

No d'ordre :.....
No de série :

UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA
FACULTE DES MATHÉMATIQUES
ET DES SCIENCES DE LA MATIÈRE
Département de physique



Mémoire
MASTER ACADEMIQUE

Domaine : Sciences de la Matière
Filière : Physique
Spécialité : Rayonnement et Spectroscopie et Optoélectronique
Présenté par : **CHEBOUAT ZINEB**

Thème

**Fonctions d'auto-corrélation dans
deux plasmas modèles**

Soutenu publiquement

Le : 26/05/2016

Devant le jury composé de :

Mr: M .A. Ben bitour	M.C.B	U.Ouargla	Président
Mme: Thoraia Chohra	M.C.A	U. Ouargla	Examineur
Mr: M.T. Meftah	Prof	U.Ouargla	Encadreur
Mme: Hakima Ababsa	M.A.A.	U. Ouargla	Co-Encadreur

Année Universitaire :2015/2016

Dédicace

Ma chère mère

Mon cher père

Ma grande mère

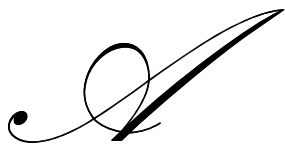
Mes sœurs

Mes frères

Toute la famille

Mon fiancé

Mes amies



Remerciements

Tout d'abord je tiens à remercier Allah tout puissant de me avoir accordé la force et le courage pour compléter ce travail.

J'adresse ma profonde gratitude et mes vifs remerciement a mon encadreur, professeur Meftah Mouhamed Tayeb, prof à l'université de ouargla, qui a proposé le sujet, et qui a dirigé ce travail avec beaucoup d'attention et de rigueur.

J'exprime mon respect et reconnaissance à maître assistant « Ababsa Hakima » à de l'université de Ouargla pour ses aides, ses conseils et encouragements, dieux vous guide dans votre vie .

Je remercie professeurs les membres de jury :

- Chohra Thouraia

- Ben baitour Abd elouahab

Qui ont accepté de participer au jury de soutenance.

Je remercie, et plus largement, toutes les personnes du laboratoire LRPPS (Laboratoire de Rayonnement et Plasmas et Physique des Surfaces); particulièrement le directeur du laboratoire Pr : F. Khelfaoui

Je remercie également tout les enseignants de département de Physique à l'université de Ouargla.

En fin je remercie tous mes amis et toute personne ayant participé à réaliser ce travail et tout ceux qui participé à mon éducation.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Généralités sur le plasma	4
1.1 Paramètres d'un plasma	4
1.1.1 Fréquence plasma	4
1.1.2 Longueur et Potentiel de Debye	5
1.1.3 Longueur d'onde thermique de De Broglie	5
1.1.4 Rayon de la sphère ionique	6
1.1.5 Paramètre de couplage	6
1.2 Le phénomène de la diffusion dans le plasma	6
1.3 Application des plasmas	7
2 Le potentiel de Debye et le potentiel de Deutsch écranté	8
2.1 Quel est le potentiel de Debye ?	8
2.2 Quel est le potentiel de Deutsch écranté ?	9
2.3 La fonction de distribution radiale :	12
2.4 conclusion :	14
3 Le calcul de la fonction de corrélation de la vitesse et du champ	15
3.1 Développement du modèle théorique	15
3.1.1 Le premier paramètre ω_0	19
3.1.2 Le deuxième paramètre ω_1 :	20
3.1.3 Le troisième paramètre λ	21
3.1.4 Comment calculer le coefficient diffusion D ?	21
3.2 Discussion et résultats numériques	23
3.2.1 Conclusion	28
4 Conclusion générale	29

Table des figures

2.1	potentiels de Debye et Deutsch écranté dans le cas ($Z=1$) et $\Gamma = 0.1$.	10
2.2	potentiels de Debye et Deutsch écranté dans le cas ($Z=1$) et $\Gamma = 0.5$.	11
2.3	potentiels de Debye et Deutsch écranté dans le cas ($Z=1$) et $\Gamma = 1$. .	11
2.4	Fonction de distribution radiale pour un plasma à une composante ($Z=1$) dans le cas de $\Gamma = 0.1$	13
2.5	Fonction de distribution radiale pour un plasma à une composante ($Z=1$) dans le cas de $\Gamma = 0.5$	13
2.6	Fonction de distribution radiale pour un plasma à une composante ($Z=1$) dans le cas de $\Gamma = 1$	14
3.1	Fonction d'autocorrélation de la vitesse pour un plasma à une composante ($Z=1$) et $\Gamma = 0.1$	25
3.2	Fonction d'autocorrélation de la vitesse pour un plasma à une composante ($Z=1$) et $\Gamma = 0.5$	25
3.3	Fonction d'autocorrélation de la vitesse pour un plasma à une composante ($Z=1$) et $\Gamma = 1$	26
3.4	Fonction d'autocorrélation du champ électrique pour un plasma à une composante ($Z = 1$) et $\Gamma = 0.1$	26
3.5	Fonction d'autocorrélation du champ électrique pour un plasma à une composante ($Z = 1$) et $\Gamma = 0.5$	27
3.6	Fonction d'autocorrélation du champ électrique pour un plasma à une composante ($Z = 1$) et $\Gamma = 1$	27

Liste des tableaux

3.1	Les valeurs des paramètres w_0 et w_1 pour Deutsch et Debye pour différents paramètres du comblage; $\Gamma = 0.1, \Gamma = 0.5$ et $\Gamma = 1$ pour un plasma à une composante	23
3.2	Les valeurs de coefficient de diffusion pour différentes valeurs du paramètres de corrélation par rapport aux résultats de Dufty pour un plasma à une composante ($Z=1$) et $\Gamma = 0.1, \Gamma = 0.5, \Gamma = 1$	23

Introduction générale

Le terme "plasma" a été introduit en physique en 1928 par le physicien américain I. Langmuir pour désigner, dans les tubes à décharge, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre. Par la suite, ce mot a été utilisé, surtout en astrophysique, pour désigner un état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais constitué de particules chargées, électrons et ions positifs, en proportions telles que le milieu soit globalement neutre. Le plus simple des plasmas est celui d'hydrogène, formé d'électrons et de protons libres en concentrations égales. Ainsi définis, les plasmas se confondent donc avec le quatrième état de la matière, faisant suite, dans l'échelle des températures, aux trois états classiques, solide, liquide et gaz. Les propriétés spéciales des plasmas sont dues au long rayon d'action de la force entre particules (force coulombienne) : un électron ou un ion du plasma interagit à chaque instant avec beaucoup d'autres. On peut même décrire de nombreuses propriétés des plasmas (effets collectifs) en considérant ceux-ci comme des mélanges de deux fluides continus d'électricité positive et négative. Par suite de leur faible densité, les plasmas conservent cependant certaines propriétés des gaz (grande compressibilité, énergie interne et pression proportionnelles à la température absolue, etc..)[1].

On distingue deux types de plasmas :

Les plasmas chauds où la température dépasse $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, ils peuvent être complètement ionisés. Les plasmas de fusion sont l'objet du pari ambitieux des hommes de réaliser un réacteur nucléaire utilisant l'énergie de fusion entre des noyaux légers de deutérium et de tritium. La température de ces plasmas se chiffre en millions de degrés [2].

Les plasmas froids sont des milieux faiblement ionisés dont les températures des particules ne dépasse pas quelque dizaines de milliers de degrés kelvin. Dans les plasmas froids, on distingue les plasmas thermiques où toutes les espèces de particules (électrons, ions, atomes et molécules) ont des températures voisines, et les plasmas hors d'équilibre où les électrons ont des températures beaucoup plus élevées que celles des particules lourdes, à cause de leur grande mobilité. Les électrons sont accélérés dans le champ électrique et acquièrent une énergie cinétique importante, alors que les particules lourdes gardent une température ambiante. Les électrons peuvent céder une partie de leur énergie cinétique par le biais des collisions élastiques avec d'autres particules du système [3].

Le milieu atteint un état d'équilibre thermodynamique lorsque la température de l'ensemble est la même. Il existe alors deux grands types de collisions :

Les collisions élastiques, qui ne participent pas directement à l'activation du gaz mais sont responsables de la conduction et de la diffusion de la chaleur.

Les collisions inélastiques, qui sont responsables du changement d'énergie interne des molécules de la nature des particules (ionisation, dissociation, attachement électronique, etc.), en fonction de l'énergie cinétique des électrons incidents.

Il est possible alors de définir le degré d'ionisation α d'un gaz en connaissant la densité des électrons n_e et la densité des particules neutres N :

$$\alpha = \frac{n_e}{N + n_e} \quad (1)$$

si $\alpha < 10^{-4}$ on parle d'un gaz faiblement ionisé.

Si $\alpha > 10^{-4}$ le gaz est fortement ionisé[4].

Nous présentons dans ce travail le calcul de la fonction d'autocorrélation de la vitesse et du champ électrique pour deux types d'interaction : « Debye » et « Deutsch écranté » en utilisant la technique de l'opérateur de projection et de la relation Green-Kubo qui relie le coefficient de transport de diffusion avec la fonction d'autocorrélation des vitesses. La fonction d'autocorrélation du microchamp ionique dépend indirectement du coefficient de diffusion et aussi de la fonction de distribution des paires qui joue un rôle important dans l'élaboration du modèle et dans tous les calculs des propriétés statiques et dynamiques dans le plasma. Le calcul du coefficient de diffusion dans un milieu chargé a été largement étudié dans de nombreux laboratoires dans le monde utilisant différents modèles (la réponse linéaire et dynamique moléculaire). Dans notre étude nous utilisons un modèle théorique qui relie ce coefficient aux facteurs de structure dynamique.

En outre ; la connaissance du coefficient de diffusion est utile pour caractériser les ions impureté (technique spectroscopique comme fusionnement R.X).

En effet, la fonction d'autocorrélation du microchamp est la quantité statistique, qui intéresse particulièrement les spectroscopistes dans le calcul des profils de raies. Cette fonction est étroitement liée à la notion de dynamique dans le plasma et permet de connaître le temps de corrélation du champ correspondant. Les profils de raies des constituants de l'univers et des étoiles ont une très grande importance dans l'analyse des astrophysiciens[5].

Ce travail se compose essentiellement de deux parties, l'une comporte le calcul du coefficient de transport de diffusion pour un plasma à une composante ionique et l'autre partie comporte le calcul des fonctions d'autocorrélation des vitesses et des champs par notre modèle théorique. Ce modèle est basé sur la connaissance des valeurs du coefficient de diffusion.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté des généralités sur les plasmas et les différents paramètres nécessaires : fréquence plasma, longueur de De broglie, le phénomène de la diffusion dans le plasma et enfin les applications des plasmas.

Dans le deuxième chapitre nous présentons le potentiel de Debye et le potentiel de Deutsch écrané et le sens physique pour chaque potentiel et nous avons étudié la fonction de corrélation radiale, en présentant les courbes représentatives de ces quantités.

Dans le troisième chapitre nous avons détaillé les étapes pour calculer les différents coefficients que nous avons besoin pour calculer les fonctions d'autocorrélation des vitesses $D(t)$ et des champs $C(t)$ pour les deux types d'interaction ; et le dernier chapitre est consacré à regrouper les résultats ainsi obtenus et à la discussion.

Chapitre 1

Généralités sur le plasma

Comme nous le savons, le plasma est un gaz qui est ionisé (par chauffage, photo-ionisation, champ électrique..), constitué d'un ensemble à très grand nombre (nombre d'Avogadro) de particules chargées (électrons, ions...) macroscopiquement neutre et libres de se mouvoir dans toutes les directions de l'espace [6]; l'état plasma est généralement défini comme étant le quatrième état de la matière, il constitue plus de 99 % de la matière de l'univers visible. Les étoiles et la plupart de la matière interstellaire sont des plasmas; il peut être défini comme un gaz partiellement ou totalement ionisé, globalement quasi-neutre et qui consiste en un nombre égal de charges positives et négative et de différents atomes et molécules non ionisés[7].

1.1 Paramètres d'un plasma

1.1.1 Fréquence plasma

Le déplacement d'électrons peut perturber un plasma initialement neutre [1], A cause de ce déplacement un excès d'électrons apparait sur une petite distance (par rapport à la longueur de Debye λ_D). On peut dire que le mouvement des électrons se transforme en oscillations autour de la position d'équilibre. La fréquence de plasma ω_p caractérise l'échelle temporelle, elle est donnée par la formule :

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n (Ze)^2}{m} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

A partir de ω_p on peut définir, le temps caractéristique du plasma f_p :

$$f_p = 2\pi/\omega_p$$

Le temps de réponse d'un plasma soumis à une excitation correspond à un temps de l'ordre de ω_p^{-1}

1.1.2 Longueur et Potentiel de Debye

Considérons une charge ponctuelle d'un ion q_i du plasma, Dans le voisinage de cette particule, il y a en moyenne plus de charges de signe opposé que de charges de même signe. Appelons q_e la charge de l'électron et N_e la valeur moyenne de la densité ionique dans le plasma, le potentiel de Debye est représenté par :

$$U = \frac{q_i}{r} e^{-r/\lambda_D} \quad (\text{CGS})$$

où

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{K_\beta T}{4\pi n (Ze)^2}} \quad (1.2)$$

où K_β est la constante de Boltzmann, T la température du plasma, (q_i) est la charge d'un ion à l'origine des coordonnées. La distance moyenne à partir de laquelle les particules du milieu font écran à l'action d'ion est appelée longueur de Debye notée λ_D . Celle-ci représente la longueur de Debye qui est la distance maximale pour que les interactions Coulombiennes individuelles entre particules interviennent, c'est-à-dire, la distance à partir de laquelle les particules du milieu font écran à l'action d'ion [8]. La longueur de Debye s'écrit, sous la forme :

$$\lambda_D = 6.9 \sqrt{\frac{T}{n}}$$

avec T la température du plasma (en 0K), et n la densité électronique du plasma (en cm^{-3}) .

1.1.3 Longueur d'onde thermique de De Broglie

La longueur d'onde thermique de Louis De broglie est un concept de la physique statistique et de la mécanique quantique. C'est une grandeur statistique et elle représente la longueur d'onde de de Broglie moyenne des particules d'un gaz porté à une certaine température. Cette longueur d'onde thermique caractérise l'étalement spatial de la fonction d'onde associée à l'ion ou l'atome :

$$\lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2\pi m_e K_B T}} \quad (1.3)$$

1.1.4 Rayon de la sphère ionique

On appelle r_i le rayon de la sphère moyenne occupée par un ion en mouvement dans l'espace. Ce rayon est donné par [9] :

$$r_i = \left(\frac{3}{4\pi n_i} \right)^{1/3} \quad (1.4)$$

avec n_i la densité ionique du plasma (en cm^{-3})

1.1.5 Paramètre de couplage

On peut introduire le paramètre plasma :

$$\Gamma = \frac{(Ze)^2}{K_\beta T r_i} \quad (1.5)$$

La condition $\Gamma \leq 1$ signifie que l'énergie d'interaction entre particules est faible devant l'énergie thermique, ces plasmas sont appelés plasmas faiblement couplés [10].

Dans le cas $\Gamma \geq 1$ le plasma est fortement couplé, c'est le cas où la sphère de Debye est peu peuplée.

1.2 Le phénomène de la diffusion dans le plasma

L'hétérogénéité de la distribution des particules chargées dans le volume occupé par le plasma, peut être une raison pour que le phénomène de migration (diffusion) prenne naissance. Dans ce cas, la masse toute entière reste fixée et seulement un ou plusieurs composés de cette masse qui migre, comme la propagation de l'odeur du parfum dans un espace limité.

La diffusion des gaz en particulier dans le plasma est due au mouvement aléatoire des particules (atomes, molécules, ions et électrons) en conséquence des collisions successives. Il est alors suffisant de considérer la physique statistique classique pour décrire ce phénomène de diffusion. Etudions à présent l'effet macroscopique d'un tel mouvement aléatoire de particules considérées comme des impuretés distribuées de façon hétérogène dans un gaz.

Supposons que la concentration en impuretés de particules vers la gauche du plan est plus grande que la concentration vers la droite; c'est-à-dire que le nombre de particules qui interceptent le plan de gauche vers la droite est supérieur au nombre de particules se déplaçant dans le sens opposé. Ceci signifie la présence de flux (Φ) de particules d'impuretés de gauche vers la droite; et l'intensité de ce flux de particules d'impuretés est égale à la différence entre le nombre de particules interceptant le plan

par cm^2 par seconde et le nombre de particules se déplaçant dans le sens opposé et est égale au gradient de concentration des particules d'impuretés pris avec un signal négatif ($-\vec{\nabla}n$). Conformément à la loi (Fick) [11] ce flux vaut

$$\Phi = -D\vec{\nabla}n$$

où D est le coefficient de diffusion.

1.3 Applications des plasmas

Parmi les domaines d'études et d'applications des plasmas, on peut citer :

- L'astrophysique et la physique de l'environnement spatial.
- La fusion thermonucléaire contrôlée.
- La chimie des plasmas
- L'éclairage (lampes à néon)
- Les sources d'ions et d'électrons
- La soudure (soudure à l'arc).
- L'analyse d'éléments (chimie analytique)
- Le traitement de surface et fabrication des matériaux en micro électronique

[12]

Chapitre 2

Le potentiel de Debye et le potentiel de Deutsch écranté

Dans ce chapitre nous allons discuter chacun des potentiels de Debye et de Deutsch écranté et présenter le sens physique pour les deux et ensuite nous allons calculer et commenter la fonction de distribution radiale.

2.1 Quel est le potentiel de Debye ?

Une charge q_0 placée à l'origine des coordonnées produit, dans le vide, un champ électrique dérivant du potentiel électrique

$$U(r) = q_0/r$$

Le champ créé par les charges spatiales situées autour de la charge centrale q_0 induit un champ qui va être ajouté au premier champ pour donner naissance à un nouveau champ dérivant d'un potentiel effectif $V(r)$ connu sous le potentiel de *Debye – Huckel* utilisé la première fois en 1923 en chimie analytique. Ce potentiel effectif vérifie l'équation suivante :

$$-\Delta V(\vec{r}) + \frac{4\pi N_i e^2}{T} V(\vec{r}) = 4\pi q_0 \delta(\vec{r}) \quad (2.1)$$

et sa solution, avec la condition aux limites que $\Phi(\vec{r})$ s'annule à l'infini est de la forme[5] :

$$V(\vec{r}) = \frac{q_0^2}{r} \exp(-r/\lambda_D) \quad (2.2)$$

où

$$\lambda_D^{-2} = K_D^2 = 4\pi n Z^2 \beta e^2$$

On appelle λ_D "longueur de Debye". Le sens physique de l'équation (2.2) est clair : pour des distances plus petites devant la longueur de Debye, le potentiel effectif est équivalent au potentiel de Coulomb, mais pour des distances plus grandes, le champ du potentiel décroît exponentiellement et présente une courte portée. La longueur de Debye donne donc une idée sur la portée des champs et des forces entre les particules

Pour un plasma constitué par plusieurs types d'ions, on a

$$\lambda_D^{-2} = \overline{K}_D^2 = \left(\sum_i 4\pi n_i Z_i^2 \beta e^2 \right)$$

où la somme porte sur les différentes espèces de particules.

2.2 Quel est le potentiel de Deutsch écranté ?

Potentiel de Deutsch écranté : Il est donné sous la forme[6] :

$$\Phi(r) = -\frac{Ze}{r}(1 - \exp(-r/\lambda_T)) \exp(-r/\lambda_D) \quad (2.3)$$

tels que Z est la charge de l'impureté, λ_T la longueur d'onde thermique de De Broglie et λ_D est la longueur de Debye.

On peut également écrire le potentiel de Deutsch écranté sous la forme

$$\Phi(r) = \left[\left(-\frac{Ze}{r}\right) + \frac{Ze}{r} \exp(-r/\lambda_T) \right] \exp(-r/\lambda_D)$$

c'est à dire

$$\Phi(r) = (\Phi_{coulomb}(r) + \Phi_{corr}(r)) \exp(-r/\lambda_D)$$

Par conséquent le potentiel de Deutsch écranté est le produit d'un facteur qui traduit l'écrantage de Debye par la somme du potentiel de Coulomb et de la correction quantique $\Phi_{corr}(r) = \frac{Ze}{r} \exp(-r/\lambda_T)$ due aux effets quantiques aux petites distances d'approches de l'impureté (en d'autres termes, aux grandes distances depuis l'impureté il présente le même comportement que le potentiel de Coulomb), mais aux courtes distances, la correction quantique doit être prise en compte.

Le coefficient $\exp(-r/\lambda_D)$ traduit l'effet de l'écran de Debye dû aux électrons. En conséquence le potentiel de Deutsch écranté écrit sous cette forme se rapproche mieux de la réalité pour décrire les interactions aussi pour les longues distances qu'aux courtes distances de l'impureté.

$$\Phi(r) = \frac{q}{r} \exp(-r/\lambda_D) (1 - \exp(-r/\lambda_T)). \quad (2.4)$$

Sur la figure suivante on présente le potentiel de “Debye” et le potentiel de “Deutsch écranté” pour différentes valeurs de $\Gamma = 0.1, \Gamma = 0.5$ et $\Gamma = 1$ dans un plasma à une composante ($Z=1$), de densité n_e et de température T_e en fonction de r .

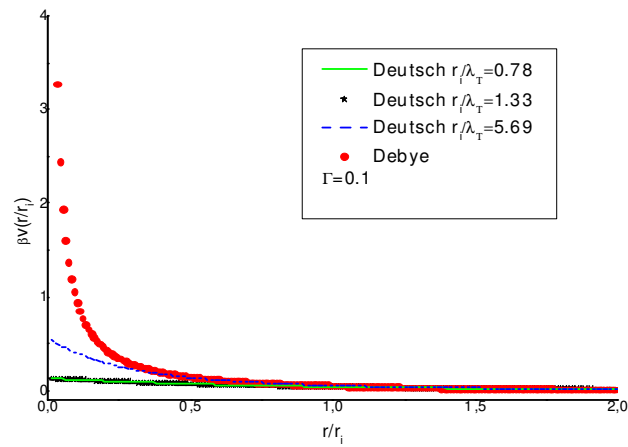


FIG. 2.1 – potentiels de Debye et Deutsch écranté dans le cas ($Z=1$) et $\Gamma = 0.1$

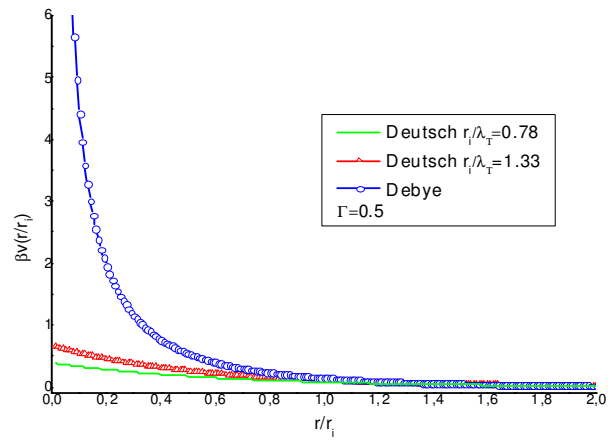


FIG. 2.2 – potentiels de Debye et Deutsch écranté dans le cas ($Z=1$) et $\Gamma = 0.5$

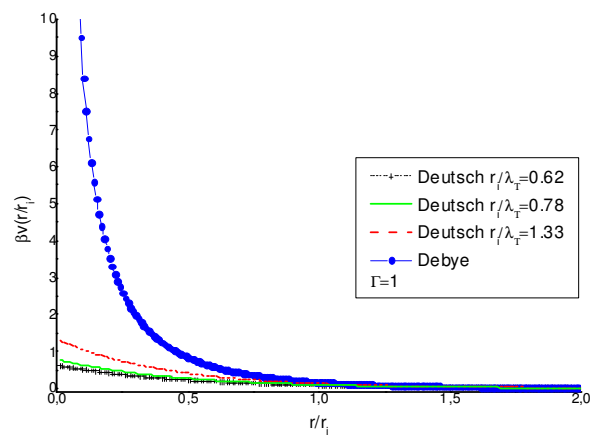


FIG. 2.3 – potentiels de Debye et Deutsch écranté dans le cas ($Z=1$) et $\Gamma = 1$

2.3 La fonction de distribution radiale :

La fonction de corrélation radiale est une fonction de corrélation de pair classique pour une espèce, et peut être exprimée approximativement et simplement à partir de l'énergie d'interaction entre deux particules de la façon suivante

$$g_{ij}(r) = \exp(-\beta\Phi_{ij}(r)) \quad (2.5)$$

Si nous injectons l'équation (2.2) et (2.5) dans l'équation (2.6) on peut tracer $g(r)$ pour les deux potentiels en fonction de r (figure 2.4-6) pour différents couplage Γ .

Les figures (2.4-6) montrent la comparaison entre la fonction de distribution résultant du potentiel de Debye et la fonction de distribution résultant de Deutsch écrané pour différents Γ et r_i/λ_T .

Pour l'interaction de Debye : sa courbe commence à partir de zéro. Lorsque la distance tend vers à zéro ; $g(r)$ est nulle et lorsque la distance entre les particules tend vers l'infini alors $g(r)$ tend vers un.

Pour l'interaction de Deutsch : nous notons la différence entre les courbes ; si la valeur du paramètre $r_i/\lambda_T \leq 1$

(quand r_i/λ_T diminue le point de départ est également en augmentation) ; il montre que la corrélation entre les ions sont très forte, ce qui indique que la probabilité de rapprochement entre deux ions est importante.

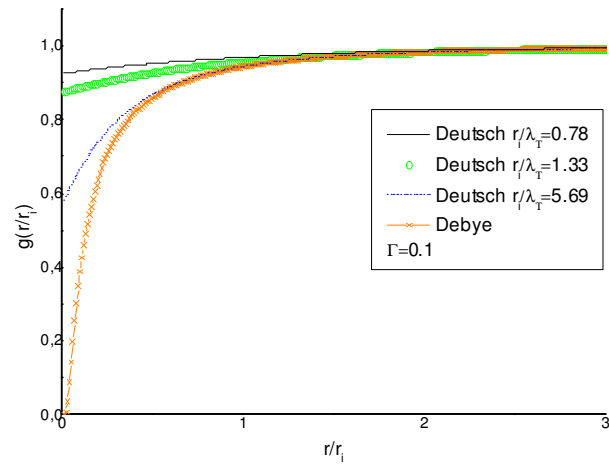


FIG. 2.4 – Fonction de distribution radiale pour un plasma à une composante ($Z=1$) dans le cas de $\Gamma = 0.1$

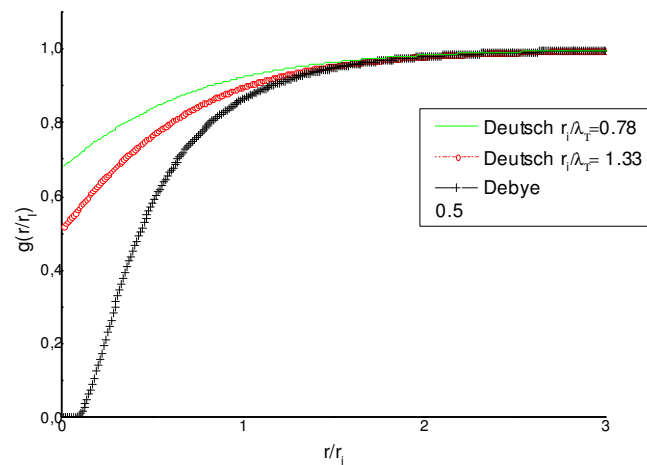


FIG. 2.5 – Fonction de distribution radiale pour un plasma à une composante ($Z=1$) dans le cas de $\Gamma = 0.5$

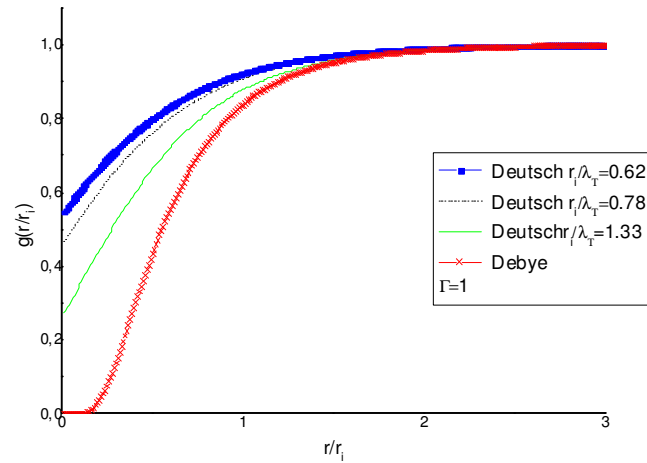


FIG. 2.6 – Fonction de distribution radiale pour un plasma à une composante ($Z=1$) dans le cas de $\Gamma = 1$

2.4 conclusion :

Nous avons discuté dans ce chapitre un sujet important où nous avons étudié la différence entre potentiel de Debye et Deutsch écrané et aussi la fonction de corrélation radiale des paires en fonction de l'interaction de Debye et de Deutsch écrané puis nous avons fait une comparaison entre les deux potentiels.

Chapitre 3

Le calcul de la fonction de corrélation de la vitesse et du champ

Les fonctions d'auto corrélation d'un système à l'équilibre thermodynamique sont de grande importance pour évaluer le temps de relaxation dans de nombreux problèmes de la physique [5][13][14][15]. Ce temps exprime la durée de l'effet de mémoire sur le processus en question [16][17][18][19].

Le calcul de la fonction d'auto corrélation est basé sur l'équation maîtresse. Cette dernière dépend directement de la fonction de mémoire $M(t)$ [18]

Nous présentons dans ce travail un modèle de calcul des fonctions d'auto corrélation des vitesses $D(t)$ et des champs électrique $C(t)$ pour les deux types de potentiels qui sont : potentiel de Debye et potentiel de Deutsch écranté pour le système avec faible paramètre de couplage $\Gamma \leq 1$. Pour calculer $C(t)$ et $D(t)$ il va falloir calculer d'abord quelques paramètres λ , ω_0 et ω_1 qui sont en étroite relation avec le phénomène de relaxation.

3.1 Développement du modèle théorique

Considérons un ion impureté, placé en $\vec{r}(0)$, de masse m_0 et de charge q_0 plongé dans un plasma à une composante en équilibre thermodynamique. Le champ électrique dû aux divers constituants du milieu sur l'ion impureté est :

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^{N\alpha} \vec{e}_\alpha(\vec{r}_i - \vec{r}(0)) + \vec{E}_b \quad (3.1)$$

où $\vec{e}_\alpha(\vec{r}_i - \vec{r}(0))$ est le champ dû à l'ion i distant de $|\vec{r}_i - \vec{r}(0)|$ de l'ion impureté,

et \vec{E}_b le champ des charges neutralisant du fond. N_α est le nombre d'ions de l'espèce α . Donc la fonction de corrélation du champ électrique et de la vitesse sont respectivement

$$C(t) = \frac{\langle \vec{E}(t) \cdot \vec{E}(0) \rangle}{\langle \vec{E}(0) \cdot \vec{E}(0) \rangle} \quad (3.2)$$

$$D(t) = \frac{\langle \vec{V}(t) \cdot \vec{V}(0) \rangle}{\langle \vec{V}(0) \cdot \vec{V}(0) \rangle} \quad (3.3)$$

où $\vec{V}(0) = \vec{V}_0$ la vitesse de l'ion impureté. Les deux fonctions précédentes sont reliées par la première loi de Newton :

$$\frac{d^2}{dt^2} D(t) = -\omega_0^2 C(t) \quad (3.4)$$

$$\omega_0 = (\beta q_0^2 / 3m_0) \langle E^2 \rangle \text{ et } \beta = \frac{1}{K_B T}$$

et à partir de la technique de l'opérateur de projection de Nakajima et Zwanzig, la fonction de $D(t)$ est donnée par la forme suivante :

$$\frac{d^2}{dt^2} D(t) + \omega_0^2 D(t) + \int_0^t d\tau M(t-\tau) \frac{d}{dt} D(\tau) = 0 \quad (3.5)$$

avec les conditions initiales :

$$D(t=0) = 1 \quad , \quad C(t=0) = 1 \quad (3.6)$$

$$D'(t=0) = 0 \quad , \quad C'(t=0) = 0. \quad (3.7)$$

L'équation (3.5) décrit la dynamique des oscillations dans un milieu viscoélastique de fréquence caractéristique égale à ω_0 en présence d'un amortissement, qui est exprimée par la fonction $M(t)$ choisie à pouvoir décrire la relaxation comme :

$$M(t) = M(0) \exp(-\lambda t) \quad (3.8)$$

$$M(0) = \omega_1^2 - \omega_0^2 \quad (3.9)$$

le facteur λ est donné par :

$$\lambda = (\omega_1^2 / \omega_0^2 - 1) / \beta m_0 D \quad (3.10)$$

où D est le coefficient de self diffusion donné par le relation de Green-Kubo

$$\beta m_0 D = \int_0^\infty dt D(t) \quad (3.11)$$

Les fonctions de corrélation de vitesse et de champ sont déduites à partir de l'équation (C.17). En utilisant la transformée de Laplace et le théorème des résidus, nous avons pu calculer la fonction d'auto corrélation de la vitesse et aussi celle du champ. Soit $\widehat{D}(z)$ la transformée de Laplace de la fonction $D(t)$

donc :

$$\widehat{D}(z) = \int_0^\infty \exp(-zt) D(t) dt \quad (3.12)$$

l'équation (C.17) devient alors :

$$\int_0^\infty \exp(-zt) dt \frac{d^2}{dt^2} D(t) + \omega_0^2 \widehat{D}(z) + \widehat{M}(z) \int_0^\infty \exp(-zt) dt \frac{d}{dt} D(t) = 0 \quad (3.13)$$

et après une intégration par partie et sachant la condition $D(0) = 0$, on aura

$$z \int_0^\infty \exp(-zt) dt \frac{d}{dt} D(t) + \omega_0^2 \widehat{D}(z) + \widehat{M}(z) \int_0^\infty \exp(-zt) dt \frac{d}{dt} D(t) = 0 \quad (3.14)$$

Intégrons cette équation une autre fois par partie, on trouve :

$$z(z\widehat{D}(z) - 1) + \omega_0^2 \widehat{D}(z) + \widehat{M}(z)(z\widehat{D}(z) - 1) = 0$$

$$-z + z^2 \widehat{D}(z) + \omega_0^2 \widehat{D}(z) - \widehat{M}(z) + z\widehat{M}(z)\widehat{D}(z) = 0$$

$$\widehat{D}(z) [z^2 + z\widehat{M}(z) + \omega_0^2] = z + \widehat{M}(z)$$

$$\widehat{D}(z) = \frac{z + \widehat{M}(z)}{[z^2 + z\widehat{M}(z) + \omega_0^2]} \quad (3.15)$$

telle que la transformée de Laplace de la fonction de mémoire $M(t)$ est donnée par :

$$\widehat{M}(z) = M(0) \int_0^\infty \exp(-zt - \lambda t) dt = \frac{M(0)}{z - \lambda} \quad (3.16)$$

Finalement, on a :

$$\widehat{D}(z) = \frac{z(z + \lambda) + M(0)}{[z^3 + \lambda z^2 + \omega_1^2 z + \lambda \omega_0^2]} \quad (3.17)$$

et à partir de l'équation (3.4), on obtient la transformé de Laplace de la fonction de corrélation du champ $C(t)$, soit :

$$\widehat{C}(z) = \widehat{D}(z) = \frac{z(z + \lambda) + M(0)}{[z^3 + \lambda z^2 + \omega_1^2 z + \lambda \omega_0^2]} \quad (3.18)$$

En utilisant la transformée inverse de $\widehat{D}(z)$ telle que :

$$D(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{(\gamma)} \exp(zt) \widehat{D}(z) dz \quad (3.19)$$

où (γ) est un contour convenablement choisi. Le théorème des résidus permet d'écrire la fonction $D(t)$ comme

$$D(t) = e^{-z_1 t} \frac{z_1(z_1 + \lambda) + M(0)}{(z_1 - z_2)(z_1 - z_3)} + e^{-z_2 t} \frac{z_2(z_2 + \lambda) + M(0)}{(z_2 - z_1)(z_2 - z_3)} + e^{-z_3 t} \frac{z_3(z_3 + \lambda) + M(0)}{(z_3 - z_1)(z_3 - z_2)} \quad (3.20)$$

soit encore comme

$$D(t) = \sum_{i=1}^3 D_i \exp(z_i t) \quad (3.21)$$

$$C(t) = \sum_{i=1}^3 C_i \exp(z_i t) \quad (3.22)$$

tels que les coefficients sont définis par

$$C_i = \frac{(\lambda + z_i) z_i (z_{i+2} - z_{i+1})}{\prod_{n=1}^3 (z_n - z_{n+1})} \quad (3.23)$$

$$D_i = - \left(\frac{\omega_0}{z_i} \right)^2 C_i \quad (3.24)$$

Les coefficients z_i sont les trois racines de l'équation algébrique cubique suivante

$$z^3 + \lambda z^2 + \omega_1^2 z + \lambda \omega_0^2 = 0 \quad (3.25)$$

Donc, pour calculer les fonctions de corrélation $D(t)$ et $C(t)$ nous avons besoin de connaître les trois racines z_i qui sont reliées aux paramètres ω_0 , ω_1 , λ qui à leur tour sont calculés numériquement.

Les relations des paramètres ω_0 , ω_1 , λ sont données par [20].

3.1.1 Le premier paramètre ω_0 :

défini par

$$\omega_0^2 = -\frac{1}{3} \left(\frac{nq_0}{m_0} \right) \int d\vec{r} \left(\vec{\nabla}_0 \vec{e}(r) \right) g(r) \quad (3.26)$$

n = la densité de l'espèce α . En calculant la divergence du champ en coordonnées sphériques dans le cas échanté, on obtient :

$$\vec{\nabla}_0 \vec{e}(r) = -\Delta V(r) = - \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) V(r) \quad (3.27)$$

Pour potentiel Debye :

on a le potentiel de Debye

$$V(r) = \frac{q}{r} \exp(-K_D r) \quad (3.28)$$

Si nous injectons l'équation (3.28) dans l'équation (3.26) on trouve que :

Dans le cas d'un plasma à une composante les équations précédentes deviennent

$$\omega_0^2 = \frac{1}{3} \frac{mq_0}{m_0q} w_P^2 \int r dr K_D^2 \exp(-K_D r) g(r) \quad (3.29)$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{3} \frac{mq_0}{m_0q} w_P^2 I_0 \quad (3.30)$$

tels que :

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi nq^2}{m} \text{ et } I_0 = 1 + \int_0^\infty r K_D^2 \exp(-K_D r) [g(r) - 1] dr$$

q : charge de l'ion du plasma.

m : masse de l'ion du plasma.

$\lambda_D = K_D^{-1}$: longueur de Debye.

Pour Deutsch échanté

on a le potentiel de Deutsch échanté

$$\Phi(r) = \frac{q}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{r}{\lambda_T}\right) \right) \quad (3.31)$$

Si on injecte l'équation (3.31) dans l'équation (3.26) on trouve

$$\omega_0^2 = \frac{1}{3} \frac{mq_0}{m_0q} w_P^2 \int r dr [K_D^2 \exp(-K_D r) - (K_D + K_T) \exp(-(K_D + K_T)r)] g(r) \quad (3.32)$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{3} \frac{mq_0}{m_0q} \omega_P^2 I_0' \quad (3.33)$$

tels que :

$$I_0' = \int_0^\infty r dr [K_D^2 \exp^{-K_D r} - (K_D + K_T)^2 \exp(-(K_D + K_T)r)] g(r)$$

$\lambda_T = K_T^{-1}$: longueur de Broglie.

3.1.2 Le deuxième paramètre ω_1 :

défini comme

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{q_0}{3m_0\omega_0^4} \left(\frac{nm_0}{\mu} \right) \times \int \vec{dr} \left[\frac{\vec{de}_{\alpha_i}(r)}{dr_i} \right]^2 g(r) \right) \quad (3.34)$$

tels que :

$$\left[\frac{\vec{de}(r)}{dr_k} \right]^2 = \left[\frac{d}{dr} (\vec{\nabla} V) \right]^2 + \frac{2}{r^2} [\vec{\nabla} V]^2 = \left[\frac{d^2 V}{dr^2} \right]^2 + \frac{2}{r^2} \left[\frac{dV}{dr} \right]^2 \quad (3.35)$$

Pour le potentiel Debye :

Si nous substituons l'équation (3.28) dans l'équation (3.34) on trouve

$$\begin{aligned} \omega_1^2 &= \omega_0^2 + \frac{q_0}{3m_0^2 \omega_0^2} \left(\frac{nm_0}{\mu} \right) \times \int_0^\infty r^{-4} dr \exp(-2K_D r) \\ &\quad \times \left[6 + 12K_D r + 10(K_D r)^2 + 4(K_D r)^3 + (K_D r)^4 \right] g(r) \end{aligned} \quad (3.36)$$

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 + \frac{q_0}{3m_0^2 \omega_0^2} \left(\frac{nm_0}{\mu} \right) I_1 \quad (3.37)$$

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 (1 + (m_0/\mu I_0^2) I_1) \quad (3.38)$$

tels que μ est la masse réduite du couple (m, m_0) et

$$I_1 = \int_0^\infty r^{-4} dr \exp(-2K_D r) \times \left[6 + 12K_D r + 10(K_D r)^2 + 4(K_D r)^3 + (K_D r)^4 \right] g(r)$$

Pour le potentiel de Deutsch écranté

Si nous substituons l'équation (3.31) dans l'équation (3.34) on trouve

$$\begin{aligned} \omega_1^2 = & \omega_0^2 + \frac{q_0}{3m_0^2\omega_0^2} \left(\frac{nm_0}{\mu} \right) \times \int dr \left\{ \frac{\exp(-2K_D r)}{r^4} \right. \\ & \times \left[(K_D r)^4 + 4(K_D r)^3 + 10(K_D r)^2 + 12(K_D r) + 6 \right] \\ & + \frac{\exp(-2\lambda_{DT} r)}{r^4} \left[(\lambda_{DT} r)^4 + 4(\lambda_{DT} r)^3 + 10(\lambda_{DT} r)^2 + 12(\lambda_{DT} r) + 6 \right] \\ & \left. - \frac{2\exp(-r(K_D + \lambda_{DT}))}{r^4} \left[(K_D r)^2 (\lambda_{DT} r)^2 + 2(K_D r)^2 (\lambda_{DT} r) + 2(K_D r) (\lambda_{DT} r)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + 6(K_D r) (\lambda_{DT} r) + 2(K_D r)^2 + 2(\lambda_{DT} r)^2 + 6(K_D r) + 6(\lambda_{DT} r) + 6 \right] \right\} g(r) \end{aligned} \quad (3.39)$$

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 + \frac{q_0}{3m_0^2\omega_0^2} \left(\frac{nm_0}{\mu} \right) \times I'_1 \quad (3.40)$$

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 \left(1 + \left(m_0 / \mu I_0'^2 \right) I'_1 \right) \quad (3.41)$$

tels que $\lambda_{DT} = K_D + K_T$ et

$$\begin{aligned} I'_1 = & \int_0^\infty dr \left\{ \frac{\exp(-2K_D r)}{r^4} \left[(K_D r)^4 + 4(K_D r)^3 + 10(K_D r)^2 + 12(K_D r) + 6 \right] \right. \\ & + \frac{\exp(-2\lambda_{DT} r)}{r^4} \left[(\lambda_{DT} r)^4 + 4(\lambda_{DT} r)^3 + 10(\lambda_{DT} r)^2 + 12(\lambda_{DT} r) + 6 \right] \\ & \left. - \frac{2\exp(-r(K_D + \lambda_{DT}))}{r^4} \left[(K_D r)^2 (\lambda_{DT} r)^2 + 2(K_D r)^2 (\lambda_{DT} r) + 2(K_D r) (\lambda_{DT} r)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + 6(K_D r) (\lambda_{DT} r) + 2(K_D r)^2 + 2(\lambda_{DT} r)^2 + 6(K_D r) + 6(\lambda_{DT} r) + 6 \right] \right\} g(r) \end{aligned}$$

3.1.3 Le troisième paramètre λ

Il est défini comme

$$\lambda = \left(\frac{\omega_1^2}{\omega_0^2} - 1 \right) / \beta m_0 D \quad (3.42)$$

Ce paramètre est relié directement au coefficient diffusion D.

3.1.4 Comment calculer le coefficient diffusion D ?

Le coefficient diffusion est donné par la fonction de corrélation des vitesses

$$D = \frac{1}{3} \int_0^\infty D(t) \left\langle \vec{V}_0(t) \cdot \vec{V}_0(0) \right\rangle \quad (3.43)$$

où \vec{V}_0 est la vitesse à l'instant t=0 de la particule test et la valeur moyenne $\langle .. \rangle$ dans le cas de l'équilibre.

En raisonnant sur l'opérateur de projection et l'opérateur de Louville et quelques autres approximations et aussi en utilisant la relation (C.10) de "M.A.Berkovsky" ; tels que la coefficient de diffusion est donnée en fonction du facteur de structure dynamique $S(k, \omega)$ et du facteur de structure de self diffusion $S^s(k, \omega)$ et la transformation de Fourier pour potentiel de Debye $V(k)$, la relation (3.45) prend la forme

$$D^{-1} = \frac{4\pi}{3} \sqrt{2\beta m} \int_0^\infty dk k^4 c(k) V(k)^{-1} \int_0^\infty d\omega S(k, \omega) S^s(k, \omega) \quad (3.44)$$

on donne la relation de structure

$$S(k, \omega) = \frac{2n}{\omega} \frac{I'(x)}{(nc(k))^2 \cdot (nc(k)^{-1} + (I''(x))^2 + (I'(x))^2)} \quad (3.45)$$

$$S^s(k, \omega) = \frac{1}{k} \left(\frac{\beta m \pi}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp^{-x^2} \quad (3.46)$$

tels que

$$I'(x) = x\sqrt{\pi} \exp^{-x^2} \quad \text{et} \quad I''(x) = 1 - 2xD(x)$$

et $D(x)$ la fonction de Dawson. Si on injecte les équations (3.45)(3.46) dans l'équation (3.44) on trouve

$$D^{-1} = \frac{\sqrt{2\beta m}}{6n} \int_0^\infty dk k^3 \frac{n\beta v(k)}{nc(k)} \int_0^\infty \frac{\exp^{-2x^2}}{(nc(k))^{-1} + (I''(x))^2 + (I'(x))^2} \quad (3.47)$$

tels que $c(k)$ est transformation de fourier de la fonction de corrélation directe (relation de Ornstein-Zernike)

$$nc(k) = \frac{nh(k)}{1 + nh(k)}, \quad h(r) = g(r) - 1$$

où $h(k)$ et $V(k)$ sont les transformations de Fourier de $h(r)$ et $V(r)$

$$nh(k) = \frac{3}{4\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty r dr (g(r) - 1) \frac{\sin kr}{k} r$$

$$\beta v(k) = \left(\frac{3}{4\pi} \right) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \beta v(r) r \frac{\sin kr}{k} dr$$

le coefficient diffusion sans unité est

$$D^* = [D^{-1} \omega_p r_i^2]$$

Après avoir pris connaissance du coefficient de diffusion D et aussi de ω_0 et ω_1 pour les deux potentiels ; nous pouvons calculer le coefficient $\lambda(3.42)$.

3.2 Discussion et résultats numériques

Le tableau (3.1) présente les valeurs des paramètres ω_0^2 et ω_1^2 trouvées dans notre calcul en fonction de Γ .

Le tableau (3.2) présente les valeurs des résultats de D (D_{Debye} et $D_{Deutsch}$) sans unité que nous avons trouvées, qui sont ensuite comparées aux valeurs du coefficient diffusion obtenues par Dufty (simulation) pour différents Γ et r_i/λ_T .

Nous remarquons que les valeurs des coefficients de diffusion pour Debye et Dufty sont comparables pour un paramètre de couplage $\Gamma = 0.5$, $\Gamma = 1$. Nous notons ici le désaccord pour les valeurs des coefficients de diffusions Deutsch écranté par rapport au coefficient de diffusion Debye et Dufty ; on remarque aussi que le coefficient $D_{Deutsch}$ augmente quand r_i/λ_T diminue dans chaque catégorie de couplage car il est liée à la température contrairement à D_{Debye} . En général nous notons que D diminue quand Γ augmente : il montre qu'une fort couplage entraine une diffusion faible.

TAB. 3.1 – Les valeurs des paramètres w_0 et w_1 pour Deutsch et Debye pour différents paramètres du complage ; $\Gamma = 0.1, \Gamma = 0.5$ et $\Gamma = 1$ pour un plasma à une composante

Γ	r_i/λ_T	$\omega_{0Deutsch}^2$	$\omega_{1Deutsch}^2$	ω_{0Debye}^2	ω_{1Debye}^2	λ_{debye}	$\lambda_{Deutsch}$
0.1	5.69	6.71×10^{-2}	262.18	3.16×10^{-1}	8746.262000	654	53.50
	1.33	1.17×10^{-2}	46.53				18.74
	0.78	5.25×10^{-3}	23.31				11.41
0.5	1.33	3.25×10^{-2}	19.09	2.78×10^{-1}	125.868200	40	10.54
	0.78	1.40×10^{-2}	16.36				10.54
1.0	1.33	4.30×10^{-2}	12.57	2.32×10^{-1}	33.800250	17	7.98
	0.78	1.92×10^{-2}	11.97				8.04
	0.62	1.31×10^{-2}	13.36				9.15

TAB. 3.2 – Les valeurs de coefficient de diffusion pour différentes valeurs du paramètres de corrélation par rapport aux résultats de Dufty pour un plasma à une composante ($Z=1$) et $\Gamma = 0.1, \Gamma = 0.5, \Gamma = 1$

Γ	r_i/λ_T	ρ	T	$D_{Deutsch}$	D_{Debye}	D_{Dufty} [22]
0.1	5.69	2×10^{20}	16×10^4	247.15	140.69	/
	1.33	1.14×10^{24}	281.4×10^4	705.54		
	0.78	2.85×10^{25}	823×10^4	1298.63		
0.5	1.33	9.12×10^{21}	11.26×10^4	37.09	7.35	8.71
	0.78	2.28×10^{23}	32.92×10^4	77.38		
1.0	1.33	1.14×10^{21}	2.81×10^4	12.15	2.70	2.64
	0.78	2.85×10^{22}	8.23×10^4	25.78		
	0.62	1.14×10^{23}	13.05×10^4	36.93		

Les racines z_i sont déterminées à partir de la résolution de l'équation cubique(3.25). elles sont négatives pour le cas d'un couplage faible et ensuite injectées dans les équations (3.23), (3.24) pour trouver les coefficients D_i et C_i . Finalement on a pu calculer les fonctions de corrélation du champ $C(t)$ et de la vitesse $D(t)$ à partir des équations (3.21) et (3.22).

Les figures (3.1-3) de $D(t)$: nous remarquons, que pour un couplage Γ fixé, chaque fois que le rapport r_i/λ_T change, la corrélation en vitesse change en conséquence. Plus précisément la corrélation en vitesse diminue quand ce paramètre r_i/λ_T augmente. De plus nous remarquons que la corrélation en vitesse diminue jusqu' à zéro vers les temps longs. Ceci indique que le rapport r_i/λ_T , est petit chaque fois que la corrélation entre les ions est très forte. Donc, pour un couplage Γ fixé, le coefficient de diffusion augmente lorsque le rapport r_i/λ_T diminue ; alors la fonction de corrélation du vitesse $D(t)$ est plus grande.

Sur les figures(3.4-6) de $C(t)$, nous remarquons chaque fois que le rapport r_i/λ_T change, la corrélation du champ électrique change en conséquence. Plus précisément la corrélation du champ électrique augmente quand ce paramètre r_i/λ_T diminue pour un même couplage Γ . De plus nous remarquons que le champ électrique diminue jusqu' à zéro vers les temps longs. Ceci indique que le rapport r_i/λ_T , est petit chaque fois que la corrélation entre les ions est très forte pour un même couplage Γ . Donc la fonction de corrélation du champ électrique $C(t)$ est plus grande dans ce cas. Et comme la conductivité électrique est proportionnelle à l'intégrale sur le temps de $C(t)$, alors le plasma est mieux conducteur d'électricité.

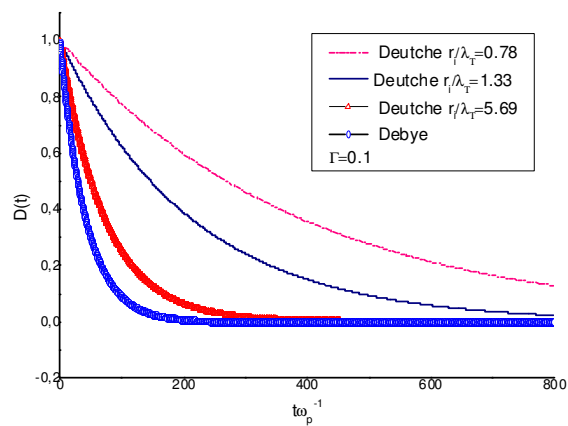


FIG. 3.1 – Fonction d'autocorrélation de la vitesse pour un plasma à une composante ($Z=1$) et $\Gamma = 0.1$

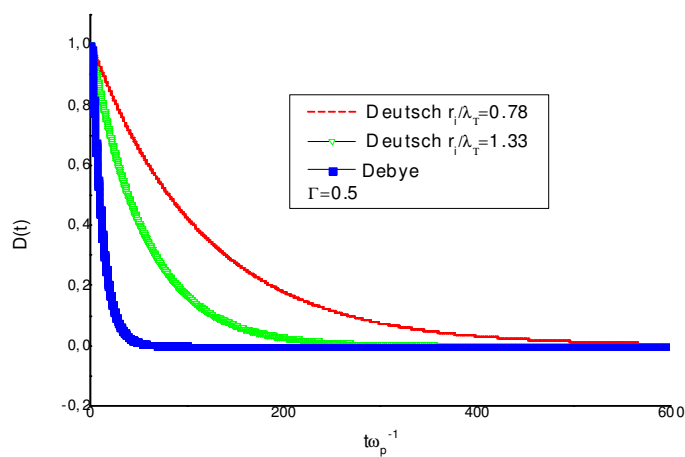


FIG. 3.2 – Fonction d'autocorrélation de la vitesse pour un plasma à une composante ($Z=1$) et $\Gamma = 0.5$

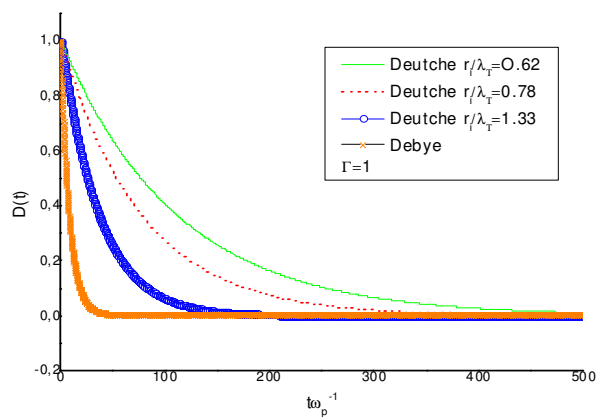


FIG. 3.3 – Fonction d'autocorrélation de la vitesse pour un plasma à une composante ($Z=1$) et $\Gamma = 1$

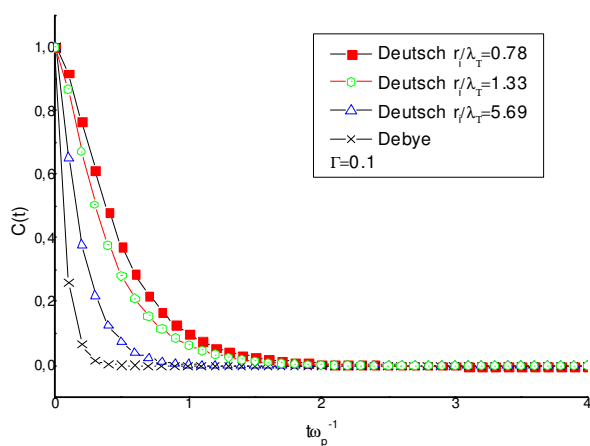


FIG. 3.4 – Fonction d'autocorrélation du champ électrique pour un plasma à une composante ($Z = 1$) et $\Gamma = 0.1$

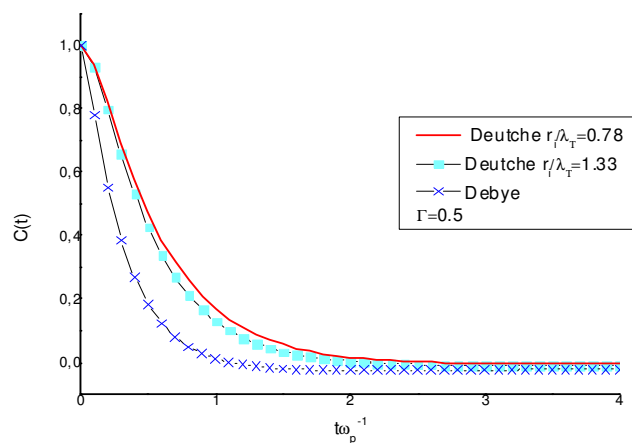


FIG. 3.5 – Fonction d'autocorrélation du champ électrique pour un plasma à une composante ($Z = 1$) et $\Gamma = 0.5$

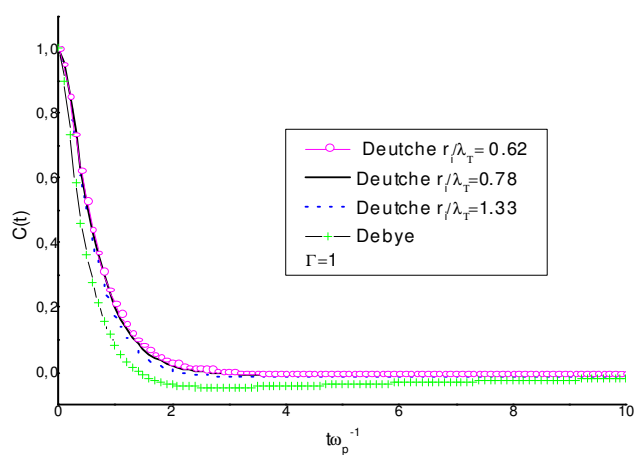


FIG. 3.6 – Fonction d'autocorrélation du champ électrique pour un plasma à une composante ($Z = 1$) et $\Gamma = 1$

3.2.1 Conclusion :

Le but de ce chapitre est bien atteint : en effet nous avons pu calculer les fonctions de corrélation de vitesse $D(t)$ et de champ électrique $C(t)$ dans le cas où le couplage est faible : les résultats se sont manifestés être acceptables.

Conclusion générale

Nous avons traité dans ce mémoire deux points : le premier concerne le coefficient de diffusion à partir du facteur de structure dynamique et de l'interaction entre les ions (Debye ou Deutsch) dans un plasma à une composante. Le second point s'adresse au calcul des fonctions d'auto-corrélation des vitesses $D(t)$ et des micro-champs électriques $C(t)$.

Le premier chapitre a été consacré à quelques généralités sur le plasma et ses paramètres principaux.

Au deuxième chapitre, nous avons expliqué la différence entre le potentiel de Debye et le potentiel de Deutsch écranté grâce aux résultats obtenus et reflétés sur les courbes. Nous avons également dans ce chapitre discuté la fonction de corrélation radiale des paires que nous avons commentée par le tracé des courbes représentatives.

Le troisième chapitre était consacré au calcul théorique du coefficient de diffusion; ainsi nous avons atteint notre objectif : les calculs de la fonction d'auto-corrélation de la vitesse et du champ et nous avons présenté les résultats trouvés sous forme de courbes et nous avons fait ensuite la comparaison entre les deux types de potentiels pour différents paramètres physiques.

Bibliographie

- [1] J.L.DELACROIX, "physique des plasmas". Tome 1, savoir actuels inter Edition/CNRS Edition, paris 1994.
- [2] P.FAUCHAIS. "Plasmas thermiques : aspects fondamentaux", les techniques de l'ingénieur Dossier D2 810, 2007
- [3] A. M. POINTU, J. PERRIN, J.JOLLY "plasmas froids de décharge : propriétés électriques", les techniques de l'ingénieur Dossier D2 830, 2007,
- [4] O.EICHWALD "introduction a la physique des plasmas froids créés par décharge électrique", cours 2003.
- [5] T. Chohra ; thèse de Magistere, Université de Ouargla (Algérie), Avril (2000).
- [6] S.Douis ; thèse de DOCTORAT, Université de Ouargla (Algérie),Septembre (2013).
- [7] T .Makabe, Z. Petrovic, »Plasma Electronic : Application in Microelectronic Device Fabrication »,Taylore et FrancisGroup(2006)
- [8] L. Ben mebrouk ; " Etude des spectres d'émission d'ions de déposition sur couches minces" ; Mémoire de Magister Université de Ouargla, (2003).
- [9] S. Ichimaru ; " Plasma Physics " ; Benjamin.Cummings. Publishing Company, Inc, Menlo Park. California, (1986).
- [10] R. Fitzpatrick ; " Introduction to Plasma Physics " ; University of Texas, (1998)
- [11] Abdullah Moussa, "Plasma Physics", Bibliothèque de la société arabe de l'édition et de la distribution (2010)
- [12] K. Chenini ; " étude des effets microscopiques de l'opacité et du non homogénéité des champs électriques locaux sur la redistribution du rayonnement dans les plasma denses et chauds " ; thèse de doctorat ; Université de Ouargla;(2011).
- [13] M.T. Meftah, T. Chohra, H. Bouguettaia, F. Khelfaoui, B. Talin, A. Calisti, and J.W. Dufty, Eur-Phys. J. B 37, 39-46 (2004).
- [14] G. D. Harp, and B. J. Berne, Phys.Rev. A 3, 975 (1970)

- [15] I. R. MacDonald, Vieillefosse, and J. P. hansen, Phys. Rev. Lett. 39. 271 (1977).
- [16] A. Alatsuey, J. Lebowitz, and D. Levesque, Phys.Rev. A 43, 2673 (1991).
- [17] J.W. Dufty, and L. Zoghaib, Phys. Rev. E. 47, 2958 (1993).
- [18] M. Berkovsky, J.W. dufty, A. Calisti, R. Stamm, and B. Talin, Phys. Rev. E. 51, 4917(1995).
- [19] B. Held, and P. Pignolet, J. Phys 47, 437 (1986).
- [20] Electric field dynamics at charged point, Mikhail A. Berkovsky and James W. Dufty Department of Physics, University of Florida, Gainesville, Florida 32611(OCTOBER 1996)

Résumé

Dans ce travail, nous avons concentré notre attention sur les fonctions de corrélation pour la vitesse $D(t)$ et le champ électrique $C(t)$ dans un plasma. A cette fin, nous calculons la fonction de distribution radiale et le coefficient de diffusion D , où nous faisons ce travail pour deux modèles de plasma : le premier modèle avec les ions qui interagissent avec un écran de Debye et le second modèle avec un écran de Deutsch. Nous considérons que le plasma est faiblement corrélé (le couplage $\Gamma \leq 1$) pour lequel nous pouvons utiliser une formule simplifiée pour la fonction radiale des paires $g(r)$. Puis nous comparons et analysons les résultats relatifs à $D(t)$, $C(t)$ et D pour les différentes valeurs du coefficient de couplage Γ et le rapport de r_i/λ_T .

Mots-clés: Les fonctions d'auto corrélation, le potentiel de Deutsch écranté, les fonctions de distribution radiales, le champ électrique

Abstract

In this work, we have focused our attention on the correlation functions for speed $D(t)$ and the electric field $C(t)$ in plasma. To this end, we calculate the radial distribution function and the diffusion coefficient D , where we do this work for two plasma models: the first model with the ions that interact with a screen Debye and the second model with a screen Deutsch. We consider that the plasma is weakly correlated (the $\Gamma \leq 1$ coupling) for which we can use a simplified formula for the radial function pairs $g(r)$. Then we compare and analyze the results for $D(t)$, $C(t)$ and D for different values of the coupling coefficient Γ and the ratio of r_i/λ_T .

Keywords: The autocorrelation functions, Screened Deutsch potential, radial distribution functions, the electric field

ملخص

ففي هذا العمل ركزنا اهتمامنا على حساب دوال الترابط الذاتية للسرعة $D(t)$ وللحقل الكهربائي $C(t)$ في البلازما. لهذا الغرض نحسب دالة التوزيع القطرية ومعامل الإنتشار D ، حيث نقوم بهذا العمل من أجل نموذجين للبلازما: النموذج الأول يكون مع الأيونات التي تتفاعل مع شاشة ديبي و النموذج الثاني يكون مع شاشة دوتش. اعتبرنا في هذه الحالة بلازما ضعيفة التزاوج ($\Gamma \leq 1$) وذلك باستعمال العبارة المبسطة لدالة التوزيع القطرية $g(r)$. ثم نقوم بمقارنة وتحليل النتائج من أجل $D(t)$ ، $C(t)$ و D لمختلف القيم لمعامل الارتباط Γ و النسبة r_i/λ_T .

كلمات دالة: دوال الترابط، كومن دوتش المحجب، دالة التوزيع القطرية، الحقل الكهربائي