \frac{f-1}{f} N_d^{(2)} \quad (3.44)$$

à partir desquelles il est aisé de déduire l'équation de Korteweg- de Vries (K- dV) suivante

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + a \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \zeta} + b \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \zeta^3} = 0 \quad (3.45)$$

où

$$a = -\frac{3}{2V_0} + \frac{V_0}{2} \left(\frac{f}{f+Z_{i(-)}\sigma} \right) (1 - Z_{i(-)}^2 \sigma^2) \quad (3.46)$$

et

$$b = \frac{V_0^3}{2} \left(\frac{f}{f-1} \right) \quad (3.47)$$

et dont la solution stationnaire et localisée est donnée par[48]

$$\Phi^{(1)} = \Phi_m \sec h^2 \left(\frac{\zeta - u_0 \tau}{\delta} \right) \quad (3.48)$$

$\Phi_m = \frac{3u_0}{a}$ et $\delta = \sqrt{\frac{4b}{u_0}}$ représentent, respectivement, l'amplitude et la largeur du soliton.

3.4 Ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable en présence d'ions négatifs

Dans la section précédente, 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. On a vu que la présence des ions négatifs modifie les propriétés de l'onde acoustique poussiéreuse solitaire non linéaire associée à un tel modèle de plasma complexe. Cependant, la charge portée par les grains a été supposée constante, une hypothèse qui peut parfois s'avérer incorrecte. C'est pourquoi, l'objet de la présente section 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 de la section précédente concernant le mode acoustique poussiéreux. Rappelons que Melandso *et al.*[49] ont été parmi les premiers à avoir proposé une analyse prenant en compte la fluctuation de la charge des grains de poussière. Ils ont alors montré que cette fluctuation donne naissance à un amortissement supplémentaire (en plus de celui de Landau), dit anormal, de l'onde acoustique en régime linéaire. D'autre part, les études de Ma et Liu[58] et de Singh et Rao[50] ont révélé que la variation de la charge du grain de poussière peut induire un amortissement de l'onde acoustique poussiéreuse solitaire. D'un autre côté, il a été démontré que la dynamique de la charge du grain introduit de nouveaux modes tels le mode acoustique poussiéreux, le mode acoustique ionique poussiéreux[36], le mode de Bernstein, Greene et Kruskal poussiéreux[51],...etc.

3.4.1 Equations de base du modèle

Considérons un plasma non collisionnel et non magnétisé constitué d'ions positifs, d'ions négatifs et de grains de poussière supposés de forme sphérique, de rayon r_d , de masse m_d et de charge q_d . Sur l'échelle temporelle caractéristique du mouvement du grain de poussière, les ions (positifs et négatifs) peuvent être supposés Maxwelliens et leur densités données,

respectivement, par

$$n_{i(+)} = n_{i0(+)} \exp(-e\phi/T_{i(+)}), \quad (3.49)$$

$$n_{i(-)} = n_{i0(-)} \exp(Z_{i(-)}e\phi/T_{i(-)}) \quad (3.50)$$

où ϕ représente le potentiel électrostatique, $Z_{i(-)}$ le nombre de charge des ions négatifs, $n_{i0(+),(-)}$ la densité numérique à l'équilibre des ions positifs (négatifs) et T_j la température des particules d'espèce j . A l'équilibre la condition de quasi-neutralité de la charge électrique requiert

$$f = \frac{n_{i0(+)}}{Z_{i(-)}n_{i0(-)}}$$

La dynamique de l'onde acoustique poussiéreuse peut alors être décrite par les équations de continuité, de mouvement et de Poisson suivantes

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X}(N_d V_d) = 0 \quad (3.51)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = -Q_d \frac{\partial \Phi}{\partial X} \quad (3.52)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = -N_{i(+)} + \frac{N_{i(-)}}{f} + \frac{(f-1)}{f} \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (3.53)$$

La densité numérique N_s [$s = i(+), i(-), d$], la vitesse fluide des grains de poussière V_d , le potentiel électrostatique Φ , la charge des grains de poussière Q_d , le temps T et la variable d'espace X sont normalisés, respectivement, par n_{s0} (la densité à l'équilibre), $C_d = (Z_d T_{i(+)} / m_d)^{1/2}$, $T_{i(+)} / e$, $r_d T_{i(+)} / e$, $\omega_{pdi}^{-1} = (m_d / 4\pi Z_d n_{i0(+)} e^2)^{1/2}$ et $\lambda_{Di} = (T_{i(+)} / 4\pi n_{i0(+)} e^2)^{1/2}$.

3.4.2 Existence des solitons

Dans le but d'étudier l'onde acoustique poussiéreuse, nous supposons que toutes les variables des équations (3.51)-(3.53) précédentes dépendent uniquement de la variable $\xi = X - MT$, où ξ est normalisé par λ_{Di} et M représente le nombre de Mach. Les équations (3.51)-(3.53) seront alors réécrites sous la forme

$$-M \frac{dN_d}{d\xi} + \frac{d}{d\xi}(N_d V_d) \quad (3.54)$$

$$-M \frac{dV_d}{d\xi} + V_d \frac{dV_d}{d\xi} = -Q_d \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.55)$$

$$\frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} = -N_{i(+)} + \frac{N_{i(-)}}{f} + \frac{(f-1)}{f} \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (3.56)$$

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 des équations (3.54) et (3.55)

$$N_d = \frac{1}{\sqrt{1 - 2\chi/M^2}} \quad (3.57)$$

où

$$\chi = \int_0^\Phi Q_d d\Phi \quad (3.58)$$

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

Dans la théorie standard de la sonde électrostatique, la charge du grain de poussière (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, la charge du grain de poussière est obtenue de manière self-consistante à partir de l'équation d'évolution de la charge du grain que nous écrivons sous la forme

$$\tilde{v}_d \frac{dq_d}{dx} = I_{i(+)} + I_{i(-)} \quad (3.59)$$

où $I_{i(+)}$ et $I_{i(-)}$ sont les courants de charge microscopiques moyens des ions positifs et négatifs, respectivement. Leurs expressions sont obtenues en moyennant la section efficace σ_j de charge et la fonction de distribution F_j sur tout l'espace des vitesses v_j

$$I_j = q_j \int_{R_j} v_j \sigma_j(q_d, v_j) F_j(v_j) d^3v_j \quad (3.60)$$

où j désigne les particules d'espèce j (ion positif ou négatif), R_j le domaine d'intégration dans l'espace des vitesses, F_j la fonction de distribution, $\sigma_j = \pi r_d^2 (1 - 2q_j q_d / r_d m_j v_j^2)$ la section efficace et v_j la vitesse des particules d'espèce j . Les ions, positifs ou négatifs, sont supposés distribués selon la loi de Boltzmann-Maxwell

$$F_{i(+)} = n_{i0(+)} \left(\frac{m_{i(+)}}{2\pi T_{i(+)}} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_{i(+)} v_{i(+)}^2}{2T_{i(+)}} - \frac{e\phi}{T_{i(+)}} \right) \quad (3.61)$$

$$F_{i(-)} = n_{i0(-)} \left(\frac{m_{i(-)}}{2\pi T_{i(-)}} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_{i(-)} v_{i(-)}^2}{2T_{i(-)}} + \frac{Z_{i(-)} e\phi}{T_{i(-)}} \right) \quad (3.62)$$

Nous obtenons alors les expressions des courants de charge suivantes

$$I_{i(+)} = \pi r_d^2 e n_{i0(+)} \sqrt{\frac{8T_{i(+)}}{\pi m_{i(+)}}} (1 - Q_d) \exp(-\Phi) \quad (3.63)$$

$$I_{i(-)} = -\pi r_d^2 Z_{i(-)} e n_{i0(-)} \sqrt{\frac{8T_{i(-)}}{\pi m_{i(-)}}} \exp[Z_{i(-)} \sigma(Q_d + \Phi)] \quad (3.64)$$

où $\sigma = T_{(+)} / T_{i(-)}$ et $\mu = m_{i(+)} / m_{i(-)}$.

3.4.3 Cas où $I_{i(+)} + I_{i(-)} \simeq 0$

Le temps caractéristique du mouvement du grain de poussière dont les dimensions sont de l'ordre du micro-mètre est de quelques dizaines de milli-seconde. Le temps caractéristique du phénomène de charge du grain est de l'ordre de $10^{-8}s$. Par conséquent, le déplacement du grain au cours du processus de charge est négligeable devant l'échelle spatiale de notre problème. Par conséquent, le phénomène de charge peut être traité comme un phénomène local et le terme convectif de l'équation (3.59) peut être négligé pour obtenir

$$I_{i(+)} + I_{i(-)} \simeq 0 \quad (3.65)$$

En substituant les expressions (3.63) et (3.64) dans (3.65), nous obtenons la relation existant entre la charge des grains de poussière et le potentiel électrostatique

$$Q_d = 1 - \frac{1}{Z_{i(-)}\sigma} \text{Lambert} \left\{ \frac{Z_{i(-)}\sqrt{\sigma\mu} \exp(\Phi + Z_{i(-)}\sigma\Phi + Z_{i(-)}\sigma)}{f} \right\} \quad (3.66)$$

La fonction de Lambert[52],[53], appelée aussi fonction omega, est la fonction inverse de $y = xe^x$ et certains problèmes bien connus en électrostatique et en mécanique quantique peuvent être traités avec une grande aisance en l'utilisant. Lambert(x) est réelle pour $x \geq -1/e$ et il est aisé de vérifier que le terme $(Z_{i(-)}\sqrt{\sigma\mu} \exp(\Phi + Z_{i(-)}\sigma\Phi + Z_{i(-)}\sigma))/f$ est toujours positif. A l'équilibre ($\Phi = 0$), l'équation (3.66) requiert

$$f = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \exp(Z_{i(-)}\sigma Q_{d0})}{1 - Q_{d0}} \quad (3.67)$$

Q_{d0} est la charge des grains de poussière à l'équilibre. Dans la simulation numérique qui va suivre, la valeur de f sera déduite à partir de l'équation précédente (3.67) alors que les autres paramètres sont supposés a priori connus. En portant la relation (3.57) dans l'équation de poisson (3.56), 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

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = 0 \quad (3.68)$$

où

$$V(\Phi) = 1 - \exp(-\Phi) + \frac{1}{Z_{i(-)}f\sigma} [1 - \exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi)] - \frac{f-1}{fQ_{d0}} M^2 \left[1 - \sqrt{1 - 2\chi/M^2} \right] \quad (3.69)$$

représente le potentiel de Sagdeev ou pseudo-potentiel. Il devient alors possible d'obtenir de manière explicite l'expression de l'énergie potentielle électrostatique du grain de poussière à charge variable

$$\begin{aligned} \chi = \Phi - & \frac{\text{Lambert}\left(\frac{Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma}\exp(\Phi+Z_{i(-)}\sigma\Phi+Z_{i(-)}\sigma)}{f}\right)^2}{2Z_{i(-)}\sigma(1+Z_{i(-)}\sigma)} - \frac{\text{Lambert}\left(\frac{Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma}\exp(\Phi+Z_{i(-)}\sigma\Phi+Z_{i(-)}\sigma)}{f}\right)}{Z_{i(-)}\sigma(1+Z_{i(-)}\sigma)} \\ & + \frac{\text{Lambert}\left(\frac{Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma}\exp(Z_{i(-)}\sigma)}{f}\right)^2}{2Z_{i(-)}\sigma(1+Z_{i(-)}\sigma)} + \frac{\text{Lambert}\left(\frac{Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma}\exp(Z_{i(-)}\sigma)}{f}\right)}{Z_{i(-)}\sigma(1+Z_{i(-)}\sigma)} \end{aligned} \quad (3.70)$$

Par conséquent

$$\begin{aligned} V(\Phi) = & 1 - \exp(-\Phi) + \frac{1}{Z_{i(-)}f\sigma}[1 - \exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi)] - \frac{f-1}{fQ_{d0}}M^2 \\ & \left\{ 1 - \left[1 - \frac{2}{M^2} \left(\Phi - \frac{\text{Lambert}\left(\frac{Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma}\exp(\Phi+Z_{i(-)}\sigma\Phi+Z_{i(-)}\sigma)}{f}\right)^2}{2Z_{i(-)}\sigma(1+Z_{i(-)}\sigma)} \right. \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\text{Lambert}\left(\frac{Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma}\exp(\Phi+Z_{i(-)}\sigma\Phi+Z_{i(-)}\sigma)}{f}\right)}{Z_{i(-)}\sigma(1+Z_{i(-)}\sigma)} + \frac{\text{Lambert}\left(\frac{Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma}\exp(Z_{i(-)}\sigma)}{f}\right)^2}{2Z_{i(-)}\sigma(1+Z_{i(-)}\sigma)} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\text{Lambert}\left(\frac{Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma}\exp(Z_{i(-)}\sigma)}{f}\right)}{Z_{i(-)}\sigma(1+Z_{i(-)}\sigma)} \right) \right]^{1/2} \right\} \end{aligned} \quad (3.71)$$

Il est aisé de vérifier à partir de l'équation (3.71) que

$$V(\Phi = 0) = \left[\frac{dV(\Phi)}{d\Phi} \right]_{\Phi=0} = 0 \quad (3.72)$$

L'équation (3.71) admettra alors une solution en onde solitaire si

$$\left[\frac{d^2V(\Phi)}{d\Phi^2} \right]_{\Phi=0} < 0 \quad (3.73)$$

ou

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2V(\Phi)}{d\Phi^2} \right)_{\Phi=0} = & - \left\{ 1 + \frac{Z_{i(-)}\sigma}{f} + \frac{(f-1)Q_{d0}}{fM^2} \right. \\ & \left. - \frac{(f-1)(1+Z_{i(-)}\sigma)\text{Lambert}[Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma}\exp(Z_{i(-)}\sigma)]}{fQ_{d0}} \frac{1}{f[1+\text{Lambert}[Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma}\exp(Z_{i(-)}\sigma)]]} \right\} \end{aligned} \quad (3.74)$$

Intéressons nous maintenant à la nature de ces structures solitaires (compression ou raréfaction). Cette nature peut être mise en évidence en développant le potentiel de Sagdeev

$V(\Phi)$ à l'ordre trois en séries de Taylor. Les paramètres critiques sont ceux pour lesquels le terme quadratique est nul. A ce moment là, si le terme cubique est négatif, le puits de potentiel $V(\Phi)$ se trouvera du côté des Φ négatifs (soliton de raréfaction) et, dans le cas inverse, de celui des Φ positifs (soliton de compression)

$$\left(\frac{d^3V}{d\Phi^3}\right)_{\Phi=0} = 1 - \frac{(Z_{i(-)}\sigma)^2}{f} - \frac{3(f-1)Q_{d0}}{fM^4} + \frac{(f-1)}{fM^2} \text{Lambert}(Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma} \exp(Z_{i(-)}\sigma)) \left\{ \frac{3(1+Z_{i(-)}\sigma)}{f[1+\text{Lambert}(Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma} \exp(Z_{i(-)}\sigma))]} + \frac{M^2(1+Z_{i(-)}\sigma)^2}{Q_{d0}f[[1+\text{Lambert}(Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma} \exp(Z_{i(-)}\sigma))]^3]} \right\} \quad (3.75)$$

3.4.4 Résultats numériques et discussion

L'analyse numérique de $V(\Phi)$ pour différentes valeurs du nombre de Mach M montre l'existence d'ondes acoustiques poussiéreuses solitaires de raréfaction (Φ négatif). L'équation (3.68) est alors intégrée numériquement pour différentes valeurs du nombre de Mach M . La figure 8a indique la formation et l'existence des structures acoustiques solitaires de raréfaction dont l'existence est confirmée par le profil en forme de puits du pseudo-potentiel qui lui est associé (Fig. 8b). L'amplitude du soliton augmente à mesure que le nombre de Mach M augmente. Les figures 9a et 9b révèlent que les propriétés de ces structures solitaires dépendent fortement de la valeur, à l'équilibre, de la charge du grain de poussière Q_{d0} . Une diminution de la charge négative (Q_{d0} devient moins négatif) du grain de poussière entraîne une augmentation de l'amplitude du soliton et une légère diminution de sa largeur. Les figures 10a et 10b montrent qu'à mesure que le nombre de charge de l'ion négatif augmente, l'amplitude ainsi que la largeur de l'onde solitaire diminuent. La charge des grains de poussière Q_d (Fig.11) ainsi que leur densité numérique N_d (Fig.12), à l'instar du potentiel électrostatique, adoptent un profil localisé. La charge nette négative portée par les grains de poussière augmente à mesure que $Z_{i(-)}$ diminue (Fig.11). Cette augmentation s'accompagne d'un appauvrissement en grains de poussière (Fig.12). Ces derniers, sous l'effet des forces électrostatiques, sont expulsés de la région de localisation du soliton. La figure 13 indique la formation d'un vide en ions négatifs ($N_{i(-)} < 1$). Ce vide s'élargit à mesure que $Z_{i(-)}$ augmente. Par ailleurs, notre investigation numérique a révélé que notre modèle de plasma peut admettre des ondes solitaires de type subsonique ($M < 1$). Malheureusement et à cause de la nature hautement non linéaire des équations de base de notre modèle, il ne nous a pas été possible d'obtenir analytiquement et de manière explicite les

critères d'existence de telles ondes acoustiques poussiéreuses subsoniques, à moins qu'un développement en séries de puissances (à titre d'exemple) ne soit fait. Ce dernier, au delà de son caractère parfois complexe, peut donner des résultats quantitativement incorrects. Cependant, on peut toujours essayer de trouver s'il existe ou non une limite supérieure de M au delà de laquelle les solutions solitaires n'existent plus. Cette limite peut être obtenue grâce à la condition $V(\Phi_c) \leq 0$, où Φ_c est la valeur minimale (pour les ondes de raréfaction) ou maximale (pour les ondes de compression) de Φ pour laquelle la densité des grains de poussière $N_d = 1/(1 - 2\chi/M^2)^{1/2} = 1/(1 - 2 \int_0^{\Phi} Q_d d\Phi/M^2)^{1/2}$ est réelle.

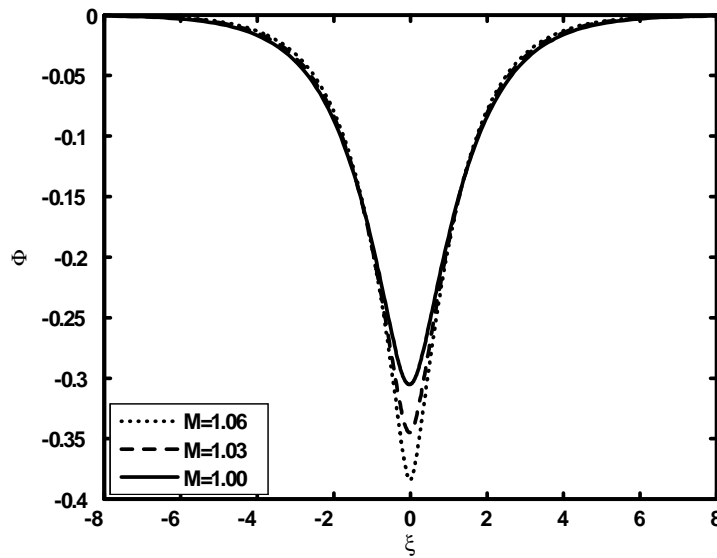


Figure 8a: Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du nombre de Mach M , avec $\mu = 0.7$, $\sigma = 0.01$, $Z_{i(-)} = 6$ et $Q_{d0} = -1.9$ ($f = 2.57$).

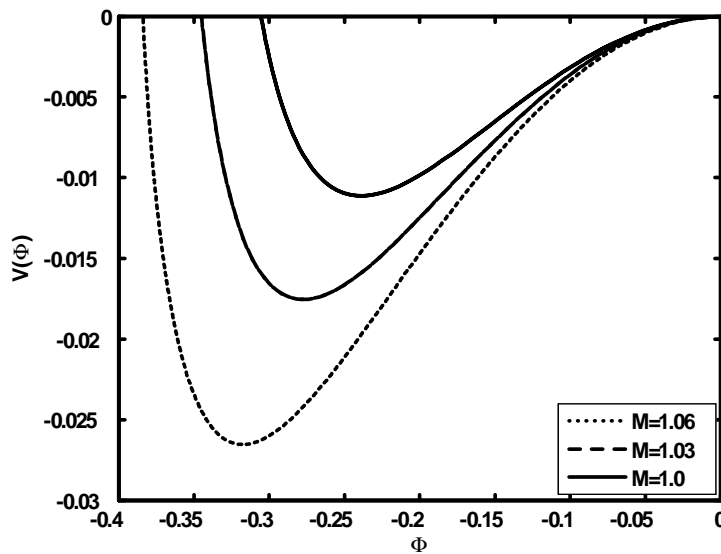


Figure 8b: Potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 8a pour différentes valeurs du nombre de Mach M .

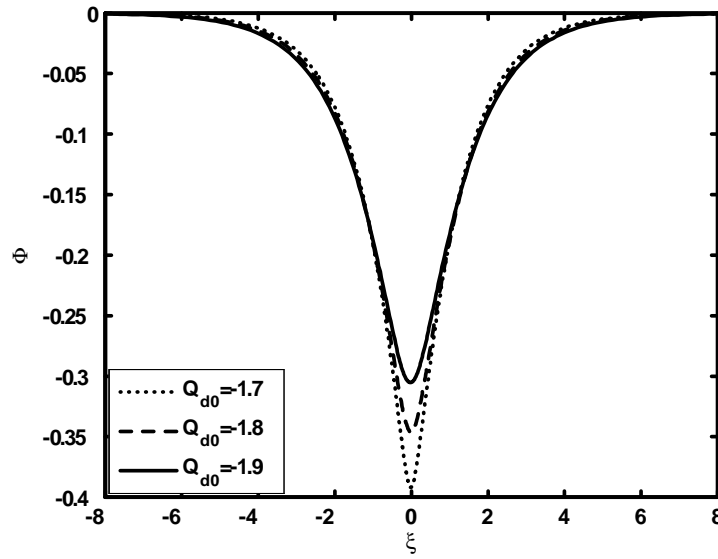


Figure 9a: Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs de la charge d'équilibre $Q_{d0} = -1.7$ ($f = 2.79$), $Q_{d0} = -1.8$ ($f = 2.68$), $Q_{d0} = -1.9$ ($f = 2.57$) avec $M = 1$. Les valeurs des autres paramètres utilisées sont celles de la figure 8a.

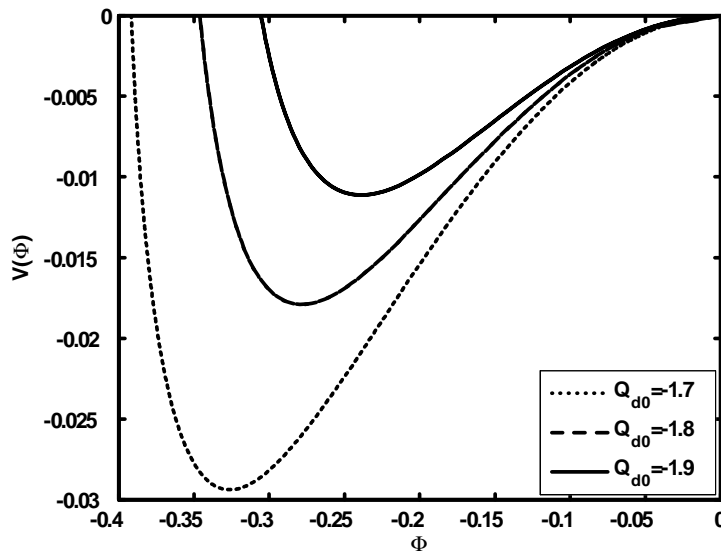


Figure 9b: Potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 9a pour différentes valeurs de Q_{d0} .

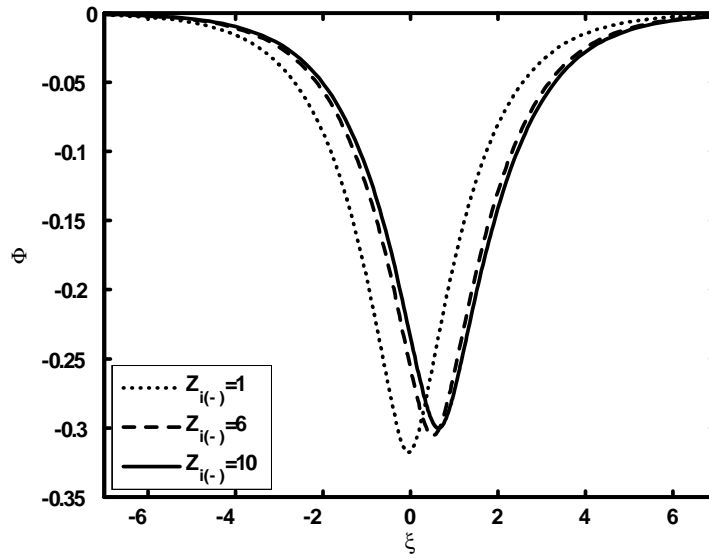


Figure 10a: Potentiel électrostatique solitaire Φ de l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du nombre de charge $Z_{i(-)} = 1$ ($f = 2.83$), $Z_{i(-)} = 6$ ($f = 2.57$), $Z_{i(-)} = 10$ ($f = 2.38$), avec $M = 1$. Les valeurs des autres paramètres sont celles de la figure 8a.

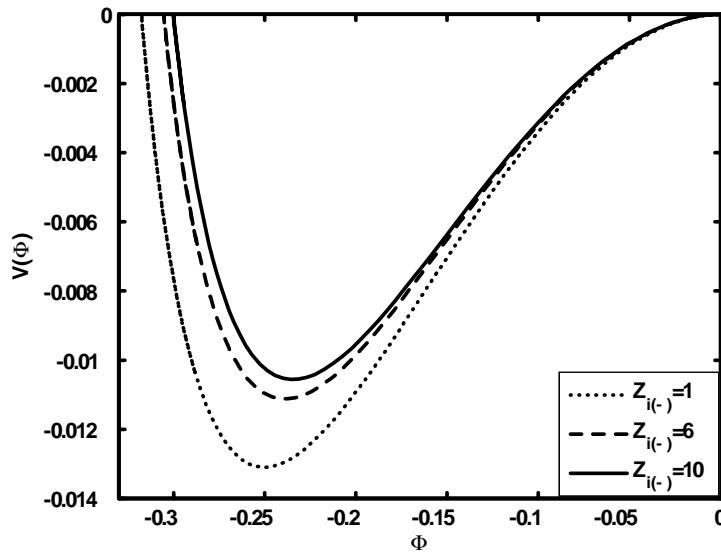


Figure 10b: Potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 10a pour différentes valeurs de $Z_{i(-)}$.

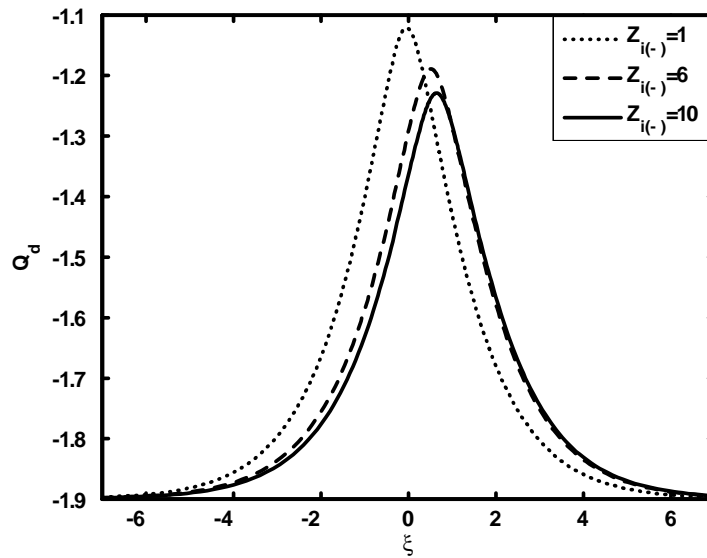


Figure 11: Profil spatial de la charge du grain de poussière Q_d pour différentes valeurs de $Z_{i(-)}$, avec $M = 1$. Les valeurs des paramètres sont celles de la figure 8a.

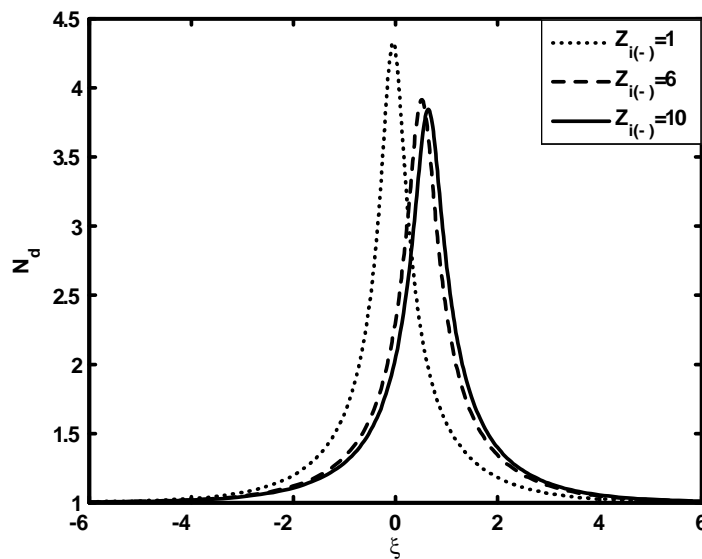


Figure 12: Profil spatial de la densité des ions positifs pour différentes valeurs de $Z_{i(-)}$. Les valeurs des autres paramètres sont celles de la figure 11.

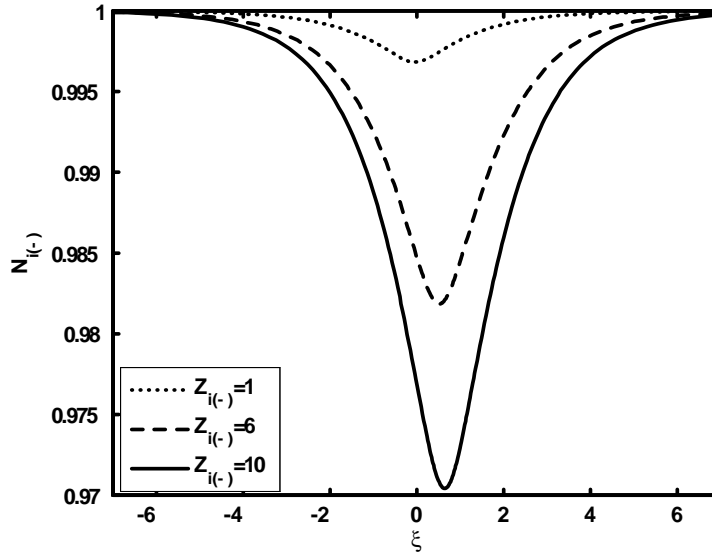


Figure 13: Profil spatial de la densité des ions négatifs pour différentes valeurs de $Z_{i(-)}$. Les autres paramètres utilisés sont ceux de la figure 11.

3.5 Cas où $I_{i(+)} + I_{i(-)} \neq 0$

Nous allons maintenant étendre l'analyse de la section précédente en tenant compte du terme convectif de l'équation (3.59), c'est à dire considérer le cas $I_{i(+)} + I_{i(-)} \neq 0$. Pour cela, considérons le cas d'un faisceau froid de grains de poussière que l'on peut décrire grâce à la fonction de distribution suivante[91],[92]

$$f_d = (x, \tilde{v}_d) = n_{d0} \frac{v_{d0}}{\tilde{v}_d} \delta(v_{d0} - \tilde{v}_d) \quad (3.76)$$

où

$$\tilde{v}_d = v_{d0} \left(1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^\Phi q_d d\Phi \right) \quad (3.77)$$

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

$$N_d = \frac{n_d}{n_{d0}} = \frac{v_{d0}}{\tilde{v}_d} = \frac{1}{(1 - \gamma\chi)^{1/2}}$$

où

$$\gamma = \frac{2T_{i(+)} r_d}{m_d e^2 v_{d0}^2}$$

et

$$\chi = \int_0^{\Phi} Q_d d\Phi \quad (3.78)$$

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

$$\frac{d^2\Phi}{dX^2} = -N_{i(+)} + \frac{N_{i(-)}}{f} + \frac{(f-1)}{f} \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (3.79)$$

Les équations précédentes sont complétées par l'équation d'évolution de la charge des grains de poussière dans le cas stationnaire

$$v_d dq_d/dx = I_{i(+)} + I_{i(-)} \quad (3.80)$$

Cette dernière traduit le principe de conservation de la charge électrique. Les expressions des courants de charge $I_{i(+)}$ et $I_{i(-)}$ ont déjà été données dans la section précédente. En réarrangeant les termes de l'équation précédente, nous obtenons l'équation de charge adimensionnelle suivante

$$\frac{dQ_d}{dX} = kN_d \left\{ (1 - Q_d) \exp(-\Phi) - \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \frac{1}{f} \exp(Z_{i(-)}\sigma Q_d) \exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi) \right\} \quad (3.81)$$

avec

$$k = \sqrt{\frac{2n_{i0(+)}e^2r_d^2}{m_{i(+)}v_{d0}^2}} \quad (3.82)$$

A l'équilibre ($\Phi = 0$), l'équation (3.81) requiert

$$f = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \exp(Z_{i(-)}\sigma Q_{d0})}{1 - Q_{d0}} \quad (3.83)$$

3.5.1 Résultats numériques et discussion

Les équations (3.78), (3.79) et (3.81) sont intégrées numériquement. La figure 14 montre que le phénomène de fluctuation de la charge électrique des grains de poussière entraîne une augmentation de l'amplitude du soliton localisé et une réduction de sa largeur. Cet effet est plus prononcé et plus important dans le cas des petites valeurs de $Z_{i(-)}$ (Fig.15). La figure 16 montre que sous certaines conditions, l'effet de la variation de la charge des grains de poussière devient assez important. La variation de la charge fournit un mécanisme physique alternatif qui cause une dissipation, dite anormale, qui de concert avec les non linéarités du système donne naissance à une onde de choc. 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[91]-[96], qu'expérimentalement[98]. Nous notons que l'effet de séparation des charges se manifeste par l'apparition de quelques oscillations dans le profil de l'onde de choc. Le nombre de ces oscillations devient moins important à mesure que $Z_{i(-)}$ diminue: c'est un cas de dissipation dominante.

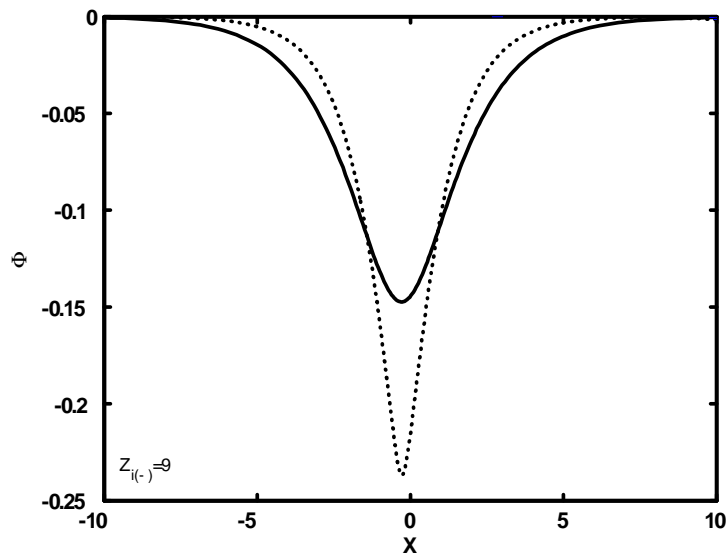


Figure 14: Potentiel électrostatique solitaire Φ de l'onde acoustique poussiéreuse, avec

$Q_{d0} = -1.8$, $T_{i(+)} = 0.4\text{eV}$, $\sigma = 0.02$, $\mu = 0.6$, $n_{i0} = 10^{14}\text{cm}^{-3}$, $v_{d0} = 0.9\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ et $r_d = 0.1\mu\text{m}$. Les valeurs de k et de f sont données, respectivement, par 58675 et 1.41.

Trait plein: charge constante. Pointillés: charge variable.

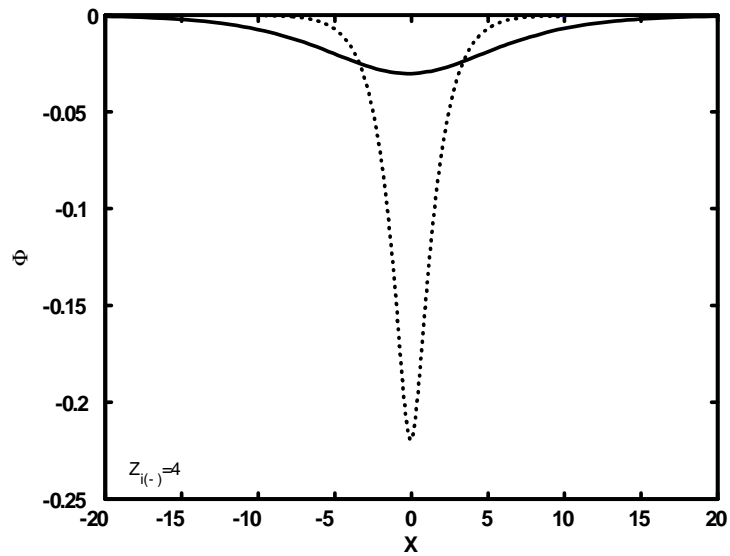


Figure 15: Potentiel électrostatique solitaire Φ de l'onde acoustique poussiéreuse. Les valeurs des paramètres utilisés sont celles de la figure 14 avec $Z_{i(-)} = 4$ ($f = 1.69$). Trait plein: charge constante. Pointillés: charge variable.

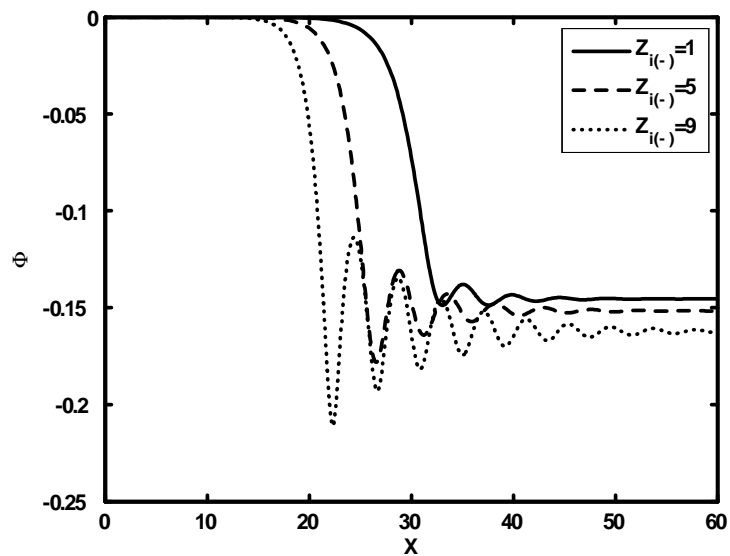


Figure 16: Potentiel électrostatique en onde de choc Φ de l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs de $Z_{i(-)} = 1$ ($f = 1.88$), 5 ($f = 1.63$) et 9 ($f = 1.41$). Les valeurs des paramètres utilisés sont celles de la figure 14 avec $n_{i0(+)} = 10^4 \text{cm}^{-3}$ ($k = 0.5867$).

4

Ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma électronégatif à charge variable en présence d'ions non isothermiques

4.1 Cas d'ions négatifs non thermiques

Les plasmas de basses températures composés d'électrons, d'ions et de grains de poussière ont été étudié par plusieurs auteurs[51],[54]. Les grains de poussière sont plus massifs que les ions. Les grains de poussière sont source d'ionisation et de recombinaison et leur charge dépend des paramètres locaux de plasma. Il a été constaté que la présence des grains de poussière chargé modifie les spectres d'onde existant dans le plasma[40]. D'un autre coté, il a été démontré que la dynamique des grains de poussière introduit de nouveaux modes tels que le mode acoustique poussiéreux (DA)[6] (régime faiblement couplé), le mode poussiéreux de réseau[55] (régime fortement couplé), le mode de Bernstein, Greene et Kruskal poussiéreux (DBGK)[56]...etc. Les processus collectifs non linéaires ont été intensément étudiés dans les plasmas poussiéreux électropositifs (ions positifs)[57]-[67]. Ces études ont été réalisées en utilisant l'approche du pseudo-potentiel de Sagdeev ou la théorie de la perturbation réductive qui mène à des systèmes dynamiques décrits par des équations de type Korteweg-de Vries (K- dV) ou de type équation non linéaire de Schrödinger (NLS). De nos jours, les plasmas

poussiéreux électronégatifs, chimiquement très réactifs, ont fait l'objet d'un profond regain d'intérêt[68]-[85] à cause de leurs applications technologiques (semiconducteurs[86], synthèse des nano-matériaux[87],...etc.) et leurs rôle essentiel dans les plasmas astrophysiques (région D de l'ionosphère, la mésosphère, la photosphère solaire,...etc.). Dans la plupart de ces plasmas astrophysiques et de laboratoire, les électrons sont attachés sur la surface des grains de poussière et leurs densités dans le plasma décroît de manière sensible ($n_{e0} \rightarrow 0$). Par conséquent, les ions peuvent jouer un rôle crucial. Le plasma peut alors être perçu comme un plasma "grain-ion-ion" où presque tous les électrons sont remplacés par des ions négatifs comme cela a été décrit dans les références [88], [89] et [90] dans le cas d'un plasma "ion-ion". Cependant, la formation des ondes acoustiques poussiéreuses non linéaires dans un plasma "grain-ion-ion" n'a pas fait l'objet d'une grande attention. Par conséquent, on se propose, dans ce chapitre, de présenter une étude théorique des ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable contenant des ions négatifs non thermiques, loin de leur équilibre thermodynamique. Il s'agit en fait d'étendre notre analyse précédente au cas d'un plasma poussiéreux contenant une population d'ions négatifs rapides et non thermiques.

4.1.1 Formulation mathématique

Considérons un plasma poussiéreux non collisionnel et non magnétisé, composé d'ions positifs, d'ions négatifs et de grains de poussière négatifs de densités respectives $n_{i(+)}$, $n_{i(-)}$ et n_d . Les grains de poussière sont supposés être de forme sphérique, de rayon r_d , de masse m_d et de charge $q_d = -Z_d e$. La densité des ions positifs, distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann, est donnée par

$$n_{i(+)} = n_{i0(+)} \exp(-e\phi/T_{i(+)}), \quad (4.1)$$

où ϕ représente le potentiel électrostatique et $T_{j=i(+),i(-)}$ la température des particules d'espèce j . A l'équilibre ($\phi = 0$), la condition de quasi-neutralité requiert $f = n_{i0}/n_{e0} = Z_d n_{d0}/n_{e0} + 1$, où l'indice "0" désigne des quantités non perturbées. Les grains de poussière sont décrits par un faisceau froid de grains de poussière que l'on peut modéliser grâce à la fonction de distribution suivante[91],[92]

$$f_d = (x, \tilde{v}_d) = n_{d0} \frac{v_{d0}}{\tilde{v}_d} \delta(v_{d0} - \tilde{v}_d) \quad (4.2)$$

où

$$\tilde{v}_d = v_{d0} \left(1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^\Phi q_d d\Phi \right) \quad (4.3)$$

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

$$N_d = \frac{n_d}{n_{d0}} = \frac{v_{d0}}{\tilde{v}_d} = \frac{1}{\left(1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^\Phi q_d d\Phi\right)^{1/2}} \quad (4.4)$$

Nous allons maintenant étendre l'analyse précédente au cas d'un plasma poussiéreux contenant une population d'ions négatifs rapides et non thermiques[96]. Pour cela, nous utiliserons les mêmes équations de base que précédemment. Cependant, les ions négatifs n'étant plus en équilibre thermodynamique, nous les décrirons grâce à la fonction de distribution dite de Cairns[93] suivante

$$F_{i(-)}(v) = F_{i(-)}(v_x, v_y, v_z) = \frac{n_{i0(-)}}{(1 + 3\alpha)} \left(\frac{1}{2\pi v_{thi(-)}^2}\right)^{3/2} \left[1 + \alpha \left(\frac{v_x^2}{v_{thi(-)}^2} - 2\frac{Z_{i(-)}e\phi}{T_{i(-)}}\right)^2\right] \exp\left(-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2v_{thi(-)}^2} + \frac{Z_{i(-)}e\phi}{T_{i(-)}}\right) \quad (4.5)$$

α est un paramètre déterminant le nombre d'ions négatifs non thermiques présents dans notre modèle de plasma et $v_{thi(-)} = \sqrt{T_{i(-)}/m_{i(-)}}$ leur vitesse thermique. La densité numérique des ions négatifs est alors donnée par

$$n_{i(-)} = \int F_{i(-)}(v) d^3v = n_{i0(-)} \left\{1 + b \left(\frac{Z_{i(-)}^2 e^2 \phi^2}{T_{i(-)}^2} - \frac{Z_{i(-)} e \phi}{T_{i(-)}}\right)\right\} \exp\left(\frac{Z_{i(-)} e \phi}{T_{i(-)}}\right) \quad (4.6)$$

avec

$$b = \frac{4\alpha}{(1 + 3\alpha)} \quad (4.7)$$

L'équation de Poisson peut alors s'écrire, dans le système des variables normalisées précédent (voir chapitre précédent), sous la forme suivante

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = -N_{i(+)} + \frac{N_{i(-)}}{f} + \frac{(f-1)}{f} \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (4.8)$$

avec

$$N_{i(-)} = \frac{n_{i(-)}}{n_{i0(-)}} = [1 + \beta(Z_{i(-)}^2 \sigma^2 \Phi^2 - Z_{i(-)} \sigma \Phi)] \exp(Z_{i(-)} \sigma \Phi) \quad (4.9)$$

$$N_{i(+)} = \frac{n_{i(+)}}{n_{i0(+)}} = \exp(-\Phi) \quad (4.10)$$

$$N_d = \frac{n_d}{n_{d0}} = (1 - 2\chi/M^2)^{-1/2} \quad (4.11)$$

$$\chi = \int_0^\Phi Q_d d\Phi \quad (4.12)$$

En procédant de la même manière que dans le chapitre précédent, nous obtenons les expressions des courants de charge suivants[97]

$$I_{i(+)} = \pi r_d^2 e n_{i0(+)} \sqrt{\frac{8T_{i(+)}}{\pi m_{i(+)}}} (1 - Q_d) \exp(-\Phi) \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} I_{i(-)} = & -\pi r_d^2 e n_{i0(-)} Z_{i(-)} \sqrt{\frac{8T_{i(-)}}{\pi m_{i(-)}}} \frac{1}{(1 + 3\alpha)} \exp[Z_{i(-)}\sigma(Q_d + \Phi)] \left\{ 1 + \frac{24\alpha}{5} + \frac{4\alpha}{5} Z_{i(-)}^2 \sigma^2 Q_d^2 \right. \\ & \left. + \frac{8\alpha}{3} Z_{i(-)}^2 \sigma^2 Q_d \Phi - \frac{16\alpha}{5} Z_{i(-)} \sigma Q_d - \frac{16\alpha}{3} Z_{i(-)} \sigma \Phi + 4\alpha Z_{i(-)}^2 \sigma^2 \Phi^2 \right\} \end{aligned} \quad (4.14)$$

où $v_{\min} = (-2Z_{i(-)}eq_d/m_{i(-)}C)^{1/2}$ est la vitesse minimale que doit avoir un ion négatif afin de pouvoir atteindre la surface, portée à un potentiel négatif, du grain de poussière. Pour $\alpha = 0$ (absence d'ions négatifs non thermiques), nous retrouvons l'expression bien connue du courant de charge ionique dans le cas d'ions négatifs distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann.

$$I_{i(-)} = -\pi r_d^2 Z_{i(-)} e n_{i0(-)} \sqrt{\frac{8T_{i(-)}}{\pi m_{i(-)}}} \frac{1}{(1 + 3\alpha)} \exp[Z_{i(-)}\sigma(Q_d + \Phi)] \quad (4.15)$$

Il serait peut être utile de comparer le courant exact $I_{i(-)}$ (4.15) que nous avons établi à celui du courant approximatif $I_{i(-)}^{app}$, jusque là utilisé dans la littérature

$$I_{i(-)}^{app} = -\pi r_d^2 Z_{i(-)} e \sqrt{\frac{8T_{i(-)}}{\pi m_{i(-)}}} n_{i(-)} \exp[Z_{i(-)}\sigma(Q_d)] \quad (4.16)$$

Le rapport

$$\frac{I_{i(-)}}{I_{i(-)}^{app}} = \frac{1 + \frac{24\alpha}{5} + \frac{4\alpha}{5} Z_{i(-)}^2 \sigma^2 Q_d^2 + \frac{8\alpha}{3} Z_{i(-)}^2 \sigma^2 Q_d \Phi - \frac{16\alpha}{5} Z_{i(-)} \sigma Q_d - \frac{16\alpha}{3} Z_{i(-)} \sigma \Phi + 4\alpha Z_{i(-)}^2 \sigma^2 \Phi^2}{1 + 3\alpha} \quad (4.17)$$

indique clairement que l'égalité $I_{i(-)} \simeq I_{i(-)}^{app}$ n'est satisfaite que pour $\alpha = 0$. L'équation de la charge peut alors s'écrire sous la forme adimensionnelle suivante

$$\begin{aligned} \frac{dQ_d}{dX} = kN_d \left\{ (1 - Q_d) \exp(-\Phi) - \left[\frac{\exp(Z_{i(-)}\sigma(Q_d + \Phi))}{f(1 + 3\alpha)} \right] \right. \\ \left. \left[1 + \frac{24\alpha}{5} + \frac{4\alpha}{5} Z_{i(-)}^2 \sigma^2 Q_d^2 + \frac{8\alpha}{3} Z_{i(-)}^2 \sigma^2 Q_d \Phi \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{16\alpha}{5} Z_{i(-)} \sigma Q_d - \frac{16\alpha}{3} Z_{i(-)} \sigma \Phi + 4\alpha Z_{i(-)}^2 \sigma^2 \Phi^2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.18)$$

où

$$k = \left(\frac{2n_{i0(+)} e^2 r_d^2}{m_{i(+)} v_{d0}^2} \right)^{1/2} \quad (4.19)$$

A l'équilibre, l'équation (4.18) requiert

$$f = \frac{1}{5} \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \left\{ \frac{5 + 24\alpha - 16\alpha Z_{i(-)} \sigma Q_{d0} + 4\alpha Z_{i(-)}^2 \sigma^2 Q_{d0}^2}{(1 + 3\alpha)(1 - Q_{d0})} \right\} \exp(Z_{i(-)} \sigma Q_{d0}) \quad (4.20)$$

L'équation de Poisson peut être réécrite sous la forme d'une quadrature

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = 0 \quad (4.21)$$

avec

$$\begin{aligned} V(\Phi) = [1 - \exp(-\Phi)] + \frac{1}{f Z_{i(-)} \sigma} \{ (1 + 3b) - \\ \exp(Z_{i(-)} \sigma \Phi) [1 + b ((Z_{i(-)} \sigma \Phi)^2 - 3Z_{i(-)} \sigma \Phi + 3)] \} \\ - \frac{f - 1}{f Q_{d0}} M^2 \left[1 - \sqrt{1 - 2 \frac{\chi}{M^2}} \right] \end{aligned} \quad (4.22)$$

et

$$\chi = \int_0^{\Phi} Q_d d\Phi \quad (4.23)$$

L'équation (4.22) représente le pseudo- potentiel ou potentiel de Sagdeev[47]. Rappelons que l'équation (4.21) peut être perçue 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 à partir de l'équation (4.22) que

$$V(\Phi = 0) = \left[\frac{dV(\Phi)}{d\Phi} \right]_{\Phi=0} = 0 \quad (4.24)$$

L'équation (4.21) admettra alors une solution en onde solitaire si

$$(i) \left(\frac{d^2 V}{d^2 \Phi} \right)_{\Phi=0} < 0 \text{ (le point à l'origine est instable);}$$

- (ii) il existe une valeur maximale ou minimale Φ_m de Φ pour laquelle $V(\Phi_m) = 0$;
 (iii) $V(\Phi) < 0$ pour tout Φ compris entre 0 et Φ_m .

La deuxième condition signifie qu'une quasi-particule d'énergie totale nulle sera réfléchiée à la position $\Phi = \Phi_m$ alors que la troisième condition indique que V doit être un puits de potentiel dans lequel la quasi-particule est piégée. Les conditions (i)-(iii) requièrent des paramètres plasma qui satisfont (notons que $Q_{d0} < 0$)

$$\left(\frac{dQ_d}{d\Phi}\right)_{\Phi=0} > -\frac{f}{(f-1)} \left(1 + \frac{Z_{i(-)}\sigma}{f}(1-b)\right) Q_{d0} - \frac{Q_{d0}^2}{M^2} \quad (4.25)$$

et

$$V(\Phi_c) > 0 \quad (4.26)$$

où Φ_c est la valeur minimale ou maximale de Φ correspondant à la valeur minimale ou maximale de χ , $\chi_c = -M^2/2$, pour laquelle la densité N_d est réelle. Nous aurons alors

$$\begin{aligned} g(\Phi_c) = & [1 - \exp(-\Phi_c)] + \frac{1}{f} \left\{ \frac{1}{Z_{i(-)}\sigma} \left[1 + \beta\left(2 + \frac{1}{\sigma}\right)\right] \right. \\ & \left. - \exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi_c) \left[\frac{1}{Z_{i(-)}\sigma} + \beta \left(Z_{i(-)}\sigma\Phi_c^2 - \left(\Phi_c - \frac{1}{Z_{i(-)}\sigma}\right)\left(2 + \frac{1}{\sigma}\right) \right) \right] \right\} \\ & + \frac{(f-1)}{fQ_{d0}} M^2 > 0 \end{aligned} \quad (4.27)$$

Φ_c peut être aisément calculée en résolvant l'équation $g(\Phi_c) = 0$ grâce à la méthode de Newton

$$\Phi_c^{(n+1)} = \Phi_c^{(n)} - \frac{g[\Phi_c^{(n)}]}{g'[\Phi_c^{(n)}]} \quad (4.28)$$

Il peut être utile de noter que nous avons fait usage de

$$\frac{dN_d}{d\Phi} = -\frac{Q_d}{M^2(1 - 2\chi/M^2)^{3/2}} \quad (4.29)$$

Intéressons nous maintenant à la nature de ces structures solitaires (compression ou raréfaction). Cette nature peut être mise en évidence en développant le potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ à l'ordre trois en séries de Taylor. Les paramètres critiques sont ceux pour lesquels le terme quadratique est nul. A ce moment là, si le terme cubique est négatif, le puits de potentiel $V(\Phi)$ se trouvera du côté des Φ négatifs (soliton de raréfaction) et, dans le cas inverse, de celui des Φ positifs (soliton de compression). En vertu des deux expressions suivantes

$$\left(\frac{dQ_d}{d\Phi}\right)_{\Phi=0} = -\frac{f}{(f-1)} \left(1 + \frac{Z_{i(-)}\sigma}{f}(1-b)\right) Q_{d0} - \frac{Q_{d0}^2}{M^2} \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^3 V}{d\Phi^3} \right)_{\Phi=0} &= 1 - \frac{(Z_{i(-)}\sigma)^2}{f} + \frac{3Q_{d0}}{M^2} \left\{ -\left(\frac{f-1}{fM^2} + \frac{1}{3}\right)Q_{d0} \right. \\ &\quad \left. + \frac{Z_{i(-)}\sigma}{f}(1-b) + 1 \right\} - \frac{f-1}{fQ_{d0}} \left(\frac{d^2 Q_d}{d\Phi^2} \right)_{\Phi=0} \end{aligned} \quad (4.31)$$

notre analyse a révélé que si

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2 Q_d}{d\Phi^2} \right)_{\Phi=0} &> \frac{fQ_{d0}}{(f-1)} \left(1 - \frac{(Z_{i(-)}\sigma)^2}{f} \right) \\ &\quad + \frac{3fQ_{d0}}{(f-1)M^2} \left\{ -\left(\frac{f-1}{fM^2} + \frac{1}{3}\right)Q_{d0} + \frac{Z_{i(-)}\sigma}{f}(1-b) + 1 \right\} \end{aligned} \quad (4.32)$$

l'équation (4.21) n'admettra que des structures solitaires de raréfaction et, dans le cas inverse, des structures solitaires de compression.

4.1.2 Résultats numériques et discussion

Procédons maintenant à la présentation de nos résultats numériques. L'analyse numérique révèle l'existence d'ondes acoustiques poussiéreuses solitaires dont les propriétés dépendent fortement du nombre d'ions non thermiques α et du nombre de charge d'ions négatifs $Z_{i(-)}$ présents dans le plasma. La figure 1 montre que lorsque la charge des grains de poussière est variable, la profondeur du potentiel solitaire augmente alors que sa largeur est réduite. Cet élargissement additionnel (dû à la variation de la charge du grain de poussière) est plus prononcé pour les grandes valeurs de α , tel que indiqué sur la figure 2. La figure 3a montre la variation spatiale de Φ pour différentes valeurs du paramètre non thermique α . Le potentiel électrostatique exhibe un profil spatialement localisé comme l'atteste d'ailleurs la structure en forme de puits du potentiel de Sagdeev qui lui est associé (figure 3b). Chaque pic de Φ correspond à une valeur nulle de $V(\Phi)$. Une augmentation de α entraîne une diminution de l'amplitude du soliton et une augmentation de sa largeur. La charge des grains de poussière Q_d (figures 4 et 5) adopte le même profil localisé et reste négative. La figure 4 indique qu'à mesure que le nombre des ions négatifs énergétiques augmente, le grain de poussière collecte plus d'ions positifs réduisant ainsi la charge négative nette résidant sur la surface du grain (Q_d est moins négative pour les petites valeurs de α dans la région de localisation du soliton). Les grains de poussière (figures 6 et 7) font l'objet d'une forte localisation (accumulation). Cette localisation, due à l'équilibre des forces électrostatiques agissant sur les grains de poussière, est plus effective pour les petites (grandes) valeurs de α ($Z_{i(-)}$). Les figures 8 et 9 montrent que sous certaines conditions, l'effet de la variation de la charge du grain de

poussière devient assez important: la variation de la charge donne lieu à une dissipation alternative (autre que celle due aux collisions ou à l'interaction onde-particule) de l'énergie qui se traduit par une diminution de l'amplitude du front de l'onde et un transfert vers ce que l'on appelle une queue de bruit. Cette structure représente en réalité une onde de choc non collisionnelle qui trouve son origine dans le phénomène de la fluctuation de la charge électrique du grain de poussière. Les oscillations de cette dernière tendent à disparaître pour des valeurs élevées du paramètre non thermique α (Fig. 11) (cas de dissipation anormale dominante). Nous avons alors mené une investigation numérique sur un large spectre des paramètres du plasma dans le but d'établir le critère d'apparition des ondes de choc ou des ondes solitaires. Nous avons alors noté que l'amortissement anormal est intimement lié à la valeur de la constante k [Eq. (4.19)]: les grandes valeurs de k favorisent le développement de structures cohérentes (solitons) alors que les plus petites d'entre elles sont associées à l'existence de structures dissipatives (ondes de choc). Finalement, notons que la nature des ondes acoustiques poussiéreuses associées à notre présent modèle de plasma dépend sensiblement du paramètre non thermique α . Au-delà de certaines valeurs critiques de α , des ondes solitaires et/ou de choc compressives peuvent apparaître comme l'ont récemment noté El Taibany *et al.*[99],[100].

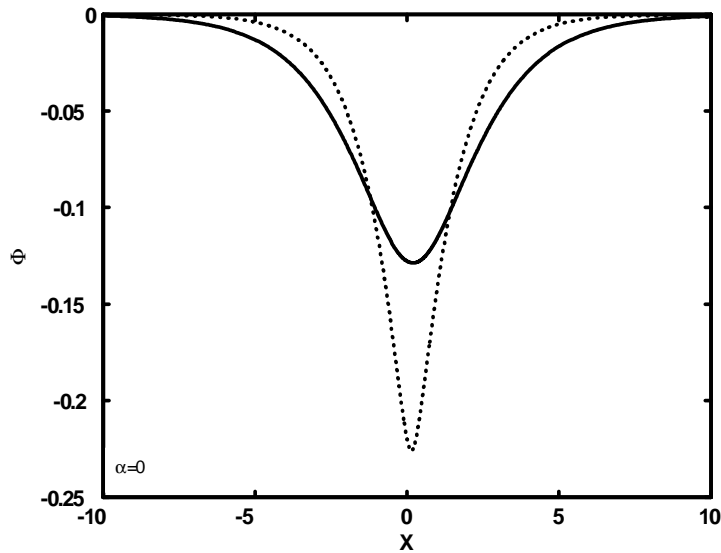


Figure 1: Potentiel électrostatique solitaire Φ de l'onde acoustique poussiéreuse pour $\alpha = 0$ dans le cas de la charge constante (trait plein) et variable (pointillés). Les paramètres choisis sont $Q_{d0} = -1.9$, $T_{i(+)} = 0.4\text{eV}$, $\sigma = 0.02$, $n_{i0} = 10^{14}\text{cm}^{-3}$, $v_{d0} = 0.9\text{ cm/s}$, $r_d = 0.1\mu\text{m}$, $\mu = 0.4$, $Z_{i(-)} = 3$ et $m_d = 10^{13}m_{i(+)}$. Les valeurs de k et de f sont données, respectivement, par 58675 et 1.376.

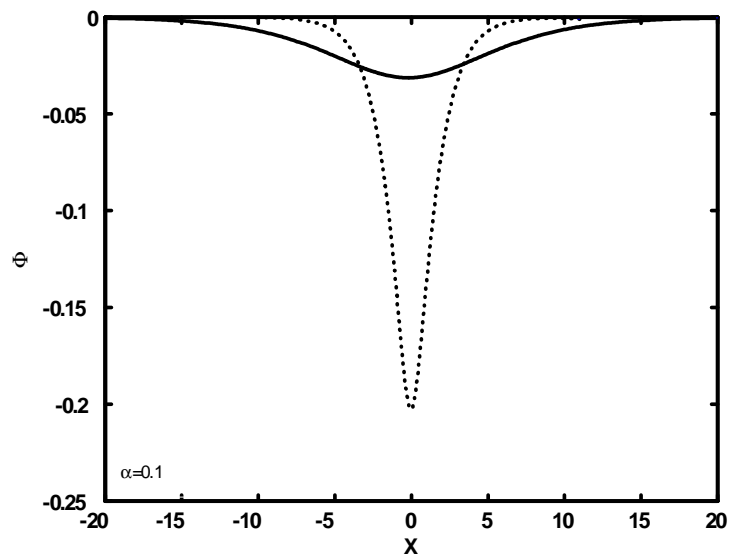


Figure 2: Potentiel électrostatique solitaire Φ de l'onde acoustique poussiéreuse. Les valeurs des paramètres utilisés sont celles de la figure 1 avec $\alpha = 0.1$ ($f = 1.6062$). Trait plein: charge constante. Pointillés: charge variable.

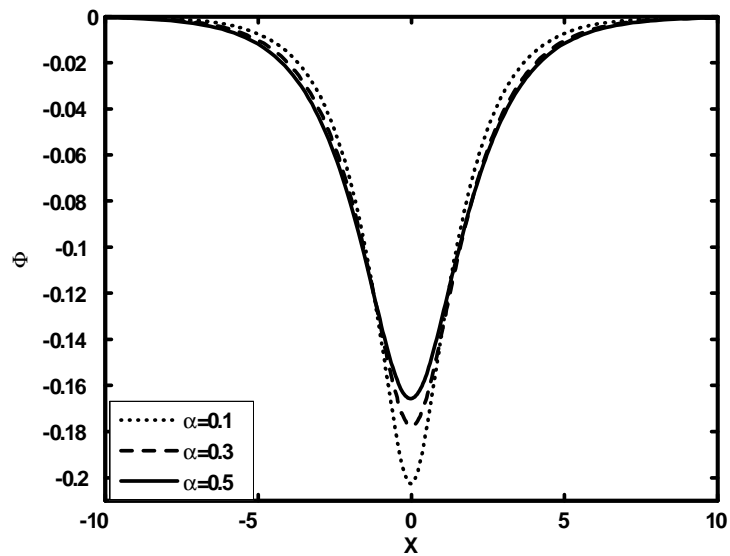


Figure 3a: Potentiel électrostatique solitaire Φ de l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du paramètre non thermique $\alpha = 0.1$ ($f = 1.60$), $\alpha = 0.3$ ($f = 1.84$) et $\alpha = 0.5$ ($f = 1.97$). Les autres paramètres utilisés sont ceux de la figure 1.

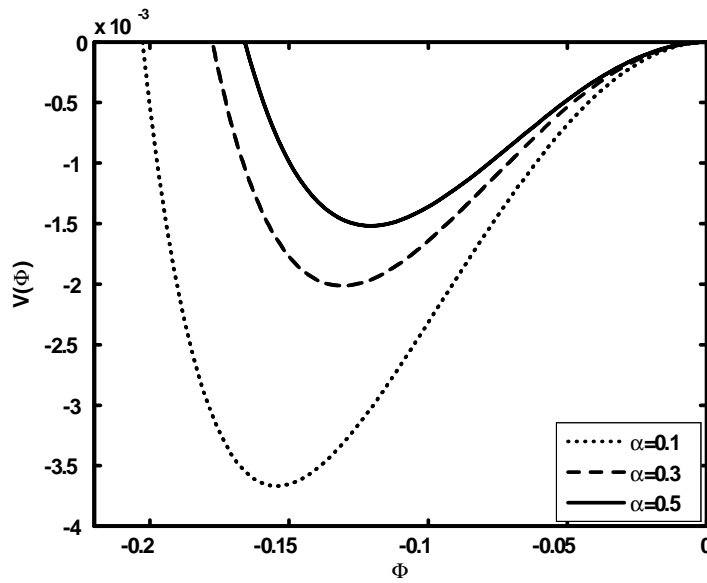


Figure 3b: Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ associé au soliton de la figure 3a pour différentes valeurs du paramètre non thermique α .

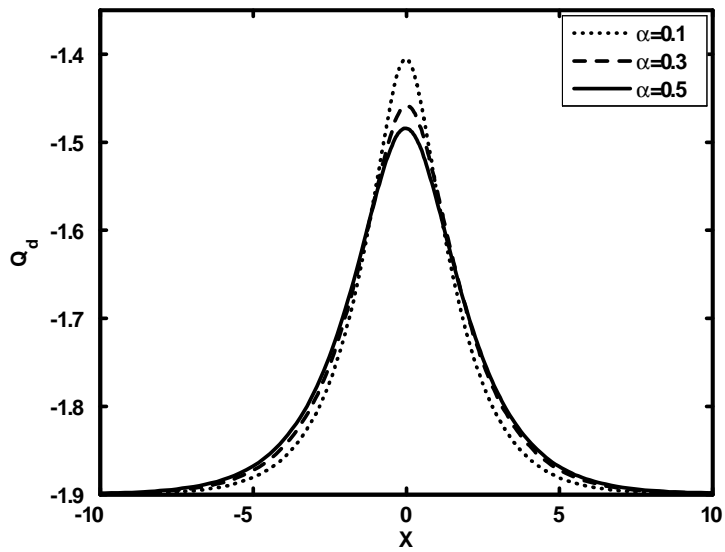


Figure 4: Profil spatial de la charge du grain de poussière Q_d pour différentes valeurs de α . Les autres paramètres utilisés sont ceux de la la figure 1.

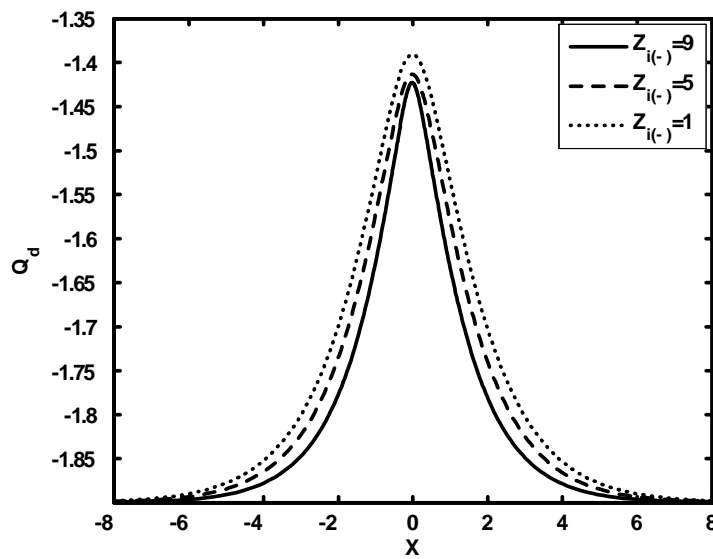


Figure 5: Profil spatial de la charge du grain de poussière Q_d pour différentes valeurs de $Z_{i(-)}$ avec $\alpha = 0.1$. Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 1.

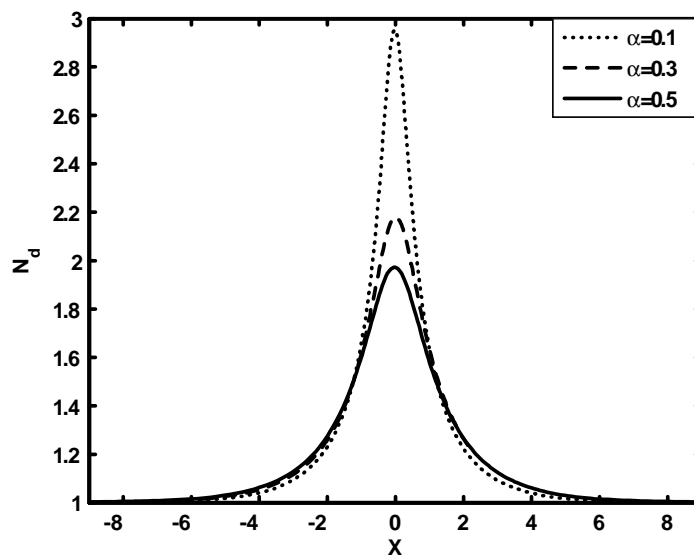


Figure 6: Profil spatial de la densité des grains de poussière N_d pour différentes valeurs du paramètre non thermique α . Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 4.

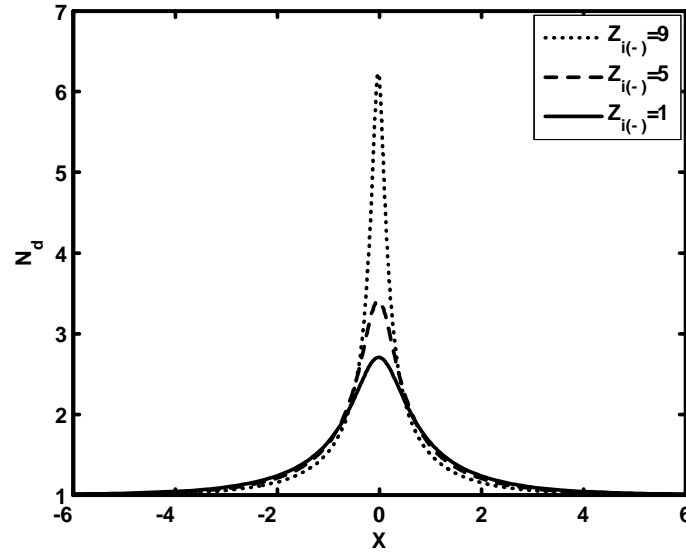


Figure 7: Profil spatial de la densité des grains de poussière N_d pour différentes valeurs de $Z_{i(-)}$ avec $\alpha = 0.1$. Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 5.

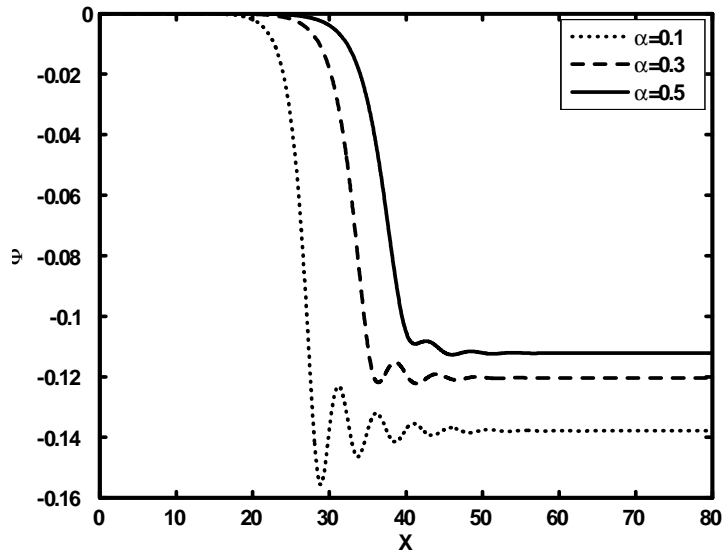


Figure 8: Solution en onde de choc du potentiel électrostatique Φ de l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du paramètre non thermique $\alpha = 0.1$ ($f = 1.60$), $\alpha = 0.3$ ($f = 1.84$) et $\alpha = 0.5$ ($f = 1.97$). Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 1 avec $n_{i0(+)} = 10^4 \text{cm}^{-3}$ ($k = 0.5868$).

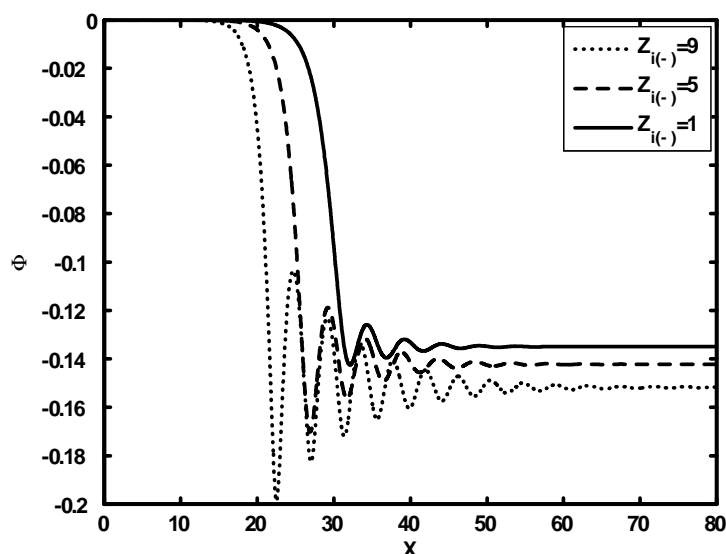


Figure 9: Solution en onde de choc du potentiel électrostatique Φ de l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du nombre de charge $Z_{i(-)} = 1$ ($f = 1.70$), 5 ($f = 1.51$) 9 ($f = 1.34$). Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 8 avec $\alpha = 0.1$.

4.2 Cas d'ions positifs piégés

4.2.1 Formulation mathématique

On se propose dans ce qui suit d'étendre notre étude au cas où les ions positifs se trouvent piégés dans le potentiel non linéaire associé à l'onde acoustique poussiéreuse. Cette extension n'est pas possible dans le cadre du modèle de Ma et Liu[58] car astreint à ne décrire que le cas où les particules du plasma de base sont distribuées selon la loi de Maxwell- Boltzmann. Pour cela, considérons un plasma poussiéreux composé de grains de poussière, d'ions négatifs Maxwelliens et d'une population d'ions positifs dont une partie est piégée dans le potentiel de l'onde acoustique poussiéreuse, de densités respectives n_d , $n_{i(-)}$ et $n_{i(+)}$. Les grains de poussière sont supposés être de forme sphérique, avoir la même charge q_d , le même rayon r_d et la même masse m_d . Les ondes acoustiques poussiéreuses (DAW) de faible vitesse de phase v_p , associées à un tel modèle de plasma, peuvent alors être décrites par les équations de base fluides (3.51)-(3.53) précédentes. Cependant, pour tenir compte des ions positifs dont une partie est piégée dans le potentiel de l'onde de large amplitude, nous utilisons la

fonction de distribution ionique de type vortex établie par Schamel[101]

$$f_{i(+)} = f_{if(+)} + f_{it(+)} \quad (4.33)$$

où

$$f_{i(+)}f(x, v_x) = n_{i0(+)} \left(\frac{m_{i(+)}}{2\pi T_{i(+)}f} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \left(\frac{m_{i(+)}v_x^2/2 + e\phi}{T_{i(+)}f} \right) \right\} \text{ pour } |v_x| > \sqrt{\frac{-2e\phi}{m_{i(+)}}} \quad (4.34)$$

et

$$f_{i(+)}t(x, v_x) = n_{i0(+)} \left(\frac{m_{i(+)}}{2\pi T_{i(+)}f} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\beta \left(\frac{m_{i(+)}v_x^2/2 + e\phi}{T_{i(+)}f} \right) \right\} \text{ pour } |v_x| \leq \sqrt{\frac{-2e\phi}{m_{i(+)}}} \quad (4.35)$$

Les indices f et t désignent, respectivement, les ions libres et piégés. Le paramètre β détermine la proportion relative des ions positifs piégés et est défini comme étant $|\beta| = T_{i(+)}f/T_{i(+)}t$, où $T_{i(+)}f$ et $T_{i(+)}t$ désignent, respectivement, la température des ions positifs libres et celle des ions positifs piégés. Moyennant la fonction de distribution $f_{i(+)}$ sur tout l'espace des vitesses

$$\begin{aligned} n_{i(+)}(\phi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} f_{i(+)}(x, v_x) dv_x \\ &= \int_{-\infty}^{-\sqrt{2e\phi/m_{i(+)}}} f_{i(+)}f dv_x + \int_{\sqrt{2e\phi/m_{i(+)}}}^{+\infty} f_{i(+)}f dv_x + \int_{-\sqrt{2e\phi/m_{i(+)}}}^{\sqrt{2e\phi/m_{i(+)}}} f_{i(+)}t dv_x \end{aligned} \quad (4.36)$$

nous obtenons pour $\beta > 0$

$$N_{i(+)} = n_{i(+)} / n_{i0(+)} = \exp(-\Phi) \operatorname{erf} c(\sqrt{-\Phi}) + \frac{1}{\sqrt{\beta}} \exp(-\beta\Phi) \operatorname{erf}(\sqrt{-\beta\Phi}) \quad (4.37)$$

et pour $\beta < 0$

$$N_{i(+)} = n_{i(+)} / n_{i0(+)} = \exp(-\Phi) \operatorname{erf} c(\sqrt{-\Phi}) + \frac{2}{\sqrt{-\pi\beta}} \operatorname{W}(\sqrt{\beta\Phi}) \quad (4.38)$$

où

$$\operatorname{erf} c(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (4.39)$$

et

$$\operatorname{W}(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt \quad (4.40)$$

représente l'intégrale de Dawson. En procédant de la même manière que précédemment, nous obtenons à partir de (3.66) la relation qui lie la charge Q_d au potentiel plasma Φ , à savoir

$$Q_d = 1 - \frac{1}{Z_{i(-)}\sigma} \operatorname{Lambert} \left\{ \frac{Z_{i(-)}\sqrt{\mu\sigma} N_{i(-)} \exp(Z_{i(-)}\sigma)}{f N_{i(+)}} \right\} \quad (4.41)$$

où $\mu = m_{i(+)} / m_{i(-)}$ et $\sigma = T_{i(+)} / T_{i(-)}$. En substituant (4.37) ou (4.38) dans la relation (4.41), nous obtenons

$$Q_d = 1 - \frac{1}{Z_{i(-)}\sigma} \text{Lambert} \left\{ \frac{\sqrt{\mu\sigma}}{f} \frac{\exp(Z_{i(-)}\sigma) \exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi)}{\left(\exp(-\Phi) \operatorname{erf} c(\sqrt{-\Phi}) + \frac{1}{\sqrt{\beta}} \exp(-\beta\Phi) \operatorname{erf}(\sqrt{-\beta\Phi}) \right)} \right\} \quad (4.42)$$

pour $\beta > 0$ et

$$Q_d = 1 - \frac{1}{Z_{i(-)}\sigma} \text{Lambert} \left\{ \frac{\sqrt{\mu\sigma}}{f} \frac{\exp(Z_{i(-)}\sigma) \exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi)}{\exp(-\Phi) \operatorname{erf} c(\sqrt{-\Phi}) + \frac{2}{\sqrt{-\pi\beta}} \operatorname{W}(\sqrt{\beta\Phi})} \right\} \quad (4.43)$$

pour $\beta < 0$. Il est aisé de vérifier que les deux arguments suivants

$$\frac{\sqrt{\mu\sigma}}{f} \frac{\exp(Z_{i(-)}\sigma) \exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi)}{\exp(-\Phi) \operatorname{erf} c(\sqrt{-\Phi}) + \frac{1}{\sqrt{\beta}} \exp(-\beta\Phi) \operatorname{erf}(\sqrt{-\beta\Phi})} \quad (4.44)$$

et

$$\frac{\sqrt{\mu\sigma}}{f} \frac{\exp(Z_{i(-)}\sigma) \exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi)}{\exp(-\Phi) \operatorname{erf} c(\sqrt{-\Phi}) + \frac{2}{\sqrt{-\pi\beta}} \operatorname{W}(\sqrt{\beta\Phi})} \quad (4.45)$$

sont toujours positifs quelque soit la valeur de Φ et des autres paramètres. A l'instar du modèle Maxwellien, les deux relations (4.42) et (4.43) satisfont la condition d'équilibre ($\Phi = 0 \rightarrow Q_d = Q_{d0}$) suivante

$$Q_{d0} = 1 - \frac{1}{Z_{i(-)}\sigma} \text{Lambert} \left\{ \frac{\sqrt{\mu\sigma}}{f} \exp(Z_{i(-)}\sigma) \right\} \quad (4.46)$$

L'équation de Poisson (3.79) peut alors s'écrire sous la forme

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = & - \left\{ \exp(-\Phi) \operatorname{erf} c(\sqrt{-\Phi}) + \frac{1}{\sqrt{\beta}} \exp(-\beta\Phi) \operatorname{erf}(\sqrt{-\beta\Phi}) \right\} \\ & + \frac{Q_d(f-1)}{fQ_{d0}} \left(1 - \frac{2\chi}{M^2} \right)^{-1/2} + \frac{1}{f} \exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi) \end{aligned} \quad (4.47)$$

pour $\beta > 0$, et

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = & - \left\{ \exp(-\Phi) \operatorname{erf} c(\sqrt{-\Phi}) + \frac{2}{\sqrt{-\pi\beta}} \operatorname{W}(\sqrt{\beta\Phi}) \right\} \\ & + \frac{Q_d(f-1)}{Q_{d0}f} \left(1 - \frac{2\chi}{M^2} \right)^{-1/2} + \frac{1}{f} \exp(Z_{i(-)}\sigma\Phi) \end{aligned} \quad (4.48)$$

pour $\beta < 0$. En multipliant chaque membre des équations (4.47) et (4.48) 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

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = 0 \quad (4.49)$$

où $V(\Phi)$ représente le potentiel de Sagdeev et est donné par

$$V(\Phi) = \left\{ 1 - \exp(-\Phi) \operatorname{erf} c(\sqrt{-\Phi}) - \frac{1}{\beta^{3/2}} \exp(-\beta\Phi) \operatorname{erf}(\sqrt{-\beta\Phi}) \right\} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(1 - \frac{1}{\beta} \right) \sqrt{-\Phi} + \frac{1}{f Z_{i(-)} \sigma} [1 - \exp(Z_{i(-)} \sigma \Phi)] - \left(\frac{f-1}{f} \right) \frac{M^2}{Q_{d0}} \left[1 - \left(1 - \frac{2\chi}{M^2} \right)^{1/2} \right] \quad (4.50)$$

pour $\beta > 0$, et par

$$V(\Phi) = \left\{ 1 - \exp(-\Phi) \operatorname{erf} c(\sqrt{-\Phi}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{W(\sqrt{\beta\Phi})}{\beta\sqrt{-\beta}} + \left(1 - \frac{1}{\beta} \right) \sqrt{-\Phi} \right] \right\} + \frac{1}{f Z_{i(-)} \sigma} [1 - \exp(Z_{i(-)} \sigma \Phi)] - \left(\frac{f-1}{f} \right) \frac{M^2}{Q_{d0}} \left[1 - \left(1 - \frac{2\chi}{M^2} \right)^{1/2} \right] \quad (4.51)$$

pour $\beta < 0$. Il est aisé de vérifier à partir des équations (4.50) et (4.51) que

$$V(\Phi = 0) = \left[\frac{dV(\Phi)}{d\Phi} \right]_{\Phi=0} = 0 \quad (4.52)$$

L'équation (4.5) admettra alors une solution en onde solitaire si

$$\left[\frac{d^2V(\Phi)}{d\Phi^2} \right]_{\Phi=0} < 0 \quad (4.53)$$

ou

$$\left[\frac{d^2V(\Phi)}{d\Phi^2} \right]_{\Phi=0} = - \left\{ 1 + \frac{Z_{i(-)} \sigma}{f} + \frac{(f-1)}{f M^2} Q_{d0} + \frac{(f-1)}{f Q_{d0}} \left(\frac{dQ_d}{d\Phi} \right)_{\Phi=0} \right\} < 0 \quad (4.54)$$

Moyennant les expressions (3.81) et (3.82) de Q_d en fonction de Φ , la condition (4.53) peut être réécrite sous la forme

$$- \left\{ 1 + \frac{Z_{i(-)} \sigma}{f} + \frac{(f-1)}{f M^2} Q_{d0} - \frac{(f-1)}{f Q_{d0}} \left[\frac{\operatorname{Lambert}(\sqrt{\mu\sigma} \exp(\sigma)/f)(1+1/\sigma)}{1 + \operatorname{Lambert}(\sqrt{\mu\sigma} \exp(\sigma)/f)} \right] \right\} < 0 \quad (4.55)$$

Notons qu'en vertu des équations (3.66) et (3.67), notre modèle de plasma ne peut admettre que des ondes solitaires de raréfaction ($\Phi < 0$).

4.2.2 Résultats numériques

Nous allons maintenant procéder à la présentation de nos résultats numériques. L'équation (4.49) est intégrée numériquement pour différentes valeurs du nombre de Mach M , du paramètre de piégeage β , du paramètres Q_{d0} , du rapport de températures σ et de masse μ ,

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). L'équation (4.5) peut être résolue soit comme un problème aux valeurs limites, soit comme un problème aux valeurs initiales. Par souci de simplicité et compte tenu du fait que la solution ne nous intéresse que dans le domaine d'intégration, nous avons choisi de la résoudre comme problème aux valeurs initiales avec $\Phi(\xi = 0) = 0$ et $E_0 = -(d\Phi/d\xi)(\xi = 0) = 10^{-12}$. La figure 10a montre la variation spatiale de Φ pour différentes valeurs du nombre de Mach M . Le potentiel électrostatique développe un profil solitaire spatialement localisé. Ce résultat est étayé par la structure en forme de puits du potentiel de Sagdeev (Fig. 10b) qui lui est associé. L'amplitude du soliton augmente à mesure que M augmente. Notons que des résultats qualitativement similaires peuvent être obtenus dans le cas où β est négatif. Les figures 11a et 11b montrent qu'une augmentation du nombre de charge $Z_{i(-)}$ entraîne un accroissement de l'amplitude du soliton. Les figures 12a et 12b indiquent qu'une diminution du rapport de masses $\mu = m_{i(+)} / m_{i(-)}$ se traduit par une augmentation de l'amplitude du soliton et une réduction de sa largeur. Les figures 13a et 13b révèlent qu'au fur et à mesure que les ions positifs dévient de leur équilibre thermodynamique, l'amplitude du soliton décroît alors que sa largeur augmente. La charge des grains de poussière Q_d (Fig.14) adopte le même profil localisé et devient moins négative à mesure que les ions positifs tendent à restaurer leur équilibre thermodynamique. Cette restauration s'accompagne d'une forte localisation (accumulation) des grains de poussière (Fig.15), résultat d'un équilibre entre les forces électrostatiques agissant sur les grains de poussière, et d'un dépeuplement (appauvrissement) des ions négatifs dans la région de localisation du soliton (Fig.16).

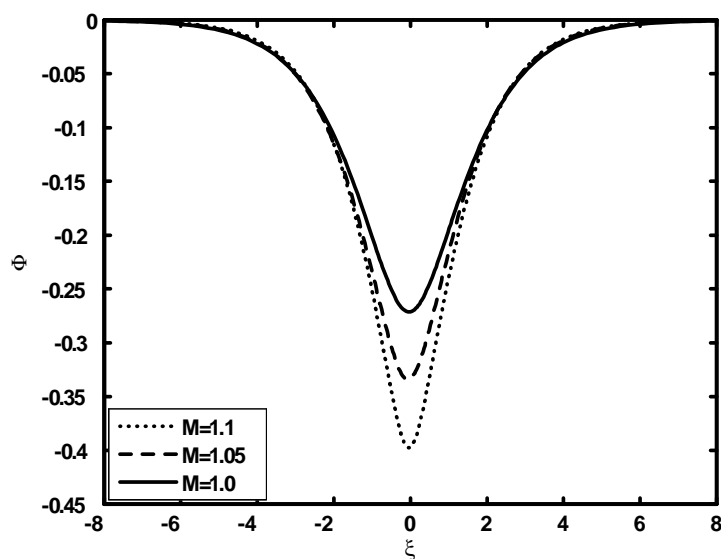


Figure 10a: Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du nombre de Mach M , avec $\beta = 0.2$, $Q_{d0} = -1.8$, $\mu = 0.4$, $Z_{i(-)} = 3$ et $\sigma = 0.01$.

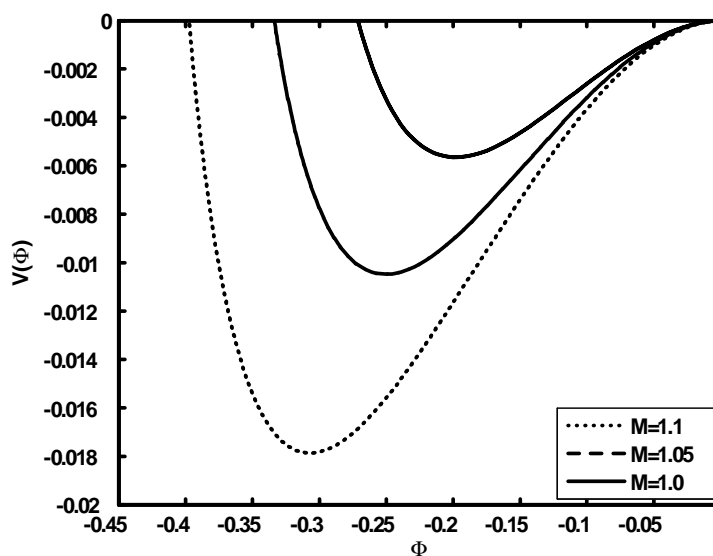


Figure 10b: Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ associé au soliton de la figure 10a pour différentes valeurs du nombre de Mach M .

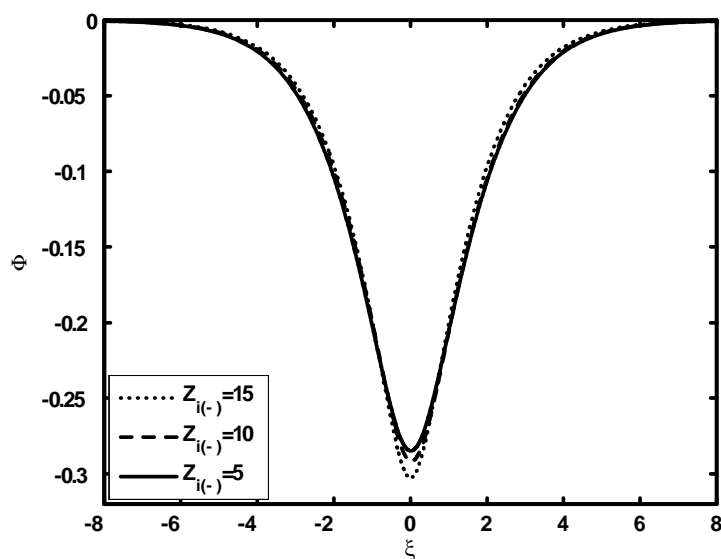


Figure 11a: Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du nombre de charge $Z_{i(-)}$ avec $M = 1.01$. Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 10a.

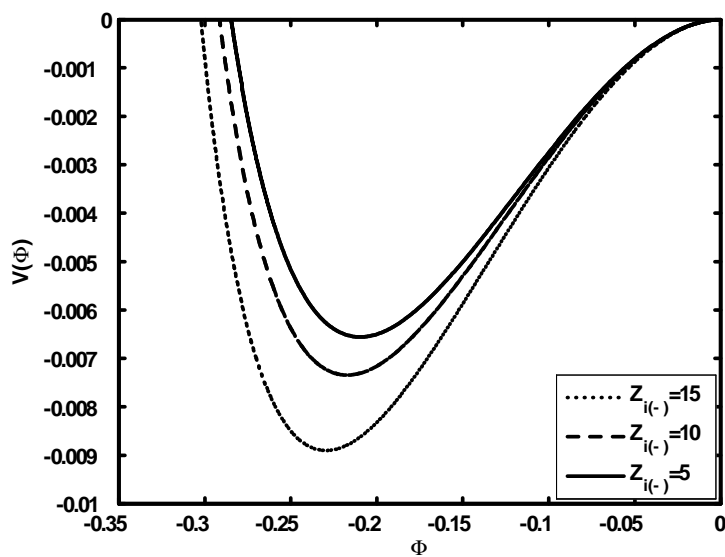


Figure 11b: Potentiel de Sagdeev associé au soliton de la figure 11a pour différentes valeurs du nombre de charge $Z_{i(-)}$.

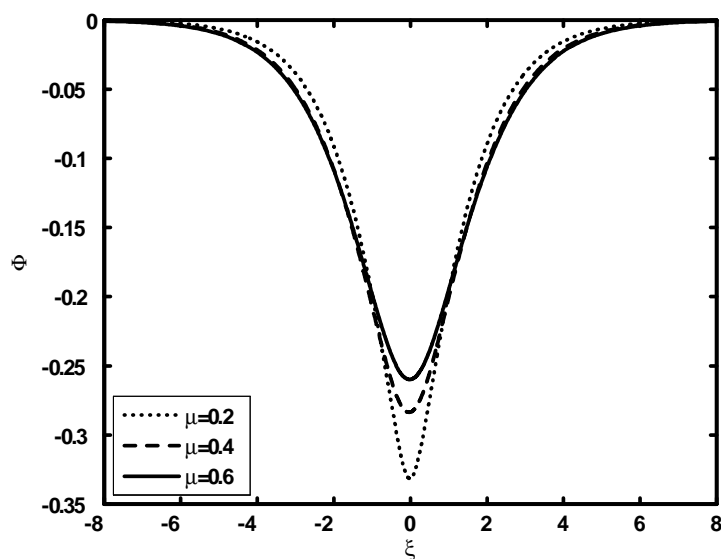


Figure 12a: Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du rapport de masses μ avec $M = 1.01$. Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 10a.

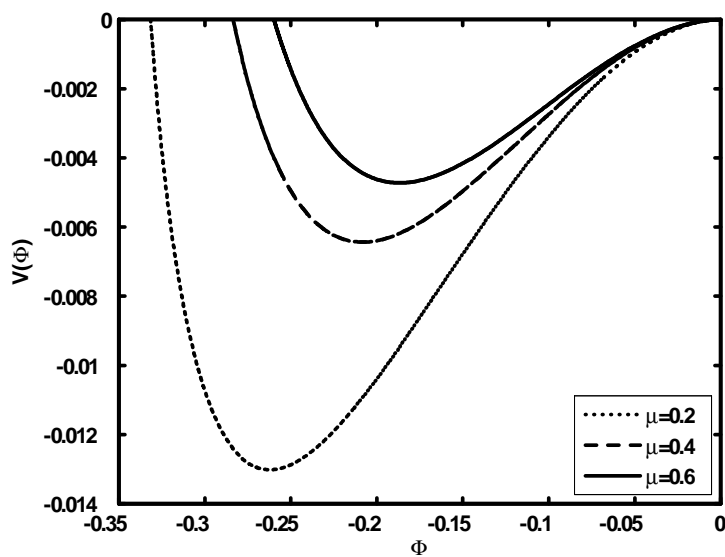


Figure 12b: Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ associé au soliton de la figure 12a pour différentes valeurs du rapport de masses μ .

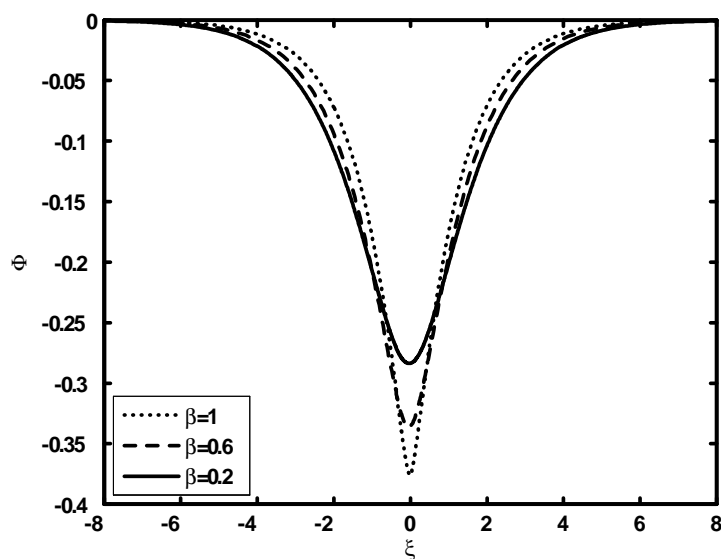


Figure 13a: Potentiel électrostatique solitaire Φ associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs de β , avec $M = 1.01$. Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la figure 10a.

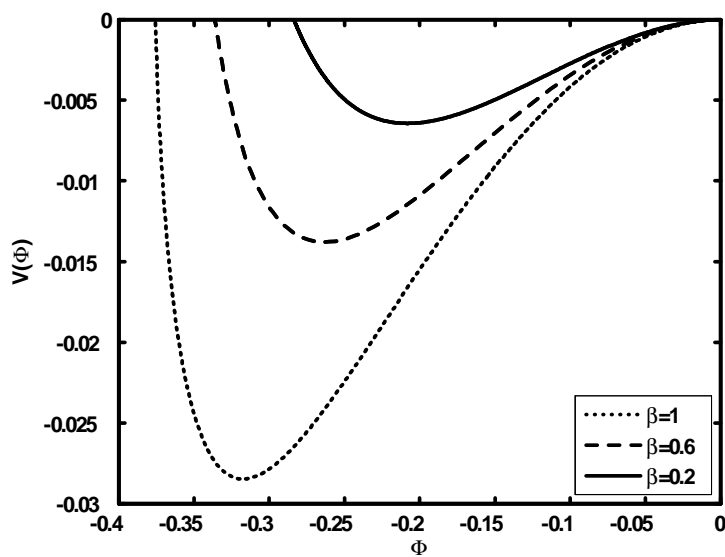


Figure 13b: Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ associé au soliton de la figure 13a pour différentes valeurs de β .

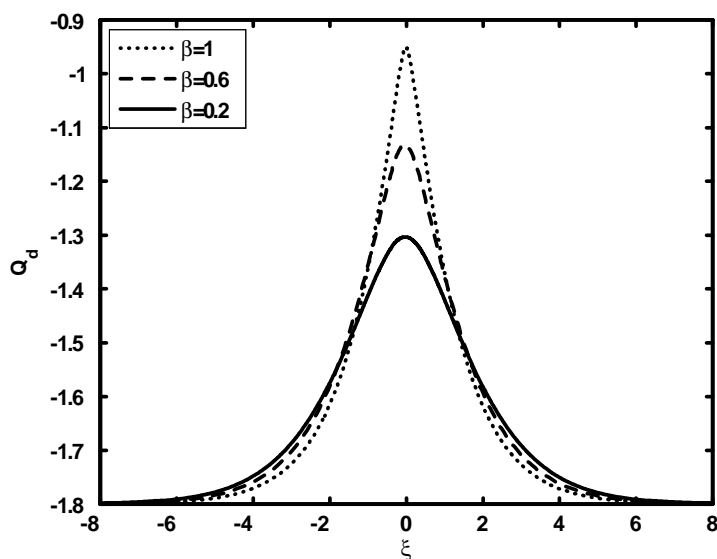


Figure 14: Profil spatial de la charge des grains de poussière pour différentes valeurs du paramètre de piégeage β , avec les mêmes valeurs des paramètres utilisés pour la figure 13a.

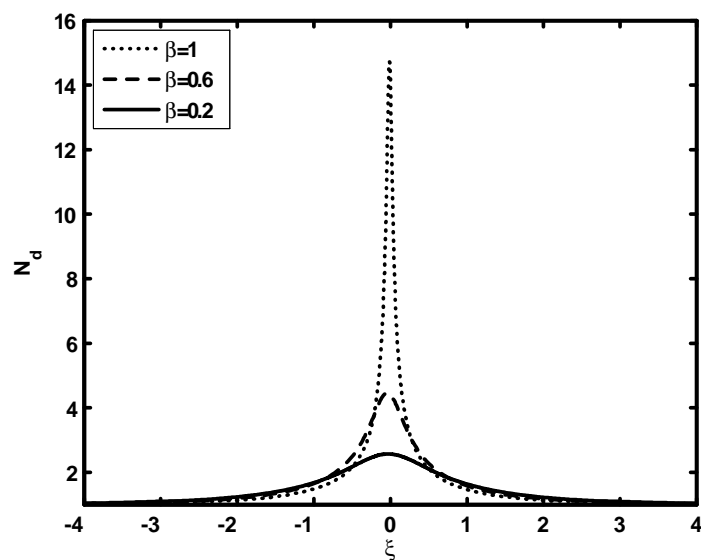


Figure 15: Profil spatial de la densité des grains de poussière pour différentes valeurs du paramètre de piégeage β , avec les mêmes valeurs des paramètres utilisés pour la figure 13a.

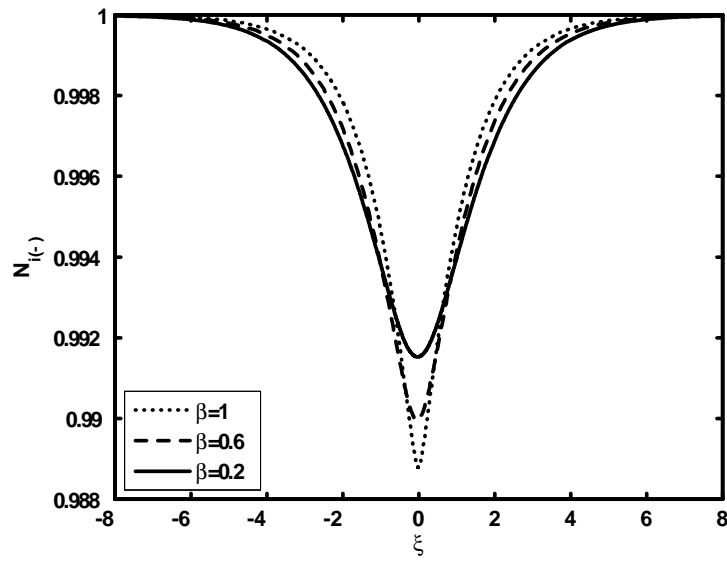


Figure 16: Profil spatial de la densité des ions négatifs pour différentes valeurs du paramètre de piégeage β , avec les mêmes valeurs des paramètres utilisés pour la figure 13a.

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 poussiéreux électronégatifs.

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 l'étude, en régime linéaire, de l'onde acoustique ionique poussiéreuse dans le cas d'un plasma électronégatif et collisionnel. L'analyse habituelle de Fourier des équations de base de notre modèle nous a alors permis d'obtenir une relation de dispersion. Celle-ci montre clairement que la présence, dans le plasma, des ions négatifs peut affecter de manière significative les propriétés linéaires de l'onde acoustique ionique poussiéreuse.

Au cours du troisième chapitre, nous avons rappelé de manière succincte les propriétés de l'onde acoustique poussiéreuse associée à un plasma poussiéreux électroniquement appauvri. Ce type d'onde a été étudié par Mamun et *al.* dans le cas d'un plasma froid composé uniquement de grains de poussière extrêmement massifs et d'ions supposés obéir à la distribution de Maxwell-Boltzmann. Nous avons alors généralisé ce modèle au cas d'un plasma

poussiéreux constitué d'ions positifs et d'ions négatifs Maxwelliens et de grains de poussière fluides. L'accent a alors été mis sur l'influence des ions négatifs sur les propriétés de l'onde acoustique poussiéreuse solitaire non linéaire de large amplitude associée à un tel modèle de plasma complexe. Nous avons alors étendu notre analyse au cas d'un plasma complexe à charge variable. Pour cela, nous avons établi une relation explicite entre la charge du grain de poussière et le potentiel plasma, exprimée en termes de la fonction de Lambert. La méthode du pseudo-potentiel a été utilisée et une équation de type Korteweg- de Vries modifiée a été obtenue. Nos résultats ont révélé que notre modèle de plasma admet des structures solitaires localisées de large amplitude. Le profil de ces structures solitaires peut être affecté de manière significative par la présence des ions négatifs. En particulier, il a été noté que l'addition d'une petite concentration d'ions négatifs entraîne une réduction de l'amplitude du potentiel non linéaire et une augmentation de la charge nette négative résidant sur la surface du grain de poussière. Par ailleurs, nos résultats ont montré que la fluctuation de la charge électrique des grains de poussière entraîne une augmentation de la profondeur de la structure solitaire et une réduction de sa largeur. Sous certaines conditions, l'effet de la variation de la charge des grains de poussière fournit un mécanisme physique alternatif qui cause une dissipation dite dissipation anormale. L'amplitude du front de l'onde diminue alors pour donner naissance à une onde de choc non collisionnelle.

Le quatrième chapitre de ce mémoire a été consacré à la généralisation de notre étude à des situations où une population d'ions négatifs rapides et non thermiques est générée au sein du plasma. 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 légère 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 est tributaire du nombre d'ions non thermiques présents dans le plasma. De plus, nous avons étendu notre étude au cas d'ions positifs non isothermiques, piégés dans le potentiel associé à l'onde acoustique poussiéreuse en présence d'ions négatifs. Nos résultats ont alors révélé que le phénomène de piégeage des particules affecte les propriétés intrinsèques de l'onde acoustique poussiéreuse.

Nous estimons atteints les objectifs que nous nous sommes fixés au début de ce travail. Les perspectives du présent mémoire sont nombreuses et certaines d'entre elles sont en cour d'investigation[102]-[108]. 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 masses et de rayons), de faire intervenir les autres processus de charge déjà énumérés et d'analyser l'analogie quantique[103] du mode acoustique à charge variable. 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] N.D'Angelo, S. Von Geolere T. Ohe, Phys. Fluids **9**, 1605 (1966).
- [40] D. A. Mendis et M. Rosenberg, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **32**, 419 (1994).
- [41] M. Horanyi, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **34**, 383 (1996).
- [42] M. Rosenberg. planet. Space Sci, Vol. **41**. 229 (1993).
- [43] R. L. Merlino, IEEE Trans. Plasma Sci. **25**, 60 (1997).
- [44] R. Bharuthram and P. K. Shukla, Planet. Space Sci. **40**, 973 (1992).
- [45] F. Verheest, Planet. Space Sci. **40**, 1 (1992)
- [46] C. Yinhua and M. Y. Yu. Phys. Plasma **1**, 1868 (1994).
- [47] R. Z. Sagdeev, in Reviews of Plasma physics, edited by M. A. Leontovich (Consultant Bureau, New York ,1966) Vol. 4, p. 23.
- [48] L. Stenflo, T. D. Buadze et N. L. Tsintsadze, Phys. Lett. A. **135**, 37 (1989).
- [49] F. Melandso, T. Aslasken et O. Havnes, Planet. Space Sci. **41**, 321 (1993).
- [50] S. V. Singh et N. N. Rao, J. Plasma Phys. **60**, 541 (1998).
- [51] P. K. Shukla et A. A. Mamun, *introduction to dusty plasma physics* (Institute of Physics, Bristol, 2002).
- [52] B. Walch, M. Horanyi et S. Robertson, phys. Rev. Lett. **75**, 838 (1992).
- [53] R. M. Corless, G. H. Gonnet, D. E. G. Hare, D. J. Jeffrey et D. E. Knuth, Adv. Comput. Math. **5**, 329 (2002).
- [54] F. Verheest, *Waves in Dusty Space Plasmas* (Kluwer, Dordrecht, 2000).
- [55] F. Melandso, Phys. Plasmas **3**, 3890 (1996).
- [56] M. Tribeche, R. Hamdi, and T. H. Zerguini, Phys. Plasmas **7**, 4013 (2000).

-
- [57] A. A. Mamun, R. A. Cairns, and P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **3**, 702 (1996).
- [58] J. X. Ma et J. Liu, *Phys. Plasmas*, **4**, 253 (1997).
- [59] S. G. Tagare, *Phys. Plasmas* **4**, 3167 (1997).
- [60] M. Kakati and K. S. Goswami, *Phys. Plasmas* **5**, 4508 (1998).
- [61] G. C. Das, J. Sarma, and R. Roychoudhury, *Phys. Plasmas* **8**, 74 (2001).
- [62] S. Ghosh, S. Sarkar, M. Khan, and M. R. Gupta, *Phys. Plasmas* **9**, 1150 (2002).
- [63] S. I. Popel, A. P. Golub, T. V. Losseva, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, and G. Morfill, *Phys. Rev. E*, **67**, 056402 (2003).
- [64] S. K. El-Labany, W.F. El-Taibany, A. A. Mamun, and W. M. Moslem, *Phys. Plasmas* **11**, 926 (2004).
- [65] M. Tribeche, L. Ait Gougam, and T. H. Zerguini, *Phys. Scr.* **75**, 354 (2007).
- [66] S. Younsi and M. Tribeche, *Phys. Lett. A* **372**, 5181 (2008).
- [67] R. Amour and M. Tribeche, *Phys. Lett. A* **373**, 1951 (2009).
- [68] G. O. Ludwig, J. L. Ferreira, and Y. Nakamura, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 275 (1984).
- [69] B. Song, D. Suszcynsky, N. D'Angelo, and R. L. Merlino, *Phys. Fluids B* **1**, 2316 (1989).
- [70] T. Intrator, N. Hershkowitz, and R. Stern, *Phys. Fluids* **26**, 1942 (1983).
- [71] A. Johnson III and R. Ramaiah, *Phys. Rev. A* **36**, 774 (1987).
- [72] R. L. Merlino and J. J. Loomis, *Phys. Fluids B* **2**, 2865 (1990).
- [73] T. Takeuchi, S. Iizuka, and N. Sato, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 77 (1998).
- [74] V. I. Kolobov and D. J. Economou, *Applied Phys. Lett.* **72**, 656 (1998).
- [75] B. A. Klumov, A. V. Ivlev, and G. Morfill, *JETP Lett.* **78**, 300 (2003).
- [76] N. Plihon, C. S. Corr, and P. Chabert, *Applied Phys. Lett.* **86**, 091501 (2005).
- [77] S. Ghosh, *Phys. Plasmas* **12**, 094504 (2005).

-
- [78] Z. X. Wang, X. Wang, L. W. Ren, J. Y. Liu, and Y. Liu, *Phys. Lett. A* **339**, 96 (2005).
- [79] S. H. Kim and R. L. Merlino, *Phys. Plasmas* **13**, 052118 (2006).
- [80] R. L. Merlino and S. H. Kim, *Applied Phys. Lett.* **89**, 091501 (2006).
- [81] S. Ghosh, R. Bharuthram, M. Khan, and M. R. Gupta, *Phys. Plasmas* **13**, 112305 (2006).
- [82] Z. X. Wang, Y. Liu, L. W. Ren, J. Y. Liu, X. Wang, *Thin Solid Films* **506-507**, 637 (2006).
- [83] W. M. Moslem and P. K. Shukla, *Phys. Lett. A* **362**, 463 (2007).
- [84] M. Rosenberg and R. L. Merlino, *Planet. Space Sci.* **55**, 1464 (2007).
- [85] S. Ali, W. M. Moslem, and P. K. Shukla, *Phys. Lett. A* **372**, 6650 (2008).
- [86] H. Kokura, S. Yoneda, K. Nakamura, N. Mitsuhiro, M. Nakamura, and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **38**, 5256 (1999).
- [87] L. Boufendi and A. Bouchoule, *Plasma Sources Sci. Technol.* **11**, A211 (2002).
- [88] D. J. Economou, *Appl. Surf. Sci.* **253**, 6672 (2007).
- [89] A. Y. Wngo, D. L. Mamas, and D. Arnush, *Phys. Fluids* **18**, 1489 (1975).
- [90] N. Hershkowitz and T. Intrator, *Rev. Sci. Instrum.* **52**, 1629 (1981).
- [91] M. Tribeche et R. Amour, *Phys. Plasmas* **14**, 1 (2007).
- [92] M. Tribeche et G. Boumezoued, *Phys. Plasmas* **15**, 053702 (2008).
- [93] R. A. Cairns, A. A. Mamun, R. Bingham, R. Bostrom, R. O. Dendy, C. M. C. Nairn et P. K. Shukla, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 2709 (1995).
- [94] M. R. Gupta, S. Sakar, S. Ghosh, M. Debnath et M. Khan, *Phys. Rev. E* **63**, 046406 (2001).
- [95] S. I. Popel, M. Y. Yu et V. N. Tsytovich, *Phys. Plasmas* **3**, 431 (1996).
- [96] M. Tribeche, A. Berbri et T. H. Zerguini, « Dust acoustic solitary waves in a charge varying dusty plasma with nonthermal ions », 7eme Congres National de la Physique et de ses Applications (CNPA'2006) BECHAR, 18-20 Décembre 2006.

- [97] M. Tribeche et M. Benzekka, submitted to Phys. Lett. A.
- [98] Y. Nakamura, H. Bailung et K. E. Lonngren, Phys. Plasmas **6**, 3466 (1999).
- [99] W. F. El- Taibani et R. Sabri, Phys. Plasmas **12**, 082302 (2005).
- [100] W. F. El- Taibani, M. Wadati et R. Sabri, Phys. Plasmas **14**, 032304 (2007).
- [101] H. Schamel, Phys. Rep. **140**, 161 (1986).
- [102] S. Younsi et M. Tribeche, Phys. Plasmas **15**, 073706 (2008).
- [103] M. Tribeche, S. Ghebache, K. Aoutou et T. H. Zerguini, Phys. Plasmas **15**, 033702 (2008).
- [104] M. Tribeche, J. Plasma Phys. **75**, 259 (2009).
- [105] M. Tribeche, S. Mayout, et R. Amour, Phys. Plasmas **16**, 043706 (2009).
- [106] A. Berbri et M. Tribeche, Phys. Plasmas **16**, 053701 (2009).
- [107] A. Berbri et M. Tribeche, Phys. Plasmas (sous presse, prévu pour Mai 2009).
- [108] N. Boubakour, M. Tribeche, et K. Aoutou, Phys. Scr. (sous presse, prévu pour Juin 2009).