

N^o d'ordre : 07/2007-M/PH

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Physique Théorique de la Matière et des Hautes Energie

Par : M^r NEBBAT El Amine

Sujet :

*Sur la formation des voids de poussière
dans les plasmas poussiéreux*

Soutenu publiquement le 08/03/2007, devant le jury composé de :

Mr. M. BELGAID	Professeur (USTHB)	Président
Mr. R. ANNOU	Maître de conférences (USTHB)	Directeur de thèse
Mr. A. CHOUCHAOUI	Professeur (USTHB)	Examineur
Mr. A. TAHRAOUI	Maître de conférences (USTHB)	Examineur
Mr. M. OUDIH	Maître de conférences (USTHB)	Examineur

*A la mémoire de mes grand parents
Que dieu tout puissant vous accueille en son vaste paradis*

*A mes parents
Aux êtres qui me sont les plus chers
Devant tous les sacrifices que vous avez consentis pour moi, aucune dédicace ne saurait
exprimer la grandeur des sentiments que j'ai pour vous. Comment pourrai-je vous dédier un
travail qui est le vôtre. Puisse dieu m'aider pour que je vous comble à mon tour.*

A ma chère femme

A mes enfants IKRAM et AZZEDINE

A mes précieuses soeurs

Remerciements

Ce travail a été effectué au sein du laboratoire de Physique théorique de la Faculté de Physique de l'U. S. T. H. B.

Tout d'abord je souhaiterai exprimer ici toute ma reconnaissance et tous mes remerciements à mon directeur de thèse monsieur R. ANNOU, maître de conférences à l'U.S.T.H.B, qui m'a fait connaître la physique des plasmas, m'a initié à la recherche, et pour m'avoir proposé ce sujet. Il a été très patient et très compréhensif envers moi notamment durant les moments de doute et de difficulté. Merci mille fois.

Je remercie très respectueusement Monsieur M. BELGAID, Professeur à l'U. S. T. H. B., de m'avoir fait l'honneur de présider le jury d'évaluation de cette thèse.

Je remercie vivement Messieurs A. CHOUCHAOUI, Professeur, A. TAHRAOUI, Maître de conférences ainsi que M. OUDIH, Maître de conférences à l'U. S. T. H. B., pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail. Je tiens à leur témoigner ici ma profonde reconnaissance.

Enfin, je tiens à remercier les étudiants de Monsieur R. Annou pour leur soutien amical, ainsi que tous les membres du laboratoire de physique théorique, je leur souhaite à tous réussite et bonheur.

Introduction

INTRODUCTION

Les plasmas poussiéreux sont des plasmas contenant des grains de poussière massifs et hautement chargés de dimension micrométrique ou sub-micrométrique [1,2]. Ces plasmas se rencontrent dans un large éventail de situations s'étendant de l'astrophysique à l'industrie [3]. Ces grains chargés offrent un comportement collectif de part la charge qu'ils portent [4]. En effet, de nouveaux modes ont été prédits et mis en évidence à travers de nombreuses expériences [5-8]. En outre, au-delà de la dynamique, la fluctuation de la charge du grain peut affecter aussi les modes supportés par le plasma [9-16]. Récemment, la variation de la masse du grain occasionnée par la collision des ions avec le grain (sputtering), a été prouvée avoir un effet sur les propriétés diélectriques du plasma [17]. Cette influence des grains sur le plasma étant en général considérée néfaste, e.g, dans l'industrie des semi-conducteurs [18]. Dans le but d'évacuer les grains vers l'extérieur une méthode basée sur la génération d'une force pondéromotrice, a été proposée [19]. Il est à signaler cependant, que dans d'autres situations telles que la fabrication de produits spéciaux, à savoir, le traitement des couches minces, la présence des grains est au contraire souhaitable [20].

Durant la dernière décennie, on a découvert une autre manifestation des grains dans les plasmas impurs, à savoir, le vide de poussière (void)[21-28]. Il a été rapporté par Praburam et Goree [21] que lorsque les grains croissent à une taille critique, un nuage se forme dans la zone entre les électrodes. Ensuite, ce nuage subit une transition vers un état turbulent, où un mode filamentaire de très basse fréquence est excité; il est suivi par un mode appelé par les auteurs : le *grand vide*. C'est une région dépourvue de grains de poussière, et est de forme déterminée par l'effet combiné de

la force électrique et de la force de résistance ionique, cette dernière exprimant le transfert d'impulsion lors des collisions des ions avec les grains. Samsonov et Goree [22] ont conduit des expériences plus sophistiquées afin de revoir les conclusions des expériences précédentes et les corroborer. Selon les mêmes auteurs, lorsque la taille du grain atteint une valeur critique, la résistance ionique contrebalance la force électrique et les grains sont chassés vers l'extérieur. Mais alors, les électrons subissent moins d'épuisement et par conséquent le taux d'ionisation s'accroît.

Afin de proposer une théorie non-linéaire qui puisse expliquer la taille critique du grain, la frontière abrupte du void ainsi que sa dimension, Goree *et al.* [29] développèrent un modèle unidimensionnel non-linéaire tenant compte du processus de charge, de la résistance ionique et d'une source d'ionisation. Il a été démontré que le void représente un équilibre stable dans le plasma. En vérité, plusieurs auteurs ont tenté de proposer des modèles expliquant la formation du void [30-32]. A titre d'exemple, notons que Mamun *et al.* (*c.f. Réf.* [33]) ont présenté un modèle dans lequel les voids sont des solutions auto-cohérentes de l'équation de Poisson. Les voids seraient des trous plasma de grande amplitude. Malheureusement, et selon Avinash *et al.*, il demeure nécessaire de proposer un modèle non-linéaire qui considère le void comme le résultat d'une instabilité. Il proposèrent un modèle unidimensionnel dépendant du temps, auto-cohérent et non-linéaire qui incorpore la diffusion du grain, les collisions avec les neutres et une expression approximée de la résistance ionique [34].

LA CONTRIBUTION DE LA PRESENTE THESE

En ce qui nous concerne, nous enrichissons le modèle d'Avinash *et al.* à travers les éléments additionnels suivants :

i/ la dérive des grains, ii/ nous considérons une résistance ionique plus exacte, notamment celle déterminée par Khrapak *et al.* [35], iii/ nous retenons le terme convectif dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, et iv/ la formation du void se faisant dans un espace réel, i.e., à trois dimensions, nous privilégions une configuration sphérique.

La thèse a été organisée comme suit :

Le chapitre I. Dans ce chapitre, nous exposons un historique de la notion de void afin de positionner correctement le problème à résoudre. En effet, deux chercheurs, viz, G. Praburam et J. Goree de l'université de l'Iowa (USA)[21], ont découvert une nouvelle dynamique du plasma poussiéreux connue maintenant sous le nom de *void* (vide), qui a suscité une attention particulière durant ces dernières années.

Le chapitre II. Dans ce chapitre, nous exposons l'essentiel du modèle d'Avinash et de son équipe[34]. En effet, le void apparaît spontanément suite à une instabilité lorsque le grain atteint une taille critique. Cependant, dans les théories qui ont précédé celle d'Avinash *et al.* , aucune analyse non-linéaire dépendant du temps et qui décrit le développement spontané de l'instabilité et sa saturation aboutissant au void, n'a été proposée. Le modèle non-linéaire proposé par Avinash, Bhattacharjee et Hu de l'université de l'Iowa et communiqué à la 3^{ème} conférence internationale sur la physique des plasmas poussiéreux à Durban (Afrique du Sud) en 2002, répond à cette exigence.

Le chapitre III. Dans ce chapitre, nous exposons notre thèse. En effet, le modèle proposé dans cette thèse complète le travail entrepris par Avinash *et al.* Nous introduisons la dérive des grains sous l'effet du champ électrique et

réintroduisons le terme convectif, et nous utilisons la résistance ionique calculée par Khrapak *et al.*, tout en conduisant une étude comparative. Tout ceci étant étudié dans un espace à trois dimensions (réel).

Chapitre I

CHAPITRE I

UN APERCU SUR LA NOTION DE VOID

I.1. INTRODUCTION

Le void qui est une nouvelle dynamique du plasma poussiéreux a été mis en évidence expérimentalement en 1996 par G. Praburam et J. Goree de l'université de l'Iowa (USA)[21]. Lors d'une expérience, les deux chercheurs ont généré un plasma entre deux électrodes de graphite, lorsque les ions tapent la cathode, un nuage de particule de 100 nanomètres diamètre en moyenne est dégager. Ils ont tout d'abord constaté la formation d'une région ayant la forme d'un filament (le mode filamenteux) se déplaçant horizontalement entre les deux électrodes, suivie d'une transformation aboutissant à une région ayant une forme ovale: c'est le *grand void*; une région dépourvue de grains de poussière. C'est la zone blanche entre les deux électrodes (Fig.1). Cette région est entourée d'une autre région de faible épaisseur où la densité des grains de poussière est supérieure à celle du reste du plasma poussiéreux: elle est due aux particules sortant du void. On remarque aussi une région d'extension réduite de densité inférieure à celle du reste du plasma après cette dernière.

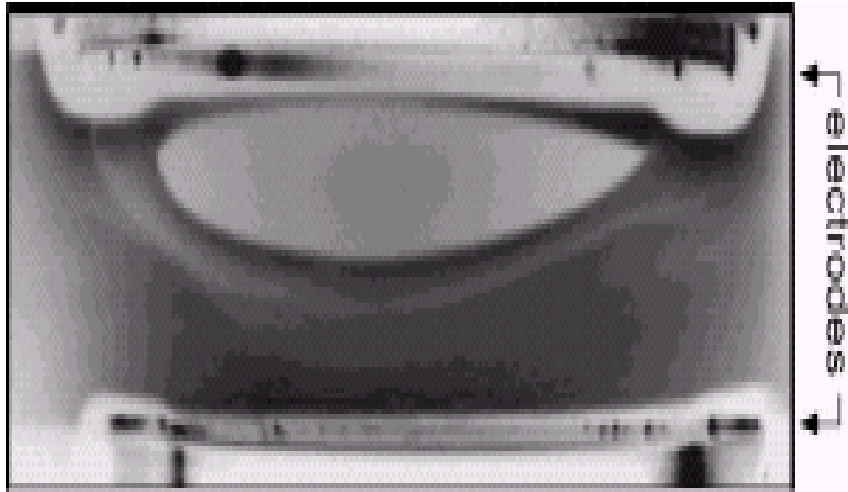


Fig.1 : Le void dans le plasma poussiéreux. Image de l'expérience réalisée par D. Samsonov et J. Goree, Phys. Rev. E, **59**, 1051 (1999).

I.2. VOID

Selon Samsonov et Goree [22], le void résulte d'une instabilité occasionnée par la fluctuation de la densité des grains, cette fluctuation provoquera une diminution de la densité des grains dans une région du plasma poussiéreux Fig.1.

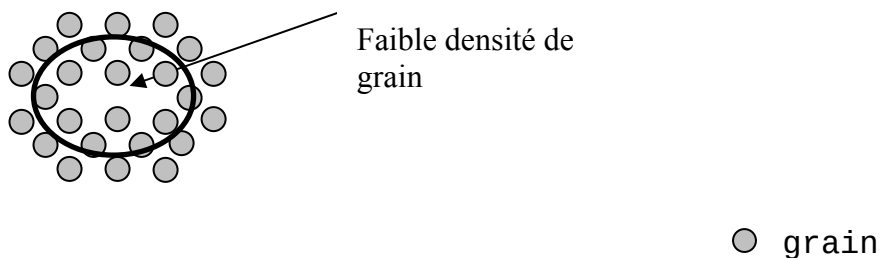
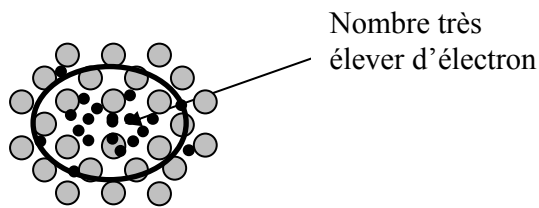


Fig.1.

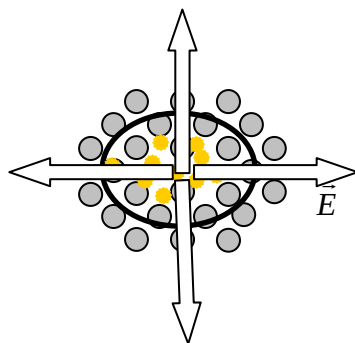
Et comme on sait que la diminution des électrons responsable de l'ionisation est due essentiellement à leur absorption par les grains (origine de la charge négative de ces particules), il y'aura ainsi augmentation de leur nombre dans la région citée Fig.2.



• électron

Fig.2.

Ainsi, l'augmentation du taux d'ionisation est inévitable, un état dont le résultat est l'enrichissement de la région suscitée en ion, elle portera ainsi une charge positive (point chaud). Cette charge positive génère avec les grains de charge négative un champ self consistant sortant qui tend à faire revenir les grains vers l'intérieur du point chaud par la force électrostatique proportionnelle au rayon du grain Fig.3.



• ion

Fig.3.

Ces ions de nombre très élevé et de même charge (positive) se repousse vers l'extérieur et se déplace sous forme d'un fluide, à travers leurs chemin, ils poussent les grains par une force de collision proportionnelle au carré de ces dernier connue sous le nom de la force de résistance des ions Fig.4.

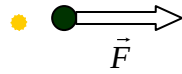


Fig.4.

La force électrique attire les grains vers l'intérieur alors que la force de résistance ionique les repousse vers l'extérieur, ces deux forces sont donc dans la même direction mais de sens opposé. Pour une particule de petite dimension la force centripète dominera et remplira le point chaud encore de poussière, et la fluctuation disparaîtra: la situation est ainsi stable. Cependant, si la particule excède une taille critique la force de résistance ionique contre balance la force électrostatique, par conséquent, des grains seront expulsés vers l'extérieur et la fluctuation se développe. Le seuil de l'instabilité est déterminé par la dimension de la particule. Après une croissance suffisante, le mode devient non-linéaire se sature, l'équilibre entre les deux forces (force électrique et force de résistance ionique) est réalisé: un vide stable est formé Fig.5.

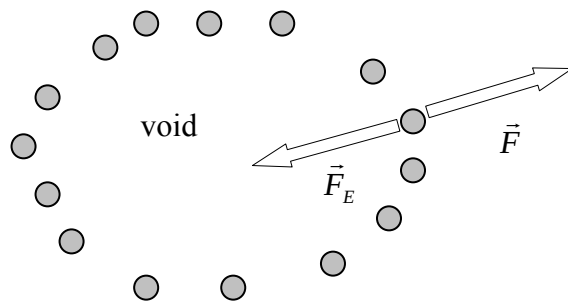


Fig.5.

I.3. DYNAMIQUE DU GRAIN DANS LE PLASMA POUSSIÉREUX

Il est utile d'exposer un bref aperçu sur les multiples forces qui agissent sur les grains et influencent nécessairement le void.

I.3.1. Force électrostatique

Après son introduction dans le plasma, le grain de poussière acquiert une charge par capture d'électrons et d'ions. Cette charge est négative à cause de l'inertie des ions [44,45]. On note que le processus de capture est prépondérant dans les expériences de laboratoire, alors que les autres processus, i.e., l'émission thermoionique, la photo-émission et l'émission secondaire le sont dans le plasma interstellaire [46,47]. Par ailleurs, le point chaud de charge positive du au taux élevé d'ionisation, génère un champ électrique sortant qui est à l'origine d'une force électrique Coulombienne de rappel, qui tend à faire revenir les grains de poussière de charge négative chassés par la force de résistance ionique à leurs positions initiales. On rappelle que ce champ électrique est le champ self consistant généré dans le plasma, il est de la forme :

$$F_e = Q_d E$$

Où Q_d est la charge du grain

I.3.2. Force de résistance ionique

Lorsque le grain de poussière baigne dans un fluide d'ions, il subit une variation de la quantité de mouvement sous l'effet des collisions ions-grains. A l'échelle macroscopique, les contributions ioniques individuelles s'additionnent, on parle alors d'une résistance au déplacement des grains [37,38].

I.3.3. Force de gravitation

Son effet est lié aux propriétés des grains de poussière (masse volumique, taille,...), ainsi qu'aux conditions dans lesquelles est faite l'expérience. Dans un laboratoire sous l'effet de la gravitation la contribution de cette force sur le comportement des grains de poussière est négligeable pour des particules ayant un rayon très inférieur à un micron. Mais lorsqu'on est au-delà de cette valeur, l'effet de la gravitation se fait sentir [48-52]. Par contre dans les conditions de la microgravité (dans la station spatiale), la contribution de cette force sur le comportement des grains est négligeable nonobstant la taille du grain.

I.3.4. Force thermophorétique

C'est une force générée par les expérimentateurs dans le but de compenser la force gravitationnelle. La différence de température entre les deux électrodes occasionne une variation de ce paramètre tout au long de la distance anode-cathode d'où le nom de *force thermophorétique* [53]. Jellum *et al.* [54] sont les premiers à avoir appliqué le gradient de température et identifié l'effet thermophorétique dans le plasma poussiéreux. Alors que l'utilisation de cette force pour la création du void a été proposée en 2002 par H. Rothermel *et al.* [26]. Il a été montré expérimentalement que la réduction de cette force (en diminuant le gradient de température) entraîne une réduction dans la dimension du void [26]. La force thermophorétique est proportionnelle au carré du rayon du grain, et au gradient de température :

$$F_{th} = -3.33 \frac{k r_d^2}{\sigma} \frac{dT}{dx}$$

Où σ est la section efficace des atomes du gaz

I.3.5. Force de résistance des neutres

Elle peut être définie comme une force de frottement sentie par le grain dans le fluide des neutres exprimée comme suit :

$$F_n = -\frac{4}{3} \pi n_n r_d^2 m_n v_{thn} v$$

où, n_n , v_{thn} , et m_n sont respectivement la densité, la vitesse thermique, et la masse des neutres, v étant la vitesse du grain.

I.4. APERCU SUR QUELQUES TRAVAUX EXPERIMENTAUX

Dès sa découverte, le void est devenu un sujet de recherche dans plusieurs laboratoires à l'échelle internationale. Des expériences se sont succédées dans le but d'avoir une meilleure connaissance de ce phénomène, lesquelles expériences ont été réalisées dans deux milieux différents, à savoir, les laboratoires terrestres et en apesanteur (la navette spatiale) [23-25]. Rappelons quelques dates importantes relatives à l'étude expérimentale du void.

1996: Observation expérimentale de modes macroscopiques de très basse fréquence dans les plasmas poussiéreux (G. Praburam et J. Goree) [21]. C'est l'expérience qui a permis la première observation du void de poussière.

1999: L'instabilité dans les plasmas poussiéreux en présence de la résistance ionique et l'ionisation (D. Samsonov et J. Goree) [22]. C'est l'expérience qui a précédé l'explication théorique du void.

2001: Le plasma complexe est mis dans la condition de microgravité [23]. Cette expérience a permis de réaliser le void avec des grains de grande taille sous l'effet de la microgravité (dans la station spatiale internationale : ISS).

2002: Compensation de la pesanteur dans les plasmas complexes par application de gradients de température (H. Rothermel *et al.*) [26]. Dans cette expérience, la force thermophorétique est utilisée pour compenser la pesanteur, ce qui a permis la réalisation du void avec des grains de poussière de l'ordre du micron.

2002: Évolution du vide de poussière dans une gaine de plasma à radiofréquence (R.P.Dahiya *et al.*) [25]. Ce travail expérimental a permis aux chercheurs d'étudier la variation de la dimension du void en fonction de la puissance de la radio-fréquence et de la pression du gaz d'argon.

2003: Formation et comportement du nuage de particules de poussière dans une décharge de radio-fréquence; dans le laboratoire et dans la condition de microgravité (M. Mikikian *et al.*)[24]. Dans la condition de la microgravité, des grains issus du bombardement de l'électrode ont donné le void après croissance en dimension.

2004: Investigations expérimentales sur la dynamique du void dans une décharge poussiéreuse (M. Mikikian et L. Boufendi)[28]. Dans cette expérience, le but était d'étudier l'instabilité ''battement du cœur''(heartbeat instability) où le void se contracte et se décontracte à l'instar du cœur humain. Elle est tributaire de la puissance de la radio-fréquence et de la pression du gaz.

I.5. MODELES THEORIQUES

De concert avec les travaux expérimentaux, des investigations théoriques multiples ont été programmées dans le but de cerner le void et ses conditions d'excitation. En voici quelques unes.

1999: Théorie à faibles collisions (J. Goree *et al*) [29]. C'est un modèle unidimensionnel basé sur les équations fluides couplés avec l'équation de poisson, ainsi que sur l'équation de charge des grains de poussière. Le void se développe tellement lentement qu'un équilibre électrostatique est toujours maintenu. Selon ce modèle, nous n'avons pas besoin de prolonger notre volume de simulation au reste du plasma parce qu'en fin de compte, résoudre le problème exige seulement que nous trouvions les paramètres du nuage de la poussière à la frontière du void. Dans ce modèle les variables dépendent seulement de la distance x ; le système est supposé symétrique autour du centre de symétrie $x = 0$, pour lequel le potentiel électrique et la vitesse de dérive des ions sont nuls. Par surcroît, certains paramètres sont négligés, à savoir, la force de gravitation (les grains sont de petite taille), tous les processus de transfert thermique et les effets cinétiques de la poussière à la frontière du nuage poussiéreux. Cependant, Goree *et al* ont négligés les collisions ions-neutres qui sont un facteur important dans les expériences, a mené à un désaccord avec l'expérience. Dans les expériences, il a été montré que la dimension du void augmentait avec le taux d'ionisation contrairement à ce qui est trouvé dans cette théorie. D'où le besoin d'une autre théorie qui considère les paramètres négligés.

2001: Théorie à grandes collisions (V. N. Tsytovich *et al.*)[30]. Dans la plupart des expériences, la dimension du void est égale ou supérieure au libre parcours moyen des collisions ions/neutres qui existent dans le plasma froid. Par conséquent, la prise en compte des collisions dans les modèles proposés est inéluctable [55,56]. Notons qu'en dépit du fait que cette théorie soit basée sur des hypothèses en accord avec l'expérience, elle ne demeure pas moins incapable de décrire les étapes initiales de la formation du void.

2002: Théorie non-linéaire de la formation du void dans le plasma poussiéreux (K. Avinash, A. Bhattacharjee et S. Hu)[**34**]. Avinash *et al.* ont considéré l'évolution non-linéaire de l'instabilité et ont élaboré ainsi un modèle qui décrit l'évolution non-linéaire du void. Un chapitre est consacré à la description de ce modèle.

Chapitre **II**

CHAPITRE II

MODELE D'AVINASH

II.1. INTRODUCTION

Le void de poussière est une région stable où les grains de poussières ont été expulsés vers l'extérieur, en l'occurrence, dépourvue de grains. Il apparaît spontanément suite à une instabilité lorsque le grain atteint une taille critique. Malheureusement, dans les théories précitées, aucune analyse non-linéaire dépendante du temps et décrivant le développement spontané de l'instabilité et sa saturation, n'a été proposée. Un modèle non-linéaire fut néanmoins proposé par Avinash, Bhattacharjee et Hu de l'université d'Iowa (USA) et communiqué à la 3^{ème} conférence internationale sur la physique des plasmas poussiéreux à Durban (Afrique du Sud) en 2002 [34]. En effet, d'après leur théorie toute fluctuation de la densité des grains dans un plasma homogène produit une charge d'espace positive à même de générer un champ self-consistent. Ce champ exerce une force électrique $\vec{F}_e$ de rappel sur les grains. En même temps, les ions exercent une force orientée vers l'extérieur $\vec{F}$ (ion drag force) sur les grains. Lorsque la taille du grain est suffisante, la résistance ionique $\vec{F}$ devient prépondérante par rapport à la force électrique $\vec{F}_e$, une instabilité se déclenche et le void se prononce encore plus. L'image que l'on pourrait donner d'une telle situation est celle d'une masse mise au sommet d'une montagne; il suffit qu'elle bouge un tant soit peu pour se retrouver irréversiblement en bas (équilibre instable).

II.2. FORMULATION

Avinash *et al.* proposent une forme appropriée de $\vec{F}$, présentant un paramètre libre à déterminer lors de l'étude de stabilité. En effet, nous avons :

$$F = m \nu_{di} \nu_{thi} \frac{u}{(b + u^3)}, \quad \text{avec } b = 1.6 \quad (\text{II.1})$$

où, m est la masse du grain de poussière, ν_{di} est la fréquence de collision grains-ions, ν_{thi} est la vitesse thermique ionique, et $u = \frac{v_i}{\nu_{thi}}$, v_i étant la vitesse fluide des ions, et b une constante positive. Cette force augmente en accord avec v_i ($< \nu_{thi}$), atteint un maximum à $v_i = \nu_{thi}$, et décroît pour $v_i > \nu_{thi}$. Avinash *et al.* adoptent un modèle fluide unidimensionnel décrit par les équations de continuité et de la quantité de mouvement en considérant un plasma isotherme :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial(n v)}{\partial x} + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \quad (\text{II.2})$$

$$m \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \right) v = - Z e E + F - \nu_{dn} m v - \left(\frac{T}{n} \right) \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (\text{II.3})$$

où, n est la densité des grains de poussière, v la vitesse du grain de poussière, T l'énergie thermique du grain de poussière, D est le coefficient de diffusion du grain de poussière, Z est la charge du grain de poussière, ν_{dn} est la fréquence de collision grains-neutres. La vitesse ionique est déterminée à partir de la relation fondamentale de la dynamique appliquée aux ions tout en négligeant leur inertie, à savoir,

$$m_i \nu_{in} v_i = e E, \quad (\text{II.4})$$

où ν_{in} est la fréquence de collision ions/neutres. Le champ self-consistent est donné par l'équation de Poisson, à savoir,

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e (n_i - Z n). \quad (\text{II.5})$$

En adoptant la normalisation suivante :

$$\varepsilon_d = \frac{Z n}{n_{i0}}, \quad a = \frac{m v_{di}}{m_i Z \mu_{in}}, \quad \delta = \frac{\tau_d}{Z}, \quad D_0 = \frac{D \tau_i^2}{w_{pd} \lambda_{di}^2}, \quad \text{et} \quad \alpha_0 = \frac{v_{dn}}{w_{pd}},$$

$$x^* = \frac{\lambda_{di}}{\tau_i}, \quad t^* = \omega_{pd}^{-1}, \quad n^* = n_i^* = n_{i0}, \quad E^* = \frac{T_e}{e \lambda_{di}},$$

Le système différentiel se réécrit sous une forme plus simple :

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{x}} = 1 - \varepsilon_d. \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{t}} = \left(-1 + \frac{a}{b + u^3} \right) \tilde{E} - \alpha \tilde{v} - \left(\frac{\delta}{\varepsilon_d} \right) \frac{\partial \varepsilon_d}{\partial \tilde{x}}. \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial \varepsilon_d}{\partial \tilde{t}} = - \frac{\partial (\varepsilon_d \tilde{v})}{\partial \tilde{x}} + D_0 \frac{\partial^2 \varepsilon_d}{\partial \tilde{x}^2}. \quad (\text{II.8})$$

Ces équations possèdent une solution triviale correspondant à un plasma homogène en équilibre, donnée par, $\tilde{v}=0$, $\tilde{E}=0$ et $\varepsilon_d=0$. La recherche des exposants de Lyapunov, en l'occurrence l'étude de stabilité, révèle que l'instabilité s'annonce pour la condition,

$$\frac{a}{d} > 1 + \delta k^2. \quad (\text{II.9})$$

Dans le cas du mode de nombre d'onde $k=0$, la condition se réduit à $\frac{a}{b} = \frac{F}{F_e} > 1$; en conformité avec ce qui a été déjà exposé ci-dessus.

En tenant compte des valeurs expérimentales suivantes:

$$\frac{m}{m_i} = 5 \times 10^8, \quad \tau_i = 0.05, \quad \nu_{in} = 6 \times 10^6 \text{ s}^{-1}, \quad \nu_{dn} = 6 \times 10^3 \text{ s}^{-1}, \quad \omega_{pd} = 3 \times 10^3 \text{ s}^{-1},$$

la courbe de la densité de la poussière dans le plasma est tracée à $t=20$; Avinash et al. opèrent une rotation de la solution à 1-dimension pour déterminer la solution à 3-dimensions. Le void apparaît clairement ainsi que sa limite abrupte. L'étude a été étendue par l'addition d'une troisième composante, à savoir, les électrons. Auquel cas, l'équation de Poisson est modifiée comme suit:

$$\frac{\partial E}{\partial \tilde{x}} = 1 - \varepsilon_d - \varepsilon. \quad (\text{II.10})$$

L'équation de la quantité de mouvement du fluide électronique est donnée par :

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tilde{x}} = -\tau_i \tilde{E}, \quad (\text{II.11})$$

où $\varepsilon = \frac{n_e}{n_{i0}}$ et $\tau_i = \frac{T_i}{T_e}$. Pour, $\varepsilon_d(0) = 0.2$ et $\varepsilon(0) = 0.8$, l'évolution de la densité de la poussière est donnée par la courbe tracée ci-après (Fig.1). L'inclusion des électrons aboutit à un élargissement du void.

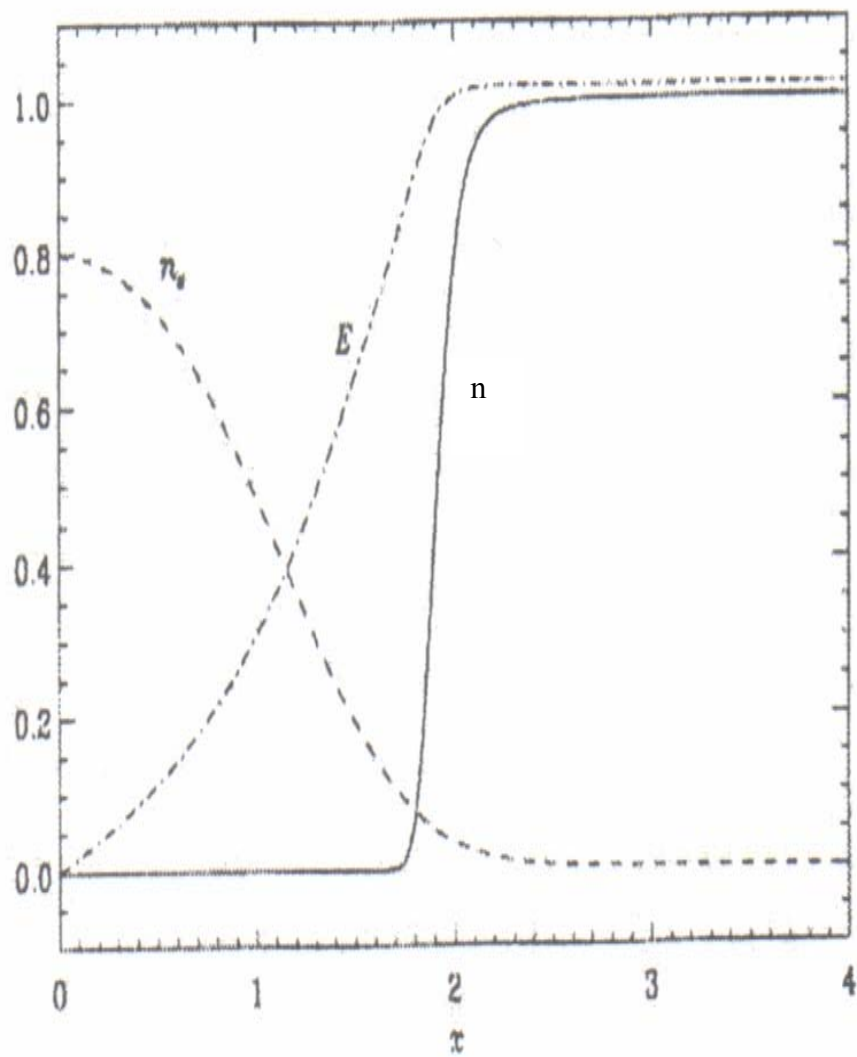


Fig.1. La densité numérique de la poussière versus la position.

Chapitre **III**

CHAPITRE III

MODELE PROPOSE

III.1. INTRODUCTION

Afin d'expliquer les frontières abruptes du void, sa dimension ainsi que l'effet de la taille du grain, Goree *et al.*, ont proposé un modèle unidimensionnel et non-linéaire, où il a été tenu compte de la charge du grain, de la résistance ionique et d'une source d'ionisation. Cependant, et selon Avinash *et al.* [34], il demeure nécessaire de considérer le void comme le résultat d'une instabilité. Dans notre travail, le modèle d'Avinash peut être grandement amélioré pour voir les résultats obtenus plus en accord avec l'expérience. En effet, nous réintroduisons le terme convectif et incorporons des éléments nouveaux, viz., la dérive des grains, une forme plus réaliste de la résistance ionique [35] et l'évolution dans un espace tridimensionnel. Les résultats sont probants.

III.2. FORMULATION

Considérons un plasma électron-ion contenant un nuage de poussière. L'évolution de ce système est décrite par les équations de la continuité et de l'impulsion, couplées à l'équation de Poisson. En effet, l'équation de continuité pour les grains de poussière est donnée par :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \vec{v}) = D \nabla^2 n - \frac{Z e D}{T} \nabla \cdot (n \vec{E}), \quad (\text{III.1})$$

où, n , $\vec{v}$, T , Z et D sont la densité, la vitesse fluide, l'énergie thermique, la charge et le coefficient de diffusion du grain de poussière respectivement, $\vec{E}$ étant le champ électrique. Notons que le deuxième terme à droite de l'égalité représente la première contribution de la présente thèse et correspond à la dérive des grains sous l'effet du champ électrique.

De même, l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit comme suit :

$$m \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -Ze \vec{E} - m \nu_{dn} \vec{v} - \frac{\nabla P}{n} + \vec{F}, \quad (\text{III.2})$$

où, P est la pression du fluide des grains de poussière, ν_{dn} est la fréquence de collision grains-neutres et $\vec{F}$ étant la résistance ionique non-linéaire. Dans cette thèse, nous conduisons une étude comparative entre deux modèles en utilisant deux formes différentes de F , viz, la forme d'Avinash *et al.* (ABH :Avinash, Bhattacharjee et Hu) et la forme de Khrapak *et al.* (KIMT :Khrapak, Ivlev, Morfill et Thomas). La forme ABH est donnée par, $F = m \nu_{di} \nu_{thi} \frac{u}{(b + u^3)}$, où ν_{di}

est la fréquence de collision grains-ions, ν_{thi} est la vitesse thermique ionique, b est une constante à déterminer, et $u = \frac{v_i}{\nu_{thi}}$,

v_i étant la vitesse fluide ionique donnée par $v_i = \frac{e E}{m_i \nu_{in}}$, où ν_{in}

est la fréquence de collision ions-neutres. Par ailleurs, la forme KIMT est donnée par

$$F = \frac{8 \sqrt{2\pi}}{3} r_d^2 n_i m_i \nu_{thi} v_i \left(1 + \frac{1}{2} z \tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Lambda \right), \quad \text{où } r_d \text{ est le rayon du}$$

grain (sphérique), $z = \frac{Z e^2}{r_d T_e}$, $\tau = \frac{T_e}{T_i} = \frac{1}{\tau_i}$, alors que le logarithme de Coulomb est donné par $\Lambda \approx 2 F \left[\frac{\beta(v_{thi})}{2} \right]$, où $F(x) = \int_x^\infty \frac{\exp(x-t)}{t} dt$ et $\beta(v_{thi}) \approx \frac{z \tau r_d}{\lambda_D}$, λ_D étant la longueur de Debye.

En ce qui concerne le fluide des électrons, la relation fondamentale de la dynamique nous donne une contrainte reliant la pression P_e et la densité des électrons n_e au champ électrique :

$$e \vec{E} = - \frac{\vec{\nabla} P_e}{n_e}. \quad (\text{III.3})$$

Le champ électrique est donné par l'équation de Poisson:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi e (n_i - n_e - Z n). \quad (\text{III.4})$$

Le void surgit d'une instabilité, en l'occurrence, à partir d'un bruit amplifié, le void évolue jusqu'à saturation. Nous adoptons alors un modèle stationnaire, i.e., $\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0$. Par surcroît, nous privilégions une configuration sphérique, ainsi la divergence, par exemple, est donnée par $\nabla \cdot \vec{A} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 A_r)$ lorsque la symétrie sphérique est supposée $\left(\frac{\partial}{\partial \phi} = \frac{\partial}{\partial \theta} = 0 \right)$.

Avant de procéder à l'analyse numérique, il est utile de normaliser les grandeurs physiques intervenant dans le système sus-cité (III.1-III.4). En effet, le temps est normalisé par ω_{pd}^{-1} (inverse de la fréquence plasma des grains), la longueur par $\frac{\lambda_{di}}{\tau_i}$, la densité de la poussière par $\frac{n_{i0}}{Z}$, la densité électronique et la densité ionique par n_{i0} , la vitesse par

$\frac{\lambda_{di} \omega_{pd}}{\tau_i}$, le coefficient de diffusion de la poussière par $\frac{\lambda_{di}^2}{\tau_i^2}$,

le champ électrique par $\frac{T_e}{e \lambda_{di}}$, où $\tau_d = \frac{T}{T_e}$ et $\lambda_{di} = \frac{v_{thi}}{\omega_{pi}}$. Le système normalisé s'écrit alors sous une forme plus simple, à savoir,

Pour la forme ABH

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{r}} = 1 - \tilde{n}_e - \tilde{n} - \frac{2 \tilde{E}}{\tilde{r}} \quad (\text{III.5})$$

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial \tilde{r}} = \Psi \quad (\text{III.6})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial \tilde{r}} = \frac{\tilde{n}}{\tilde{D} \tilde{v}} \left\{ \xi \tilde{E} \left(\frac{a}{b + \mu^3 \tilde{E}^3} - 1 \right) + \tilde{v} \gamma (-\tilde{n}_e - \tilde{n} + 1) - \tilde{v} \alpha \right. \\ \left. + \Psi \left[-\frac{\xi}{Z \tilde{n}} + \frac{\tilde{v}}{\tilde{n}} \left(\tilde{v} + \gamma \tilde{E} - \frac{2 \tau_i \tilde{D}}{\lambda_{di} \tilde{r}} \right) \right] + \frac{2 \tau_d \tau_i \tilde{v}^2}{Z \tilde{r}} \right\} \quad (\text{III.7}) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{r}} = \frac{\xi \tilde{E}}{\tilde{v}} \left(-1 + \frac{a}{b + \mu^3 \tilde{E}^3} \right) - \xi m \tau_d \tau_i \frac{\Psi}{\tilde{n} \tilde{v}} - \alpha \quad (\text{III.8})$$

où, $\mu = \frac{\omega_{pi}}{v_{in} \tau_i}$, $a = \frac{m v_{di}}{m_i Z v_{in}}$, $\xi = \frac{n_{i0}}{n_{i0} - n_{e0}}$, $\gamma = \frac{Z T_i D}{T}$, $\alpha = \frac{v_{dn}}{\omega_{pd}}$ et b étant une constante à déterminer par l'analyse de stabilité.

Pour la forme KIMT

Dans ce cas il n'y a que les équations (III.7) et (III.8) qui sont modifiées, viz.,

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tilde{r}} = \frac{\tilde{n}}{\tilde{D} \tilde{v}} \left\{ \xi \tilde{E} \left(\frac{8 \sqrt{2\pi} r_d^2 n_i v_{thi} \Omega}{3 Z v_{in}} - 1 \right) + \tilde{v} \gamma (-\tilde{n}_e - \tilde{n} + 1) - \tilde{v} \alpha \right. \\ \left. + \Psi \left[-\frac{\xi}{Z \tilde{n}} + \frac{\tilde{v}}{\tilde{n}} \left(\tilde{v} + \gamma \tilde{E} - \frac{2 \tau_i \tilde{D}}{\lambda_{di} \tilde{r}} \right) \right] + \frac{2 \tau_d \tau_i \tilde{v}^2}{Z \tilde{r}} \right\} \quad (\text{III.9})$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{r}} = \frac{\xi \tilde{E}}{\tilde{v}} \left(-1 + \frac{8 \sqrt{2\pi} r_d^2 n_i v_{thi} \Omega}{3 Z v_{in}} \right) - \frac{\xi m \tau_d \tau_i \Psi}{\tilde{n} \tilde{v}} - \alpha, \quad (\text{III.10})$$

$$\text{où } \Omega = \left(1 + \frac{1}{2} z \tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Lambda \right).$$

III.3. RAYON SEUIL

L'une des caractéristiques du void est le fait que ce soit un phénomène à seuil, en l'occurrence, le void ne peut être généré dans le cas où la taille du grain est en deçà d'une valeur critique ou seuil. Afin de la déterminer nous procédons à une analyse de stabilité autour de l'état d'équilibre du système. Le système différentiel est satisfait identiquement pour un équilibre homogène défini par, $E=0$, $v=0$ et $n_{eq}=1/\xi$. Perturbons le système **(III.5-III.8)** autour de l'état d'équilibre tout en adoptant la dépendance $\exp(\omega t + k r)$ pour les quantités perturbées. La valeur propre est donnée par :

$$\omega = \frac{1}{2} \left\{ -v_{dn} + \sqrt{v_{dn}^2 + \frac{16\pi n_0 Z^2 e^2}{m} \left(-1 + \frac{a}{b} \right)} \right\} \quad (\text{III.11})$$

Dans le cas de la forme ABH de la résistance ionique, on remarque que l'équation **(III.11)** ne peut être réelle que si le terme sous la racine est positif. Cette condition sera réalisée si,

$$-1 + \frac{a}{b} > 0. \quad (\text{III.12})$$

Cette condition peut s'écrire également sous une forme faisant apparaître des grandeurs mesurables, à savoir,

$$\frac{m v_{di}}{Z m_i v_{in} b} \gg 1 \quad (\text{III.13})$$

La relation entre Z et le rayon des grains de poussière r_d étant de la forme :

$$Z = \frac{z r_d T_e}{e^2}, \quad (\text{III.14})$$

z étant un paramètre propre au gaz utilisé, e.g., égal à 4 quand on considère le gaz le plus utilisé dans les expériences, à savoir, l'argon.

La masse des grains de poussière est liée au rayon r_d à travers la relation,

$$m = \frac{4}{3} \pi \rho r_d^3, \quad (\text{III.15})$$

où ρ est la masse volumique du grain de poussière.

Enfin la relation liant la fréquence de collision grains/ions au rayon r_d du grain est donnée par :

$$v_{di} = n_0 \pi r_d^2 \sqrt{\frac{3 T_i}{m_i}}, \quad (\text{III.16})$$

où n_0 est la densité d'équilibre des grains de poussière.

Sachant les relations (III.14-III.16), il en découle la condition recherchée sur r_d pour qu'il y ait excitation du void, à savoir,

$$r_d^4 - \frac{3 z T_e b m_i v_{in}}{4 n_0 \pi^2 \rho e^2} \sqrt{\frac{m_i}{3 T_i}} > 0 \quad (\text{III.17})$$

Mais alors le void de poussière ne peut se former que si le rayon du grain dépasse une certaine valeur seuil égale à :

$$r_d^* = \left(\frac{3 z T_e b m_i v_{in}}{4 n_0 \pi^2 \rho e^2} \sqrt{\frac{m_i}{3 T_i}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{III.18})$$

Il apparaît clairement que le rayon seuil pour la force ABH est dépendant du matériau composant le grain (voir Figs.1 et 2).

Dés lors que la forme KIMT est utilisée, la valeur propre est alors donnée par :

$$\omega = \frac{1}{2} \left\{ -v_{dn} + \sqrt{v_{dn}^2 + \frac{16\pi n_0 Z e^2}{m} \left[-1 + \frac{8\sqrt{2}\pi r_d^2 n_i v_{thi} e}{3 v_{in} Z} \left(1 + \frac{1}{2} z \tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Lambda \right) \right]} \right\} \quad (\text{III.19})$$

Cette solution ne peut être réelle que si la condition suivante est réalisée :

$$-1 + \frac{8\sqrt{2}\pi r_d^2 n_i v_{thi} e}{3 v_{in} Z} \left(1 + \frac{1}{2} z \tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Lambda \right) > 0 \quad (\text{III.20})$$

Les expressions de z et de Λ étant connues, leur introduction dans l'équation (III.19) nous donne :

$$f(r_d) = \left(\frac{1}{T_e} + \frac{2}{T_i} \right) \left(\frac{2\sqrt{2}\pi n_i v_{thi} e^2}{3 v_{in}} \right) r_d + \frac{8\sqrt{2}\pi n_i v_{thi} e^2 T_e}{3 v_{in} T_i^2} r_d F \left(\frac{2 T_e r_d}{T_i} \right) - 1 > 0 \quad (\text{III.21})$$

La résolution de cette équation donnera le seuil du rayon du grain de poussière pour la force KIMT (voir Figure.3). Pour cette force, le rayon seuil du grain ne dépend pas du matériau

composant le grain, et ceci en total accord avec l'expérience [22].

III.4. CALCUL NUMERIQUE

III.4.1. Détermination graphique du rayon seuil

La résolution graphique des deux équations (III.17) et (III.21) nous permet de déterminer les rayons seuils à partir desquels le void se forme. Les valeurs des paramètres du plasma (argon) sont celles utilisées dans la plupart des manipulations expérimentales, à savoir,

$T_e = 3 \text{ eV}$, $T_i = 0.015 \text{ eV}$, $m_i = 6.623 \times 10^{-23} \text{ g}$, $n_0 = 5.36 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $n_i = 1.86 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$,
 $n_n = 1.66 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $v_{in} = 1.17 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\rho = 2.2 \text{ g cm}^{-3}$ (graphite), $\rho = 19.3 \text{ g cm}^{-3}$ (tungstène).

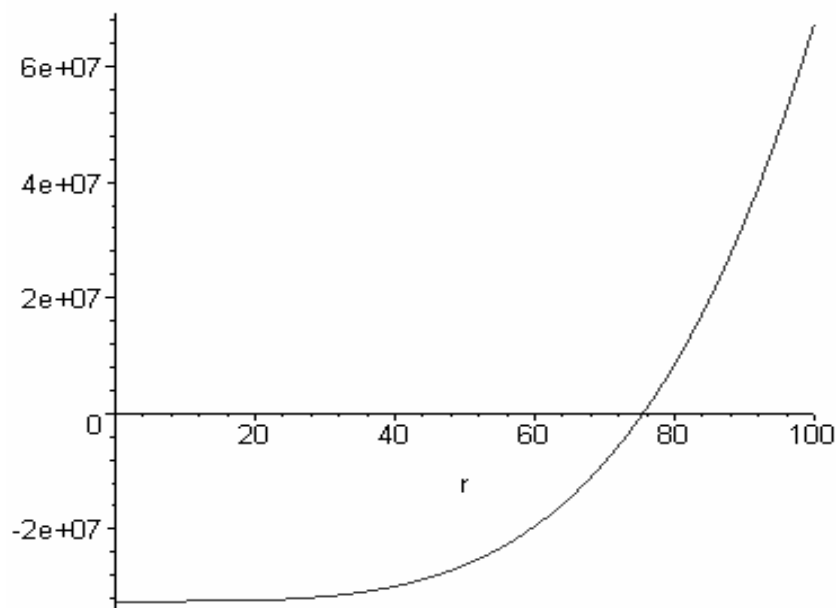


Fig.1. $\left(\frac{a}{b} - 1\right)$ versus r_d (graphite)

D'après le graphe (Fig.1), la valeur seuil du rayon des grains de poussière est de l'ordre de 75 nm pour le graphite (43 nm pour le tungstène) lorsque la force ABH est utilisée.

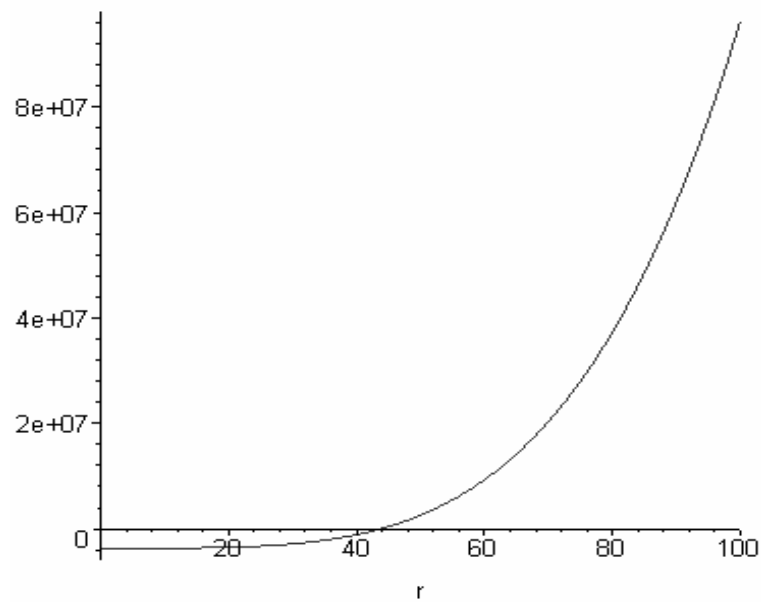


Fig.2. $\left(\frac{a}{b} - 1\right)$ versus r_d (tungstène)

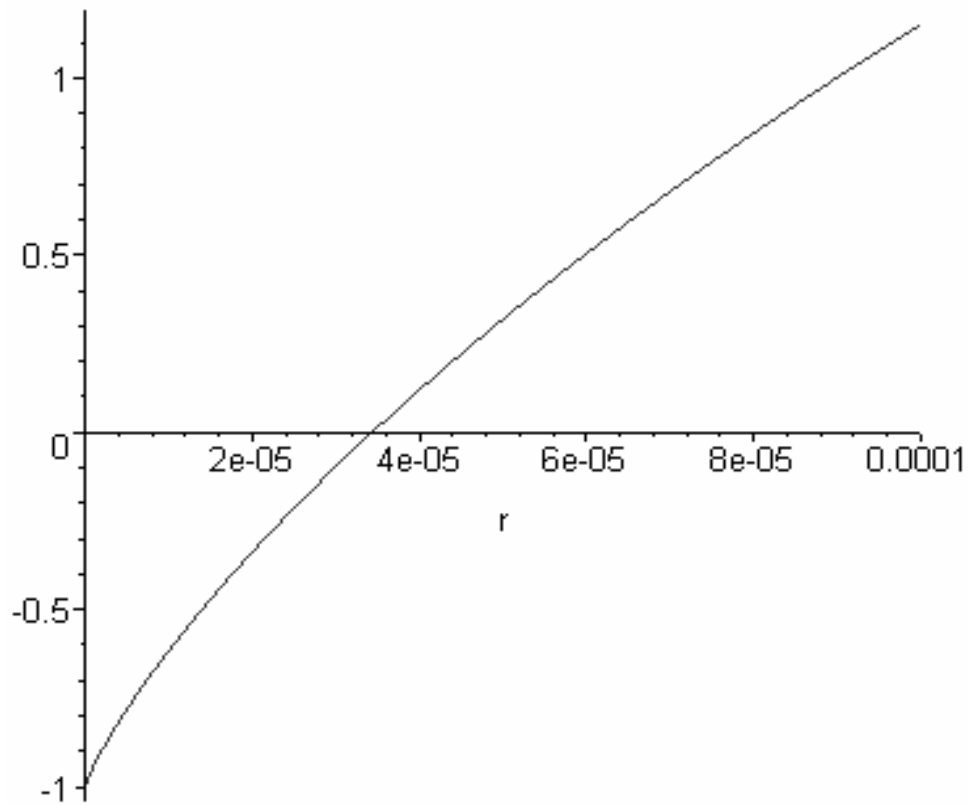


Fig.3. $f(r_d)$ versus r_d

La valeur seuil du rayon des grains de poussière est de l'ordre de 340 nm indépendamment du matériau constituant le grain, lorsque la force KIMT est utilisée.

Il est à noter que le rayon nul des grains de poussière n'existe pas physiquement.

III.4.2. Tracé de la courbe de la densité

La densité numérique des grains dans le plasma est tracée en fonction de la position pour différentes valeurs de r_d et différentes formes de la résistance ionique.

Pour des rayons de grain inférieurs au rayon seul, les graphes tracés n'indiquent pas la présence du void (Fig.4. et Fig.5.),

contrairement, pour des rayons supérieurs, les résultats sont positifs (Figs.6-14).

Nous intégrons numériquement les équations **(III.5-III.10)**, les conditions initiales étant $\Psi(0)=0.0001$, $n(0)=10^{-16}$, $n_e=0.8$ et $E(0)=0$, avec les paramètres suivant : $n_{i0}=1.86 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$; $v_{in}=1.17 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$; $\omega_{pi}=9 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ pour différentes tailles du grain, viz, $r_d = 120 \text{ nm}$ ($v_{dn} = 5.97 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$) , $r_d = 350 \text{ nm}$ ($v_{dn} = 5.07 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$) , $r_d = 700 \text{ nm}$ ($v_{dn} = 2.03 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$) , $r_d = 1.32 \text{ }\mu\text{m}$ ($v_{dn} = 7.2 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$) , $r_d = 2.6 \text{ }\mu\text{m}$ ($v_{dn} = 2.79 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$) .

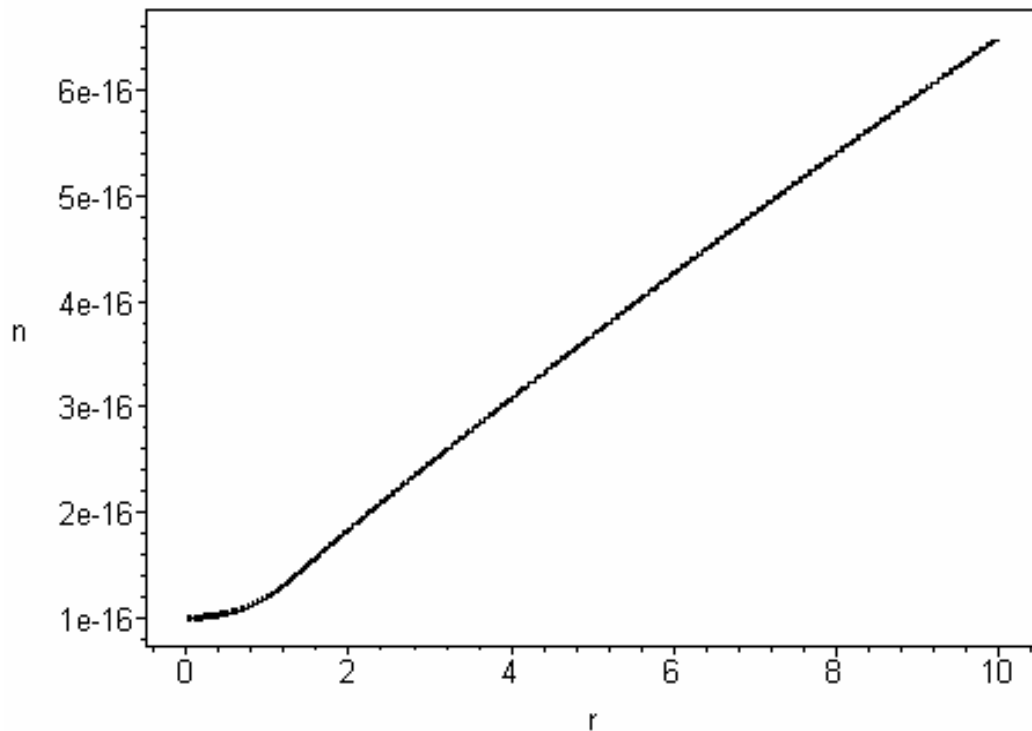


Fig.4. La densité normalisée n vs la position pour $r_d = 50 \text{ nm}$ (ABH)

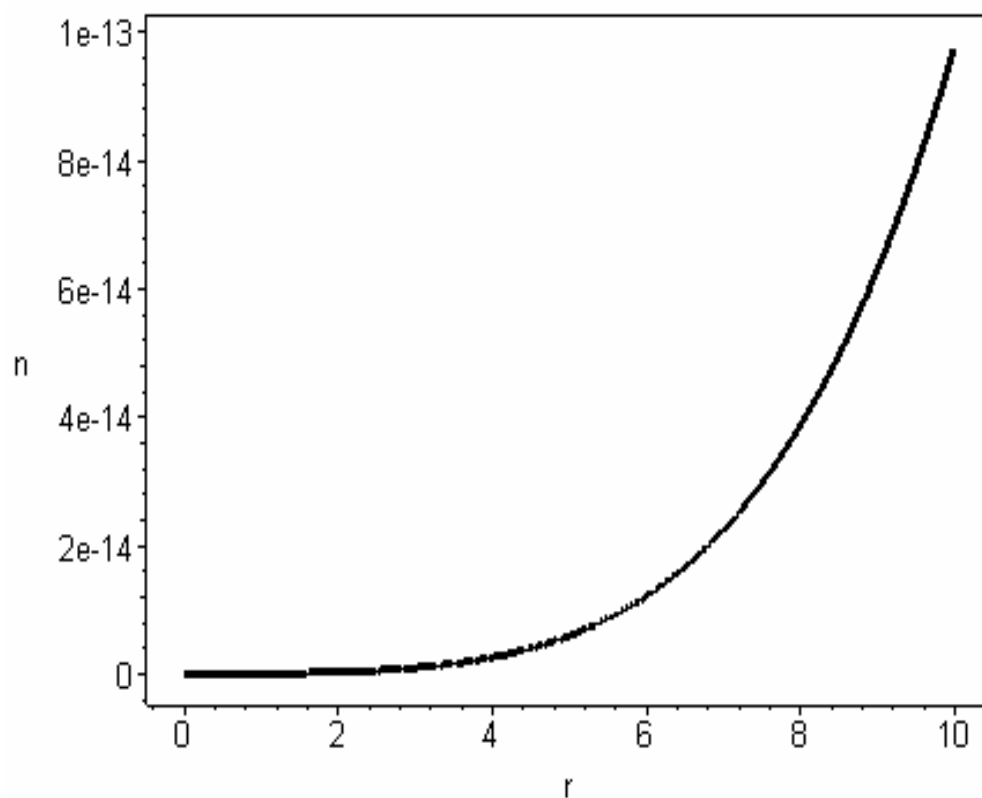


Fig.5. La densité normalisée n vs la position pour $r_d = 250 \text{ nm}$ (KIMT)

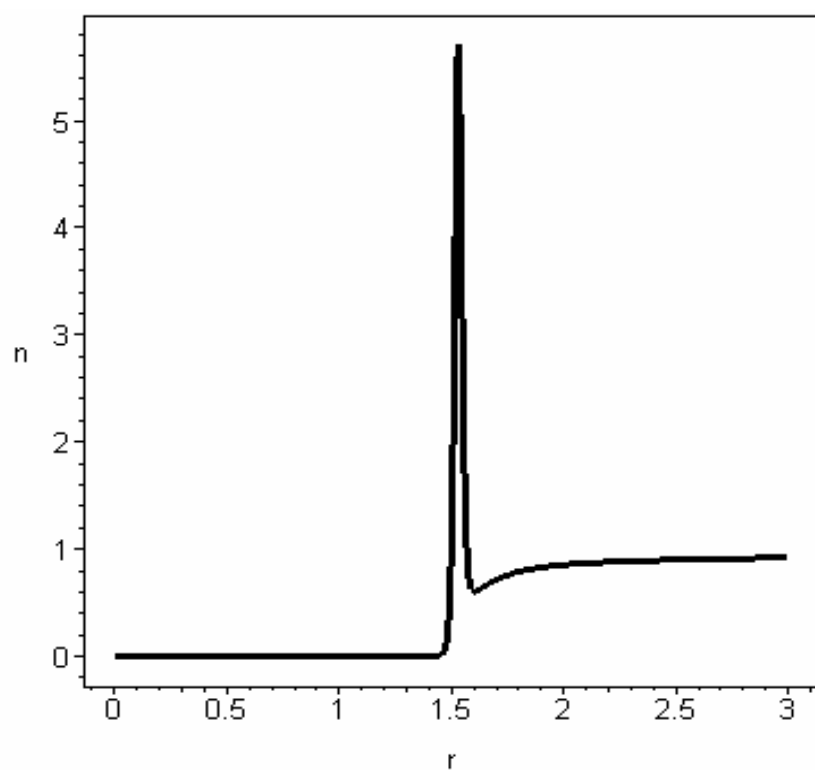


Fig.6. La densité normalisée n vs la position pour $r_d = 120 \text{ nm}$ (ABH)

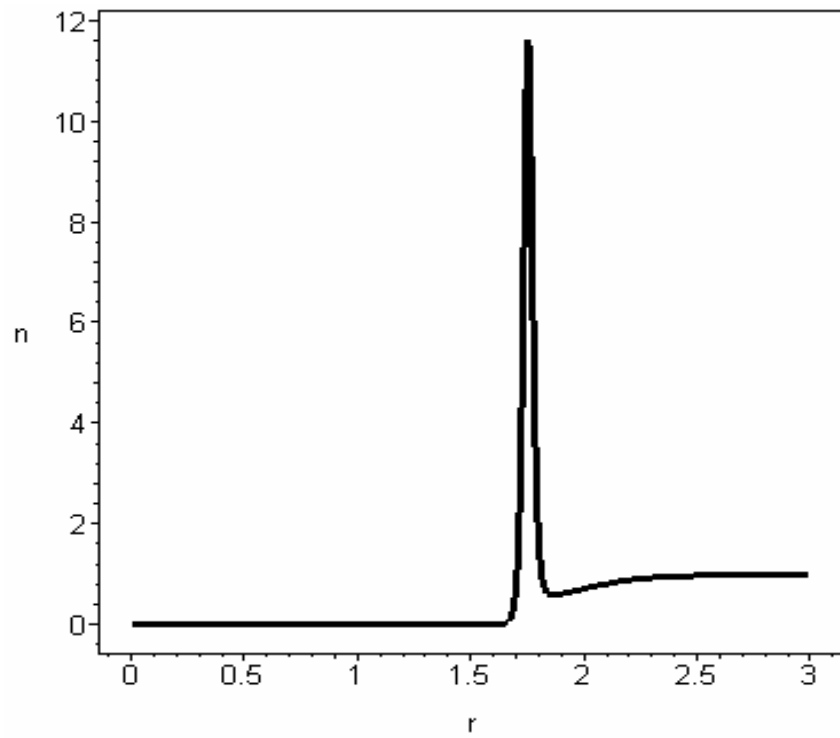


Fig.7. La densité normalisée n vs la position pour $r_d = 350 \text{ nm}$ (ABH)

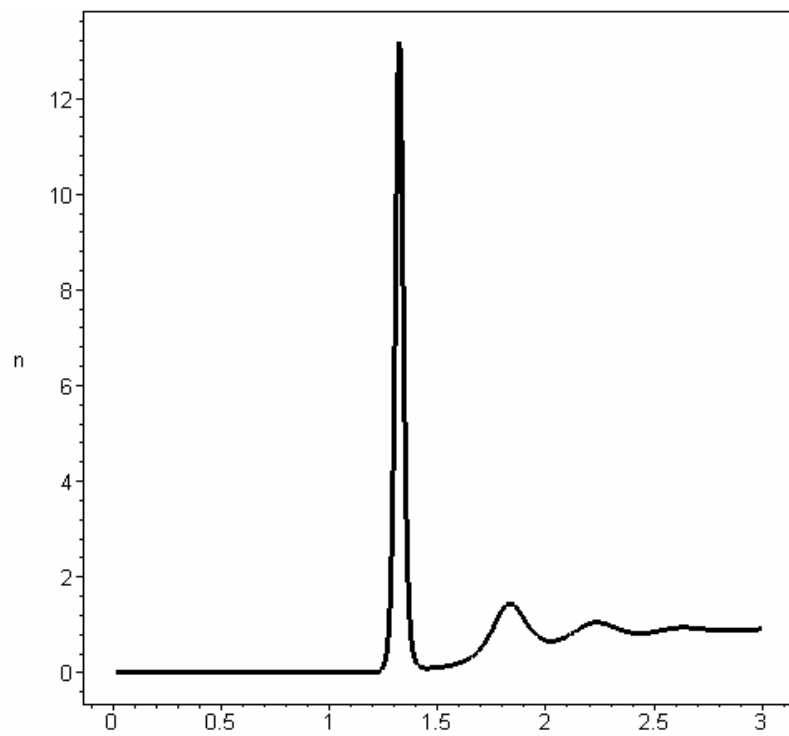


Fig.8. La densité normalisée n vs la position pour $r_d = 350 \text{ nm}$ (KIMT)

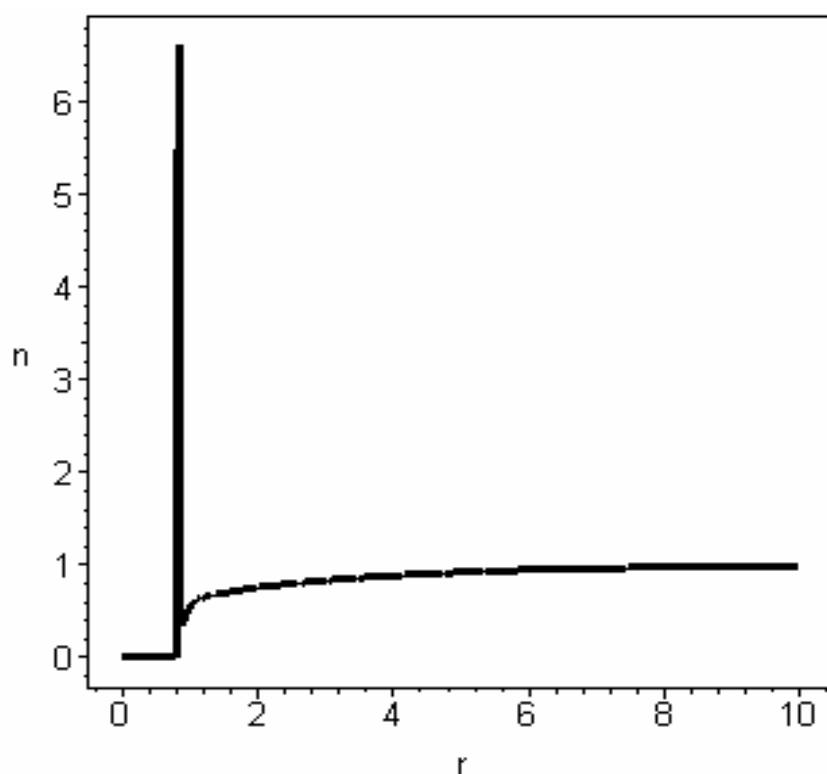


Fig.9. La densité normalisée n vs la position pour $r_d = 700 \text{ nm}$ (ABH)

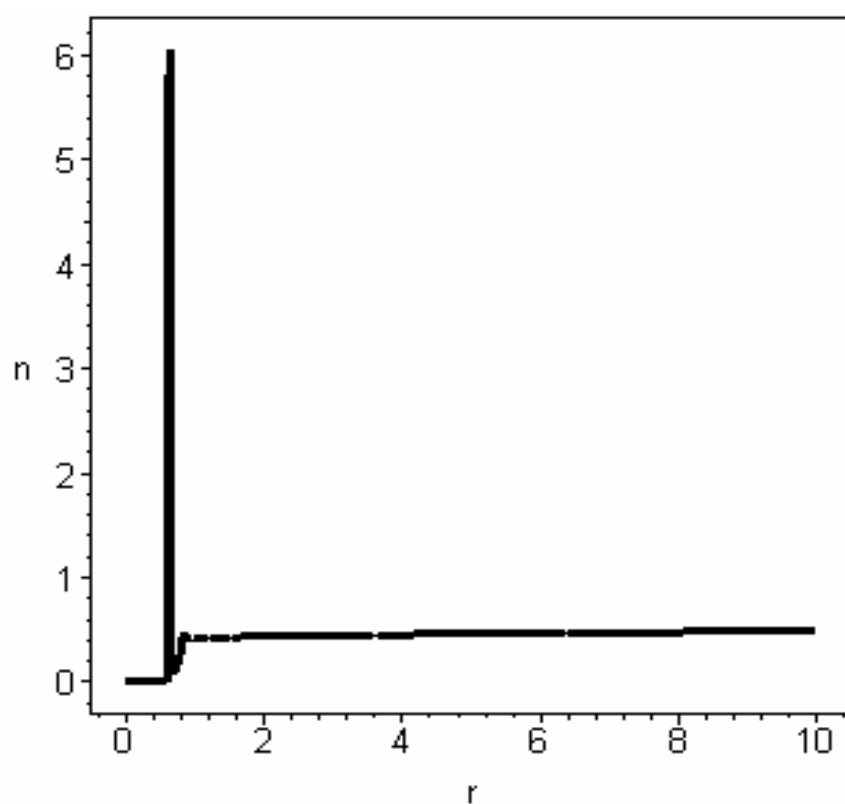


Fig.10. La densité normalisée n vs la position pour $r_d = 700 \text{ nm}$ (KIMT)

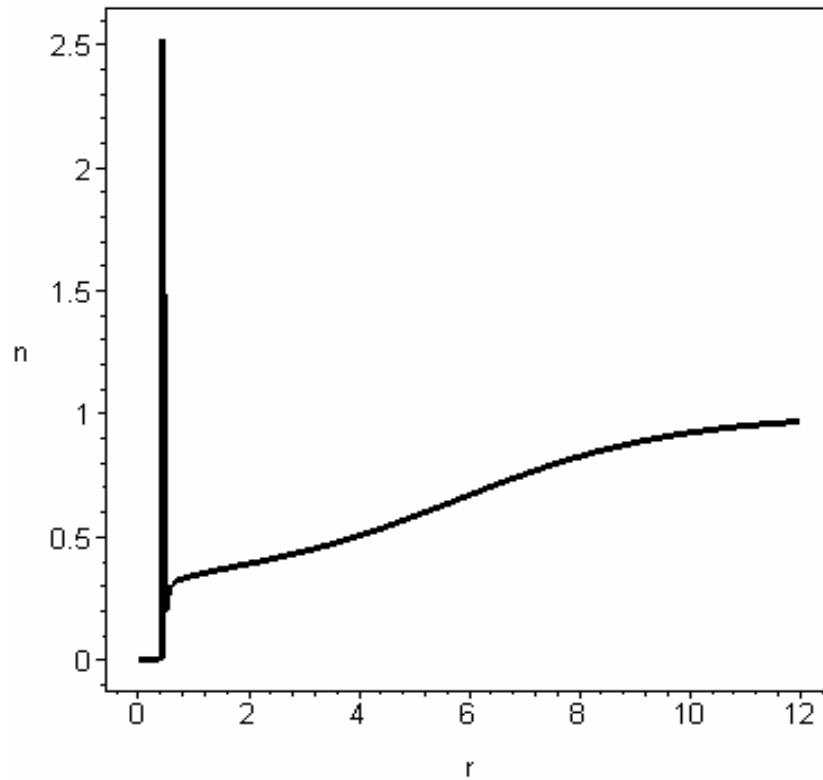


Fig.11. La densité normalisée n vs la position r pour $r_d = 1.320 \mu m$ (ABH)

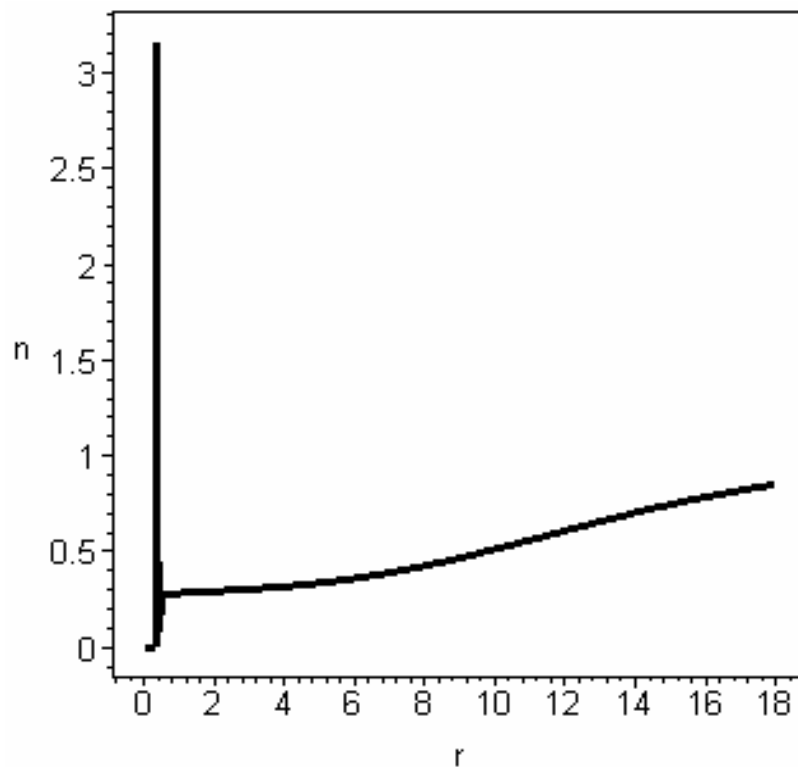


Fig.12. La densité normalisée n vs la position r pour $r_d = 1.320 \mu m$ (KIMT)

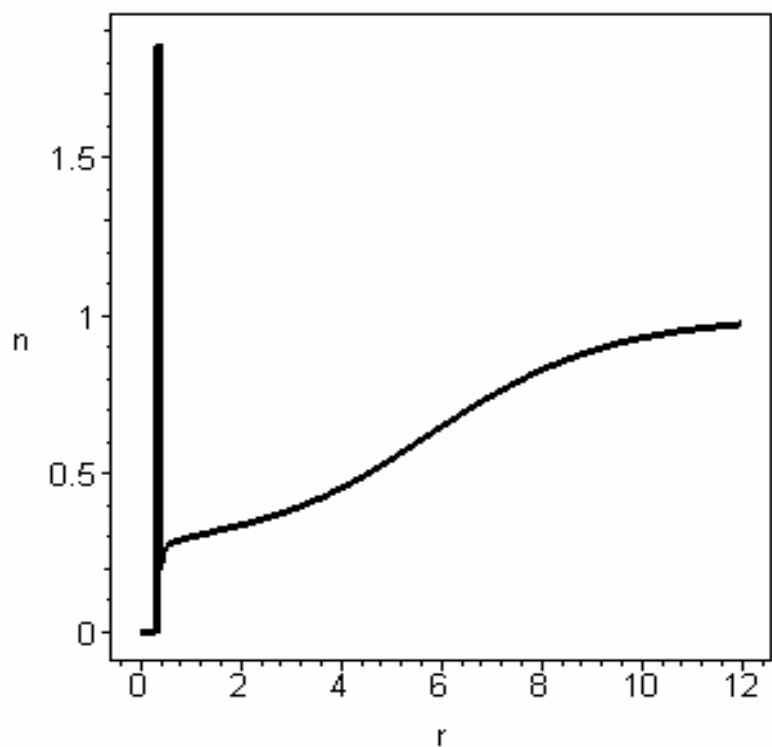


Fig.13. La densité normalisée n vs la position pour $r_d = 2.6 \mu m$ (ABH)

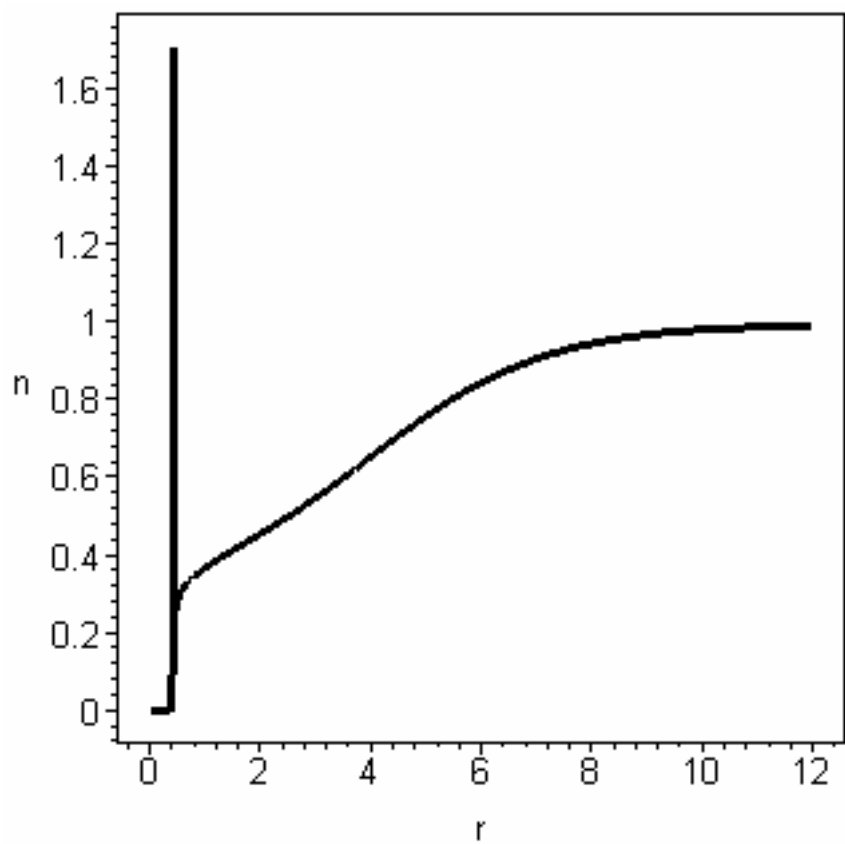
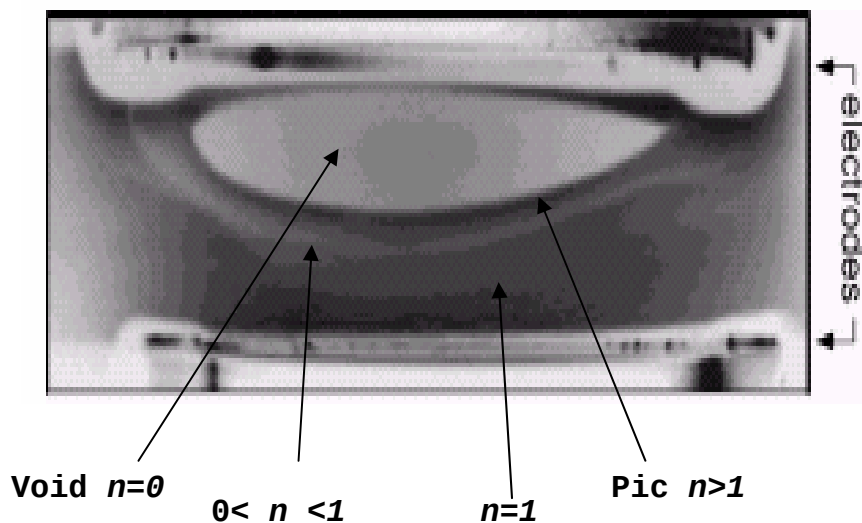


Fig.14. La densité normalisée n vs la position pour $r_d = 2.6 \mu m$ (KIMT)

III.5. INTERPRETATION DES RESULTATS

Dans les figures (6-14) différentes valeurs du rayon du grain sont considérées pour deux expressions de la résistance ionique, à savoir, la forme d'ABH et celle de KIMT. En coordonnées sphériques, le graphe de la solution tridimensionnelle est obtenu par rotation autour de l'axe de symétrie, ce qui n'est pas possible avec une solution unidimensionnelle car il n'y a pas de symétrie autour de x . Il apparaît à travers les courbes que le void de poussière, avec une frontière abrupte, existe si le rayon des grains excède une valeur critique tributaire de la force de résistance ionique considérée. Il est important de signaler que le rayon seuil de KIMT est comparable à celui trouvé dans l'expérience [22]. En outre, la dimension du void diminue avec un rayon croissant du grain, ce qui est en accord avec l'expérience [24]. Cependant, pour de petites valeurs de la taille des grains et quand la résistance ionique d'ABH est utilisée, la tendance de la dimension du void est vers l'augmentation pour un rayon croissant du grain. D'ailleurs, la dimension du void semble atteindre une valeur asymptotique quand le rayon du grain est en augmentation. L'utilisation de différentes expressions de la résistance ionique montre que la force d'ABH produit un void plus grand que celui produit par la force de KIMT. Notons que pour des tailles du grain plus élevées, aucune différence significative entre les voids générés par les deux forces n'a été remarquée. De surcroît, dans toutes les figures, nous notons une accumulation de la densité à la frontière du vide (un pic de densité), ce qui est en accord avec l'expérience. Dans certains cas, on note même un plissement de densité au-delà du void; qui est en accord également avec l'expérience. Ce sont des zones alternées de concentration et de raréfaction des grains de poussière. D'après les figures (6-14), le void est la partie du graphe

ayant une densité nulle, alors que la région dont la densité est de l'ordre de 1 représente le nuage des grains de poussière. On remarque bien que le passage de la densité nulle à la densité de valeur unité (1) n'est pas monotone, il y a une région intermédiaire contenant un pic de densité supérieure à l'unité, suivie d'une baisse dans la densité jusqu'à une valeur inférieure à l'unité, en accord total avec l'image du void observée par Samsonov et Goree [22].



III.6. CONCLUSION

Les grains de poussière dans un plasma complexe exhibent un comportement collectif dû à leur charge. Ce comportement pouvant se manifester par l'excitation de nouveaux modes. En outre, en raison de leur nature, les grains se réarrangent dans certaines conditions dans le plasma. En effet, quand les particules croissent jusqu'à une certaine dimension le nuage de poussière subit une transition vers un état turbulent qui mène à un vide de poussière, i.e., une zone sans grains, tributaire d'un équilibre entre la force de résistance ionique et la force électrique. Le void est caractérisé donc par une

taille critique du grain, et d'une frontière abrupte. Afin d'expliquer le développement spontané de l'instabilité linéaire et l'aspect du void à l'étape finale, Avinash *et al.*, ont proposé un modèle unidimensionnel non-linéaire et cohérent qui prend en considération la diffusion du grain ainsi que les collisions avec les neutres. La force de résistance ionique ayant été modélisée par une expression appropriée. Dans cette thèse, nous avons augmenté ce modèle en incorporant la dérive du grain sous l'action du champ électrique, avons réintroduit le terme convectif, et avons considéré l'expression de Khrapak *et al.* de la résistance ionique. L'analyse a été conduite dans une configuration sphérique. L'intégration numérique des équations a indiqué les aspects suivants: le void avec une frontière abrupte existe si le rayon du grain excède une valeur critique. La dimension du void dépend de la taille du grain, bien qu'elle atteigne une valeur stable pour une taille du grain croissante. On a montré également, que le void produit par la force d'ABH est plus grand que celui excité par la force de KIMT. Pour des valeurs plus élevées de la taille du grain, les deux expressions de la force de résistance ionique mènent à des voids de dimension comparable. En outre, en accord avec l'expérience, la frontière du void est un pic de densité, suivie dans quelques cas par un profile ondulé (corrugation). Enfin, rappelons que le rayon seuil de KIMT est comparable à celui déterminé dans l'expérience, un résultat qui nous pousse à privilégier la forme de KIMT au détriment de celle d'ABH, lorsque la taille du grain est petite. Pour de grandes tailles, il a été déjà noté que les résultats dans les deux cas sont comparables.

RÉFÉRENCES

- [1] E. C. Whipple, T. G. Northrop, D. A. Mendis and J. Geophys.Res.**90**, 7450(1985).
- [2] P. K. Shukla, A. A. Mamun. *Intoduction to Dusty Plasmas Physics*(2002)(Published by IOP Publishing Ltd, London)
- [3] E. C. Whipple, T. G. Northrop and D. A. Mendis, J. Geophys.**90**,7405(1985).
- [4] H. Hahn and R. Averbach, J.Appl.Phys.**67**, 1113(1990)
- [5] P. K. Shukla and V. P. Silin, Phys.Scripta.**45**, 508(1992)
- [6] A. Barkan, N. D'Angelo and R. L. Merlino, Planet.Space Sci.**44**,239(1996)
- [7] N. N. Rao, P. K. Shukla and M. Y. Yu, Planet.Space Sci. **38**,543(1990)
- [8] A. Barkan, R. L. Merlino and N. D'Angelo, Phys.Plasmas **2**, 3563(1995)
- [9] M. Djebli, S. Bahamida, and R. Annou, Phys.Plasmas **9**, 4107(2002)
- [10] R. Annou, R. Bharuthram and S. Bahamida, Phys. Plasmas **10**, 3415(2003)
- [11] M. R. Jana, A. Sen and P. K. Kaw, Phys. Rev. E**48**, 3930 (1993)
- [12] H. Yamaguchi and Y. N. Nejoh, Phys.Plasmas **6**, 1048(1990)
- [13] C. Chui and J. Goree, IEEE Trans. Plasmas Sci.**77**, 151

- (1994)
- [14] R. Annou and V. K. Tripathi. Phys. Lett. A **234**,131
(1997)
- [15] Themis Matsoukas, Marc Russell, and Matthew Smith, J. Vac. Sci. Technol.A**14**, 1(1996)
- [16] S. A. Khrapak, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, and O. S. Vaulina, Phys. Rev. **59**, 6017(1999)
- [17] R. Annou, R. Bharuthram, P. K. Shukla (Effet of dust grain sputtering of self-gravitational dusty plasma)
URL :[http:// arXiv.org/abs/ physics/0510205](http://arXiv.org/abs/physics/0510205); D. Belemdjaldi, R. Bharuthram, R. Annou,(Effet of mass fluctuation on collective modes in a dusty plasma)URL :[http:// arXiv.org/abs/ physics/0510037](http://arXiv.org/abs/physics/0510037)
- [18] G. G. Selwyn, In the physics of dusty plasmas, Ed. P. K. Shukla, A. Mendis and V. W. Chow, 177 (World Scientific. Singapore, 1996)
- [19] M. Amroun and R. Annou, Phys. Plasmas **8**, 1(2001)
- [20] M. R. Jana, A. Sen, and P. K. Kaw. Phys. Rev. E**48**, 3930 (1993)
- [21] G. Praburam, and J. Goree. Phys. Plasmas **3**, 1212(1996)
- [22] D. Samsonov, and J. Goree. Phys. Rev. E**59**, 1047(1999)
- [23] Hubertus M.Thomas, Dirk D. Goldberk, Tanja Hagl, Alexei V. Ivlev, Uwe Konopka, Gregor E. Morfill, Hermann Rothermel, Robert Sutterlin and Milenko, Phys. Scripta. T**89** (2001)
- [24] M. Mikikian, L. Boufendi, A. Bouchoule, H. M. Thomas, G. E. Morfill, A. P. Nefedov, V. E. Fortov and the PKE-Nefedov team New J. Phys. **5** (2003)
- [25] R. P. Dahiya, G. V. Paeva, W. W. Stoffels, E. Stoffels, G. M. W. Kroesen, K. Avinash, and A. Bhattacharjee. Phys. Rev. **89** 125001-1 (2002)

- [26] H. Rothermel, T. Hagl, G. E. Morfill and H. M. Thomas,
(Gravity compensation in complex plasmas by application
Of temperature gradient)URL :[http:// arXiv.org /abs/
physics/0110045](http://arXiv.org/abs/physics/0110045)
- [27] Y. H. Liu, Z. Y. Chen, F. Huang, M. Y. Yu, L. Wang, and
A. Bogaerts, Phys.Plasmas. **13**, 052110(2006)
- [28] Maxime Mikikian, and Laifa Boufendi, Phys. Plasmas. **11**,
3733 (2004)
- [29] J. Goree, G. E. Morfill, V. N. Tsytovich, and S. V.
Vladimirov. Phys. Rev. **59**,7005(1999)
- [30] V. N. Tsytovich, S. V. Vladimirov, G. E. Morfill, and J.
Goree, Phys. Rev. E**63**, 056609-1(2001)
- [31] D. Jovanovic, and P. Shukla, Phys. Lett. **A308**, 369
(2003)
- [32] G. Gazadinis, A. Ivlev, and J. P. Boeuf, New J. Phys. **5**,
32.1 (2003)
- [33] A. A. Mamun, P. K. Shukla, and R. Bingham, Phys. Lett.
A298, 179(2002).
- [34] K. Avinash, A. Bhattacharjee, and S. Hu. Phys. Rev. Lett.**90**.
075001 (2003)
- [35] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, and A. M. Thomas. Phys. Rev. E
66. 046414
- [36] T. Nitter. Plasmas Source Sci. Technol.**5**, 93(1996)
- [37] M. Akdim and W. Goedheer. Phys. Rev. **65**, 015401 (2002)
- [38] M. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neil,
and D. K. Coultas, Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992)
- [39] C. Zafiu, A. Melzer, A. Piel, Phys. Plasmas **9**, 4794
(2002)
- [40] C. Zafiu, A. Melzer, A. Piel, Phys. Plasmas **10**,4582
(2003)
- [41] S. Khrapak, A. Ivlev, G. Morfill, and S. Zhdanov. Phys.
Rev. Lett. **90**, 225002 (2003)
- [42] H. Hutchinson, Plasmas Phys. **47**, 71 (2005)
- [43] I. V. Schweigert, A. L. Alexandrov, and F. M. Peeters,

- 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasmas Phys. A **27** (2003)
- [44] A. V. Gurevich, and E. E. Tsedilina, Sov. Phys. Usp. **10**, 214 (1997)
 - [45] C. Chan, N. Hershkowitz, A. Ferreira, T. Intrator, B. Nelson, and K. Longreen, Phys. Fluids **27**, 266(1984)
 - [46] B. Ameya. Charging of Particles in a Plasmas, ME 8362 Advanced Plasmas Technology (2002)
 - [47] A. A. Samarian, O. S. Vaulina, A. P. Nefedov, V. E. Fortov, B. W. James, and O. F. Petrov, Phys. Rev. **64**, 1 (2001)
 - [48] H. M. Thomas and G. E. Morfill, Vac. Technol. A **14**, 490 (1996)
 - [49] H. M. Thomas and G. E. Morfill, Nature **379**, 806(1996)
 - [50] U. Konopka, L. Ratke and H. M. Thomas, Phys. Rev. Lett. **79**, 1269(1997)
 - [51] U. Konopka, G. E. Morfill, and L. Ratke, Phys. Rev. Lett. **84**, 891(2000)
 - [52] G. L. Delzanno and G. Lapenta, Phys. Rev. Lett. **94**, 175005-1 (2005)
 - [53] K. De. Bleecker and A. Bogaerts, Phys. Rev. **71**, 066405 (2005)
 - [54] G. M. Jellum, J. E. Daugherty, and D. B. Graves, J. Appl. Phys. **69**, 6323 (1991)
 - [55] L. S. Frost. Phys. Rev. **105**, 354 (1957)
 - [56] S. A. Khrapak, S. Ratynskia, A. Zobnin, V. Yaroshenko, M. H. Thomas, M. Kretschmer, A. Usachev, H. Hofner, G. Morfill, O. Petrov, and V. Fortov XXIIth ICPiG, Eindhoven, the Netherlands, 12, (2005)

On non-linear excitation of voids in dusty plasmas

E.Nebbat¹, R. Annou^{2,3}, and R. Bharuthram²

¹Faculty of Physics, USTHB. Algiers (Algeria).

²School of Pure and Applied Physics, UKZN. Durban (South Africa).

³ Permanent address: Faculty of Physics, USTHB. Algiers (Algeria).

Abstract

The void, which is a dust-free region inside the dust cloud in the plasma, results from a balance of the electrostatic force and the ion drag force on a dust particulate that has numerous forms, some of which are based on models whereas others are driven from first principles. To explain the generation of voids, [K. Avinash, A. Bhattacharjee, and S. Hu. Phys. Rev. Lett. 90. 075001 (2003)] proposed a time-dependent nonlinear model that describes the void as a result of an instability. We augment this model by, incorporating the grain drift and reintroducing the velocity convective term as well as by replacing the modelled ion-drag force by a more accurate one. The analysis being conducted in a spherical configuration. It is revealed that the void formation is a threshold phenomenon, i.e., it depends on the grain size. Furthermore, the void possesses a sharp boundary beyond which the dust density decreases and may present a corrugated aspect. For big size grains, the use of both ion drag forces leads to voids of a same dimension, though for grains of small sizes, the Avinash force drives voids of a higher dimension. The model shows a good agreement with experiment.

I. Introduction

Dusty plasmas are plasmas containing micron or submicron dust grains that have very high charge and mass. These plasmas may be encountered in a wide range of situations spanning from astrophysical to industrial situations¹. The charged dust grains exhibit necessarily a collective behaviour due to their charges². Indeed new modes have been predicted, and proved to exist by way of numerous experiments³. In addition to the dust grain dynamics, the charge fluctuations have been shown to affect the existing modes supported by the plasma. Recently, the grain mass fluctuation caused by the grain sputtering by the plasma ions has been proved to influence the dielectric properties of the plasma as well⁴. Generally, the influence of dust grains on the plasma may be considered spurious in many cases such as the semi-conductor manufacturing, as it leads to material yield loss. A method has been proposed to push away dust grains from the center of the plasma, by using a ponderomotive force generated by an appropriate wave⁵. In this case, the grain size should be small enough as a big grain would have a gyro-radius greater than the experimental set-up dimension. However, in many applications dust particles may be highly desirable such as special material processing, e.g, nanocrystalline powders of pure metals⁶. In addition to the modification of the wave spectra, the grains in a plasma exhibit a spectacular phenomenon that has been discovered the last decade, namely, the dust void. As a matter of fact, it has been reported by Praburam and Goree⁷, that when particulates grow to a critical size, a cloud is formed in the inter-electrode zone. Later on, the cloud undergoes a transition to a turbulent state, where a very low-frequency filamentary mode is excited. After this mode developed, another mode coined by the authors “great void” appeared. It is a rotating region free from dust grains. It has been stated that the shape of the void is determined by the combined effect of the electric and the ion drag force, which expresses the momentum transfer from collisions of flowing ions

with the grain. Later, Samsonov and Goree⁸ conducted more sophisticated experiments to support the previous conclusion. Indeed, according to the authors, when the grain reaches the critical value the ion drag force overcomes the electric force and the grains are moved outwardly. Hence, the electrons undergo less depletion, so ionisation is enhanced (and so is the glow). It appears then, that the void is characterized by a critical size of the dust grain, and a sharp boundary. It should be noted that in the same time, experiments on voids have been conducted also by Melzer *et al.*⁹. Nevertheless, the lack of a non-linear theory that explains the critical size of the grain, the sharp boundary of the void as well as its size remained. To this end, Goree *et al.*¹⁰ developed a one-dimensional non-linear fluid model to explain the formation of the void and its properties, where dust charging, ion drag force on dust, and a source of ionisation have been taken into account. It has been found that a void represents a stable equilibrium in a plasma with a sharp boundary where an ionization source is a necessary condition. Unfortunately, and according to Avinash *et al.*¹¹, though the proposed interpretation of the void formation has been confirmed by numerous experiments, non-linear time-dependent models that cope with the spontaneous development of the linear instability and the appearance of the void in the final stage, are still lacking. Hence they proposed a time-dependent self-consistent non-linear model for void formation, which is a one-dimensional model that incorporates grain diffusion, collisions with neutrals, and an approximate expression of the non-linear ion drag force (ABH force). In this paper, we augment the work of Avinash *et al.* by including four elements, viz., i/ the grain drift, ii/ the convective term that is reintroduced, iii/ a more accurate ion drag force, we use in particular the expression derived by Khrapak *et al.*¹² (KIMT force), and iv/ we consider the void formation in a spherical configuration (dependence on r), in which case, the three dimensional picture may be achieved by allowing rotational symmetry, which is not allowed for a one-dimensional solution (dependence on x). The paper is organized as follows, in Sec.I we introduce the subject, and the formulation of the problem is exposed in Sec.II, whereas in Sec.III, the results are discussed. Sect IV is devoted to the concluding remarks.

II. Formulation

Let us consider an electron-ion plasma containing a cloud of dust grains. The evolution of this system is described by the continuity and momentum equations, which are coupled to Poisson's equation. The dust continuity equation is written as,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \vec{v}) = D \nabla^2 n - \frac{Z e D}{T} \nabla \cdot (n \vec{E}), \quad (1)$$

where the second term on the RHS of Eq.(1), corresponds to the grain drift under the action of the electric field $\vec{E}$, and n , $\vec{v}$, T , Z , and D , are respectively the dust density, dust velocity, dust temperature, dust charge and dust diffusion coefficient.

The dust momentum equation is given by ,

$$m \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -Ze\vec{E} - m \nu_{dn} \vec{v} - \frac{\nabla P}{n} + \vec{F}_d, \quad (2)$$

where, P is dust pressure and ν_{dn} is the dust-neutral collision frequency. We deal with two expressions of the non-linear ion drag force, namely, i/ the ABH form that is given by,

$$F_d = m \nu_{di} \nu_{thi} \frac{u}{b + u^3}, \text{ where } \nu_{di} \text{ is the dust-ion collision frequency, } \nu_{thi} \text{ is the ion thermal}$$

velocity, b is a fitting constant, and $u = \frac{v_i}{\nu_{thi}}$, v_i being the ion velocity that is given by,

$$v_i = \frac{e E}{m_i \nu_{in}}, \text{ where } \nu_{in} \text{ is the ion-neutral collision frequency, and ii/ the KIMT form, which is}$$

$$\text{cast as, } F_d = \frac{8\sqrt{2\pi}}{3} r_d^2 n_i m_i \nu_{thi} v_i \left(1 + \frac{1}{2} z \tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Lambda \right), \text{ where, } r_d \text{ is the grain radius,}$$

$$z = \frac{Z e^2}{r_d T_e}, \tau = \frac{T_e}{T_i} = \frac{1}{\tau_i} \text{ and the modified Coulomb logarithm is given by } \Lambda \approx 2 F \left[\frac{\beta(v_{thi})}{2} \right],$$

$$\text{where } F(x) = \int_x^\infty \frac{\exp(x-t)}{t} dt, \text{ and } \beta(v_{thi}) \approx \frac{z \tau r_d}{\lambda_D}, \lambda_D \text{ being the plasma Debye length.}$$

As far as the electrons are concerned the electron momentum equation is cast as,

$$\vec{0} = -e\vec{E} - \frac{\nabla P_e}{n_e}, \quad (3)$$

where P_e and n_e are the electron pressure and density.

The Poisson's equation is given by,

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi e (n_i - n_e - Z n), \quad (4)$$

Equations (1-4) are satisfied identically for a homogeneous equilibrium with $E = 0$,

$$v = 0 \text{ and } n_0 = \frac{n_{i0} - n_{e0}}{Z}. \text{ By performing a stability analysis that is perturbing the system}$$

around the equilibrium state and assuming an $\exp(\omega t + kr)$ dependence for the perturbed quantity, we may find the eigen values (ABH form) in the case $D = k = 0$, as follows,

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2} \left\{ -\nu_{dn} \pm \sqrt{\nu_{dn}^2 + \frac{16\pi n Z^2 e^2}{m} \left(-1 + \frac{a}{b} \right)} \right\}, \quad (5)$$

where, $a = \frac{m v_{di}}{m_i Z v_{in}}$. It is clear that the equilibrium corresponding to the ABH form of the

ion drag force is unstable to purely growing modes when $\frac{a}{b} > 1$. Hence the void formation is

a threshold phenomenon. By introducing the grain radius in the inequality through the

quantities, $m = \frac{4}{3} \pi \rho r_d^3$, where ρ is the grain mass density, $Z = \frac{4 T_e}{e^2} r_d$ for an argon

plasma and $v_{di} = n_i \pi \sqrt{\frac{3 T_i}{m_i}} r_d^2$, one finds that the onset of the instability, or in other words,

the void is formed when the grain radius exceeds the value,

$$r_d^* = \left(\frac{3 T_e b m_i v_{in}}{\pi^2 \rho n_i e^2} \sqrt{\frac{m_i}{3 T_i}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (6)$$

In Fig.1, we show that the onset of the instability is assured for $r_d > r_d^*$. In an argon plasma

defined quantitatively by the following set of values, i.e, $m_i = 6.623 \times 10^{-23} g$; $b = 1.6$;

$v_{in} = 1.17 \times 10^6 s^{-1}$; $T_i = 0.015 eV$; $n_i = 1.86 \times 10^9 cm^{-3}$; $n_0 = 2.37 \times 10^4 cm^{-3}$, $T_e = 3 eV$ and

$\rho = 2.2 g cm^{-3}$ (graphite), we found $r_d^* \approx 75 nm$ in the case of ABH form of the ion drag

force. In Figures.2 and 3 we plotted the numerical density in the saturated state of the instability versus the position. It is clear that for $r_d \approx 50 nm$, there is no void with a sharp

boundary whereas for $r_d \approx 120 nm$, the void with a sharp boundary appears.

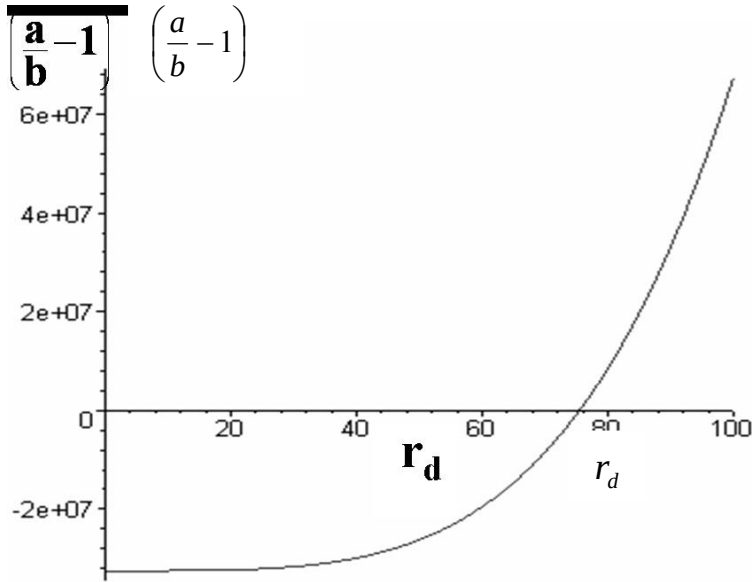


Fig . 1

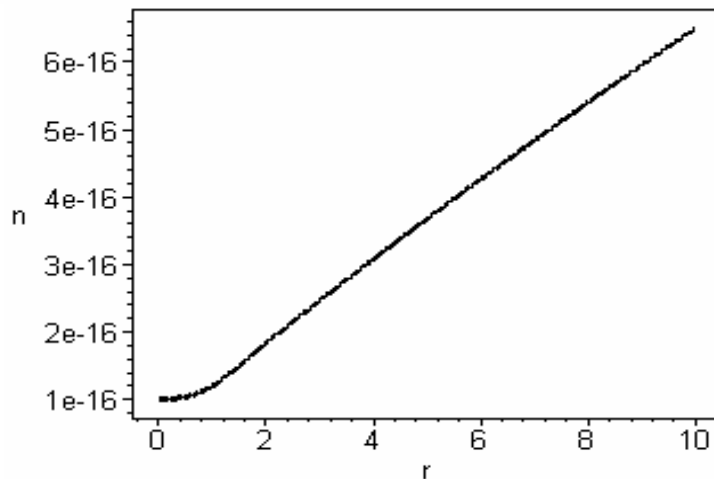


Fig. 2.

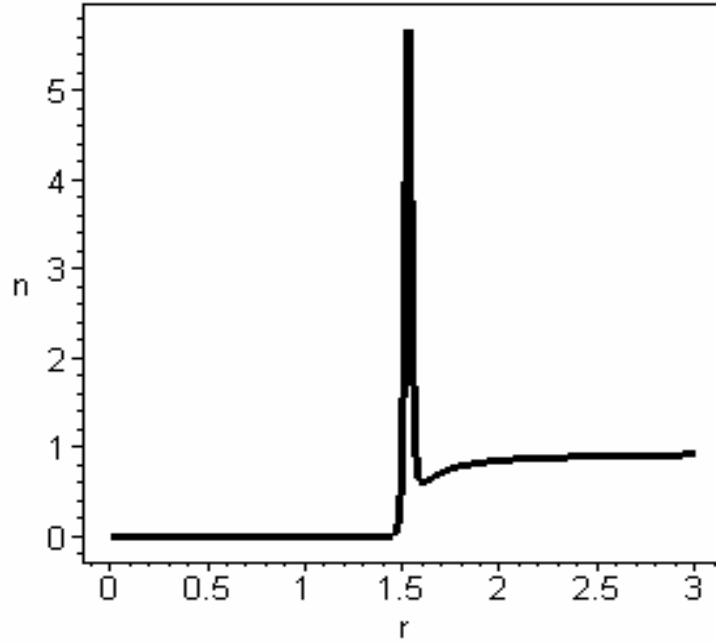


Fig .3.

On the other hand, when the KIMT form of the ion drag force is considered, the condition for the onset of the instability is given by

$$f(r_d) = \left(1 + \frac{2T_e}{T_i}\right) r_d + \left(\frac{2T_e}{T_i}\right)^2 r_d F\left(\frac{2T_e}{T_i} r_d\right) - \frac{3}{2} \frac{v_{in} T_e}{\sqrt{2\pi} n_i v_{thi} e^2} > 0 \quad (7)$$

We plotted this function in Fig.4, where it appears that the critical size of the grain is given by $r_d^* = 340 \text{ nm}$, which is clearly a more stringent condition to be fulfilled by the grain as compared to the above mentioned case (ABH ion drag force).

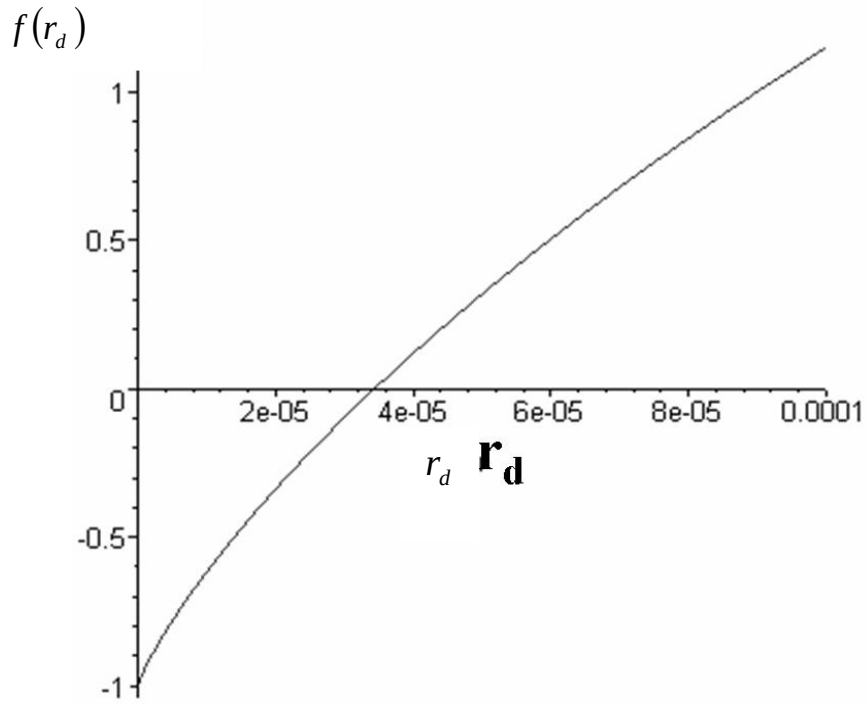


Fig.4.

Figures.5 and 6 are two examples corresponding to two radii of the grain, one below the critical value ($r_d = 250 \text{ nm}$) and the other above this value ($r_d = 350 \text{ nm}$), where the void is clearly shown. This void is 100 % free of dust particles and possesses a sharp boundary as already described by numerous experiments.

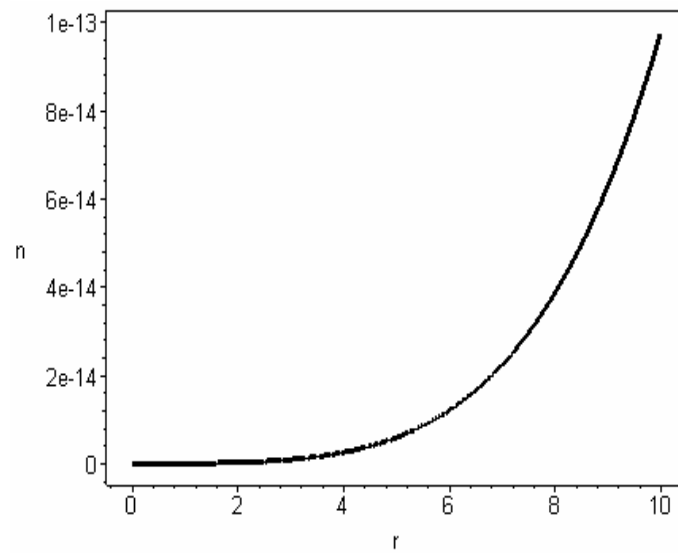


Fig.5.

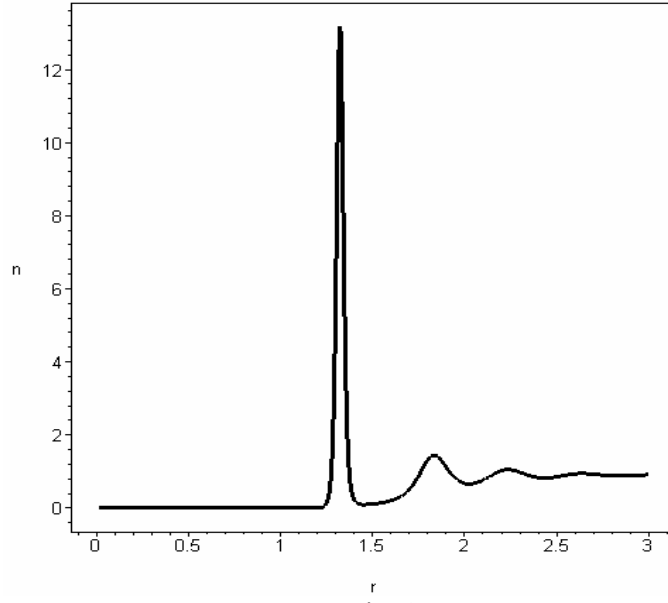


Fig.6.

In order to investigate the non-linear system of equations (1-4) governing the plasma evolution, we rewrite it in a dimensionless form as follows,

$$\frac{\partial n}{\partial r} = \Psi, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = \frac{n}{Dv} \left\{ \zeta \left(\frac{F_d}{Ze} - E \right) + v\gamma(-n_e - n + 1) - v\alpha + \Psi \left[-\frac{\zeta}{Zn} + \frac{v}{n} \left(v + \gamma E - \frac{2\tau_i D}{\lambda_{di} r} \right) \right] + \frac{2\tau_d \tau_i v^2}{Zr} \right\}, \quad (9-a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\zeta}{v} \left(-E + \frac{F}{Ze} \right) - \frac{\zeta m \tau_d \tau_i \Psi}{n v} - \alpha, \quad (10-a)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial r} = -\frac{n_e E}{\tau_i}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial E}{\partial r} = 1 - n_e - n - \frac{2E}{r}, \quad (12)$$

where, $\zeta = \frac{n_{i0}}{n_0 Z}$, $\alpha = \frac{\nu_{dn}}{\omega_{pd}}$, $\gamma = \frac{Z T_i D}{T}$, $\tau_i = \frac{T_i}{T_e}$, $\tau_d = \frac{T}{T_e}$ and $\lambda_{di} = v_{thi} \omega_{pi}^{-1}$.

Equations (8-12), where dust density is normalised by $\frac{n_{i0}}{Z}$, ion density by n_{i0} , electron density by n_{i0} , time by ω_{pd}^{-1} , distance by $\frac{\lambda_{di}}{\tau_i}$, velocity by $\frac{\lambda_{di} \omega_{pd}}{\tau_i}$, the electric field by $\frac{T_e}{e \lambda_{di}}$ and the diffusion coefficient by $\frac{\omega_{pd} \lambda_{di}^2}{\tau_i^2}$, cope with a stationary solution as the void necessarily evolves to a stationary state at the final stage.

Equations (9) and (10) may be written respectively in the case of ABH and KIMT forms of the ion drag force as follows,

ABH force

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = \frac{n}{D v} \left\{ \zeta E \left(\frac{a}{b + \mu^3 E^3} - 1 \right) + v \gamma (-n_e - n + 1) - v \alpha \right. \\ \left. + \Psi \left[-\frac{\zeta}{Z n} + \frac{v}{n} \left(v + \gamma E - \frac{2 \tau_i D}{\lambda_{di} r} \right) \right] + \frac{2 \tau_d \tau_i v^2}{Z r} \right\}, \quad (9-b)$$

$$\frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\zeta E}{v} \left(-1 + \frac{a}{b + \mu^3 E^3} \right) - \frac{\zeta m \tau_d \tau_i \Psi}{n v} - \alpha, \quad (10-b)$$

$$\text{where } \mu = \frac{\omega_{pi}}{v_{in} \tau_i}$$

KIMT force

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = \frac{n}{D v} \left\{ \zeta E \left(\frac{8 \sqrt{2 \pi} r^2 n_i v_{thi} \Omega}{3 Z v_{in}} - 1 \right) + v \gamma (-n_e - n + 1) - v \alpha \right. \\ \left. + \Psi \left[-\frac{\zeta}{Z n} + \frac{v}{n} \left(v + \gamma E - \frac{2 \tau_i D}{\lambda_{di} r} \right) \right] + \frac{2 \tau_d \tau_i v^2}{Z r} \right\}, \quad (9-c)$$

$$\frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\zeta E}{v} \left(-1 + \frac{8 \sqrt{2 \pi} r^2 n_i v_{thi} \Omega}{3 Z v_{in}} \right) - \frac{\zeta m \tau_d \tau_i \Psi}{n v} - \alpha, \quad (10-c)$$

where, $\Omega = \left(1 + \frac{1}{2} z \tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Lambda \right)$.

III. Results and discussion

We integrate numerically Eqs- (8-13), the initial conditions being $\Psi(0)=0.0001$, $n(0)=10^{-16}$, $n_e(0)=0.8$ and $E(0)=0$, with the following parameters $n_{i0}=1.86 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$; $v_{in}=1.17 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$; $\omega_{pi}=9 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ and different grain sizes, viz., $r_d=120 \text{ nm}$, $r_d=350 \text{ nm}$, $r_d=700 \text{ nm}$, $r_d=1.32 \mu\text{m}$, $r_d=2.6 \mu\text{m}$. In figures.7-13, different values of the grain radius are considered for two different expressions of the ion drag force, viz, the ABH and the KIMT expressions. The analysis has been conducted in a spherical configuration where the three dimensional plot of the dust density may be obtained by way of a rotation around the axis of symmetry, which is not be possible with one-dimensional solution as it is not symmetric around $x=0$. It appears through the figures that a dust void with a sharp boundary exists provided the grain radius exceeds a critical value, which is different for different expressions of the ion drag force. It is worthwhile noting that the critical radius derived for KIMT ion drag force is comparable with that found by Samsonov and Goree⁸. The dimension of the void decreases with an increasing grain radius, which is in agreement with the experiment¹³. However, for small values of the grain size and when the ABH form of the ion drag force is used, the tendency of the void dimension is towards the increase for increasing grain radius. Moreover, the dimension of the void seems to reach an asymptotic value when the grain radius is increased. The use of different expressions of the ion drag force shows that the ABH force generates a bigger void than the one generated by the KIMT force. For higher grain sizes however, no significant difference between the voids generated by the ABH and KIMT is seen. In other words, for big grains, the expression derived by Avinash *et al.* leads to

acceptable results. Furthermore, we notice in all figures a density build up at the void boundary (a density peak) which is in accordance with the experiment. Besides, in some situations it is noticed a density corrugation beyond the void, which is also in agreement with the experimental data. These are alternate zones of rarefaction and bunching of dust grains.

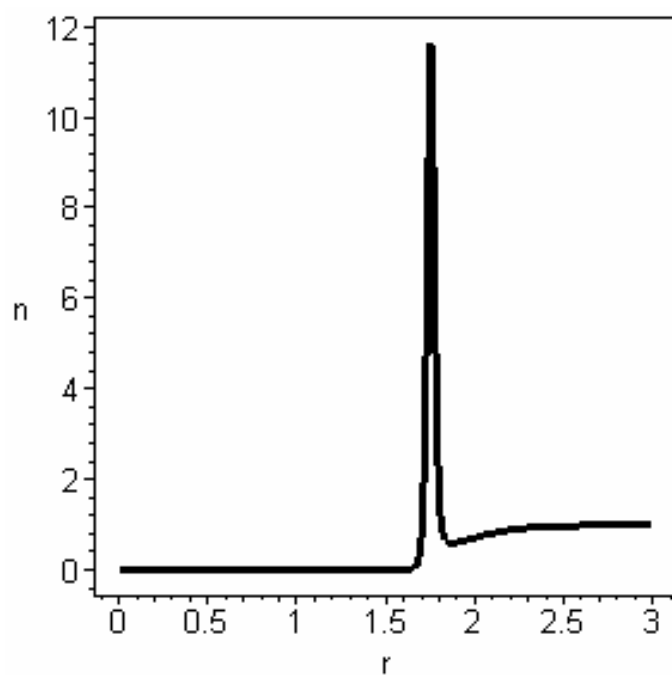


Fig.7.

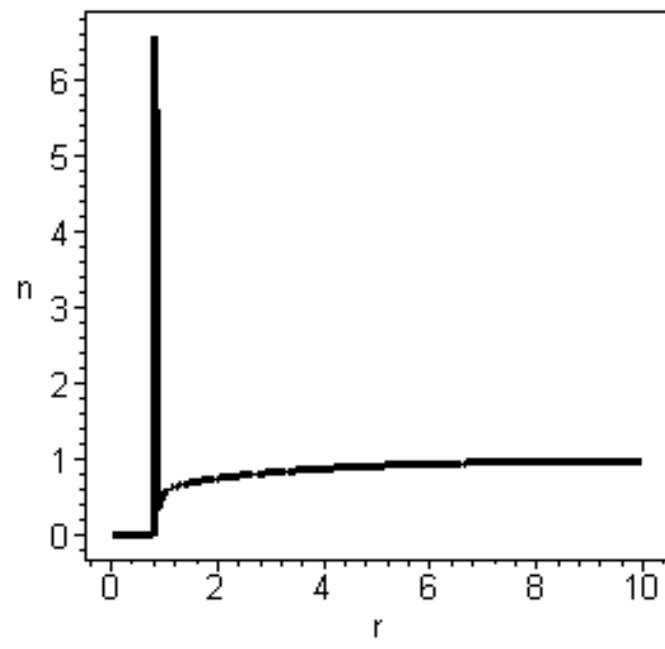


Fig.8.

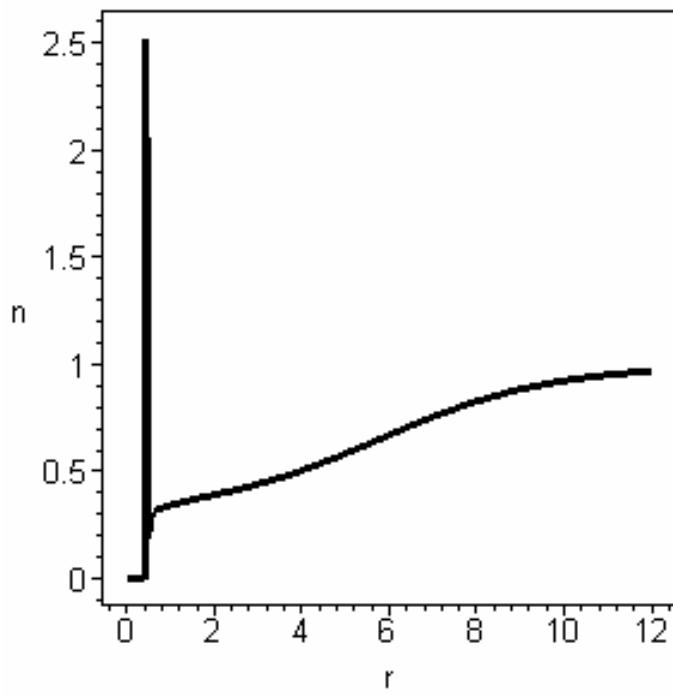


Fig .9.

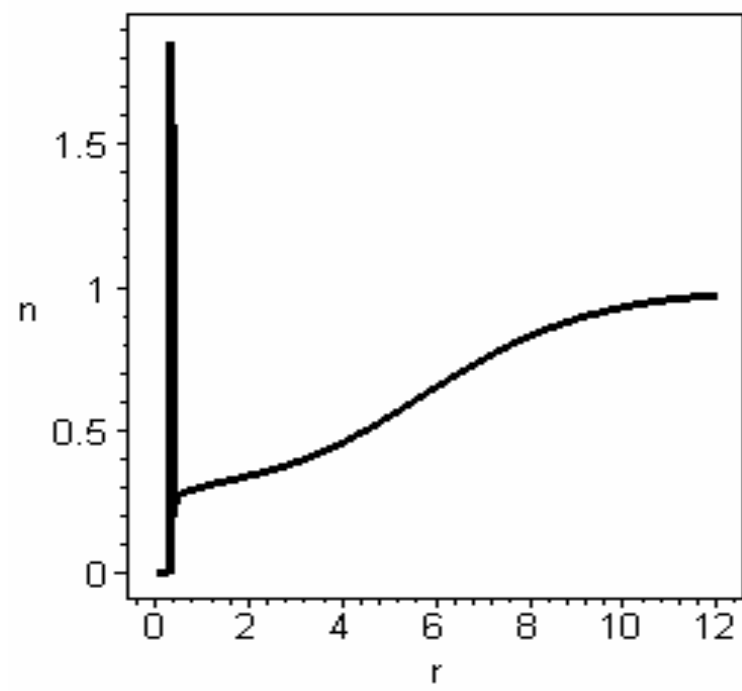


Fig.10.

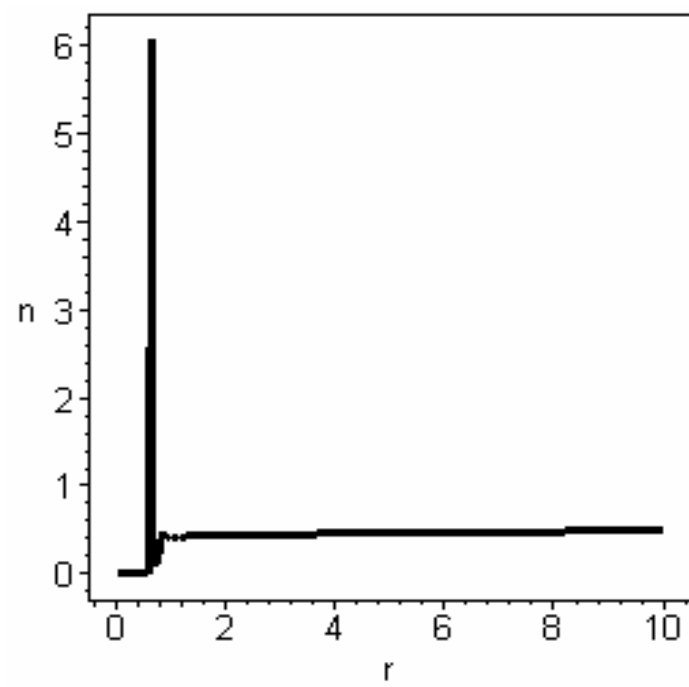


Fig.11.

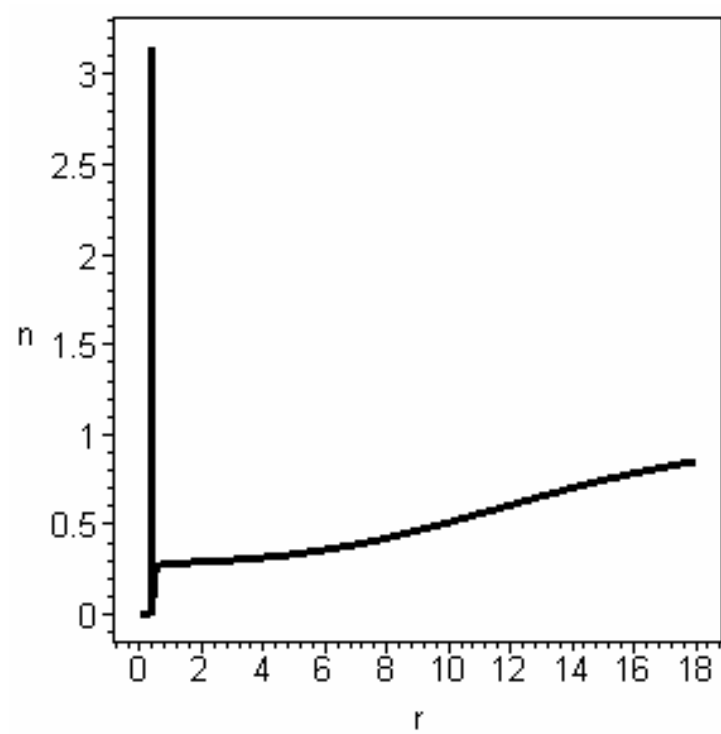


Fig.12.

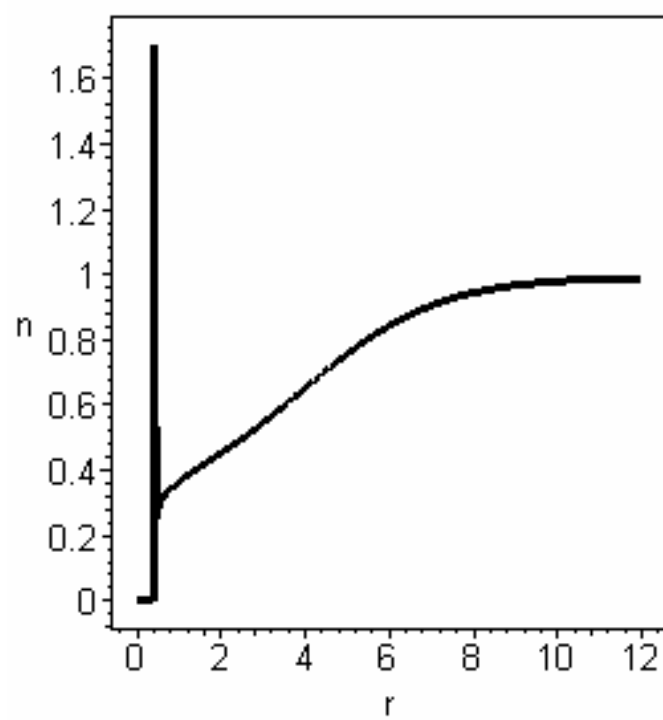


Fig.13.

IV. Conclusion

The charged dust grains in a complex plasma, exhibit a collective behaviour due to their charge. As a matter of fact a host of new modes have been predicted and excited in plasmas containing dust impurity. Besides, due to their nature, the grains rearrange themselves under certain conditions in the plasma. Indeed, when the particulates grow to a certain size, a cloud is formed that undergoes a transition to a turbulent state to lead to a void of dust, i.e., a dust free zone, determined by the balance of the electric and the ion drag forces. The void is characterized by a critical size of the grain and a sharp boundary. In order to explain the spontaneous development of the linear instability and the appearance of the void in the final stage, Avinash *et al.* proposed a self-consistent non-linear one-dimensional model that takes into account grain diffusion and collision with the neutrals, and where the non-linear ion drag force has been modelled by an appropriate expression. In this paper, we augmented this model by incorporating the grain drift under the action of the electric field, along with an accurate ion drag force derived by Khrapak *et al.* from first principles. The convective term is reintroduced and the analysis is conducted in a spherical configuration. The numerical integration of the differential equations revealed the following aspects: a void with sharp boundaries indeed exists, provided the grain radius exceeds a critical value. The dimension of the void is found grain size dependent, though it reaches a stable value for increasing grain size. It has been shown also, that the void generated by the ABH force is bigger than the one excited by the more accurate expression of the ion drag force, viz., KIMT force. For higher values of the grain size, both expressions of the ion drag force lead to voids of comparable dimensions. Furthermore, as shown by experiments, the void boundary is a density peak beyond which the density falls down abruptly and may present farther, a corrugated profile. Finally, let us recall that when KIMT ion drag force is taken into account, the theory offers accurate predictions on the critical grain radius.

Acknowledgment

R.A acknowledges financial support of USTHB (Algeria) and UKZN (South-Africa). This work was initiated at UKZN in 2004.

References

- [1] E. C. Whipple, T. G. Northrop and D. A. Mendis, J. Geophys. **90**, 7405 (1985).
- [2] H. Hahn and R. Averbach, J. Appl. Phys. **67**, 1113 (1990).
- [3] P. K. Shukla, M. Salimullah, and I. Sandberg, Phys. Plasma, **10**, 558 (2003).
- [4] M. Amroun and R. Annou, Phys. Plasmas, **8**, 1 (2001).
- [5] M. R. Jana, A. Sen, and P. K. Kaw, Phys. Rev. E **48**, 3930 (1993).
- [6] G. Praburam and J. Goree, Phys. Plasmas, **3**, 1212 (1996).
- [7] D. Samsonov and J. Goree, Phys. Rev. E **59**, 1047 (1999).
- [8] J. Goree, G. E. Morfill, V. N. Tsytovich, and S. V. Vladimirov Phys. Rev. E **59**, 7055 (1999).
- [9] K. Avinash, A. Bhattacharjee, and S. Hu. Phys. Rev. Lett. **90**. 075001 (2003).
- [10] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, and H. M. Thomas. Phys. Rev. E **66**, 046414 (2002)
- [11] M. Mikikian, L. Boufendi, A. Bouchoule, H. M. Thomas, G. E. Morfill, A. P. Nefedov, V. E. Fortov and the PKE-Nefedov team New J. Phys. **5**, 19.1 (2003).

Figure captions

Fig.1. $\left(\frac{a}{b}-1\right)$ versus the grain radius r_d

Fig.2. The dust numerical density n versus the position r , for $r_d = 50 \text{ nm}$ (ABH ion drag force)

Fig.3. The dust numerical density n versus the position r , for $r_d = 120 \text{ nm}$ (ABH ion drag force)

Fig.4. $f(r_d)$ vs r_d

Fig.5. The numerical dust density n versus the position r for $r_d = 250 \text{ nm}$ (KIMT ion drag force)

Fig.6. The numerical dust density n versus the position r for $r_d = 350 \text{ nm}$ (KIMT ion drag force)

Fig.7. The numerical dust density n versus the position r for $r_d = 350 \text{ nm}$ (ABH ion drag force)

Fig.8. The numerical dust density n versus the position r for $r_d = 700 \text{ nm}$ (ABH ion drag force)

Fig.9. The numerical dust density n versus the position r for $r_d = 1,320 \text{ } \mu\text{m}$ (ABH ion drag force)

Fig.10. The numerical dust density n versus the position r for $r_d = 2.6 \text{ } \mu\text{m}$ (ABH ion drag force)

Fig.11. The numerical dust density n versus the position r for $r_d = 700 \text{ nm}$ (KIMT ion drag force)

Fig.12. The numerical dust density n versus the position r for $r_d = 1.320 \text{ } \mu\text{m}$ (KIMT ion drag force)

Fig.13. The numerical dust density n versus the position r for $r_d = 2.6 \text{ } \mu\text{m}$ (KIMT ion drag force)

Nom du document : THESE POUR CEDE BIBLIOTH
Répertoire : C:\Documents and Settings\PLASMA\Mes
documents\these corrigé finale 3 imp
Modèle : C:\Documents and Settings\PLASMA\Application
Data\Microsoft\Modèles\Normal.dot
Titre :
Sujet :
Auteur : Ikram/Azeddine
Mots clés :
Commentaires :
Date de création : 01/05/2007 22:22:00
N° de révision : 6
Dernier enregist. le : 02/05/2007 08:03:00
Dernier enregistrement par : plasma
Temps total d'édition :46 Minutes
Dernière impression sur : 02/05/2007 08:06:00
Tel qu'à la dernière impression
Nombre de pages : 66
Nombre de mots : 10 822 (approx.)
Nombre de caractères : 59 521 (approx.)