

ONDES ACOUSTIQUES POUSSIÈREUSES DANS UN PLASMA POUSSIÈREUX A CHARGE VARIABLE EN PRESENCE D'ÉLECTRONS NON EXTENSIFS

Rabia AMOUR et Mouloud TRIBECHE

Laboratoire de Physique Théorique, Faculté de Physique, U.S.T.H.B, B.P. 32 El-Alia, Alger 16111

E-mail: amouraz.80@gmail.com

RESUME : Le but de cette communication est de présenter une étude sur la propagation de l'onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe en présence d'électrons non extensifs en tenant compte de la variation self consistante de la charge des grains de poussière. Cette étude, permet de chercher dans quelle mesure et sous quelles conditions la présence des électrons non extensifs peut affecter et modifier le mode acoustique poussiéreuse. Nos résultats révèlent que le profil spatial de l'onde solitaire à charge variable est sensiblement affecté et modifié par les effets non extensifs. En particulier, nous avons noté que pour $-1 < q < 1$, l'amplitude du soliton augmente tandis que sa largeur diminue lorsque $q \rightarrow 1$ (une tendance vers l'équilibre de Maxwell-Boltzmann). Nous avons montré, aussi, qu'à mesure que les électrons évoluent loin de leur équilibre thermodynamique, la charge des grains de poussière devient plus négative, les grains de poussière sont fortement localisés (accumulés) et les électrons sont localement expulsés et repoussés hors de la région de localisation du soliton.

MOTS-CLES : onde acoustique poussiéreuse, plasma poussiéreuse, charge variable, électrons non extensifs

1. Introduction

Les oscillations associées aux plasmas poussiéreuse ont suscité un grand intérêt durant ces dernières années. De nouveaux modes acoustiques (mode acoustique poussiéreuse et mode acoustique ionique poussiéreuse) ont alors été mis en évidence. Rao et ses collaborateurs [1] ont été les premiers à avoir rapporté théoriquement l'existence de l'onde acoustique poussiéreuse de faible vitesse de phase dans un plasma poussiéreuse non magnétisé, constitué de grains de poussières fluides, d'électrons et d'ions distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann. Par la suite, ce mode acoustique poussiéreuse a été observé au cours d'expériences de laboratoire par Barkan et ses collaborateurs [2]. 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 [1], [3]-[6]. Dans leur recherche, certains de ces auteurs ont considéré constante la charge du grain de poussière (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. D'autre côté, toutes ces études ont été limitées dans le cas d'additivité standard des entropies (la statistique standard, extensive, B-G-S). C'est pourquoi, l'objet de notre communication est d'étendre l'étude des propriétés non linéaires des ondes acoustiques poussiéreuse à charge variable au cas non additif en faisant appel à la mécanique statistique non extensive.

2. Modèle théorique et équations de base

Considérons un plasma poussiéreuse non collisionnel et non magnétisé, composé d'électrons, d'ions positifs et de grains de poussière négatifs de densités respectives n_e , n_i et n_d . Les

grains de poussière sont supposés être de forme sphérique, de rayon r_d , de masse m_d et de charge $q_d = -z_d e$. Dans une échelle de temps liée à la dynamique des grains de poussière, les ions peuvent être supposés en équilibre thermodynamique et leur densité obéir à la loi de Maxwell- Boltzmann

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial(N_d V_d)}{\partial X} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = -Q_d \frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} = N_e - f N_i + (f - 1) \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (3)$$

N_d représente la densité des grains de poussière normalisée par N_{d0} , $N_{j=i,e}$ est la densité des ions (électrons) normalisée par N_{j0} , V_d est la vitesse fluide des grains de poussière normalisée par la vitesse acoustique poussiéreuse $C_d = (Z_{d0} T_e / m_d)^{1/2}$, Ψ est le potentiel électrostatique normalisé par T_e / e et Q_d est la charge d'un grain de poussière normalisée par $r_d T_e / e$. Le temps T et la variable d'espace X sont normalisés, respectivement, par $\omega_{pd} = (m_d / 4\pi n_{e0} Z_{d0} e^2)^{1/2}$ et $\lambda_D = (T_e / 4\pi n_{e0} e^2)^{1/2}$. Pour modéliser l'effet des électrons non extensifs, nous nous referons à la fonction de distribution suivante [7], [8]

$$F_e(v_e) = C_q \left\{ 1 - (q-1) \left[\frac{m_e v_e^2}{2T_e} - \frac{e\phi}{T_e} \right] \right\}^{q-1} \quad (4)$$

La constante de normalisation donnée par

$$C_q = n_{e0} \left[\Gamma\left(\frac{1}{1-q}\right) / \Gamma\left(\frac{1}{1-q} - \frac{1}{2}\right) \right] \left(\frac{m_e (1-q)}{2\pi T_e} \right)^{1/2}, \text{ pour } -1 < q < 1 \quad (5)$$

$$C_q = n_{e0} \left(\frac{1+q}{2} \right) \left[\Gamma\left(\frac{1}{1-q} + \frac{1}{2}\right) / \Gamma\left(\frac{1}{1-q}\right) \right] \left(\frac{m_e (1-q)}{2\pi T_e} \right)^{1/2}, \text{ pour } -1 < q < 1 \quad (6)$$

q est le paramètre non extensif et la quantité Γ est la fonction standard gamma. Notant que la fonction de distribution (4) est non normalisable [7] pour $q < -1$ et exhibe (pour $q > 1$) une coupure thermique sur la valeur maximum permise pour la vitesse des électrons, celle-ci est donnée par

$$v_{e \max} = \left\{ \frac{2T_e}{m_e} \left[\frac{1}{q-1} + \frac{e\phi}{T_e} \right] \right\}^{1/2} \quad (7)$$

Moyennant la fonction de distribution précédente (Eq. 4) sur tout l'espace des vitesses, la densité des électrons non extensifs peut être exprimée comme suit

$$n_e = n_{e0} \left\{ 1 + (q-1) \frac{e\phi}{T_e} \right\}^{\frac{-1}{q-1} + \frac{1}{2}} \quad (8)$$

Dans le but d'analyser les ondes acoustiques poussiéreuses d'amplitude arbitraire que peut propager notre modèle de plasma, les équations (1)-(3) sont réécrites en introduisant le changement de variable $\xi = X - MT$, M où représente le nombre de Mach. Nous obtenons

$$-M \frac{dN_d}{d\xi} + \frac{d(N_d V_d)}{d\xi} = 0 \quad (9)$$

$$-M \frac{dV_d}{d\xi} + V_d \frac{dV_d}{d\xi} = -Q_d \frac{d\Psi}{d\xi} \quad (10)$$

$$\frac{d^2 \Psi}{d\xi^2} = N_e - fN_i + (f-1) \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (11)$$

À partir desquelles nous obtenons l'expression de la densité du grain

$$N_d = 1/(1 - 2\chi/M^2)^{1/2} \quad (12)$$

Où $\chi = \int_0^\Psi Q_d d\Psi$ représente l'énergie potentielle d'un grain de poussière à charge variable.

3. Equation de la charge des grains de poussière

La charge d'un grain de poussière trouve son origine dans une variété de processus. Ces derniers, jouent un rôle très important dans la physique des plasmas. Parmi ces processus, 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 électrique du grain de poussière q_d est calculée de manière self consistante à partir de l'équation

$$v_d \frac{dq_d}{dx} = I_e + I_i \quad (13)$$

I_e et I_i représentent les courants microscopiques électronique et ionique, respectivement.

Leurs expressions sont données par [9]

$$I_e(\Psi, Q_d) = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_{e0} \{1 + (q-1)\Psi\}^{\frac{1}{q-1} + \frac{1}{2}} \quad (14)$$

$$I_i(\Psi, Q_d) = \pi r_d^2 e \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_{i0} \exp(-\Psi/\sigma) (1 - Q_d/\sigma) \quad (15)$$

Eu égard au déplacement négligeable du grain, au cours du processus de charge, devant l'échelle spatiale de notre problème, le terme convectif de l'équation (13) peut être négligé pour obtenir

$$I_e + I_i = 0 \quad (16)$$

A partir du quelle nous obtenons la relation qui lie la charge du grain au potentiel

$$Q_d = -W \left\{ \sqrt{\sigma\mu} / f \exp(\sigma + \Psi / \sigma) \left[1 + (q-1)\Psi \right]^{\frac{1}{q-1} + \frac{1}{2}} \right\} + \sigma \quad (17)$$

Où $\mu = m_i / m_e$. La fonction W de Lambert [10], est la fonction inverse de $g(W) = W \exp(W)$. Rappelons que cette fonction n'est réelle que pour $x \geq -1/e$. A l'équilibre ($\Psi = 0, Q_d = Q_{d0}$), l'expression (17) requiert

$$Q_{d0} = -W \left\{ \sqrt{\sigma\mu} / f \exp(\sigma) \right\} + \sigma \quad (18)$$

4. L'approche du pseudo- potentiel

En multipliant l'équation (11) par $d\Psi / d\xi$, en intégrant une fois et en imposant les conditions aux limites propres aux solutions localisées ($\Psi \rightarrow 0, V_d \rightarrow 0, N_d \rightarrow 1$ lorsque $\xi \rightarrow \pm\infty$), nous obtenons la quadrature suivante

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Psi}{d\xi} \right)^2 + V(\Psi) = 0 \quad (19)$$

Où $V(\Psi)$ représente le pseudo- potentiel donné par

$$V(\Psi) = 2/(3q-1) \left\{ 1 - \left[1 + (q-1)\Psi \right]^{\frac{1}{q-1} + \frac{3}{2}} \right\} + f\sigma + [1 - \exp(-\Psi / \sigma)] + (f-1)M^2 / Q_d \left[(1 - 2\chi / M^2)^{1/2} - 1 \right] \quad (20)$$

5. Résultats numériques et discussion

L'intégration numérique de l'équation de Poisson montre l'existence et la formation de structures solitaires. Nos résultats révèlent que les effets non extensifs affectent de manière significative le profil spatial de l'onde acoustique poussiéreuse à charge variable. Une augmentation de q ($q \rightarrow 1$) entraîne une augmentation de l'amplitude du soliton tandis que sa largeur diminue, i.e, la non extensivité peut rendre le profil de l'onde solitaire plus cornu (Figure 1). Par ailleurs, la charge des grains de poussière (Fig. 2) adopte le même profil localisé et reste négative. La figure 2 indique, aussi, qu'à mesure que le paramètre non

extensif q diminue de 0.8 à 0.4, i.e., les électrons dévient de leur équilibre thermodynamique, la charge des grains de poussière devient plus négative. Les profils des densités montre une forte localisation des grains de poussière (Fig. 3) et un appauvrissement (déplétion) des électrons (Fig. 4). Ces deux derniers dépendent sensiblement du paramètre non extensif q . Rappelons que les valeurs des autres paramètres, utilisées dans la simulation numérique, ont été choisies comme suit : $Q_{d0} = -2.01, M = 1, \sigma = 1.5$ et $f = 2$.

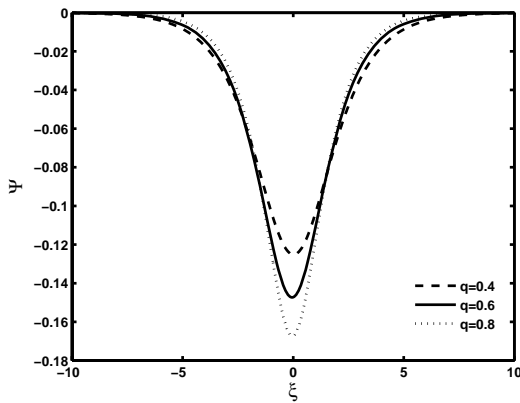


Figure 1 : Potentiel électrostatique pour différentes valeurs du paramètre non extensif.

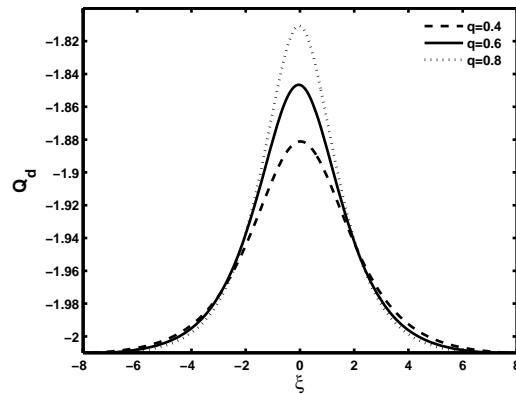


Figure 3 : Profil de la densité des grains pour différentes valeurs du paramètre non extensif.

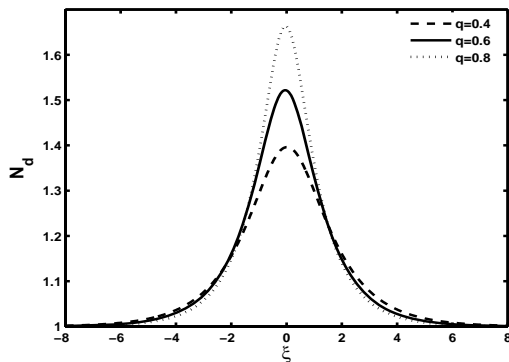


Figure 3 : Profil de la densité des grains pour différentes valeurs du paramètre non extensif.

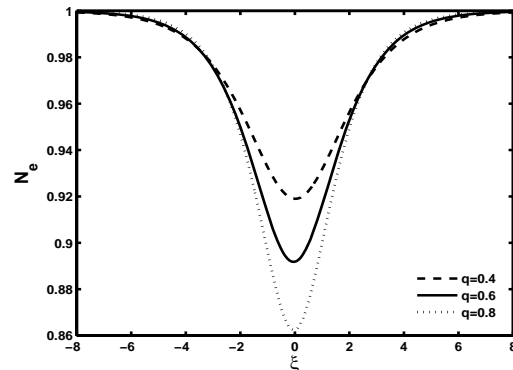


Figure 3 : Profil de la densité des grains pour différentes valeurs du paramètre non extensif.

Références

- [1] N. N. Rao, P. K. Shukla et M.Y. Yu; *Planet. Space Sci.* **38** 543 (1990)
- [2] A. Barkan, R. L. Merlino et N. D'Angelo; *Phys. Plasmas* **2** 3563 (1995)
- [3] A. A. Mamun, R. A. Cairn et P. K. Shukla; *Phys. Plasmas* **3** 702 (1996)
- [4] R. Bharuthram et P. K. Shukla; *Planet. Space Sci.* **40** 973 (1992)
- [5] F. Verheest; *Planet. Space Sci.* **40** 1 (1992)
- [6] C. Yinhu et M. Y. Yu; *Phys. Plasmas* **1** 1868 (1994)
- [7] J. A. S. Lima, R. Silva, Jr. et J. Santos; *Phys. Rev. E* **61** 3260 (2000)
- [8] R. Silva, A. R. Plastino et J. A. S. Lima; *Phys. Lett. A* **249** 401 (1998)
- [9] P. K. Shukla et A. A. Mamun; *Introduction to Dusty Plasma Physics IOP*; Bristol (2002)
- [10] B. Hayes, *Am. Sci.* **93** 104 (2005)