

N° d'ordre : 20/2012-M/PH

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE
FACULTÉ DE PHYSIQUE



MÉMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de **MAGISTER**

EN: PHYSIQUE

Spécialité: Physique Théorique de la Matière et des Hautes Energies

par: **BARA Djemai**

Sujet:

**Effets des Fonctions de distribution sur l'Expansion
d'un Plasma dans le Vide**

soutenu publiquement le 07/02/2012, devant le jury composé de :

M. HACHEMANE Mahmoud	Professeur	à l'USTHB	Président
Mme DOUMAZ Djamilia	Maître de Recherche/A,	au CDTA	Directrice de Mémoire
M. TRIBECHÉ Mouloud	Professeur	à l'USTHB	Examineur
M. MOUSSAOUI Nouredine	Maître de Conférences/A,	à l'USTHB	Examineur
M. OUDIH Mohamed Reda	Maître de Conférences/A,	à l'USTHB	Examineur
M. A. KELLOU	Professeur	à l'USTHB	Invité

Remerciements

Cette thèse s'est déroulée entre l'USTHB et le CDTA. Au cours de cette période, j'ai pu bénéficier de nombreuses discussions, d'aide et de conseils d'un grand nombre de personnes.

Je remercie tout d'abord le Professeur **M. DJEBLI**, de m' avoir accueilli au sein du laboratoire de Physique Théorique, pour m'avoir considéré dès nos premiers contacts comme un membre de son équipe scientifique et pour ses encouragements et ses conseils.

Je remercie le Professeur **M. TRIBECHE** et Dr **M.R. OUDIH** pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail en acceptant de participer au jury. Merci également au Professeur **M. HACHEMANE** pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de soutenance de ma thèse, ainsi qu'au Dr **N. MOUSSAOUI** d'avoir accepté de faire partie de mon jury. Je suis très honoré de bénéficier de leur expérience et de leurs points de vue avisés sur ce travail.

Je remercie tout particulièrement Dr **D. BENNACEUR-DOUMAZ**, ma Directrice de thèse, chercheur au CDTA. Je tiens à saluer la confiance dont elle a fait preuve et la remercie pour le temps et l'énergie qu'elle a consacrés à me diriger et à m'accompagner jusqu'aux derniers moments de ma thèse.

Mes remerciements les plus sincères vont aussi à **R. FERMOUS**, qui a partagé avec moi ses connaissances sur les complexités du Matlab et du LaTeX. Ses encouragements et son aide m'ont été d'un grand soutien.

Je désire remercier le Directeur de division des Milieux Ionisés et Laser au CDTA **M. E-H. AMARA**, de m'y avoir accueilli et pour son aide. Aussi, je tiens à remercier Mme **S. MESSACI**, de m'avoir invité et autorisé d'assister aux expériences de dépôt de couches minces.

Je remercie tous les membres de mon groupe et mes collègues du Laboratoire de Physique Théorique de l'USTHB : **F. Mahboub**, **F. Bencheriet**, **A. Amour** et **S. Boukhelfa**. J'ai pu bénéficier dans ce groupe d'une écoute et d'un soutien permanents.

Table des matières

Introduction	1
1 Phénomène d'expansion des plasmas et interaction laser-matière	4
1.1 Définition et types des plasmas	4
1.2 Définition du phénomène d'expansion d'un plasma	7
1.3 Expansion de plasma créé par laser dans le vide	8
1.4 Différentes phases de l'expansion d'un plasma créé par laser	9
1.4.1 Création du plasma	9
1.4.2 Chauffage du plasma	10
1.4.3 Expansion et refroidissement du plasma	10
1.5 Applications de l'expansion de plasma créé par laser	11
1.5.1 Ablation laser	11
1.5.2 Fusion thermonucléaire	12
1.5.3 Mécanismes d'accélération d'électrons par onde plasma	13
1.6 Fonction de distribution électronique (FDE)	16
2 Modélisation analytique de l'expansion d'un plasma induit par laser dans le vide	19
2.1 Équations de base du modèle	19
2.1.1 Description cinétique pour les électrons	20
2.1.2 Modèle fluide pour les ions	21
2.1.3 Hypothèse de quasi-neutralité	23
2.2 Transformation auto-semblable	23

2.3	Solution analytique auto-semblable de l'expansion des plasmas	26
3	Effets des distributions électroniques sur les profils de l'expansion	31
3.1	Distribution d'électrons non-thermiques	31
3.1.1	Distribution de Cairns et équations de base du modèle	32
3.1.2	Influence de la proportion des électrons non-thermiques sur l'expansion	35
3.1.3	Conclusion	36
3.2	Non-linéarité dans les plasmas: concept du piégeage électronique	39
3.2.1	Distribution d'électrons de Gurevich	40
3.2.2	Distribution d'électrons piégés de type vortex: distribution de Schamel	47
3.3	Extension du modèle dans le cas de présence simultanée d'électrons non-thermiques et piégés	56
3.3.1	Equations de base	56
3.3.2	Influence de puits de potentiel et du nombre d'électrons énergétiques	59
3.3.3	Conclusion	61
	Conclusion générale et perspectives	65
	Bibliographie	67

Introduction

L'état *plasma* constitue le quatrième état de la matière, faisant suite dans l'échelle des températures aux états dits *classiques* qui sont le solide, le liquide et le gaz. Présents majoritairement dans l'Univers, on les retrouve dans les objets astrophysiques tels que les étoiles, ou encore les atmosphères planétaires. Un plasma se définit comme étant un gaz quasi-neutre composé de particules chargées et de particules neutres qui exhibent un comportement collectif. Lorsque les particules chargées se meuvent dans un plasma, des concentrations locales de charge positive et de charge négative sont générées au sein de ce plasma. Ces concentrations, et donc ces charges d'espace, donnent naissance à des champs électriques. En outre, le mouvement des particules chargées génère des courants et crée, par conséquent, des champs électromagnétiques. Ces champs affectent et perturbent le mouvement d'autres particules chargées qui à leur tour peuvent influencer le reste des particules du plasma. En fait, toute perturbation affectant la neutralité d'un plasma provoque de forts champs électromagnétiques qui tendent à la restaurer [1].

Jusqu'aux années 50, l'étude des plasmas créés en laboratoire était limitée à celle des décharges dans les gaz. De plus, les contributions à la compréhension des phénomènes physiques de base de cet état de la matière venaient essentiellement des astrophysiciens et des géophysiciens. L'invention du laser en 1960 a marqué le début d'une grande aventure scientifique et technologique. Un nouveau champ de recherche, dédié à l'étude de l'interaction d'ondes lumineuses intenses avec la matière était né : l'interaction laser-plasma. L'essor de, la physique des plasmas actuelle commence, en fait avec les recherches associées à la fusion par confinement inertiel (*FCI*), proposées pour la première fois par Dawson en 1969 [4] où une cible de *DT* (deutérium-tritium) est chauffée et comprimée par des lasers de puissance pour atteindre des conditions de température et de pression proches de celles du soleil. Cette quête de la fusion est donc majoritairement à l'origine de l'essor des lasers dont on exige de plus en plus de puissance.

Par ailleurs, la physique des plasmas en expansion dans le vide ou dans un milieu ambiant connaît une activité intense et particulière. Cet intérêt toujours croissant a donné lieu depuis la fin des années 80 à une littérature considérable, riche et variée. L'importance et l'impact d'une telle discipline en rapide évolution sont à rechercher certainement dans les domaines de l'astrophysique comme l'expansion du vent solaire [78] et des plasmas créés par laser au laboratoire [3].

Le phénomène de l'expansion dans le vide est le résultat des gradients de pression thermique (due à la mobilisation très élevée des électrons éjectés de la cible) qui exercent leur effet sur le volume initial du plasma créé, évoluant librement vers le vide ou un milieu environnant. Dans les expériences de fusion inertielle, par exemple, où une masse très dense est bombardée par des rayons laser, les électrons s'étendent dans toutes les directions (à l'intérieur comme à l'extérieur du plasma). Par couplage électrostatique du à la séparation des électrons chauds et des électrons froids (d'où la création d'un champ électrique qui attire les ions), ces électrons accélèrent les ions jusqu'à ce qu'ils atteignent des vitesses proches de celles des électrons [2].

Le présent mémoire de Magister s'inscrit dans le cadre général de la physique des plasmas en expansion. En particulier, il se propose d'établir un modèle semi-analytique pour l'analyse de l'existence de certains phénomènes associés à un plasma en expansion dans le vide, non-collisionnel et loin de son équilibre thermodynamique. Ces phénomènes agissent parfois séparés et parfois collectifs, ce sont: la non-thermalité des électrons énergétiques et la non-linéarité due au piégeage électronique. L'accent sera alors mis sur le type des fonctions de distributions électroniques utilisées pour modéliser la dynamique des électrons et leur influence sur les profils de l'expansion du plasma. L'élaboration de notre modèle, où les ions sont supposés suivre l'approximation fluide a été motivée par les limitations inhérentes à un modèle simple déjà existant dans la littérature.

Le présent manuscrit est organisé de la façon suivante: Dans le premier chapitre, nous définirons les concepts de base et les différents types des plasmas. Nous décrirons ensuite les plasmas en expansion, rapporterons leurs propriétés et insisterons sur les phénomènes qui les caractérisent tels les processus de leur création, les distributions des électrons éjectés et l'apparition de mécanisme d'accélération dans le phénomène de l'expansion du plasma.

Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude du modèle analytique bien connu de l'expansion d'un plasma dans le vide de Gurevich [43] décrivant l'expansion d'un plasma semi-infini, non-collisionnel, quasi-neutre et isotherme, qui reste valable jusqu'à nos jours tel que rapporté dans la littérature. Nous introduirons les équations du modèle fluide standard ainsi que le formalisme auto-semblable que nous aurons à utiliser pour les résoudre. Ce dernier permet de réduire le système d'équations différentielles aux dérivées partielles à un système d'équations différentielles ordinaires facile à résoudre numériquement; il est valable quand la neutralité de charge est vérifiée dans le milieu.

Le troisième et dernier chapitre sera la généralisation du précédent modèle au cas plus réaliste où l'existence d'un nombre d'électrons énergétiques et/ou piégés peuvent influencer considérablement les profils de l'expansion. Ceci se réalisera en étudiant l'influence de la nature des distributions qui ont pour rôle de modéliser ces électrons, sur les profils de l'expansion d'un plasma, composé d'ions fluides et d'électrons non-Maxwelliens. Le comportement de l'expansion est auto-semblable et dépend fortement des conditions initiales et aux limites qui seront calculées. Nous montrerons alors que l'existence d'un certain nombre d'électrons non-Maxwelliens peut causer un renforcement où un ralentissement de l'expansion de plasma et une accélération des électrons et des ions.

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

Chapitre 1

Phénomène d'expansion des plasmas et interaction laser-matière

Ce chapitre a pour but de présenter les aspects les plus généraux des plasmas en expansion, de l'interaction laser-matière comme mécanisme de création de ces plasmas, et une description du mécanisme d'accélération des électrons par onde plasma considéré comme l'une des applications actuelles des plasmas en expansion.

1.1 Définition et types des plasmas

Les plasmas sont le quatrième état de la matière et représentent près de 99% de l'Univers. Ils existent soit à l'état naturel (couronne solaire, Soleil, intérieur des étoiles, ionosphère, intérieur des naines blanches), soit au laboratoire où ils sont généralement produits par interaction laser-matière et par des décharges électriques. Ce sont des gaz contenant des atomes, des molécules et des ions dans l'état fondamental ou dans un état excité, des électrons et des photons qui proviennent de la désexcitation des états excités. Les électrons, particules très légères par rapport aux ions et aux neutres, sont fortement accélérés par les champs électriques et/ou magnétiques et jouent un rôle tout particulier [1].

Les plasmas possèdent un certain nombre de modes d'oscillations naturels dus à la réponse des électrons aux petites déviations par rapport à la neutralité de charge complète. La fréquence d'oscillation électronique typique est appelée fréquence plasma, ω_{pe} , et est donnée

par [59]:

$$\omega_{pe} = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m_e}$$

où e , n_e et m_e sont la charge, la densité et la masse des électrons, respectivement, et ϵ_0 est la permittivité dans le vide.

Les ions peuvent aussi osciller à leur propre fréquence naturelle, ω_{pi} , donnée par :

$$\omega_{pi} = \sqrt{Z e^2 n_i / \epsilon_0 m_i}$$

où Z et m_i sont l'état de charge et la masse des ions, respectivement.

Les particules chargées du plasma interagissent à travers leurs champs électriques. L'influence de ces champs sur une particule test s'étend seulement à travers une certaine distance dans le plasma appelée "longueur d'écrantage". Pour des distances supérieures à cette longueur, le champ des particules distantes est exclu par les autres particules du plasma. Le même phénomène a lieu quand un champ électrique est imposé dans le plasma par une source extérieure: les particules sont redistribuées et le champ est atténué à cette distance qui est aussi appelée longueur de Debye λ_D donnée par [59]:

$$\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 T_e / e^2 n_e}$$

où T_e est la température électronique en eV ($1eV$ équivaut à $11600 K$).

Pour des dimensions plus grandes que λ_D dans le plasma, la neutralité de charge est préservée, alors que pour de petites dimensions par rapport à λ_D , il peut y avoir des fluctuations dans la neutralité de charge.

Les plasmas trouvés dans la nature couvrent une très grande gamme de densités et de températures électroniques. Comme le montre la Fig. 1.1, la densité d'électrons n_e du plasma, peut prendre des valeurs entre 1 et $10^{33} m^{-3}$, tandis que la température des électrons T_e peut varier entre 100 et $10^9 K$.

Dans l'espace, les vents solaires sont un flux continu de particules chargées avec $n_e = 5 cm^{-3}$ et $T_e = 50 eV$. La matière interstellaire contient un plasma d'hydrogène avec une densité de $1 cm^{-3}$. L'ionosphère, qui s'étend approximativement de 50 km vers le haut de la surface

de la terre, est peuplée par un plasma avec une densité variant jusqu'à 10^6 cm^{-3} et une température électronique de 0.1 eV , tandis que le soleil et les étoiles ont des températures de surface allant de 5000 à plus de 70000 K (0.5 à 7 eV). Ils sont constitués entièrement de plasma, la couche externe étant partiellement ionisée et l'intérieur est assez chaud pour être totalement ionisé. La température au centre du soleil est à environ 2 keV [46].

Au laboratoire, par exemple, dans la quête de la fusion thermonucléaire contrôlée, il est nécessaire de créer des plasmas avec des températures électroniques de l'ordre de 10 keV et avec des densités d'ions de 10^{14} à $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Ces valeurs sont nécessaires pour obtenir la réaction de fusion nucléaire [61].

Tenant compte de ces larges gammes de paramètres, les plasmas sont classés en plusieurs catégories [46]:

- Les plasmas en équilibre thermodynamique complet (*ETC*). Ces plasmas n'existent que dans les étoiles ou pendant le court intervalle d'une forte explosion. Ils n'ont aucune importance pratique, parce qu'ils n'existent pas dans des conditions contrôlées en laboratoire.

- Les plasmas en équilibre thermodynamique local (*ETL*), appelés aussi *plasmas thermiques*. Ils peuvent exister dans deux circonstances : Lorsque les particules lourdes sont très énergétiques, à des températures de l'ordre de $10^6 - 10^8 \text{ K}$ ($10^2 - 10^4 \text{ eV}$), et lorsque la pression est atmosphérique, même à des températures aussi basses que 6000 K .

Les plasmas produits pour créer la fusion thermonucléaire contrôlée sont à l'ETL, avec des particules lourdes de très grande énergie. Ces énergies élevées peuvent être obtenues à basse pression de l'ordre de $10^{-8} - 10^{-3} \text{ torr}$ [61].

- Les plasmas hors équilibre thermodynamique local. Dans les expériences d'ablation laser et des décharges à basse pression, l'équilibre thermodynamique n'est pas atteint, entre les électrons et les particules lourdes, même à une échelle locale, ces plasmas sont hors ETL. Dans les plasmas hors ETL la température des électrons est beaucoup plus élevée que celle des particules lourdes, elle peut atteindre des valeurs de l'ordre de $10^4 - 10^5 \text{ K}$ ($1-10 \text{ eV}$) [46].

Les plasmas hors ETL sont capables de produire des réactions physico-chimiques, avec le gaz environnant, dans les expériences d'ablation laser et des décharges électriques. Avec de

telles propriétés, leurs applications sont très répandues et mises à profit dans une variété de domaines, tels que la microélectronique et le traitement des surfaces des métaux [8].

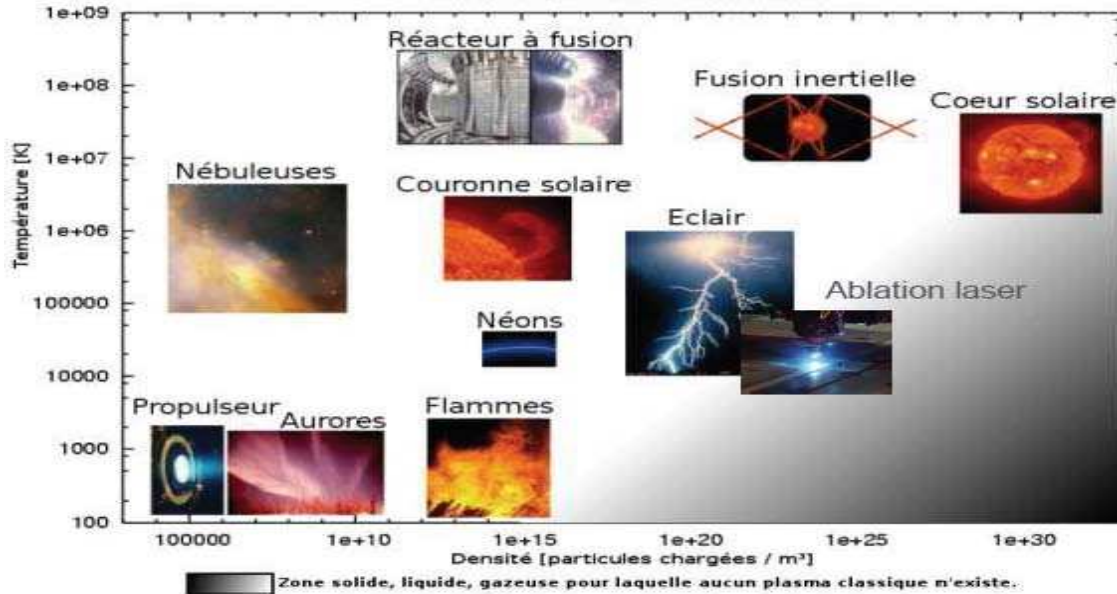


FIG. 1.1 – Différents types des plasmas en fonction des paramètres n_e et T_e [46].

1.2 Définition du phénomène d'expansion d'un plasma

L'expansion d'un gaz est régie par l'inhomogénéité de sa pression avec celle du milieu extérieur. Un tel phénomène se transpose à un plasma pour lequel la pression dominante est celle des particules les plus chaudes, les électrons. Dans un plasma quasi-neutre disposant initialement d'un bord, par effet de pression thermique, les électrons chauds et les plus rapides tendent à s'extirper de leur volume initial créant ainsi une séparation de charges au voisinage du bord. Il se crée alors un champ électrique qui tire les ions dans la même direction que l'expansion thermique des électrons.

En 1961, Plyutto [22] pour la première fois a proposé un processus d'expansion de plasma comme un mécanisme possible d'accélération des ions. Il a postulé que dans un plasma en expansion, les électrons plus légers et plus mobiles s'échappent plus rapidement dans le vide que les ions plus lourds, et par conséquent génèrent un champ ambipolaire self-consistant qui accélère les ions et retarde les électrons.

C'est à travers ce modèle simple que s'élaborent les différentes théories d'expansion de plasma. Au sein de la détente du plasma, l'énergie qu'acquière les ions pendant leur accélération provient donc nécessairement de l'énergie thermique des électrons. L'expansion sera d'autant plus rapide ou l'accélération d'autant plus efficace que la température initiale des électrons sera importante [49].

La problématique de l'expansion d'un plasma dans le vide joue un rôle considérable dans des domaines très variés, on peut la trouver dans de nombreux objets physiques :

- L'expansion du plasma à partir de spots laser ou des taches cathodiques.
- L'expansion du plasma provenant de sources plasma thermiques.
- Et l'expansion plasma dans l'espace, provenant des éruptions solaires et des gigantesques supernovae.

1.3 Expansion de plasma créé par laser dans le vide

Dans le travail que nous présentons, nous nous intéressons en particulier à l'étude de l'expansion du plasma créé par laser. Nous supposons une source laser éclairant une cible pendant une durée extrêmement courte (de l'ordre de la nanoseconde), de l'énergie est déposée sur la cible. Durant la phase d'ablation, la matière arrachée au fur et à mesure de la cible est chauffée par les photons du laser et se transforme rapidement de l'état solide froid à l'état d'un plasma chaud. Le rayonnement pénètre dans ce plasma en expansion caractérisé par une densité croissante dans la direction de la propagation. Une fois qu'il atteint une certaine valeur de densité n_c , appelée densité critique, il est réfléchi après avoir cédé une partie de son énergie. Le laser génère des électrons très énergétiques qui transportent l'énergie absorbée dans le plasma sur-dense (de densité supérieure à la densité critique). Si n est la densité du plasma, le domaine $n \leq n_c$ est appelé couronne sous-dense par opposition à la zone $n \geq n_c$ qualifiée de sur-dense. Le courant de ces électrons chauds est accompagné par un courant des électrons du fond froid pour préserver la neutralité. Le champ magnétique généré par ces courants, provoque en retour des mouvements des deux sortes d'électrons (chauds et froids) et introduit des instabilités [60].

Nous obtenons ainsi un plasma de détente soumis à l'expansion hydrodynamique (voir Fig. 1.2) [59].

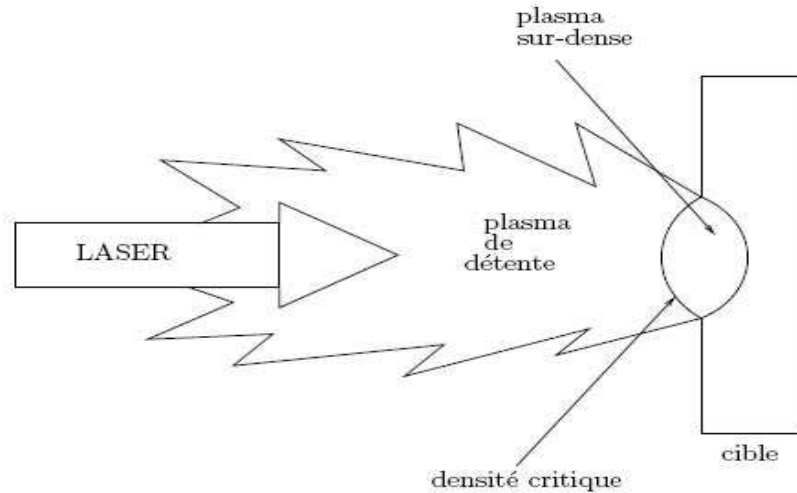


FIG. 1.2 – *Structure d'un plasma créé par laser.*

1.4 Différentes phases de l'expansion d'un plasma créé par laser

Nous allons dans la partie suivante faire une description générale des processus impliqués lors de la production d'un plasma créé par impulsion laser ainsi que son expansion dans le vide. Trois phases au cours de cette expansion sont mis en évidence [6]:

- création du plasma par vaporisation de la cible et ionisation de la vapeur.
- chauffage du plasma.
- expansion et refroidissement de ce plasma.

1.4.1 Création du plasma

L'ablation dépend principalement des caractéristiques optiques et thermiques de la cible d'une part, et du laser utilisé d'autre part. Lorsqu'on considère une onde électromagnétique incidente sur la surface d'une cible métallique, une partie est réfléchiée par la surface et

l'autre partie est absorbée par la cible par chauffage des électrons. Pour qu'il y ait une éjection de matière de la cible irradiée, il est nécessaire que la densité surfacique d'énergie soit supérieure à une valeur limite appelée (*fluence seuil*). La valeur de cette dernière dépend principalement des paramètres du laser (longueur d'onde et durée d'impulsion) et de la composition de la cible. Si l'énergie laser est suffisante, les ions et électrons sont éjectés de la cible. La distribution en vitesse des particules émises n'est pas Maxwellienne dès le départ de l'ablation [12].

1.4.2 Chauffage du plasma

Lorsque la densité électronique est telle que la fréquence du plasma d'ablation, devient égale puis inférieure à la fréquence de l'onde laser, le plasma absorbe le rayonnement et son énergie interne croît, c'est alors qu'il est accéléré et chauffé [13, 14]. Les électrons libres du plasma sont accélérés par le champ électrique du laser. Alors que l'énergie des électrons augmente (si le tir laser est suffisamment long), le nombre de collisions ionisantes croît, conduisant à une violente cascade d'ionisation. Ce changement de régime d'absorption caractérise le moment où la température s'accroît si rapidement vis-à-vis de l'expansion de plasma que le plasma devient totalement ionisé, sa température augmente et la pression interne du plasma devient très supérieure à la pression atmosphérique [15].

1.4.3 Expansion et refroidissement du plasma

Par suite de son expansion, et juste après l'extinction de l'impulsion laser, le plasma ne subit plus de source d'énergie extérieure. L'expansion s'effectuant au détriment de l'énergie interne du plasma, ce dernier se refroidit rapidement [6]. L'énergie accumulée dans le plasma pendant les deux premières étapes se répartit entre énergie interne (excitation, ionisation) et énergie cinétique.

L'ensemble de tous ces processus est très complexe du fait de la grande variété de phénomènes physiques mis en jeu, qui sont observés, soit dans les expériences d'ablation laser (pour l'intensité laser de l'ordre de $10^7 - 10^{12} \text{ W/cm}^2$ dite à *flux moyen*, ou lors des expériences de fusion thermonucléaire contrôlée pour l'intensité supérieure à 10^{13} W/cm^2 appelée

gamme à *haut flux*, ou bien même dans des expériences mettant en jeu des gammes à très haut flux d'intensité supérieure à $10^{18}W/cm^2$.

1.5 Applications de l'expansion de plasma créé par laser

1.5.1 Ablation laser

Pour une irradiance laser de l'ordre de $10^7 - 10^{12}W/cm^2$ dite à *flux moyen*, on peut citer l'ablation laser qui est une technique d'enlèvement de matière de la surface d'un solide ou d'un liquide par l'irradiation laser, largement utilisée aujourd'hui.

Lors d'un impact du faisceau laser sur la surface d'un matériau, une plume de plasma se forme au dessus du matériau traité. Ce plasma contient des électrons, des atomes et des ions du matériau évaporé interagissant avec le gaz ambiant, s'il est présent. Les dimensions, ainsi que les paramètres de cette plume de plasma, évoluent très rapidement avec le temps. L'étude de la dynamique et des paramètres de cette plume est très importante, parce que ces derniers influent sur tous les processus physiques ayant lieu à la surface du matériau traité. L'étude d'ablation laser est importante à cause du grand nombre de ses applications dans la recherche ainsi que dans l'industrie, surtout dans les domaines de production et traitement des matériaux, techniques diagnostiques et en chirurgie. Parmi les techniques d'ablation laser, on peut citer la technique de "pulsed laser deposition (PLD)" qui est une technique de croissance des couches minces. Dans un milieu ambiant de faible pression, voire dans le vide, le faisceau laser d'intensité élevée engendre une plume de matière ablatée. Cette matière pulvérulente se dépose alors sur un substrat, positionné en face de la cible en cours d'ablation, il ce forme alors une couche mince [65]. Cette technique est appliquée avec succès à la production des couches minces des matériaux classiques [66] et nouveaux [67], ainsi qu'à la production des couches minces des structures [68].

L'observation de la plume d'ablation laser a aussi conduit à développer différentes méthodes d'analyse de surface comme la "Laser induced breakdown spectroscopy (LIBS)" ou "laser induced plasma spectroscopy (LIPS)" qui est une technique d'analyse quantitative des éléments chimiques dans les matériaux solides, liquides ou gazeux [7, 18]. Elle est basée sur l'analyse du rayonnement de la matière ablatée par spectroscopie. En utilisant cette

technique, il est possible de déterminer, par exemple, la teneur des métaux lourds dans le sol [69], la quantité des éléments en trace dans les liquides [70], la composition des aérosols complexes [71], des alliages et des verres [72]. De plus, depuis quelques années la technique LIBS est considérée comme une nouvelle méthode pour l'analyse des échantillons géologiques sur les surfaces planétaires [73].

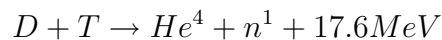
Capitelli [9] et Casavola [10] ont mis en évidence les conditions expérimentales pour lesquelles le plasma est hors équilibre thermodynamique local, et ont souligné l'importance de la prise en compte de l'état hors équilibre du plasma pour faire suivre leur expansion par LIBS.

1.5.2 Fusion thermonucléaire

Pour une intensité supérieure à $10^{13}W/cm^2$ appelée gamme à *haut flux*, l'exemple d'expansion est bien celle du plasma créé par laser pour réaliser des expériences de fusion inertielle.

La fusion est la source d'énergie des étoiles, qui brûlent ainsi leur hydrogène pour fabriquer de l'hélium. Il s'agit donc d'essayer de reproduire sur Terre les réactions nucléaires qui ont lieu à la surface du Soleil. Pour cela, les expériences ont montré que la réaction de fusion possible à réaliser met en oeuvre deux isotopes de l'hydrogène : le deutérium et le tritium. Le premier est stable et abondant sur Terre puisqu'un mètre cube d'eau de mer contient 33 g de deutérium, le tritium est radioactif (d'une période de 12.3 ans) et peut être produit à partir du lithium, un autre élément très abondant sur Terre (20 mg par kg de croûte terrestre et 0.18 mg par litre d'eau de mer).

La réaction de fusion entre ces deux noyaux s'écrit



où D et T représentent les noyaux de deutérium et de tritium, les deux isotopes de l'hydrogène, où He^4 désigne un noyau d'hélium 4, également appelée particule α , et où n^1 désigne un neutron.

Dans les expériences de fusion, le laser chauffe et ionise la capsule solide contenant le mélange DT et génère un plasma de haute densité et de haute température. Le plasma s'étend radialement dans le vide et une pression de recul (due au faisceau laser incident focalisé sur la surface de la cible) comprime la cible pour réaliser les réactions de fusion thermonucléaire. Pour améliorer l'efficacité de l'implosion de la cible, une compréhension de base du processus de l'expansion des plasmas et l'accélération des ions qui en découle est très importante [75].

1.5.3 Mécanismes d'accélération d'électrons par onde plasma

L'accélération d'électrons par interaction laser-plasma a débuté en 1979 lorsque des ondes plasmas ont été proposées pour accélérer des particules. En effet, Tajima et Dawson [39] ont été les premiers à proposer une méthode d'accélération de particules chargées par des impulsions laser ultra-courtes et de très haute intensité. Ce processus, qui a été établi expérimentalement, est appelé *LWFA* (*Laser Wake Field Acceleration* ou accélération par sillage laser). Ils ont proposé un mécanisme d'accélération des électrons à des énergies élevées (jusqu'à 40MeV) sur une courte distance (quelques cm) par laser. La force pondéromotrice non-linéaire de laser appliquée va exciter l'onde plasma, cette dernière peut piéger puis accélérer les électrons de plasma vers l'avant jusqu'au régime relativiste, gagnant ainsi une grande quantité d'énergie.

Cette technique nécessite un laser de puissance d'irradiance supérieure à $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ qui, focalisé sur une cible, permet de créer des faisceaux de particules aux propriétés particulièrement originales (brièveté, énergie, émittance, charge). Lors de cette interaction du faisceau laser avec la matière, des champs électriques extrêmes sont produits. Atteignant des valeurs crêtes de l'ordre du TV/m , soit plus de 10000 fois plus intenses que les champs électriques produits dans les structures RF (radiofréquence) conventionnelles des accélérateurs, les particules initialement au repos, quittent la cible en subissant une accélération fulgurante. Ces nouvelles sources ouvrent la voie à de nombreuses applications : médicale, nucléaire, chimie et biologie. Elles devraient de plus permettre d'étudier des phénomènes nouveaux sur des échelles de temps ultra-courtes (100fs) [59].

A priori, le champ électromagnétique du laser seul n'est pas idéal pour accélérer directement les électrons, le champ électrique est essentiellement transversal à la direction de propagation de l'onde et son sens alterne toutes les demi-périodes d'oscillations. C'est pour cela que les schémas d'accélération présentés ici nécessitent un intermédiaire : l'onde plasma. Elle est excitée par le laser et permet de créer un champ électrostatique longitudinal propice à l'accélération d'électrons [58], comme le montre la figure 1.3.

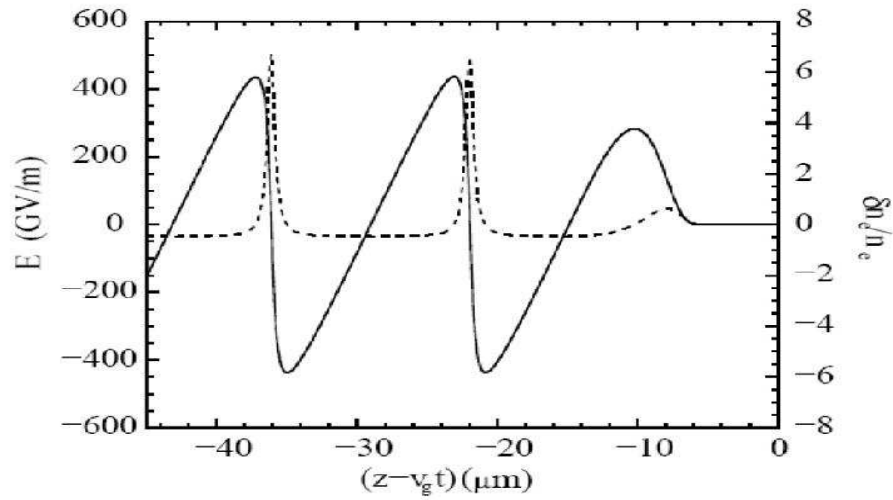


FIG. 1.3 – Principe d'excitation de l'onde plasma par laser [58].

La figure 1.4 montre, le cas d'un électron test unique piégé dans l'onde plasma, il n'a aucune influence sur cette dernière. En réalité le piégeage massif de particules modifie les champs électriques et déforme l'onde plasma [16].

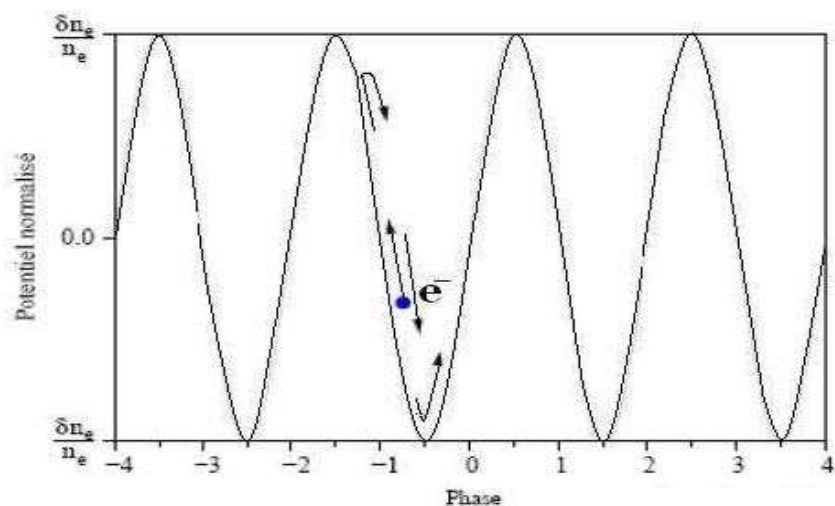


FIG. 1.4 – Principe de piégeage électronique par l'onde plasma [58].

Le schéma de principe de l'accélérateur d'électrons est représenté sur la figure 1.5 suivante.

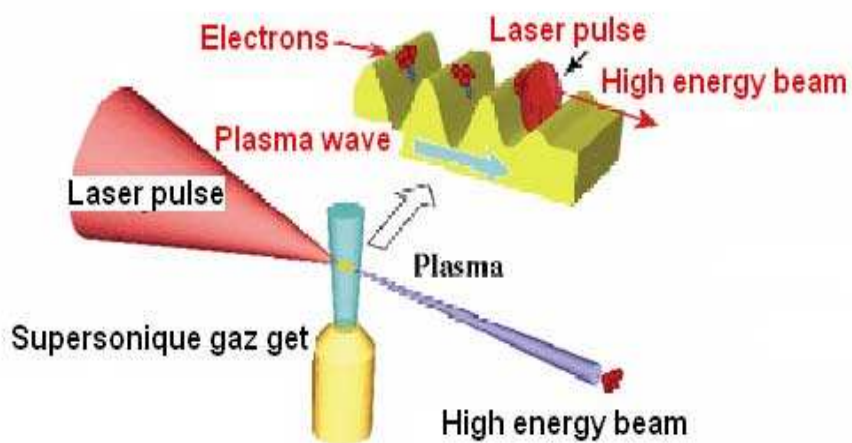


FIG. 1.5 – Principe de base de la technique d'accélération [40].

Mais le champ électrique maximal que peut supporter une onde plasma est limité par le déferlement. Le déferlement observé dans ce schéma a lieu lorsque les électrons qui par-

participent à l'onde plasma sont piégés dans l'onde elle-même puis accélérés. Ceci provoque la perte de structure des ondes et donc à l'amortissement de l'amplitude de celles-ci [58].

1.6 Fonction de distribution électronique (FDE)

Pour modéliser l'évolution de particules dans un plasma, il existe principalement deux niveaux de description : la description fluide et la description cinétique.

Dans le premier cas, les différentes composantes du plasma sont décrites par des grandeurs macroscopiques ou fluides telles que la densité, la vitesse moyenne, ou la température; ces quantités ne dépendent que du temps t et de la variable x de l'espace physique. A cette échelle, ces grandeurs, satisfont les équations hydrodynamiques d'évolution spatio-temporelles. Ces modèles sont couramment utilisés en physique des plasmas mais il existe des situations où les modèles fluides ne permettent pas d'atteindre un degré de précision suffisant.

Dans ces cas, on utilise une description cinétique, où les particules du plasma sont décrites par une fonction de distribution $f = f(t,x,v)$, v étant la vitesse. La fonction de distribution contient une information supplémentaire par rapport aux grandeurs fluides, puisqu'elle inclut les détails de la répartition des vitesses des particules.

Dans le contexte de nos recherches, pendant l'interaction laser-plasma en expansion, au niveau de la surface critique, les photons cèdent leur énergie aux électrons. Une grosse partie de cette énergie est transformée en énergie cinétique pour les électrons. Ces électrons, accélérés par le champ laser, véhiculent la chaleur par conduction thermique. Ainsi, les électrons chauffés entrent en collision de proche en proche avec d'autres froids. Ce milieu est donc composé d'électrons dans différents états d'énergie qui possèdent leur propre dynamique [21]. Dans cette zone, des électrons non thermiques apparaissent.

Dans le cadre de la fusion, par exemple, ces électrons ont une dynamique importante puisqu'ils possèdent une énergie suffisante pour venir préchauffer la cible, pour créer les réactions de fusion. Ainsi, une description précise est nécessaire pour comprendre leur influence lors de l'expansion. De leur côté, les particules thermiques, qui sont mélangées avec les électrons non thermiques, peuvent être modélisées à l'échelle fluide.

Il existe donc plusieurs situations physiques, dans l'expansion du plasma créé par laser, où des populations de particules présentent des comportements très différents [26]. Cette approche repose sur l'observation que, lorsque le système étudié est loin de l'équilibre, deux populations de particules, en général les électrons, peuvent coexister dans le plasma : les électrons thermiques et non thermiques. On fait l'hypothèse que les électrons non thermiques ne représentent qu'une proportion raisonnable de l'ensemble des particules (ce qui reste vrai même dans le cas de déséquilibre thermodynamique). De plus, les électrons dits thermiques, beaucoup plus nombreux et collisionnels, se mettent rapidement à l'équilibre et leur fonction de distribution dévie donc peu d'une Maxwellienne; enfin, le taux de collision entre les électrons thermiques et non thermiques étant relativement faible, ces derniers se thermalisent donc peu. Ce type de situation nécessite donc une modélisation adaptée des deux populations d'électrons.

D'où l'idée de décomposer la fonction de distribution dans l'espace des vitesses : une partie décrira les électrons thermiques, qui dévieront peu d'une Maxwellienne et pour laquelle une description macroscopique serait bien adaptée; l'autre partie (la queue située à droite du schéma) décrira les électrons non-thermiques et pour laquelle une description cinétique pourrait être conservée comme le montre la figure 1.6 [20].

De tels électrons énergétiques étant *très loin* de l'ensemble des électrons Maxwelliens n'ont pas le temps de se thermaliser. Ils forment une *queue chaude* de la FDE, qui est essentiellement non-Maxwellienne [41].

En réalité, différentes distributions font l'objet d'investigations pour trouver celles qui reproduisent au mieux les résultats expérimentaux. La distribution non-thermique est caractérisée par un facteur qui marque la déviation par rapport à l'équilibre thermodynamique. En effet, ce phénomène de séparation de populations électroniques a été prouvé expérimentalement par exemple par Geindre en 1997 [5] qui a montré l'importance de connaître la distribution énergétique des électrons éjectés vers le vide lors de l'interaction d'une cible solide avec un faisceau laser, permettant la séparation des différents phénomènes physiques tels que l'expansion hydrodynamique et le dépôt d'énergie.

D'autre part, lors de l'expansion d'un plasma produit par laser, un autre phénomène non-linéaire peut causer la déviation du système de l'équilibre thermodynamique; c'est le

phénomène du piégeage. En effet, certains électrons peuvent être piégés par des puits de potentiels électrostatiques. Ces électrons qui ont une vitesse proche de la vitesse de phase des ondes plasmas, commencent à osciller autour des potentiels et se trouvent privés de collisions mutuelles qui permettent l'échange d'énergie et l'établissement de l'équilibre thermodynamique. Ces électrons oscillants ont leur propre dynamique par rapport à celle des électrons thermiques [36], elle est prise en compte par des fonctions de distribution qui introduisent la fraction d'électrons piégés dans leur formulation[35].

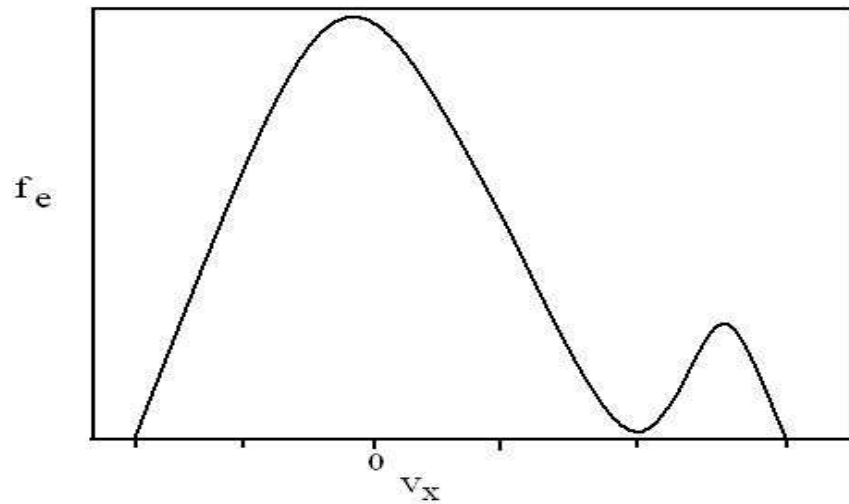


FIG. 1.6 – *Fonction de distribution d'électrons non thermiques [20].*

Chapitre 2

Modélisation analytique de l'expansion d'un plasma induit par laser dans le vide

Dans ce chapitre, nous allons présenter le modèle de base de l'expansion d'un plasma dans le vide élaboré par Gurevich et al [43]. Ce modèle permet l'étude de l'évolution des profils d'un plasma isotherme, non-collisionnel et complètement ionisé. Selon les conditions initiales de l'expansion, on peut résoudre analytiquement le problème de l'expansion dépendant du temps suivant une dimension, en utilisant le formalisme auto-semblable aux équations. Les solutions obtenues prévoient l'accélération des ions à des énergies très élevées.

2.1 Équations de base du modèle

On s'intéresse à l'évolution de la vitesse et de la densité des particules de plasma dans le vide, et du champ électrique qu'elles créent. Quand l'expansion commence, les électrons sont les premiers à être éjectés avant les ions, à cause de leur plus grande vitesse thermique, et quelques ions sont par la suite accélérés par le champ électrique créé par les charges d'espace. Un front de plasma appelé *le front de l'expansion* s'étend dans le vide, la densité des ions près de ce front diminue avec le temps. Une région de plasma décroissante ou onde de raréfaction s'étend dans le sens inverse [45].

L'expansion de plasma est décrite avec un modèle fluide pour les ions considérés froids et une description cinétique a été adoptée pour les électrons chauds.

2.1.1 Description cinétique pour les électrons

La description fluide pour les électrons ne convient pas toujours et peut même parfois s'avérer incorrecte [41]. Celle-ci suppose que toutes les particules chargées du plasma interagissent de manière identique. En effet, le modèle fluide n'est valable que si les vitesses de phase des ondes sont bien plus grandes que les vitesses d'agitations thermiques des particules. Les ondes électrostatiques étant des ondes lentes, leur vitesse de phase peut être voisine de celle des électrons. Pour celles-ci, dites particules résonantes, l'interaction onde-particule est très différente de celle décrite par les équations hydrodynamiques du modèle fluide [59].

On doit donc utiliser l'équation cinétique des plasmas pour les électrons. Ces équations contiennent en général des effets de corrélation (ou de collision). Mais ceux-ci peuvent être séparés de l'effet principal d'interaction collectif. Les interactions discrètes entre particules chargées, i.e., les collisions, ne sont pas incluses dans ce modèle, et les interactions collectives sont supposées dominer durant les échelles de temps des phénomènes qui nous intéressent. Il nous est alors possible de décrire les électrons dans le cadre de l'équation de Vlasov.

Pour cela, les électrons du plasma sont caractérisés par une fonction de distribution $f_e(x,v,t)$ définie telle que $f_e(x,v,t)dx dv$ représente le nombre d'électrons localisés dans l'élément de volume de l'espace des phases $dx dv$ centré en (x,v) à l'instant t . L'évolution de $f_e(x,v,t)$ est régie par l'équation de Vlasov, qui, dans le cas non-relativiste [28], s'écrit sous la forme (2.1)

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v \frac{\partial f_e}{\partial x} + \frac{e}{m_e} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial f_e}{\partial v} = 0 \quad (2.1)$$

où f_e est la fonction de distribution électronique, e et m_e la charge des électrons ainsi que leur masse, φ est le potentiel électrostatique.

Sachant que le plasma se détend avec la vitesse des ions, donc relativement lentement, il est justifié de faire l'hypothèse que les électrons restent en équilibre dans le potentiel électrostatique lentement variable pendant l'expansion [49]. Dans ce cas, la densité électronique est donnée par la relation de Boltzmann suivante

$$n_e = n_{e0} \exp(e\varphi/T_e) \quad (2.2)$$

n_{e0} désigne la densité électronique dans le plasma non perturbé et T_e est la température des électrons.

2.1.2 Modèle fluide pour les ions

Les premiers modèles théoriques décrivant l'expansion ont été développés bien avant l'arrivée des lasers et s'inscrivent alors dans un cadre plus général de la physique des plasmas. La première hypothèse que les physiciens ont été amenés à poser pour traiter ce type de problème est celle d'une expansion à température constante (plasma isotherme) qui équivaut à considérer le plasma comme semi-infini qui garantit un réservoir d'électrons chauds infini, c'est-à-dire que les électrons sont remplacés de façon continue par de nouveaux électrons provenant de la source [49].

Nous supposons que le plasma occupe le demi-espace $x < 0$ à l'instant initial et débute son expansion dans le vide à $t = 0$, comme le montre la figure 2.1 ci-dessous ($N(t = 0)$ et $V(t = 0)$ étant la densité et la vitesse du plasma au repos)

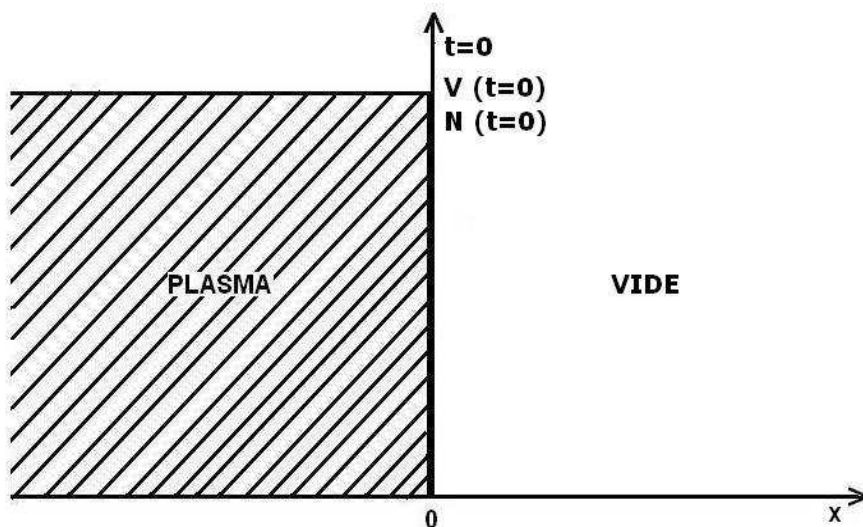


FIG. 2.1 – Conditions initiales de l'expansion

Les ions de densité n_i et de vitesse v_i sont décrits par les équations de transport (continuité et quantité de mouvement) fluides suivantes :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{1}{m_i n_i} \frac{\partial P_i}{\partial x} + \frac{e}{m_i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \quad (2.4)$$

En supposant que le plasma est un gaz parfait, la pression est donnée par $P_i = n_i T_i$, T_i étant la température ionique.

On rappelle que lors d'une collision élastique, seule l'énergie cinétique est échangée entre les particules, ces dernières ne subissant aucune modification de leur état. Ceci implique un retour à un équilibre commun. Toutefois, l'échange d'énergie entre des particules de même masse est beaucoup plus grand que celui entre deux particules de masse très différente. À cause d'une grande différence entre la masse des électrons et les ions, le transfert d'énergie entre eux est difficile. L'énergie transférée lors d'un impact élastique est de l'ordre de grandeur de $m_e/m_i \ll 1$ de leur énergie cinétique. Donc, les énergies thermiques des électrons et des ions, c'est-à-dire leurs températures, diffèrent significativement, surtout au début d'expansion du plasma [42]. Ainsi, le temps mis pour atteindre un équilibre est très grand pour des espèces différentes. On comprendra alors que les électrons et ions se mettront en équilibre séparément et que l'on aura une température électronique souvent différente de la température ionique ($T_e \gg T_i$).

Dans le cas d'expansions de plasmas créés par laser, nous avons vu que de nombreuses études tendent à considérer que les ions sont froids ou de température négligeable par rapport à celle des électrons; cette condition permet d'éliminer la pression ionique du système d'équations. Une autre simplification consiste à négliger l'inertie des électrons devant celle des ions; leur faible masse autorise à envisager la population électronique en état d'équilibre sur l'échelle de temps relative à la dynamique ionique [49].

2.1.3 Hypothèse de quasi-neutralité

Un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé, les deux phénomènes d'ionisation et de recombinaison sont équilibrés pour maintenir le gaz ionisé à charge neutre dans son ensemble. Une fois la neutralité de charge est brisée (par l'effet d'une source externe), un champ électrique très important est créé localement pour rendre le plasma à leur état stable.

Dans le cas général, les plasmas en expansion créés par laser sont caractérisés par une longueur de Debye λ_D de l'ordre de quelques microns ou dizaines de microns, alors que les dimensions du système sont de l'ordre de quelques centimètres. Alors la longueur caractéristique des variations de la densité du plasma est généralement grande comparée à la longueur de Debye. Même si cette supposition n'est pas vérifiée à l'instant initial et près de la source de création du plasma, elle est valable dans les autres parties du plasma. Dans ces conditions, le membre de gauche de l'équation de Poisson peut être négligeable pour avoir

$$n_e = n_i \tag{2.5}$$

et de cette manière, le plasma reste quasi-neutre pendant l'expansion.

2.2 Transformation auto-semblable

L'étude de l'expansion des plasmas créés par laser met en jeu des équations hydrodynamiques fortement non-linéaires et complexes dont la résolution n'est en général possible qu'à travers des simulations numériques. Leur résolution nécessite la connaissance des conditions aux limites. Dans les problèmes de la physique des plasmas, beaucoup de situations concernent des systèmes ouverts ou semi-ouverts. Notre objectif dans cette thèse est de trouver des solutions hydrodynamiques numériques simples pour ces équations, à savoir des solutions auto-semblables décrivant l'expansion de plasmas unidimensionnelle dans le vide.

On nomme *auto – semblable* (ou *self – similar* en anglais) une fonction qui est invariante par un changement d'échelle. Les solutions dites auto-semblables interviennent principalement dans la résolution de problèmes d'hydrodynamique de gaz compressibles qui

ne contiennent pas de dimension caractéristique dans les conditions initiales. Les variables d'espace et de temps ne peuvent apparaître dans la solution d'un tel problème que sous une forme combinée, et que chaque paramètre physique mis en jeu préserve sa forme durant l'expansion, loin des conditions initiales et des conditions aux limites [44]. En effet cette hypothèse est justifiée que si la condition de quasi-neutralité de charge du milieu est vérifiée. Ce qui fait que la solution auto-semblable s'avère alors utile dans la compréhension d'un tel problème et fournit également son comportement asymptotique.

La méthode de recherche des solutions du point de vue mathématique, se basant sur les propriétés de l'algèbre de Lie [63], consiste à introduire une nouvelle variable ξ qui combine les deux variables indépendantes d'espace et de temps. Ce changement de variable permet de transformer les équations aux dérivées partielles fortement non-linéaires en des équations différentielles ordinaires de premier ordre et d'obtenir ainsi des solutions numériques.

Le choix de la transformation n'est pas unique, il peut être guidé par des considérations physiques ou des raisons de commodité [62, 74].

Dans ce qui suit, nous présentons le formalisme le plus simple d'expansion d'un plasma non-relativiste, isotherme et complètement ionisé, dans le vide.

Les équations hydrodynamiques pour les ions, à une dimension sont représentées par l'équation de continuité et l'équation de mouvement données par les Eqs. (2.3) et (2.4) et la densité des électrons est donnée par la relation de Boltzmann (2.2).

Pour résoudre les équations hydrodynamiques, nous allons utiliser un formalisme mathématique basé sur la théorie de transformation de groupes pour les équations différentielles partielles. Les variables auto-semblables sont identiques aux invariants d'un certain groupe de transformations. Le groupe le plus général est appelé "groupe infinitésimal"; il contient toutes les variables auto-semblables possibles. Avec cette théorie, il est possible de déduire des variables auto-semblables et d'étudier le comportement auto-semblable de ces équations. On se restreint à la définition d'un seul groupe de paramètre linéaire G donné par la transformation de groupe suivante :

$$G : \begin{cases} \tilde{t} = a^{\alpha_1} t & , & \tilde{x} = a^{\alpha_2} x \\ \tilde{n} = a^{\beta_1} n & , & \tilde{v} = a^{\beta_2} v \end{cases} \quad (2.6)$$

où a est une constante positive.

$\alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ et β_2 sont des paramètres à déterminer pour que la transformation soit absolument invariante sous le groupe G et vérifie la propriété pour toute fonction F

$$F(y) = f(a)f(\tilde{y}) \quad (2.7)$$

où $f(a)$ est une fonction du paramètre a .

En appliquant ces nouvelles variables aux équations précédentes et en utilisant l'équation de Boltzman et la quasi-neutralité de charge, pour $f(a) = 1$, nous obtenons:

$$a^{\alpha_1 - \beta_1} \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial \tilde{t}} + a^{\alpha_2 - \beta_1 - \beta_2} \frac{\partial(\tilde{n}_i \tilde{v}_i)}{\partial \tilde{x}} = 0 \quad (2.8)$$

$$a^{\alpha_1 - \beta_2} \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial \tilde{t}} + a^{\alpha_2 - 2\beta_2} v_i \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial \tilde{x}} + a^{\alpha_2} \frac{(T_i + T_e)}{m_i n_i} \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial \tilde{x}} = 0 \quad (2.9)$$

Ces équations conservent leur forme et restent invariantes si et seulement si $\alpha_1 = \alpha_2$, $\beta_2 = 0$ et β_1 est à définir.

En utilisant (2.6), on trouve $a = (\frac{\tilde{t}}{t})^{1/\alpha_1}$ d'où $\tilde{x} = (\frac{\tilde{t}}{t})^{\alpha_2/\alpha_1} x$, ce qui donne:

$$\frac{\tilde{x}}{\tilde{t}^{\alpha_2/\alpha_1}} = \frac{x}{t^{\alpha_2/\alpha_1}}$$

Sachant que $\alpha_1 = \alpha_2$, nous obtenons le premier invariant suivant

$$\xi(x,t) = x/t = \tilde{x}/\tilde{t}$$

qu'on appelle la variable *auto-semblable* ξ .

Le deuxième invariant est obtenu pour la vitesse comme suit, en utilisant (2.6),

$$\tilde{v} = a^{\beta_2} v = \left(\frac{\tilde{t}}{t}\right)^{\beta_2/\alpha_1} v$$

Comme $\beta_2 = 0$, on trouve $\tilde{v}(\xi) = v(x,t)$

Pour le troisième invariant et en utilisant (2.6),

$$\tilde{n} = a^{\beta_1} n = \left(\frac{\tilde{t}}{t}\right)^{\beta_1/\alpha_1} n$$

Il reste à déterminer β_1 . Cette constante peut être calculée à partir des conditions aux limites de l'expansion en supposant que celles-ci posées initialement pour x et t restent les mêmes par leur dépendance en ξ après la transformation.

Pour la densité, on suppose la condition aux limites suivante: $n(x \rightarrow -\infty, t) = \tilde{n}(\xi \rightarrow -\infty) = 1$, qui permet d'avoir $\beta_1/\alpha_1 = 0$ et donc $\beta_1 = 0$.

Nous obtenons ainsi le troisième invariant pour la densité:

$$\tilde{n}(\xi) = n(x,t)$$

Sous ces conditions, les équations différentielles peuvent être alors écrites en terme de la variable ξ .

$$(\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \tilde{n}_i \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (2.10)$$

$$(\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} + \frac{(T_i + T_e)}{m_i \tilde{n}_i} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = 0 \quad (2.11)$$

2.3 Solution analytique auto-semblable de l'expansion des plasmas

Le problème de l'expansion à une dimension, d'un plasma dans le vide, dans la formulation hydrodynamique, est un problème classique de la physique des plasmas, dans lequel, la température électronique est beaucoup plus importante que la température ionique.

Pour décrire l'expansion, Gurevich [43] a construit la solution auto-semblable en utilisant les équations hydrodynamiques précédentes mais avec des variables normalisées. Pour cela, on pose [19]:

$$\xi = x/b_1 t \quad n_i = b_2 \tilde{n}_i \quad v_i = b_1 \tilde{v}_i$$

où b_1 et b_2 sont des constantes.

b_1 ayant la dimension d'une vitesse, on peut aisément choisir $b_1^2 = T_e/m_i$ qui représente le carré d'une vitesse acoustique. La constante b_2 est choisie égale à n_{i0} , la densité initiale du plasma.

Nous obtenons le système d'équations différentielles, continuité (2.3) et quantité de mouvement (2.4) suivant pour les variables normalisées

$$(\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \tilde{n}_i \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (2.12)$$

$$(\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} + \frac{\delta}{\tilde{n}_i} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \frac{d\Phi}{d\xi} = 0 \quad (2.13)$$

avec $\delta = T_i/T_e$ est le rapport des températures ionique et électronique, $\Phi = e\varphi/T_e$ est le potentiel électrostatique normalisé. Les électrons sont supposés suivre la distribution de Boltzmann (2.2).

En dérivant l'Eq. (2.2) décrivant la densité électronique et en utilisant la condition de quasi-neutralité (2.5), nous obtenons

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{1}{\tilde{n}_i} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} \quad (2.14)$$

On remplace l'Eq. (2.14) dans (2.13), on obtient

$$(\delta + 1) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \tilde{n}_i(-\xi + \tilde{v}_i) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (2.15)$$

Le système d'Eqs. (2.12) et (2.15) ne présentant pas de second membre à droite, il ne peut admettre de solution non-triviale que si le déterminant de ses coefficients s'annule. Ceci est réalisable si on traite tous les termes dérivés comme des variables indépendantes et les équations qui en résultent comme des équations algébriques [29], on trouve alors pour le déterminant:

$$\tilde{v}_i - \xi = \pm\sqrt{\delta + 1} \quad (2.16)$$

La racine positive a été choisie de telle manière à ce que l'expansion se fasse dans la direction $+x$ des x positifs et que la vitesse croisse avec les x croissants.

Le plasma est en expansion dans le vide à $t \geq 0$. Le temps initial $t = 0$ dans notre cas correspond à un plasma non perturbé avec les paramètres initiaux $\tilde{n}_i = 1$, $\tilde{v}_i = 0$ et $\Phi = 0$.

Par conséquent, il existe un point ξ_0 à $t \leq 0$ pour lequel le plasma est non perturbé et au repos, tels que $\tilde{n}_i(\xi_0) = 1$, $\tilde{v}_i(\xi_0) = 0$ et $\Phi(\xi_0) = 0$ [30]. C'est le point qui divise la région du plasma au repos de celle du plasma en mouvement.

De l'Eq. (2.16), il vient que:

$$\xi_0 = -\sqrt{\delta + 1} \quad (2.17)$$

La solution est analytique et est donnée par

$$\tilde{v}_i = \xi + \sqrt{\delta + 1} \quad (2.18)$$

$$\tilde{n}_i = \exp\left(-\frac{\xi}{\sqrt{\delta + 1}} - 1\right) \quad (2.19)$$

$$\Phi(\xi) = -\frac{1}{\sqrt{\delta + 1}}(\xi + \sqrt{\delta + 1}) \quad (2.20)$$

Les figures 2.2 et 2.3 montrent les solutions de densité et de vitesse auto-semblables pour $\delta = 0$. L'onde de raréfaction (elle se crée lorsque le plasma se déplace d'un milieu dense à un milieu moins dense) se propage dans le plasma à la vitesse acoustique ionique. Pour les grandes valeurs de ξ , cette solution prévoit des ions de grandes vitesses avec une densité qui tend vers 0.

L'hypothèse de la quasi-neutralité restreint la validité de la solution auto-semblable pour $\delta = 0$, à $-1 < \xi < \xi_{Lim}$, où ξ_{Lim} est déterminé en faisant l'égalité de la longueur caractéristique de l'expansion $L = c_s t$ avec la longueur de Debye locale λ_D , on trouve en utilisant l'Eq.(2.19)

$$\xi_{Lim} = 2 \ln(w_{pit}) - 1$$

où $t = 1/w_{pi}$ est le temps requis pour que les ions répondent au champ électrique et produisent l'expansion d'un plasma avec $n_e = n_i$. En d'autres termes, c'est le temps qui sépare l'expansion rapide des électrons et la réponse des ions lourds (dans ce cas : le plasma quasi-neutre est créé et les solutions auto-semblables sont valables).

La vitesse à $\xi = \xi_{Lim}$ peut être interprétée comme la vitesse du front ionique

$$V_f = 2c_s \ln(w_{pi}t)$$

se déplaçant dans la région de l'expansion [45].

La résolution auto-semblable d'une détente de plasma permet d'obtenir des solutions approchées du problème dans le cas d'un plasma quasi-neutre. Cependant les effets de séparation de charges situés au front d'ions ou juste au bord, ne sont pas pris en compte. Il est alors nécessaire si on veut faire une étude plus approfondie de l'expansion de tenir compte de la séparation de charges entre les deux populations chargées.

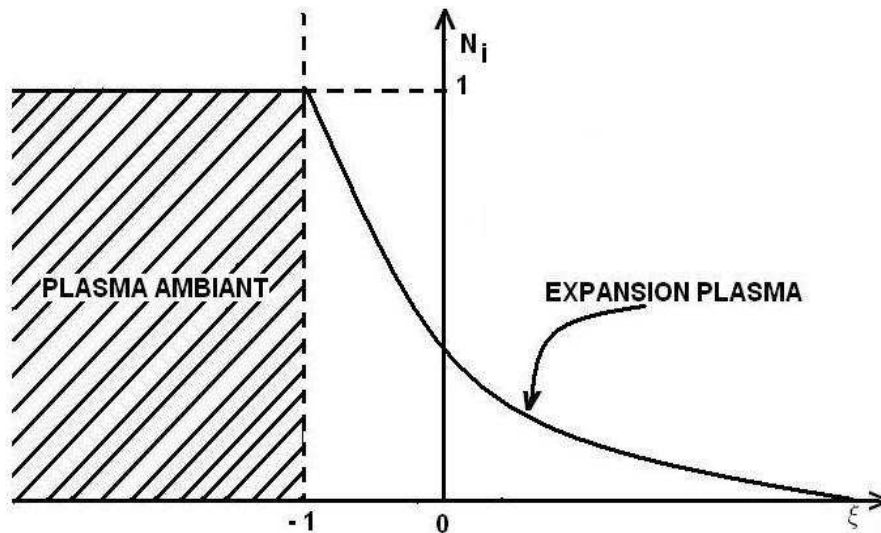


FIG. 2.2 – Profil de densité en fonction de la variable auto-semblable

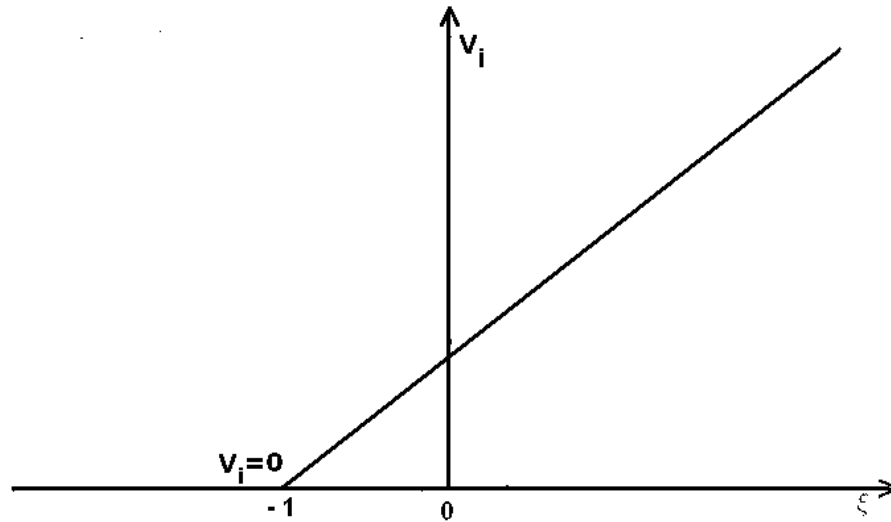


FIG. 2.3 – *Profil de la vitesse en fonction de la variable auto-semblable*

Le modèle de Gurevich est le plus simple des modèles de l'expansion auto-semblable dans le vide, existant dans la littérature. Depuis, le phénomène de l'expansion du plasma d'astrophysique ou de laboratoire a été relié à plusieurs situations où des phénomènes physiques sont pris en compte d'une façon plus rigoureuse.

Dans notre travail, nous nous intéressons particulièrement à la distribution des électrons qui ne sont pas toujours Maxwelliens, mais suivent d'autres fonctions de distribution plus réalistes, où quelques électrons peuvent être très énergétiques surtout en début d'expansion, où même piégés dans les puits de potentiel du plasma et peuvent ainsi influencer les profils de l'expansion.

Dans le chapitre qui suit l'étude de l'effet de la fonction de distribution électronique sur l'expansion des plasmas créés par laser est étudié en détail.

Chapitre 3

Effets des distributions électroniques sur les profils de l'expansion

Dans ce chapitre nous nous intéressons à l'étude de l'effet des distributions électroniques hors équilibre sur l'expansion d'un plasma complètement ionisé produit par laser. Le modèle que nous proposons prend en compte différents types de fonctions de distribution électronique où l'électron peut être non-thermique, piégé dans le puits de potentiel du plasma (cas d'électrons isothermes et non-isothermes), ou subissant les deux effets à la fois: la non-thermalité et le piégeage par l'onde plasma.

Le plasma considéré est non-collisionnel, constitué d'électrons et d'une seule espèce d'ions décrits par les équations de transport fluides. Nous utilisons une description à une dimension par simplicité, cette supposition reste valable en général tant que la conduction thermique latérale peut être négligée et que la distance entre le front du plasma induit par laser et la surface de la cible est plus petite que la dimension du spot laser [79].

3.1 Distribution d'électrons non-thermiques

Le processus d'expansion de plasma est souvent décrit en supposant que les électrons sont Maxwelliens avec des vitesses à l'équilibre thermique local (ETL). Cette hypothèse est valable si les collisions entre les particules sont suffisantes. La raison fondamentale de l'écart à partir de l'équilibre est que les électrons rapides entrent en collision beaucoup moins

fréquemment que les plus lents. En effet, leur libre parcours est très important, puisqu'il est proportionnel à v_e^4 , où v_e est la vitesse de l'électron, et ne peut pas se détendre vers une Maxwellienne. En effet, dans plusieurs cas d'expansion de plasma astrophysique ou de laboratoire, les électrons ont une distribution de vitesse non-Maxwellienne (voir figure 1.6 page 18). Cette distribution peut être représentée comme la superposition d'une distribution de vitesse pour les électrons froids, et les électrons chauds, comme par exemple dans la couronne solaire faiblement collisionnelle et la région d'accélération du vent solaire [21].

Au laboratoire, Buneman en 1961 [20] est le premier qui a observé la déviation de la fonction de distribution de la Maxwellienne en simulant les résultats d'une expérience d'instabilité faisceau-plasma dans les plasmas. Il a observé une proportion de 5% de particules ayant de grandes vitesses, formant une queue loin de l'ensemble des 95% des particules thermiques.

Dans le cadre d'expériences de fusion par laser, l'électron énergétique pourrait avoir un effet significatif sur l'ionisation et l'expansion du plasma, tel que rapporté par Hairapetian en 1991 [26]. Récemment, Mora et Grismayer [24] en 2009, ont amélioré les études précédentes de l'expansion en étudiant l'effet de la fonction de distribution hors équilibre sur les phénomènes de l'expansion des plasmas.

3.1.1 Distribution de Cairns et équations de base du modèle

Initialement, les électrons non-thermiques ont été modélisés par la distribution de Cairns, qui a été introduite par Cairns et al [23], pour étudier l'effet des électrons non-thermiques sur la nature des structures des solitons observées dans la partie supérieure de l'ionosphère à partir du satellite Freja. Considérant un plasma constitué d'électrons non-thermiques et d'ions froids.

Dans le même ordre d'idées, nous voulons modéliser les électrons non-thermiques d'un plasma non-collisionnel créé par laser, en expansion dans le vide, constitué d'une seule espèce d'ions, par la distribution de Cairns [23] pour étudier leur effet sur les profils de l'expansion. Celle-ci a pour expression:

$$f_e(v_e) = \frac{n_{e0}}{\sqrt{2\pi v_{eth}^2}} \frac{(1 + \alpha v_e^4/v_{eth}^4)}{(3\alpha + 1)} \exp(-v_e^2/2v_{eth}^2) \quad (3.1)$$

n_{e0} la densité électronique à l'équilibre, $v_{eth} = \sqrt{T_e/m_e}$ la vitesse électronique moyenne, T_e la température électronique en l'absence de l'effet non thermique et α est le paramètre qui mesure la déviation de la fonction de distribution de la Maxwellienne.

Il est clair que l'équation (3.1) tend vers la distribution Maxwellienne quand $\alpha = 0$. La distribution des électrons non-thermiques en présence du potentiel différent de zéro qui montre les effets des perturbations électrostatiques sur l'état d'équilibre, peut être obtenue en remplaçant v_e^2/v_{eth}^2 par $(v_e^2/v_{eth}^2 - 2\varphi)$ dans l'équation (3.1). La densité des électrons est donnée par :

$$n_e = \int f_e(v_e) dv_e \quad (3.2)$$

Après l'intégration on trouve

$$n_e = n_{e0}(b\Phi^2 - b\Phi + 1)e^\Phi \quad (3.3)$$

avec $b = 4\alpha/(3\alpha + 1)$ et $\Phi = e\varphi/T_e$ est le potentiel électrostatique normalisé.

En dérivant l'Eq.(3.3) et en utilisant la condition de quasi-neutralité (2.5), nous obtenons, en utilisant le formalisme auto-semblable comme dans le chapitre précédent:

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{F(\Phi,b)}{\tilde{n}_i} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} \quad (3.4)$$

où $F(\Phi,b) = (b\Phi^2 - b\Phi + 1)/(b\Phi^2 + b\Phi - b + 1)$ est une fonction positive quelle que soit la valeur de b .

Sachant que les ions obéissent à l'approximation fluide (voir chapitre 2), nous obtenons, en remplaçant l'Eq. (3.4) dans (2.13)

$$(\delta + F(\Phi,b)) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \tilde{n}_i(-\xi + \tilde{v}_i) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (3.5)$$

Si on traite tous les termes dérivés comme des variables indépendantes et les équations qui en résultent comme des équations algébriques alors la solution non-triviale du système d'Eq. (2.12) et (3.5) n'est déterminée que si le déterminant de leurs coefficients s'annule [29], i.e.,

$$\tilde{v}_i - \xi = \pm \sqrt{(\delta + F)} \quad (3.6)$$

La racine positive a été choisie de telle manière à ce que l'expansion se fasse dans la direction $+x$ des x positifs et que la vitesse croisse avec les x croissants. En dérivant (3.6) par rapport à ξ , on trouve :

$$\frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 1 + \frac{1}{2}G(\Phi, b) \frac{d\Phi}{d\xi} \frac{1}{\sqrt{\delta + F(\Phi, b)}} \quad (3.7)$$

avec $G(\Phi, b) = b(2b\Phi^2 - 2b\Phi + b - 2)/(b\Phi^2 + b\Phi - b + 1)^2$

Utilisons maintenant les Eqs. (3.4) à (3.7), nous obtenons un système d'équations différentielles par rapport à la densité des ions et au potentiel électrostatique

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = -\tilde{n}_i \frac{\sqrt{\delta + F(\Phi, b)}}{0.5F(\Phi, b)G(\Phi, b) + \delta + F(\Phi, b)} \quad (3.8)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = -\frac{F(\Phi, b)\sqrt{\delta + F(\Phi, b)}}{0.5F(\Phi, b)G(\Phi, b) + \delta + F(\Phi, b)} \quad (3.9)$$

Le plasma est en expansion dans le vide à $t \geq 0$. Le temps initial $t = 0$ dans notre cas correspond à un plasma non perturbé avec les paramètres initiaux $\tilde{n}_i = 1$, $\tilde{v}_i = 0$ et $\Phi = 0$.

Par conséquent, il existe un point ξ_0 à $t \leq 0$ pour lequel le plasma est non perturbé et au repos, tels que $\tilde{n}_i(\xi_0) = 1$, $\tilde{v}_i(\xi_0) = 0$ et $\Phi(\xi_0) = 0$ [30]. De l'Eq. (3.6), on trouve

$$\xi_0 = -\sqrt{\delta + \frac{1}{1-b}} \quad (3.10)$$

En posant $b = 0$, on retrouve la solution analytique auto-semblable, des Eqs. (2.18-2.20) pour une distribution Maxwellienne des électrons, cas d'une expansion isotherme dans un milieu semi-infini [43, 19].

3.1.2 Influence de la proportion des électrons non-thermiques sur l'expansion

On sait que l'expansion d'un plasma est le résultat de deux effets majeurs : l'effet de la pression thermique qui pousse la matière vers l'avant et agit près de la source d'énergie et l'effet du champ électrostatique créé par les particules légères : les électrons qui quittent la cible, les premiers et attirent les ions plus lourds, qui à leur tour sont accélérés. C'est la dynamique de ces derniers qui décrit l'expansion du plasma.

Pour étudier la dynamique de l'expansion auto-semblable du plasma dans le vide, sur les Figs. (3.1 - 3.3) , nous traçons les densités ioniques normalisées à leur valeur initiale et les vitesses ioniques normalisées à la vitesse sonique en fonction de la variable auto-semblable ξ pour différentes valeurs de b , le rapport des températures δ est pris égal à 0.01.

Il est important de signaler que les courbes sont tracées en utilisant les conditions à ξ_0 au lieu $\xi = 0$ pour montrer l'influence des conditions initiales des paramètres physiques tels que les densités et les potentiels électrostatiques, à partir d'une vitesse initiale nulle.

Pour le profil de densité, la Fig. 3.1 montre que pour une distribution Maxwellienne ($b = 0$), la densité du plasma décroît d'une façon monotone durant l'expansion. Il y a un phénomène de détente libre du plasma du à l'écoulement du plasma dans le vide.

Pour $b \neq 0$, et quand b augmente, i.e., quand le nombre d'électrons énergétiques croît, nous remarquons qu'en plus de l'effet du gradient de la pression, il y a l'effet du potentiel électrique qui devient important par la présence des électrons rapides qui sont éjectés vers l'avant entraînant avec eux les ions pour assurer la quasi-neutralité du plasma, ce qui amène à une diminution de la densité ionique plus accentuée avec b .

A titre d'exemple : à $\xi = 0$, $n_i/n_i(0) = 0.328$ pour $b = 0.4$ et $n_i/n_i(0) = 0.10$ pour $b = 0.7$.

Sur la figure 3.2, pour toute valeur de b , les vitesses ioniques représentées sont approximativement linéaires. En effet, la matière éjectée continue d'être accélérée, accélération due en premier lieu au gradient de la pression thermique jusqu'à ce que son énergie interne soit suffisamment convertie en énergie cinétique. Avec la distribution non-Maxwellienne ayant des électrons non thermiques ($b \neq 0$), nous avons remarqué que les ions sont plus accélérés en fonction de la variable auto-semblable avec b durant l'expansion. Loin de la source, la

vitesse des ions augmente. En effet, le champ électrique, qui assure la quasi-neutralité du plasma, est plus grand et un potentiel électrostatique plus élevé est nécessaire pour accélérer les ions et produire une plus grande vitesse finale [25].

A titre d'exemple, pour $\xi = 0$, $v_i = 2.53 c_s$ pour $b = 0.4$, $v_i = 3.72 c_s$ pour $b = 0.7$.

Sur la Fig. 3.3, nous avons tracé ξ_{Lim} en fonction de ξ pour différentes valeurs de b . ξ_{Lim} est la valeur limite de ξ représentant la fin de l'expansion du plasma, elle correspond aussi à la position du front de l'expansion au delà de laquelle l'application du formalisme auto-semblable n'est plus valable et où la quasi-neutralité de charge du plasma n'est plus vérifiée.

On voit sur la figure que, ξ_{Lim} diminue de la valeur de 7 pour $b = 0$ pour atteindre environ la valeur de 4.5 pour $b = 0.7$. L'expansion auto-semblable est plus accélérée et prend fin plus tôt avec la déviation des électrons de l'équilibre thermique et donc avec b . Nous notons également que pour les grandes valeurs de b , ($b > 0.7$), ξ_{Lim} diminue encore plus rapidement.

3.1.3 Conclusion

En résumé, la solution auto-semblable, obtenue en utilisant la valeur initiale de l'expansion en fonction du paramètre non-thermique, montre que les profils de densité et de vitesse dépendent non seulement du paramètre non-thermique, mais aussi du paramètre auto-semblable limitant l'expansion. Les électrons non-thermiques sont des particules qui acquièrent une énergie suffisante pour renforcer l'expansion auto-semblable. L'expansion sera d'autant plus rapide (ou l'accélération d'autant plus efficace) que l'énergie initiale des électrons sera importante [48].

Les électrons non-thermiques affectent le potentiel électrostatique qui accélère le mouvement ionique, ainsi la durée de l'expansion se trouve aussi affectée. En effet, la déviation par rapport à la distribution de Maxwell-Boltzmann réduit le temps de l'expansion du plasma. Par conséquent, la prise en compte de ces électrons peut, par exemple, influencer sur la qualité du film déposé dans le cas d'application de dépôt de couches minces en jouant sur la distance cible-substrat.

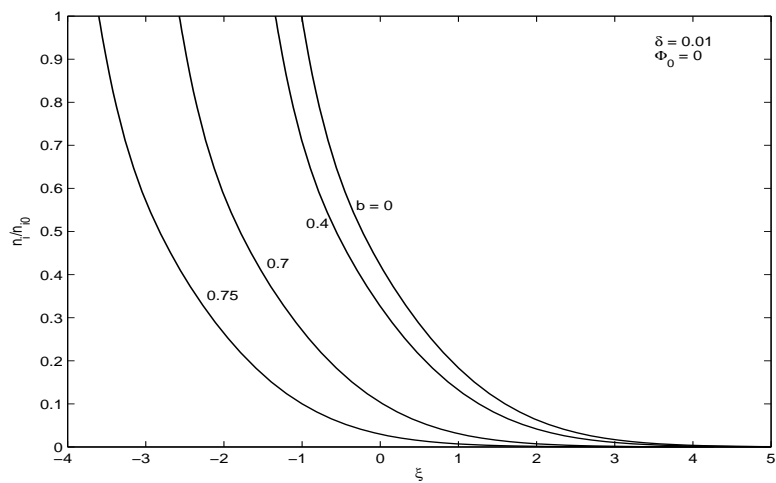


FIG. 3.1 – Densités normalisées à leur valeur initiale en fonction de ξ pour différentes valeurs de b

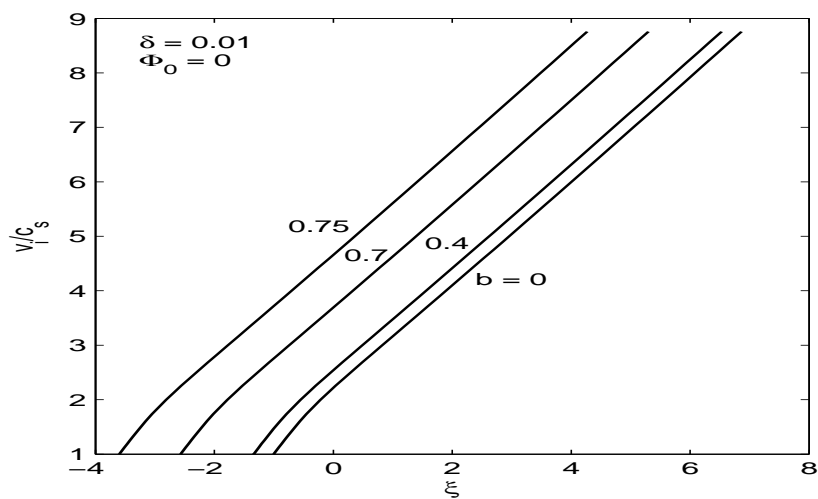


FIG. 3.2 – Vitesses normalisées à la vitesse du son en fonction de ξ pour différentes valeurs de b

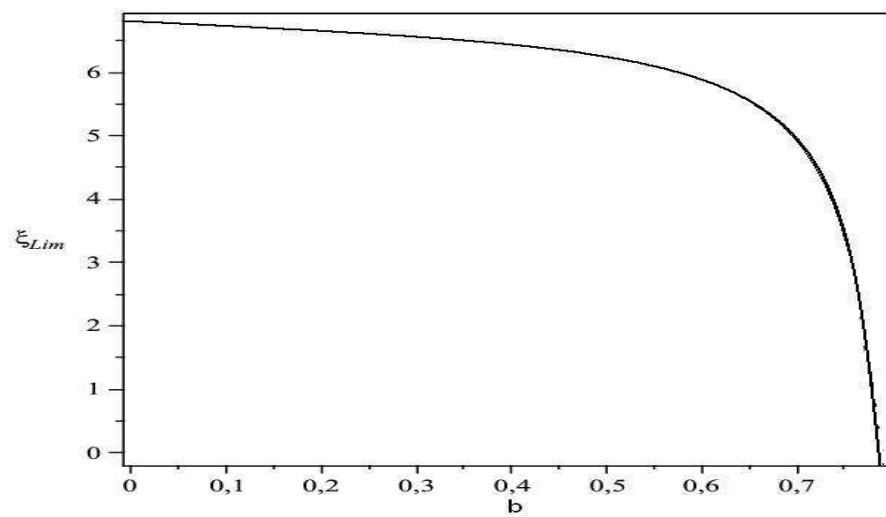


FIG. 3.3 – Limite de la variable auto-semblable en fonction de b

3.2 Non-linéarité dans les plasmas: concept du piégeage électronique

Un plasma est un milieu non-linéaire. Dans l'approximation linéaire, différents types d'instabilités sont étudiés en supposant que l'amplitude des perturbations est petite et l'onde en question peut croître ou s'amortir. Quand l'amplitude devient grande, l'approximation linéaire n'est plus valable. Les effets non-linéaires apparaissent quand une grande amplitude de l'onde plasma est excitée par des moyens externes [76] .

La non-linéarité joue son rôle quand un système s'écarte loin de son équilibre ou d'un état stationnaire. Évidemment quand un système non homogène ou anisotrope, dans l'espace ou la vitesse, tend à des états homogènes ou isotropes, il doit libérer de l'énergie, qui gère l'inhomogénéité ou l'anisotropie. Les fluctuations sont excitées dans ces processus de détente. Comme il y a de nombreux types d'instabilités dans les plasmas, la non-linéarité est une fonction principale et offre une variété de phénomènes. Parmi ces phénomènes, nous allons nous intéresser particulièrement au piégeage électronique dans le plasma, qui s'avère avoir une influence considérable sur les profils de l'expansion.

Le comportement des électrons dans le plasma est fortement influencé par les potentiels non-linéaires qui prennent naissance dans le milieu [27]. Dans la littérature, généralement les électrons sont supposés en équilibre, mais quelques électrons peuvent être piégés par le potentiel électrostatique et dans ce cas, les électrons dans le plasma peuvent être séparés en deux catégories : les électrons libres et les électrons piégés. Ce phénomène de piégeage électronique comme processus microscopique, a été considéré à l'origine par Gurevich [11] en 1967 où la solution de l'équation de Vlasov a été utilisée avec les équations de Maxwell. Le piégeage veut dire que quelques particules du plasma sont confinées dans une région finie de l'espace des phases où elles font un mouvement de va et vient décrivant des trajectoires fermées. Le phénomène du piégeage des particules dans les plasmas a lieu quand l'interaction résonante entre les ondes et les particules est traité rigoureusement et d'une façon non-linéaire.

Sur la figure 3.4 nous représentons un exemple de trajectoires électroniques dans un puits de potentiel d'une onde plasma. Dans cet espace des phases, les orbites fermées cor-

respondent aux électrons piégés dans l'onde avec une énergie totale $\varepsilon < 0$. Les orbites ouvertes représentent les électrons non piégés avec l'énergie $\varepsilon > 0$. La courbe qui limite ces deux régions est appelée la séparatrice. Cette séparatrice permet de déterminer les énergies minimales et maximales pour qu'un électron puisse être piégé. Ceci est comparable au cas hydrodynamique où un surfeur doit utiliser ses bras pour avoir la vitesse initiale suffisante pour prendre la vague [58].

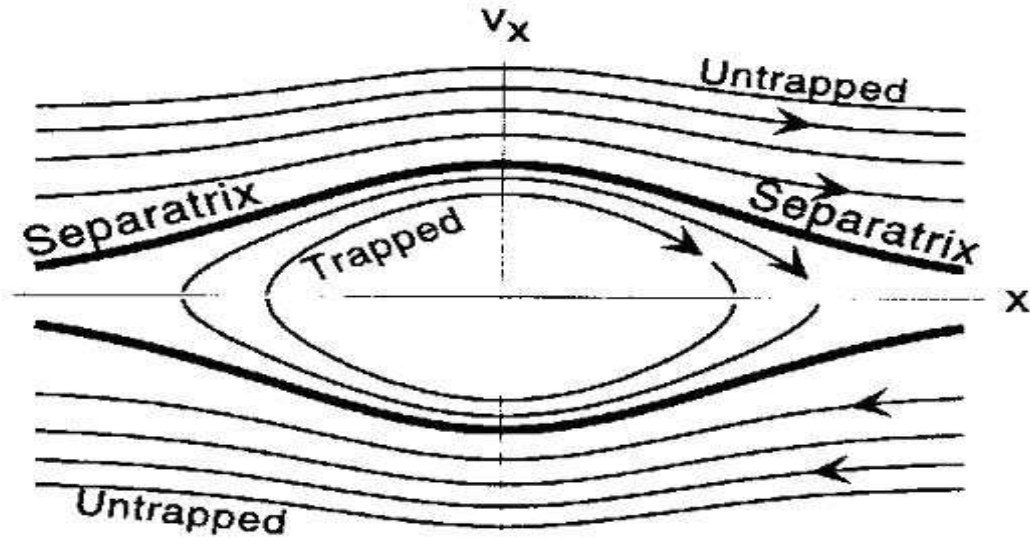


FIG. 3.4 – *Trajectoires électroniques dans une onde plasma dans l'espace des phases [37]*

3.2.1 Distribution d'électrons de Gurevich

Nous allons maintenant étudier l'effet des électrons piégés sur les profils de l'expansion d'un plasma d'électrons et d'ions induit par laser dans le vide. Nous allons dans cette section, utiliser la fonction de distribution de Gurevich, pour modéliser les électrons.

a- Équations de base

Nous nous intéressons à l'expansion à une dimension dans le vide, d'un plasma créé par laser, constitué d'électrons et d'ions. Initialement, nous supposons la création d'un puits de potentiel positif $U(x) = -e\varphi(x)$ dans le plasma.

La densité des électrons libres d'énergie positive $\varepsilon > 0$ et d'électrons piégés dans ce potentiel et d'énergie négative $\varepsilon < 0$ est [28]:

$$n_e = 2 \int_{p_1}^{\infty} f(\varepsilon) dp_x + 2 \int_0^{p_1} f(0) dp_x \quad (3.11)$$

avec

$$p_1 = (2m|e\varphi|)^{1/2} \quad (3.12)$$

$$\varepsilon = p_x^2/2m + U(x) \quad (3.13)$$

et

$$f(\varepsilon) = \frac{n_{e0}}{(2\pi m T_e)^{1/2}} \exp(-\varepsilon/T_e) \quad (3.14)$$

$f(\varepsilon)$ est la fonction de distribution électronique, n_{e0} la densité électronique loin du potentiel, T_e la température des électrons et m leur masse.

Le facteur 2 tient compte des particules avec $p_x > 0$ et $p_x < 0$.

En remplaçant (3.12), (3.13) et (3.14) dans l'équation (3.11) on trouve :

$$n_e = n_{e0} \left\{ \exp(e\varphi/T_e) \left[1 - \operatorname{erf} \left(\sqrt{|e\varphi|/T_e} \right) \right] + 2\sqrt{|e\varphi|/\pi T_e} \right\} \quad (3.15)$$

où $\operatorname{erf}(\xi)$ est la fonction erreur donnée par

$$\operatorname{erf}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi} \exp(-u^2) du \quad (3.16)$$

Dans ce qui suit, nous supposons l'existence de deux situations physiques où le puits de potentiel est soit peu profond, soit au contraire très prononcé, comme dans l'étude faite par Gurevich [11].

De l'Eq. (3.15), la distribution des électrons piégés dans un puits peu profond ($|e\varphi|/T_e \ll 1$) est donc

$$n_e = n_{e0} \left\{ 1 + |e\varphi|/T_e - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (|e\varphi|/T_e)^{3/2} \right\} \quad (3.17)$$

Pour un potentiel très profond ($|e\varphi|/T_e \gg 1$),

$$n_e = 2n_{e0} (|e\varphi|/\pi T_e)^{1/2} \quad (3.18)$$

Comme dans la section précédente, nous cherchons une solution auto-semblable à l'expansion du plasma, en utilisant les mêmes variables auto-semblables, ξ , \tilde{n}_i et \tilde{v}_i .

En dérivant les Eqs. (3.17) et (3.18) par rapport à ξ et en utilisant la quasi-neutralité de charge (2.5), on obtient

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = B(\Phi) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.19)$$

où

$$F(\Phi) = \begin{cases} 1 - \frac{2\sqrt{|\Phi|}}{\sqrt{\pi}} & \text{si } |\Phi| \ll 1 \\ \frac{1}{\sqrt{\pi|\Phi|}} & \text{si } |\Phi| \gg 1 \end{cases}$$

et $\Phi = e\varphi/T_e$

L'équation (2.13) de la quantité de mouvement des ions devient :

$$\left(\frac{\delta}{\tilde{n}_i} + \frac{1}{B} \right) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + (\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (3.20)$$

Comme dans la section (3.1.1), le déterminant de coefficients du système d'équations (2.12) et (3.20) doit s'annuler pour trouver une solution non-triviale, ce qui donne

$$\tilde{v}_i = \xi + \sqrt{\left(\delta + \frac{\tilde{n}_i}{B} \right)} \quad (3.21)$$

en choisissant la solution positive.

En dérivant (3.21) et en utilisant les Eqs. (3.20), (3.21) et (3.19) on trouve le système d'équations à résoudre pour la densité et le potentiel électrostatique:

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = \frac{-\tilde{n}_i \sqrt{\delta + \tilde{n}_i/B}}{(\delta + 1.5\tilde{n}_i/B - 0.5\tilde{n}_i^2 A/B^3)} \quad (3.22)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{-\tilde{n}_i \sqrt{\delta + \tilde{n}_i/B}}{B (\delta + 1.5\tilde{n}_i/B - 0.5\tilde{n}_i^2 A/B^3)} \quad (3.23)$$

avec

$$A(\Phi) = \begin{cases} -\frac{1}{\sqrt{\pi|\Phi|}} & \text{si } |\Phi| \ll 1 \\ -\frac{1}{2\sqrt{\pi}|\Phi|^{1.5}} & \text{si } |\Phi| \gg 1 \end{cases}$$

Le système d'Eqs (3.22) et (3.23) est résolu numériquement avec la méthode de Runge-Kutta. Les densités, vitesses et potentiels du plasma sont déduits en fonction de la variable ξ , et dépendent des conditions initiales de l'expansion du plasma.

b- Influence du potentiel électrostatique initial sur l'expansion

Pour étudier l'expansion auto-semblable du plasma, sur les Figs. (3.5 - 3.8), nous traçons les densités ioniques normalisées à leur valeur initiale et les vitesses ioniques normalisées à la vitesse sonique en fonction de la variable auto-semblable ξ pour différentes valeurs du potentiel électrostatique initial Φ_0 , le rapport des températures δ est pris égal à 0.01.

Les Figs. 3.5 et 3.6 montrent que pour toute valeur de Φ_0 , la densité du plasma décroît d'une façon monotone durant l'expansion. Ce comportement est du à l'expansion libre dans le vide où l'énergie thermique est convertie en énergie cinétique directionnelle. On note aussi que la fin de l'expansion auto-semblable correspond aussi à des densités quasiment nulles. Sur la figure 3.5, dans le cas des petits potentiels, quand le potentiel électrostatique initial augmente, ce qui veut dire que le nombre des électrons piégés augmente aussi, mais d'une façon très lente comme le montre l'Eq.(3.17) où le seul terme de correction qui exprime la déviation par rapport à la distribution de Boltzmann est le terme en $\Phi^{3/2}$ [55], on remarque que la décroissance de la densité ionique est plus prononcée avec le potentiel initial. Dans ce cas, l'influence du piégeage n'est pas très importante et le phénomène ressemble à une expansion produite par l'effet de la pression thermique seule et le champ ambipolaire qui existe dans le plasma a le rôle d'accélérer l'expansion et à cause de la neutralité de charge qui rappelle les ions, nous remarquons que la depletion ionique en expansion est plus rapide. Sur la figure 3.6, pour les potentiels très grands, deux comportements de la densité sont observés par rapport au point d'intersection $\xi = 0$. Près de la source $\xi < 0$, on remarque

que la principale cause de l'expansion est due à la pression thermique qui pousse les ions vers l'avant et au champ ambipolaire avec une légère influence du puits de potentiel qu'on voit surtout pour les grands potentiels comme pour $\Phi_0 = 700$, c'est la même situation que pour les potentiels faibles, déjà décrite dans la la figure 3.5. Au delà de l'intersection, par contre, la principale cause de l'expansion loin de la source est attribuée au potentiel électrostatique. Dans ce cas, l'effet du piégeage est très important avec l'augmentation du potentiel. A cause de la neutralité de charge, le potentiel a pour effet de concentrer localement les ions autour des électrons piégés, ce qui ralentit la depletion ionique.

En plus, le piégeage a pour rôle de ralentir l'expansion auto-semblable, en effet nous avons remarqué que ξ_{Lim} augmente avec le potentiel. L'expansion auto-semblable est plus importante quand le potentiel augmente, dans ce cas, la densité des électrons est proportionnelle à $\Phi^{1/2}$ comme c'est indiqué dans l'Eq. (3.18) [56, 57].

Sur les figures 3.7 et 3.8, les vitesses ioniques représentées sont approximativement linéaires. On note aussi que pour une valeur donnée de ξ , les électrons sont plus accélérés quand le potentiel croît et que la limite de l'expansion auto-semblable est plus importante en fonction de ξ surtout pour les potentiels électrostatiques très grands. La durée de vie de plasma augmente avec l'augmentation de puits de potentiel: ξ_{Lim} peut aller jusqu'à la valeur de 13.8 pour un puits de potentiel très profond, à cause du grand nombre d'électrons piégés.

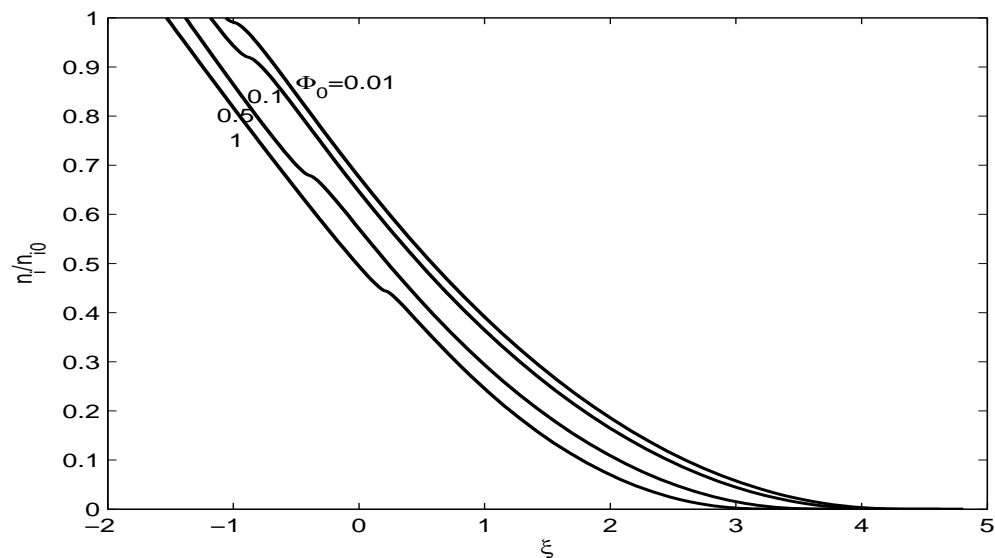


FIG. 3.5 – Densités normalisées à leur valeur initiale en fonction de ξ pour différentes valeurs de Φ_0 , cas de potentiels peu profonds

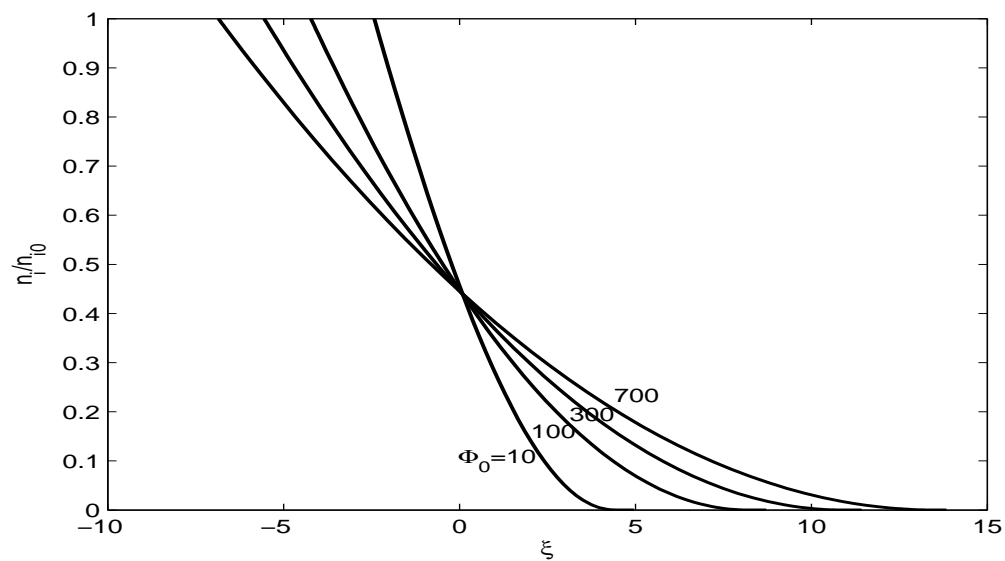


FIG. 3.6 – Densités normalisées à leur valeur initiale en fonction de ξ pour différentes valeurs de Φ_0 , cas de potentiels très profonds

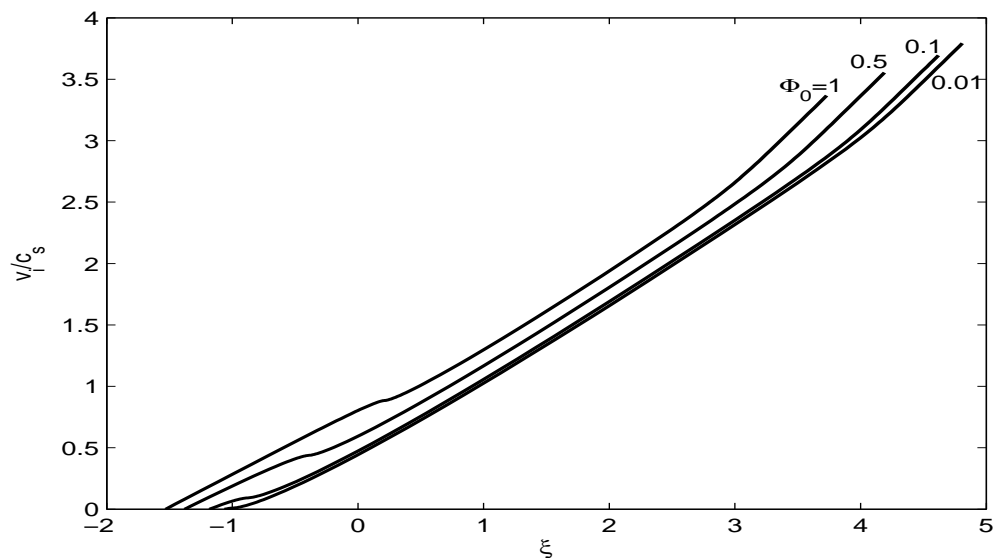


FIG. 3.7 – Vitesses normalisées en fonction de ξ pour différentes valeurs de Φ_0 , cas de potentiels peu profonds

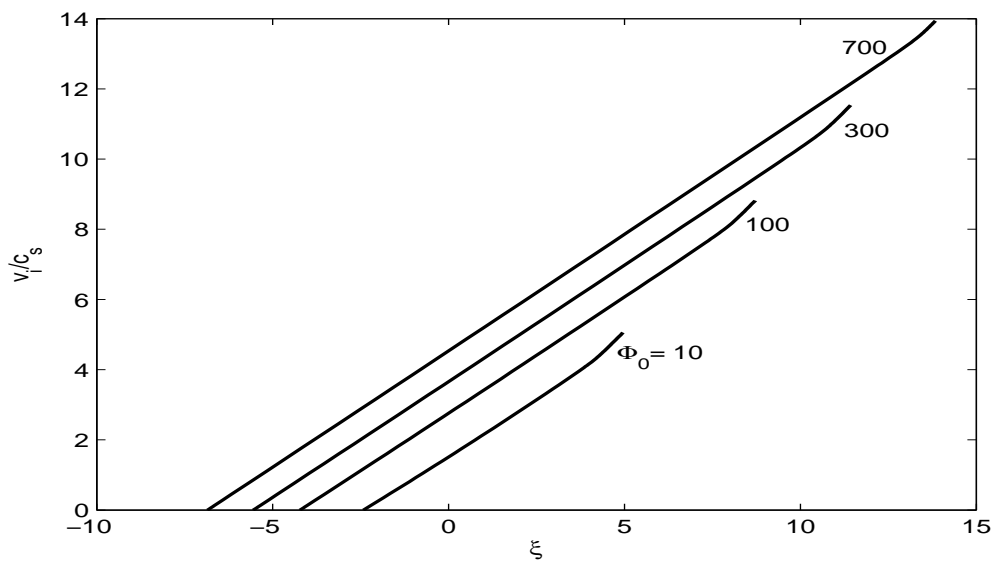


FIG. 3.8 – Vitesses normalisées en fonction de ξ pour différentes valeurs de Φ_0 , cas de potentiels très profonds

3.2.2 Distribution d'électrons piégés de type vortex: distribution de Schamel

A partir du concept que le modèle le plus approprié pour décrire l'interaction laser-plasma tient compte du fait que seulement un petit nombre d'électrons sont accélérés donc chauffés par le laser, alors que d'autres restent froids, la densité électronique pourrait être considérée comme la somme de deux fonctions de Boltzmann décrivant les électrons de température froide T_c et de température chaude T_h et suivent deux distributions Maxwelliennes dans le même espace des phases de densité totale n_e donnée par [33, 77]:

$$n_e = n_h + n_c = n_{h0} \exp(e\varphi/T_h) + n_{c0} \exp(e\varphi/T_c)$$

Cependant, il a été prouvé que ce cas ne peut pas être réalisé physiquement, puisque les électrons dans les mêmes espaces physiques finissent par s'équilibrer et avoir la même température. Yu en 2008 [32] a montré que, pour avoir deux populations d'électrons avec deux températures différentes, les électrons doivent être séparés physiquement.

Dans le cadre de la théorie de piégeage électronique proposé pour la première fois par Gurevich en 1967, les électrons libres et les électrons piégés sont supposés avoir la même température. Pour modéliser deux populations d'électrons à deux températures occupant différents espaces de phase, Schamel en 1972 [34] a amélioré cette théorie en introduisant un nouveau paramètre $|\beta| = T_{ef}/T_{et}$, qui gouverne la population des électrons piégés dans le puits de potentiel du plasma. Les électrons sont considérés comme étant non-isothermes, T_{ef} est la température des électrons libres et T_{et} est la température des électrons piégés.

La figure ci-dessous 3.9 montre cette distribution dans l'espace des vitesses.

La distribution de vitesse de Boltzmann considérée pour les électrons isothermes est remplacée par la superposition de deux distributions de type vortex pour les électrons non-isothermes.

Dans ce modèle, le paramètre β joue un rôle crucial dans la théorie. Le cas $\beta = 1$ correspond à une distribution de Maxwell, en l'absence du piégeage, alors que le cas $\beta = 0$ correspond à la formation de piégeage maximum et de formation d'un plateau partout dans la gamme de vitesse de piégeage [35].

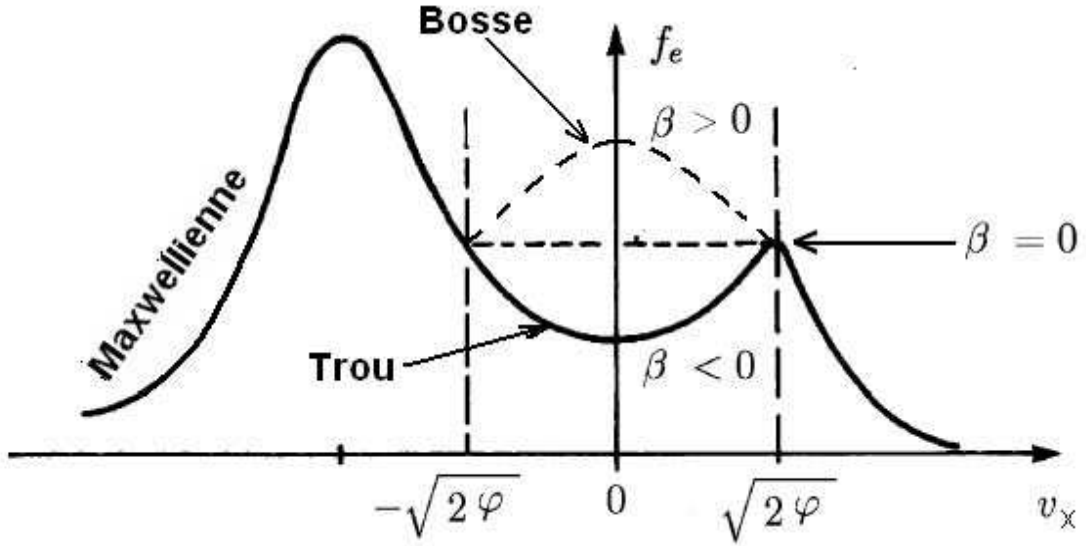


FIG. 3.9 – Fonction de distribution électronique dans l'espace des vitesses de Schamel [19]

a- Équations de base

On considère un plasma constitué de deux composantes d'électrons (libres et piégés) et des ions stationnaires, les électrons sont supposés suivre une distribution de vitesse non-Maxwellienne de type vortex, modélisée par la distribution de Schamel [35].

Cette distribution est une solution de l'équation stationnaire de Vlasov. Nous devons séparer entre électrons libres et piégés. Leur gamme est indiquée par la constante de mouvement $\varepsilon = v^2/2 - \varphi$.

Les électrons sont soit libres avec une énergie totale $\varepsilon > 0$ soit piégés dans le potentiel de plasma avec $\varepsilon \leq 0$ [31, 38]

$$f_e = f_{ef} + f_{et} \quad (3.24)$$

où

$$\begin{cases} f_{ef} = \frac{1}{2\pi} \exp \left[-\frac{1}{2} (v^2 - 2\varphi) \right] & \text{si } |v| > \sqrt{2|\varphi|} \\ f_{et} = \frac{1}{2\pi} \exp \left[-\frac{1}{2} \beta (v^2 - 2\varphi) \right] & \text{si } |v| \leq \sqrt{2|\varphi|} \end{cases}$$

Avec f_{ef} , f_{et} désignent les fonctions de distribution des électrons libres et piégés, respectivement. β est le rapport des températures des électrons libres et piégés. Il est évident que l'équation (3.24) correspond à une distribution Maxwellienne pour une valeur de $\beta = 1$ et pour $\beta = 0$ le piégeage est complet.

Intégrant la fonction de distribution f_e sur tout l'espace des vitesses, nous trouvons l'expression de la densité électronique

$$n_e(\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_e(x, v_x) dv_x \quad (3.25)$$

$$= \int_{-\infty}^{-\sqrt{2\varphi}} f_{ef} dv_x + \int_{\sqrt{2\varphi}}^{+\infty} f_{ef} dv_x + \int_{-\sqrt{2\varphi}}^{\sqrt{2\varphi}} f_{et} dv_x \quad (3.26)$$

nous obtenons pour $\beta \geq 0$

$$\tilde{n}_e(\Phi) = n_e/n_{e0} = \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \frac{1}{\sqrt{\beta}} \exp(\beta\Phi) \operatorname{erf}(\sqrt{\beta|\Phi|}) \quad (3.27)$$

et pour $\beta < 0$

$$\tilde{n}_e(\Phi) = n_e/n_{e0} = \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \frac{2}{\sqrt{-\beta\pi}} W(\sqrt{-\beta|\Phi|}) \quad (3.28)$$

où erf est la fonction erreur et

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (3.29)$$

est la fonction erreur complémentaire

et W représente l'intégrale de Dawson

$$W(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt \quad (3.30)$$

Nous procédons de la même manière que précédemment, en dérivant les Eqs. (3.27) et (3.28) par rapport à ξ et en utilisant la quasi-neutralité de charge (2.5), et nous obtenons

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = D(\Phi, \beta) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.31)$$

où

$$D(\Phi, \beta) = \begin{cases} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{|\Phi|}\right) \exp(\Phi) + \sqrt{\beta} \exp(\beta\Phi) \operatorname{erf}\left(\sqrt{\beta|\Phi|}\right) & \text{si } \beta \geq 0 \\ -\frac{2}{\sqrt{\pi|\Phi|}} + \operatorname{erfc}\left(\sqrt{|\Phi|}\right) \exp(\Phi) + \frac{2\sqrt{-\beta}}{\sqrt{\pi}} W\left(\sqrt{-\beta|\Phi|}\right) & \text{si } \beta < 0 \end{cases}$$

En résolvant le système d'équations (2.12) et (2.13) et en tenant compte de (3.31), on trouve la condition sur la vitesse

$$\tilde{v}_i = \xi + \sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D} \quad (3.32)$$

En dérivant l'Eq. (3.32), nous obtenons

$$\frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 1 - \frac{1}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}} \frac{\tilde{n}_i E}{D^2} \frac{d\Phi}{d\xi} + \frac{1}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}} \frac{1}{D} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} \quad (3.33)$$

avec

$$E = \begin{cases} \frac{\beta-1}{\sqrt{\pi|\Phi|}} + \operatorname{erfc}\left(\sqrt{|\Phi|}\right) \exp(\Phi) + \beta^{1.5} \exp(\beta\Phi) \operatorname{erf}\left(\sqrt{\beta|\Phi|}\right) & \text{si } \beta \geq 0 \\ \frac{1/\Phi - \beta - 1}{\sqrt{\pi|\Phi|}} + \operatorname{erfc}\left(\sqrt{|\Phi|}\right) \exp(\Phi) + \frac{2\beta\sqrt{-\beta}}{\sqrt{\pi}} W\left(\sqrt{-\beta|\Phi|}\right) & \text{si } \beta < 0 \end{cases}$$

Le système d'équations à résoudre numériquement est donc

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = -\frac{D\tilde{n}_i}{D\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D} - \frac{\tilde{n}_i^2}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}} \frac{E}{D^2} + \frac{\tilde{n}_i}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}}} \quad (3.34)$$

$$\frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 1 + \frac{1}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}} \left(1 - \frac{\tilde{n}_i E}{D^2}\right) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.35)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = - \frac{\tilde{n}_i}{D\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D} - \frac{\tilde{n}_i^2}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}} \frac{E}{D^2} + \frac{\tilde{n}_i}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}}} \quad (3.36)$$

b- Influence du paramètre de piégeage sur l'expansion

Pour étudier l'expansion auto-semblable du plasma dans le vide, sur les Figs. (3.10-3.13), nous traçons les densités ioniques normalisées à leur valeur initiale, et les vitesses ioniques normalisées à la vitesse sonique, en fonction de la variable auto-semblable ξ , pour différentes valeurs du paramètre β qui mesure la population des électrons piégés. Le rapport des températures δ est pris égal à 0.01. On suppose pour cela l'existence d'un potentiel initial, non-négligeable et différent de zéro.

Cas de $\beta > 0$

La figure 3.10, montre pour $\Phi_0 = 5$, et pour différentes populations d'électrons piégés β compris entre 0.1 et 1, deux comportements de la densité sont observés par rapport au point d'intersection $\xi = 0$, exactement comme dans le cas de la distribution de Gurevich. Près de la source, la principale cause de l'expansion est due à la pression thermique qui pousse les ions vers l'avant pour assurer la quasi-neutralité, avec une légère influence du nombre d'électrons piégés qui se voit surtout pour les petites valeurs de β , par exemple le cas $\beta = 0.1$. Au delà de l'intersection, par contre, la principale cause de l'expansion loin de la source est attribuée au potentiel électrostatique créé par la population des électrons qui restent libres. Celui-ci pousse les ions à l'avant tout en réduisant la depletion ionique. Dans ce cas, plus le nombre d'électrons piégés est important (β diminue) et donc le nombre des électrons qui restent libres lors de l'expansion devient minimum, plus l'expansion auto-semblable est plus étendue à cause d'un phénomène de freinage et ainsi la durée de vie du plasma.

A titre d'exemple: $\xi_{Lim} = 0.95$ pour $\beta = 1$ et $\xi_{Lim} = 3.24$ pour $\beta = 0.1$, comme le montre la figure 3.14 où est tracé ξ_{Lim} en fonction de β pour $\Phi_0 = 5$.

On voit aussi que quand la population des électrons piégés est minimum pour $\beta = 1$, plus la distribution de densité des ions tend vers la distribution de Maxwell (voir figure 3.10).

Sur les figures 3.11 et 3.13, les vitesses ioniques représentées sont approximativement li-

néaires. La vitesse de l'expansion croît lentement quand le paramètre β diminue. Ça veut dire que l'accélération ($\Delta v/\Delta \xi$) de l'expansion auto-semblable décroît quand β diminue, à cause de l'influence de piégeage électronique sur l'expansion de plasma avec une population maximum d'électrons piégés pour les petites valeurs de β , (exemple: $\Delta v/\Delta \xi = 0.6 c_s$ pour $\beta = 1$ est $0.48 c_s$ pour $\beta = 0.1$).

Cas de $\beta < 0$

Sur les figures 3.13 et 3.14 sont tracées les densités et de vitesses de l'expansion dans le cas de $\beta < 0$ et pour $\Phi_0 = -5$, c'est-à-dire dans le cas de la présence d'une barrière de potentiel initiale. Les comportements obtenus sont exactement similaires à ceux obtenus précédemment pour $\beta > 0$.

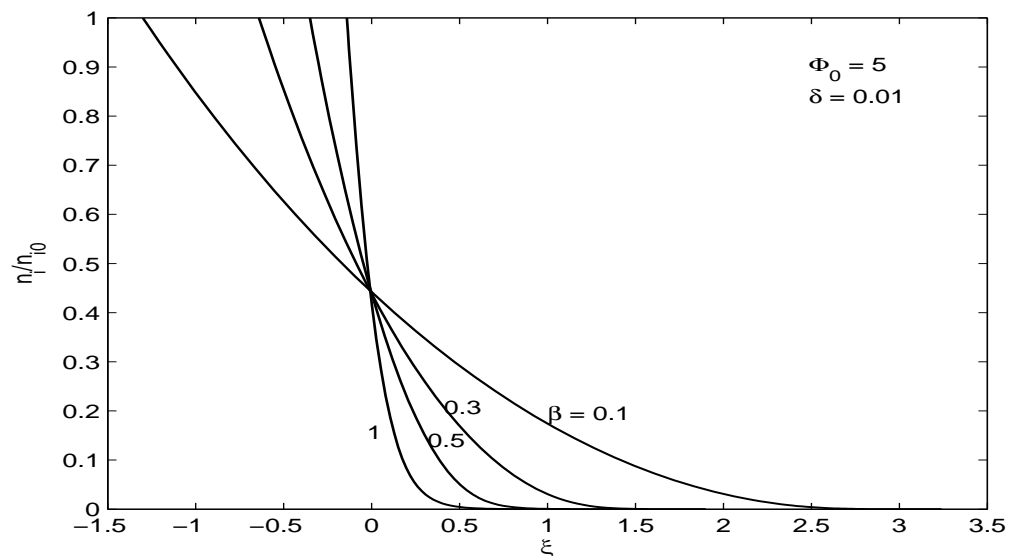


FIG. 3.10 – Densités normalisées à leur valeur initiale en fonction de ξ pour différentes valeurs de $\beta > 0$

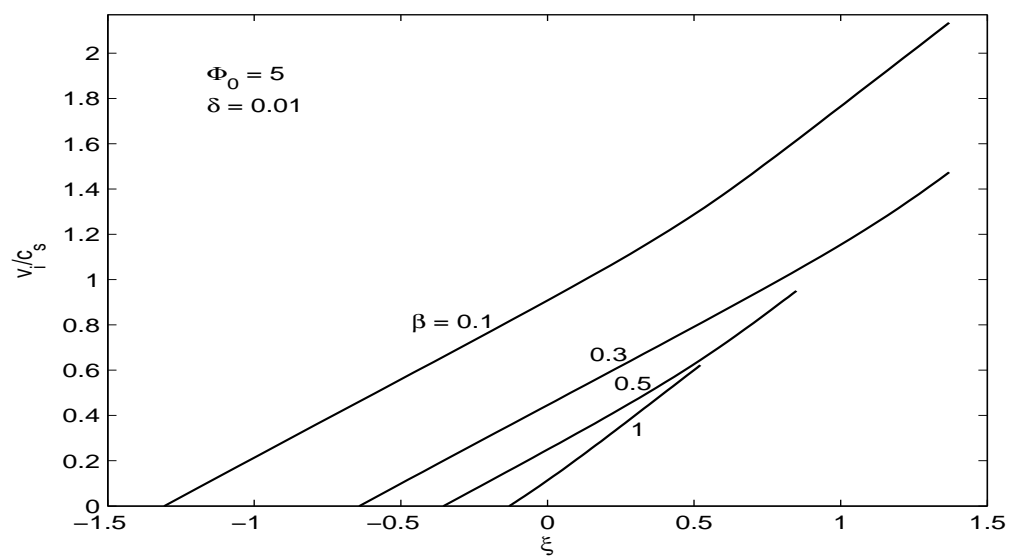


FIG. 3.11 – Vitesses normalisées en fonction de ξ pour différentes valeurs de $\beta > 0$

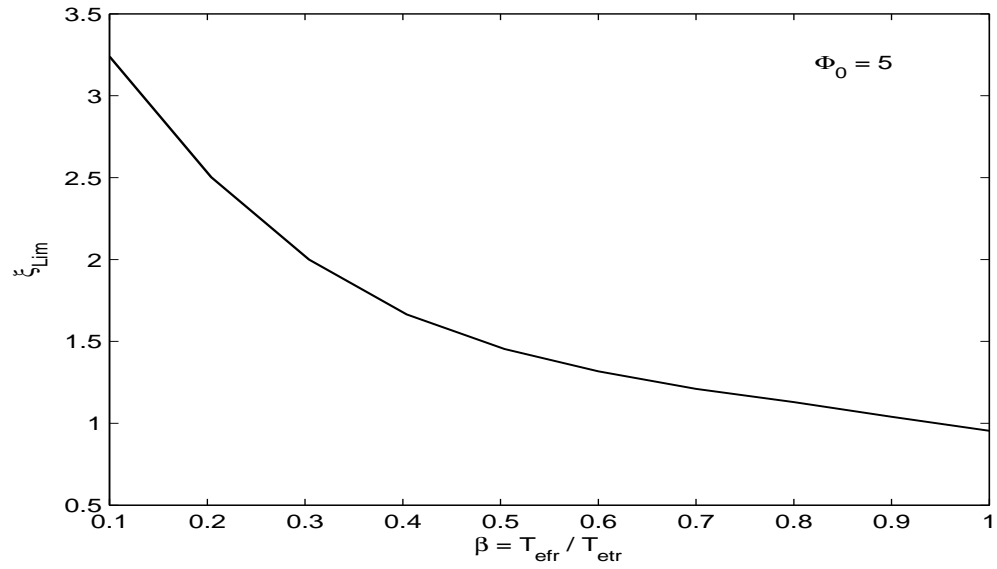


FIG. 3.12 – Limite de la variable auto-semblable en fonction de β

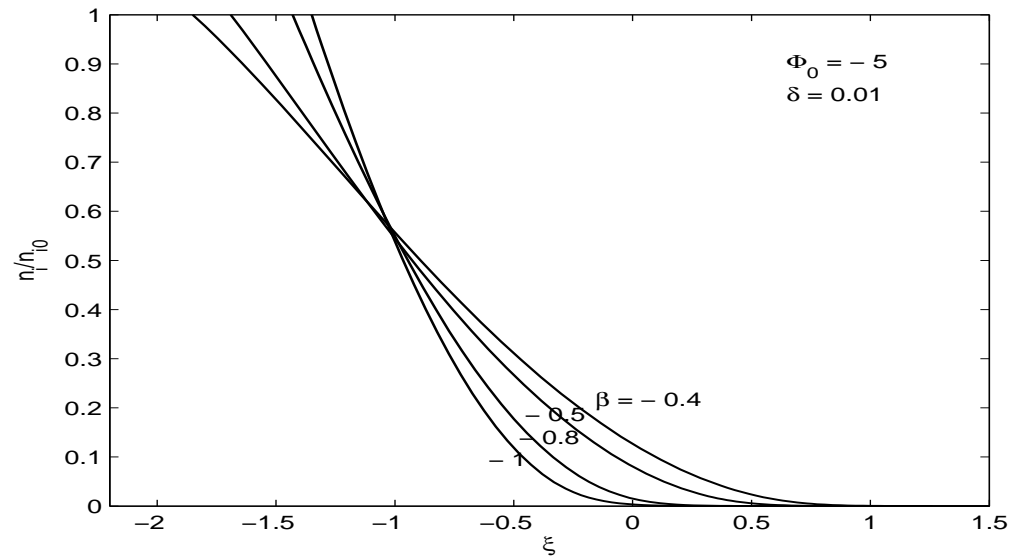


FIG. 3.13 – Densités normalisées en fonction de ξ pour différentes valeurs de $\beta < 0$

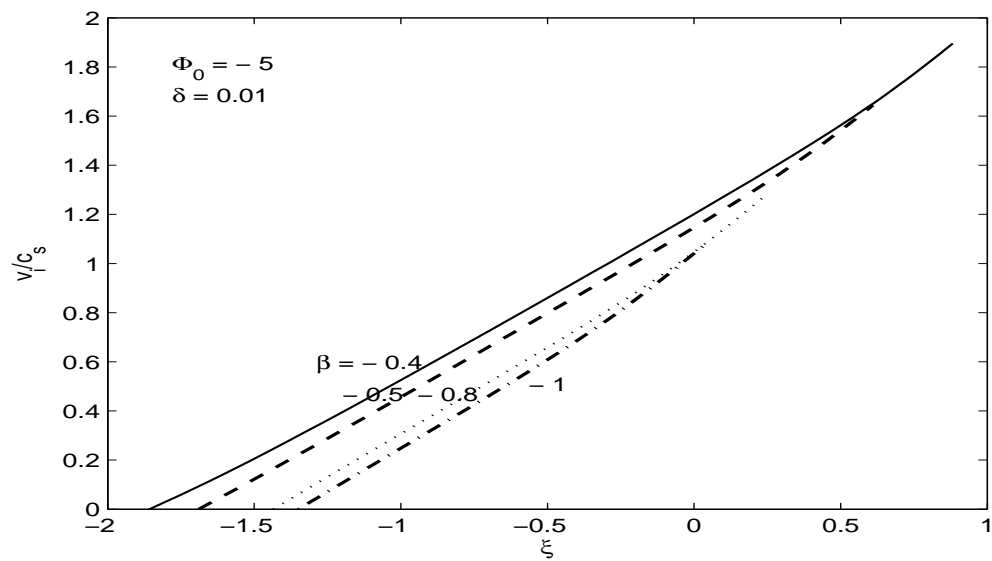


FIG. 3.14 – Vitesses normalisées en fonction de ξ pour différentes valeurs de $\beta < 0$

3.3 Extension du modèle dans le cas de présence simultanée d'électrons non-thermiques et piégés

Dans cette dernière section du présent chapitre, nous étudions l'effet du piégeage sur les profils de l'expansion auto-semblable, combiné avec celui des électrons non-thermiques (énergétiques), d'un plasma d'électrons et d'ions induit par laser dans le vide.

Cette étude est motivée, comme on l'a déjà expliqué dans le chapitre 1, par les nombreuses applications qui peuvent découler lors des mécanismes d'accélération des électrons qui sont piégés par les ondes plasmas, ces plasmas étant créés par des lasers très puissants à pulses ultra-courts.

Du point de vue théorique, de nombreux auteurs ont étudié les deux effets combinés sur l'évolution des plasmas. La plupart des résultats concernent surtout l'influence de ces effets sur l'existence et la propagation des solitons acoustiques-ioniques. A titre d'exemple, Volosevich et al [54] en 2006, Alinejad [53] et Islam et al [51] en 2010 ont étudié l'effet de la présence des électrons non-thermiques, modélisés par la distribution de Cairns, et des électrons piégés, modélisés par la distribution de Schamel, sur l'évolution des plasmas, ils ont montré l'importance de la présence des deux effets combinés sur l'existence et la propagation des solitons acoustiques-ioniques. Par contre, Abbasi et Pajouh [52] en 2008 et Ahmadihojatabad et al [50] en 2010 ont fait les mêmes études mais avec des électrons suprathermiques suivant la distribution Kappa (Lorentzienne généralisée) et des électrons piégés suivant la distribution de Schamel.

Dans le même ordre d'idées, nous voulons étudier ces deux effets sur l'expansion auto-semblable d'un plasma créé par laser, en utilisant la fonction de distribution de Cairns pour les électrons non-thermiques et la distribution de Gurevich pour les électrons piégés.

3.3.1 Equations de base

Dans la section (3.1) nous avons étudié l'effet des électrons non-thermiques sur les profils de l'expansion. Cette dernière est supposée libre loin des effets des potentiels non-linéaires qui pourraient exister dans le plasma. Nous voulons maintenant généraliser cette étude en supposant l'existence de puits de potentiels assez importants pour y piéger une certaine

proportion d'électrons suivant la distribution de Gurevich. C'est au fait, étudier l'effet de piégeage électronique sur l'expansion auto-semblable, dans le cas de la présence des électrons énergétiques.

Ceci se traduit mathématiquement comme dans la section (3.1) par remplacer v_e^2/v_{eth}^2 par $v_e^2/v_{eth}^2 - 2\varphi$ dans la fonction de distribution de Cairns et pour calculer la densité totale des électrons énergétiques libres et piégés, on suppose comme dans la section (3.2), l'existence d'un potentiel $U(x) = -e\varphi(x)$ dans le plasma. Ce qui revient à écrire la densité des électrons non thermiques libres, d'énergie positive $\varepsilon > 0$, et d'électrons piégés dans ce potentiel, et d'énergie négative $\varepsilon < 0$, comme suit :

$$n_e = 2 \int_{v_1}^{\infty} f_e(v_e) dv_e + 2 \int_0^{v_1} f_e(0) dv_e \quad (3.37)$$

$$\text{avec } v_1 = (2|U|/m_e)^{1/2} \quad , \quad |U| = |e\varphi| \quad \text{et}$$

$$\varepsilon = \frac{1}{2} m_e v_e^2 + U(x)$$

En utilisant l'Eq. (3.1) de la distribution de Cairns avec les effets de potentiels dans l'équation (3.37), et après intégration par partie, on trouve

$$n_e = \frac{2n_{e0}}{3\alpha + 1} \left\{ \left(-2\alpha\Phi^2 + 2\alpha\Phi - \frac{3\alpha + 1}{2} \right) e^{\Phi} \operatorname{erf} \left(\sqrt{|\Phi|} \right) + \left(2\alpha\Phi^2 - 2\alpha\Phi + \frac{3\alpha + 1}{2} \right) e^{\Phi} + \frac{2\sqrt{|\Phi|}}{\sqrt{\pi}} \left(2\alpha\Phi^2 - 2\alpha\Phi + \frac{3\alpha + 1}{2} \right) \right\} \quad (3.38)$$

Sachant que $b = 4\alpha/(3\alpha + 1)$, on trouve l'expression de la densité électronique normalisée à sa valeur initiale suivante

$$\tilde{n}_e = (b\Phi^2 - b\Phi + 1) \left\{ e^{\Phi} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{|\Phi|} \right) + \frac{2\sqrt{|\Phi|}}{\sqrt{\pi}} \right\} \quad (3.39)$$

Si on pose $b = 0$, c'est-à-dire en absence d'électrons non-thermiques, on retrouve le cas du piégeage de Gurevich.

$$\tilde{n}_e = e^\Phi \operatorname{erfc}\left(\sqrt{|\Phi|}\right) + \frac{2\sqrt{|\Phi|}}{\sqrt{\pi}} \quad (3.40)$$

En dérivant l'équation (3.39) et en utilisant la quasi-neutralité de charge (2.5), on obtient

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = H(\Phi) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.41)$$

où

$$H = (2b\Phi - b) \left(e^\Phi \operatorname{erfc}\left(\sqrt{|\Phi|}\right) + 2\frac{\sqrt{|\Phi|}}{\sqrt{\pi}} \right) + (b\Phi^2 - b\Phi + 1) e^\Phi \operatorname{erfc}\left(\sqrt{|\Phi|}\right)$$

L'équation de mouvement des ions devient :

$$\left(\frac{\delta}{\tilde{n}_i} + \frac{1}{H} \right) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + (\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (3.42)$$

Pour avoir une solution non-triviale au problème, le déterminant des coefficients du système d'équations (2.12) et (3.42) doit s'annuler, alors en choisissant toujours la solution positive:

$$\tilde{v}_i = \xi + \sqrt{\left(\delta + \frac{\tilde{n}_i}{H} \right)} \quad (3.43)$$

En dérivant (3.43) et en utilisant les Eqs. (3.41) et (3.42) on trouve le système d'équations à résoudre pour la densité et le potentiel électrostatique:

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = \frac{-\tilde{n}_i \sqrt{\delta + \tilde{n}_i/H}}{(\delta + 1.5\tilde{n}_i/H - 0.5\tilde{n}_i^2 L/H^3)} \quad (3.44)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{-\tilde{n}_i \sqrt{\delta + \tilde{n}_i/H}}{H(\delta + 1.5\tilde{n}_i/H - 0.5\tilde{n}_i^2 L/H^3)} \quad (3.45)$$

avec

$$L = 2b \left(e^\Phi \operatorname{erfc} \left(\sqrt{|\Phi|} \right) + 2 \frac{\sqrt{|\Phi|}}{\sqrt{\pi}} \right) + 2 \left(2b\Phi - b \right) e^\Phi \operatorname{erfc} \left(\sqrt{|\Phi|} \right) +$$

$$\left(b\Phi^2 - b\Phi + 1 \right) e^\Phi \operatorname{erfc} \left(\sqrt{|\Phi|} \right) - \frac{b\Phi^2 - b\Phi + 1}{\sqrt{\pi} \sqrt{|\Phi|}}$$

Le système d'Eqs. (3.44) et (3.45) est résolu numériquement avec la méthode de Runge-Kutta. Les densités, vitesses et potentiels du plasma sont déduits en fonction de la variable ξ , et dépendent des conditions initiales de l'expansion du plasma.

3.3.2 Influence de puits de potentiel et du nombre d'électrons énergétiques

Pour étudier l'expansion auto-semblable du plasma, sur les Figs. (3.15-3.18), nous traçons les densités ioniques normalisées à leur valeur initiale et les vitesses ioniques normalisées à la vitesse sonique en fonction de la variable auto-semblable ξ pour différentes valeurs du paramètre b en fixant le potentiel initial, ainsi que pour différentes valeurs du puits de potentiel initial Φ_0 , en fixant b , le rapport des températures δ est toujours pris égal à 0.01.

Il est important de noter que les profils obtenus pour la limite $b = 0$ dans l'expression de densité (3.39), sont les mêmes que ceux qui sont déduits en utilisant la distribution de Gurevich (voir section (3.2.1)).

La figure 3.15, montre que pour un puits de potentiel imposé initialement $\Phi_0 = 10$, et pour différentes populations d'électrons énergétiques comprises entre 5 et 90%, deux comportements de la densité sont observés par rapport au point d'intersection $\xi = 0$.

Près de la source, en plus de l'effet de la pression, le puits de potentiel initial influence aussi l'expansion dès les premiers instants ($\xi < 0$), plus b diminue, plus l'expansion est ralentie. Cette influence est beaucoup plus ressentie au delà du point d'intersection.

Dans ce cas, le comportement de la densité pour les grands valeurs de b (exemple: $b = 0.9$), est le même que dans le cas de la distribution de Cairns avec un potentiel initial nul où la densité décroît très rapidement, par contre pour les petites valeurs de b (exemple: $b = 0.05$), la décroissance de densité est plus lente par rapport au cas $\Phi_0 = 0$ avec la distribution

de Cairns, à cause du nombre important d'électrons non-énergétiques piégés par le puits de potentiel de plasma. Ce qui fait que la présence des électrons énergétiques diminue l'influence de piégeage sur l'expansion auto-semblable.

Quand la population des électrons énergétiques est dominante (90% , $b = 0.9$) , comme dans le cas de la figure 3.16, l'effet de piégeage n'est pas important en fonction des potentiels imposés initialement, mais c'est le phénomène d'accélération dû aux électrons énergétiques qui l'emporte sur le piégeage, dans l'expansion du plasma. Les électrons énergétiques restent pratiquement libres lors de l'expansion et ne subissent même pas les effets de l'onde du plasma [38, 47].

Ce qui nous ramène aux expériences de laboratoire qui font injecter des électrons dans les plasmas. Les électrons doivent être alors animés d'une vitesse initiale suffisante pour pouvoir être injectés, piégés puis accélérés dans les ondes plasmas. Les particules accélérées doivent être soumises toutes au même champ accélérateur de façon à ce qu'elles acquièrent la même vitesse et la même direction. Cela permet en particulier d'obtenir des faisceaux mono-énergétiques et collimatés, utiles pour les applications technologiques, tels que le dépôt des couches minces, le traitement des surfaces, en médecine, etc. [17]

Sur les figures 3.17 et 3.18, les vitesses ioniques représentées sont approximativement linéaires. La vitesse de l'expansion croît lentement quand le paramètre b décroît (Fig. 3.17) ou quand le puits de potentiel électrostatique initial décroît (Fig. 3.18). On le voit par exemple par la diminution de l'accélération ($\Delta v/\Delta \xi$) de l'expansion quand b décroît: ce phénomène est dû à l'influence du piégeage électronique qui a pour effet de freiner l'expansion de plasma surtout en présence d'une population minimale d'électrons énergétiques, (exemple: $\Delta v/\Delta \xi = 1.1c_s$ pour $b = 0.9$ est $0.9c_s$ pour $b = 0.05$).

La figure 3.19 qui trace ξ_{Lim} en fonction de b pour un puits $\Phi_0 = 100$ montre que l'expansion auto-semblable est plus étendue et la durée de vie du plasma augmente quand le paramètre b diminue (exemple: $\xi_{Lim} = 1.111$ pour $b = 0.9$ et $\xi_{Lim} = 1.654$ pour $b = 0.05$).

La limite de l'expansion auto-semblable est presque constante surtout pour les potentiels électrostatiques très grands, et l'expansion est beaucoup plus lente pour $b = 0$ (voir section 3.2), que pour $b \neq 0$ même dans le cas d'un nombre très petit d'électrons énergétiques

($b = 0.05$). A titre d'exemple, pour $\Phi_0 = 10$, quand $b = 0.05$, $\xi_{Lim} = 1.654$ et quand $b = 0$, $\xi_{Lim} = 5.179$.

3.3.3 Conclusion

L'expansion d'un plasma créé par laser est étudiée en présence aussi bien d'électrons énergétiques que d'électrons piégés par les puits de potentiels créés par les ondes plasma. Pour calculer la densité et la vitesse de ces électrons, l'équation de distribution de Cairns pour les électrons non-thermiques et la distribution de Gurevich pour les électrons piégés ont été utilisées. La solution auto-semblable obtenue montre que le comportement des électrons énergétiques lors de l'expansion n'a pas été influencé par la présence de potentiel non-linéaire. Ceux-ci restent libres tout au long de l'expansion [38]. Par contre, il y a une population d'électrons qui peut être en phase ou en résonance avec l'onde du plasma, et dans ce cas, ils peuvent être piégés.

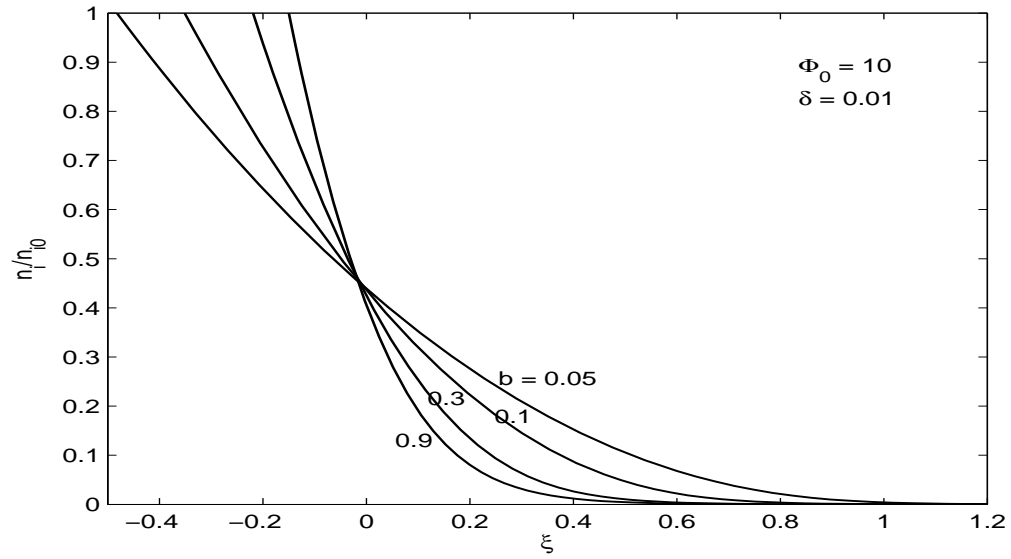


FIG. 3.15 – Densités normalisées à leur valeur initiale en fonction de ξ pour différentes valeurs de b

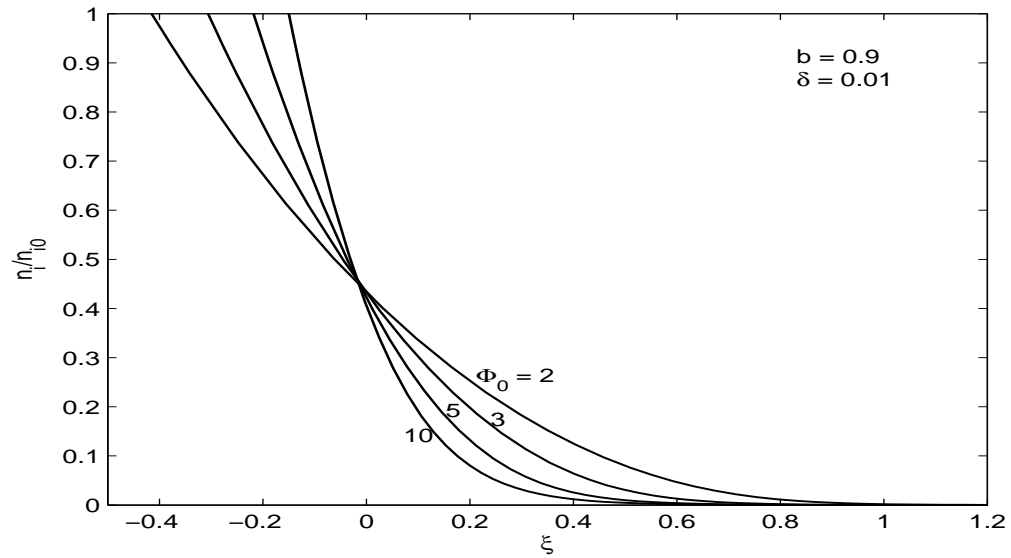


FIG. 3.16 – Densités normalisées à leur valeur initiale en fonction de ξ pour différentes valeurs de Φ_0

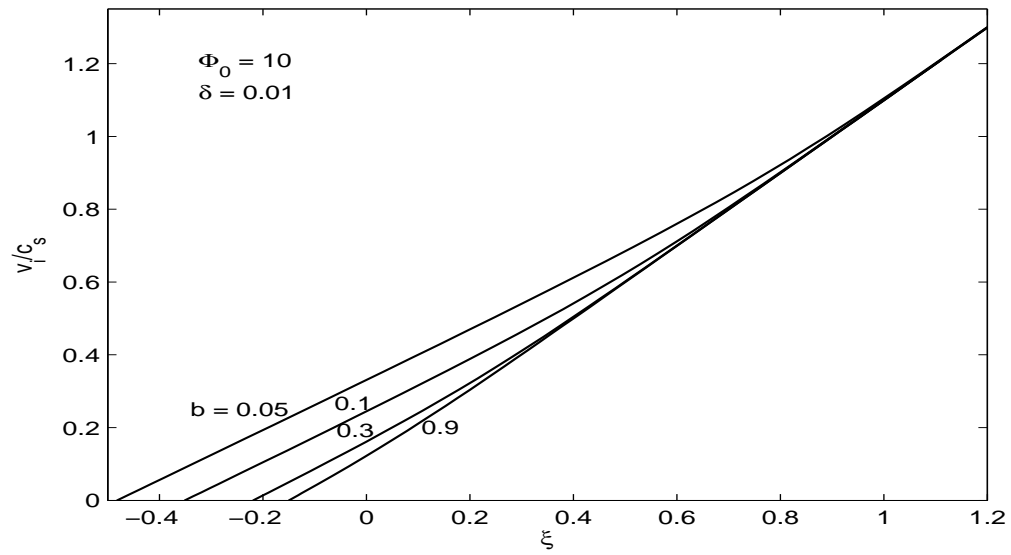


FIG. 3.17 – Vitesses normalisées en fonction de ξ pour différentes valeurs de b

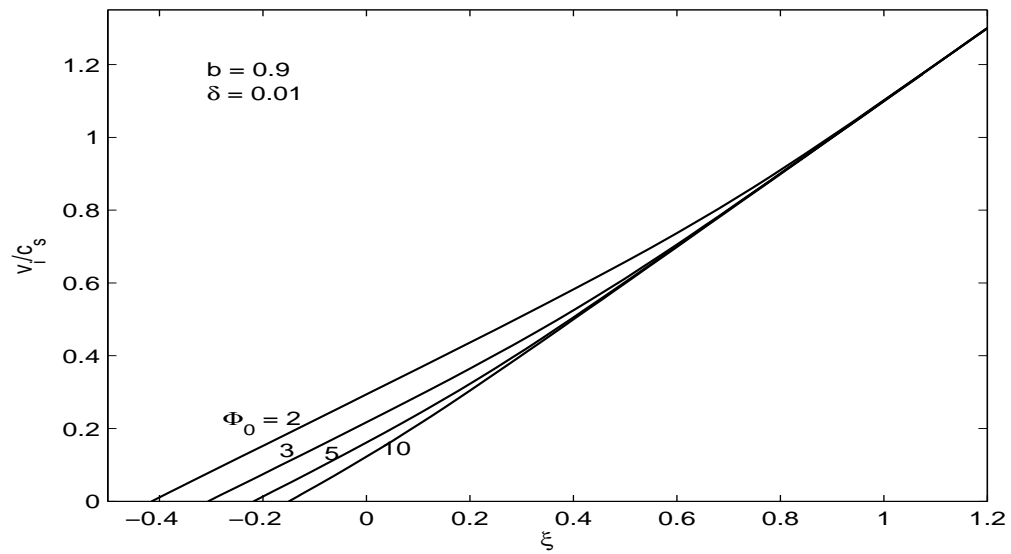


FIG. 3.18 – Vitesses normalisées en fonction de ξ pour différentes valeurs de Φ_0

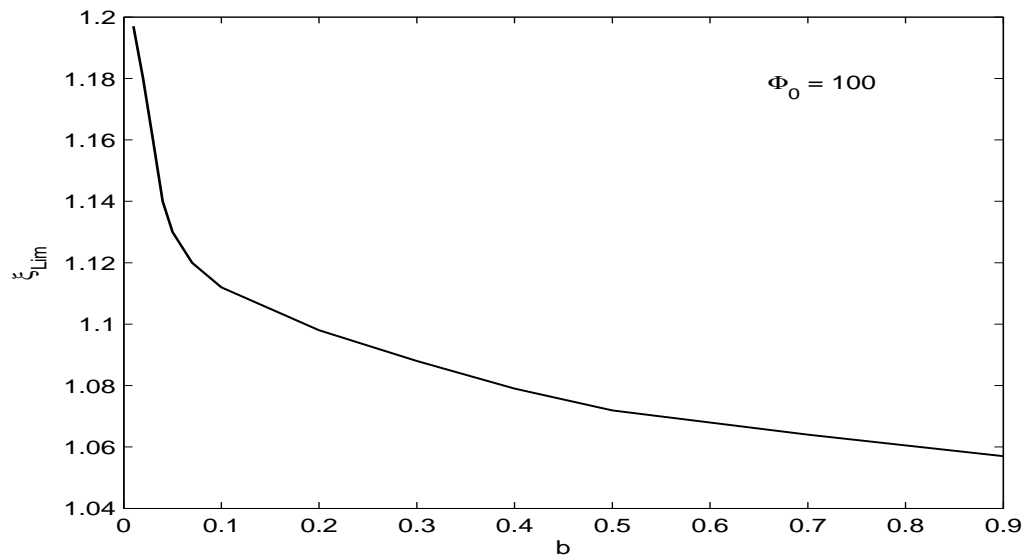


FIG. 3.19 – Limite de la variable auto-semblable en fonction de b

Conclusion générale et perspectives

Les travaux présentés dans le présent mémoire ont porté sur l'étude semi-analytique de certains phénomènes inhérents aux plasmas en expansion créés par laser dans le vide. Pour ce faire, nous avons utilisé les équations de base du modèle fluide pour les ions et fait appel à la théorie cinétique des plasmas pour modéliser la dynamique des électrons.

Nous avons exposé la solution analytique auto-semblable bien connue de Gurevich décrivant l'expansion d'un plasma complètement ionisé, non-collisionnel, isotherme et quasi-neutre, dans le vide.

Nous avons étendu cette étude à des situations plus réalistes où une population électronique rapide et non-thermique est présente au sein du plasma en expansion dans le vide. Nos résultats ont alors révélé que la déviation par rapport à la fonction de distribution de Maxwell affectait les profils de l'expansion, à savoir, la densité et la vitesse du plasma. Nous avons alors montré que ces électrons énergétiques que nous avons modélisés avec la distribution de Cairns, étaient des particules qui acquièrent une énergie suffisante pour renforcer et accélérer l'expansion auto-semblable.

Nous avons aussi pris en compte certains phénomènes physiques non-linéaires qui peuvent avoir lieu dans les plasmas en expansion comme le piégeage électronique. L'étude a été faite dans le cas de la présence d'électrons isothermes piégés par des puits de potentiel du plasma, imposés initialement, suivant la distribution de Gurevich et aussi dans le cas d'électrons non-isothermes suivant la distribution de Schamel. La solution auto-semblable obtenue montre que le phénomène de piégeage et la proportion des électrons piégés ont pour rôle de ralentir l'expansion auto-semblable.

En dernier lieu, nous avons voulu estimé l'impact des deux effets: la non-thermalité et le piégeage électronique, sur les profils de l'expansion. Ainsi, nous avons montré que les électrons énergétiques restent libres tout au long de l'expansion et ne subissent même pas les effets de l'onde du plasma, alors que les électrons très lents ne peuvent pas échanger d'énergie

avec l'onde et ne peuvent rester en phase avec elle car elle les dépasse très rapidement. Tout comme un surfeur qui veut attraper sa vague, l'électron doit donc posséder une vitesse minimale afin de pouvoir être piégé et de gagner efficacement de l'énergie.

Les perspectives du présent mémoire sont nombreuses. Dans l'interprétation d'une expérience réelle d'expansion de plasma créé par laser, d'autres effets physiques importants doivent être pris en compte. Nous pouvons en citer quelque uns:

- Les collisions entre les particules,
- D'autres types de fonctions de distributions non-thermiques,
- Pour tenir compte des effets de séparation de charge qui existe dès le début de l'expansion, faire intervenir l'équation de Poisson au lieu de la condition de quasi-neutralité de charge,
- La dépendance en temps de la température électronique ou la supposition d'une expansion adiabatique où le plasma se refroidit pendant l'expansion,
- Les effets de la géométrie: 2D et 3D,
- Les effets du champ magnétique,
- Les mécanismes d'ionisation, les différentes espèces ioniques, etc.

Bibliographie

- [1] T. Boyd and J. Sanderson, *The Physics of Plasmas*, University Press, Cambridge, 2003.
- [2] J. F. D. Anderson and H. Wilhelmsson, *Phys. Scr.* **18**, 141 (1978).
- [3] C. Chan et al., *Phys. Fluids* **27**, 226 (1984).
- [4] J. M. Dawson, P. Kaw, and B. Green, *Phys. Fluids* **4**, 875 (1969).
- [5] J. P. Geindre, *Optics Letters* **19**, 118 (1997).
- [6] P. Langer, G. Tonon, Y. Durand, and J. C. Buges, *Journal de Physique* **29**, C3 (1968).
- [7] D. A. Cremers and L. J. Radziemski, *Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*, John Wiley, England, 2006.
- [8] J. A. Aguilera, C. Aragon, and F. Penalba, *Applied Surface Science* **127-129**, 309 (1998).
- [9] M. Capitelli, F. Capitelli, and A. Eletsii, *Spectrochimica Acta Part B* **55**, 559 (2000).
- [10] A. Casavola, G. Colonna, and M. Capitelli, *Applied Surface Science* **208-209**, 85 (2003).
- [11] A. V. Gurevich, *Sov. Phys. JETP* **53**, 953 (1967).
- [12] R. Kelly and R. W. Dreyfus, *Surface Science* **198**, 263 (1988).
- [13] J. M. Dawson, *Phys. Fluids* **7**, 981 (1964).
- [14] J. M. Dawson and N. J. Princeton, *United States Patent Office* **3**, 764 (1973).
- [15] K. Muraoka and M. Maeda, *Laser Aided Diagnostics of Plasmas and Gases*, Series in Plasma Physics, Institute of Physics Publishing, UK, 2001.
- [16] P. Mora, *Journal of Applied Physics* **71**, 2087 (1992).

- [17] J. Faure, *Étude expérimentale de l'interaction d'un laser Terawatt avec un plasma sous-dense : production d'une source brillante et courte d'électrons relativistes*, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2001.
- [18] A. W. Miziolek, V. Palleschi, and I. Schechter, *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS) Fundamentals and Applications*, Cambridge University Press, UK, 2006.
- [19] C. Sack and H. Schamel, Phys. Rep. **156**, 311 (1987).
- [20] O. Buneman, Plasma Phys. (J. Nucl. Energy, Pt. C) **2**, 119 (1961).
- [21] E. C. Shoub, J. Astrophys. **266**, 339 (1983).
- [22] A. A. Plyutto, Sov. Phys. JETP **12**, 1106 (1961).
- [23] R. A. Cairns et al., Geophys. Res. Lett. **22**, 2709 (1995).
- [24] P. Mora and T. Grismayer, Phys. Rev. Lett. **102**, 145001 (2009).
- [25] I. Zouganelis, M. Maksimovic, N. M. Vernet, H. Lamy, and K. Issautier, J. Astrophys. **606**, 542 (2004).
- [26] G. Hairapetian and R. L. Stenzel, Phys. Fluids **B 3**, 899 (1991).
- [27] H. Alinejad, S. Sobhanian, and J. Mahmoodi, Phys. Plasmas **13**, 012304 (2006).
- [28] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Physical Kinetics; Pergamon. (1981).
- [29] M. Y. Yu and H. Luo, Phys. Plasmas **2**, 591 (1995).
- [30] A. V. Ivlev and V. E. Fortov, Phys. Plasmas **6**, 1508 (1999).
- [31] I. B. Bernstein, J. M. Greene, and M. D. Kruskal, Phys. Rev. **108**, 546 (1957).
- [32] M. Y. Yu and H. Luo, Phys. Plasmas **15**, 024504 (2008).
- [33] K. Nishihara and M. Tajiri, Phys. Plasmas **1**, 406 (1980).
- [34] H. Schamel, Phys. Plasmas **14**, 905 (1972).
- [35] H. Schamel, Phys. Scr. **20**, 306 (1979).
- [36] T. Pierre, G. Bonhomme, J. R. Cussenot, and G. Leclert, J. Phys. Lett. **44**, L (1983).
- [37] H. Schamel, Phys. Rep. **140**, 161 (1979).
- [38] L. J. Chen, D. J. Thouless, and J. M. Tang, Phy. Rev. E **69**, 055401 (2004).
- [39] T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **44**, 267 (1979).
- [40] K. K. Kainz, K. R. Hogstrom, J. A. Antolak, P. R. Almond, and C. D. Bloch, Phys. Med. Biol. **50**, N1 (2005).

- [41] R. Arslanbekov and A. Kudryavtsev, Phys. Rev. E **58**, 6539 (1998).
- [42] A. V. Bulgakov and N. M. Bulgakova, Journal of Physics D: Applied Physics **28**, 1710 (1995).
- [43] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, and L. P. Pitaevskii, Sov. Phys. JETP **22**, 449 (1966).
- [44] Y. B. Zeldovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamics Phenomena*, Academic Press, New York, 1966.
- [45] U. Samir, K. H. Wright, and N. H. Stone, Rev. Geo. Phys. And Spac. Phys. **21**, 1631 (1983).
- [46] M. Cirisan, *Dynamique d'expansion de la plume du plasma formée lors d'un impact laser sur une surface métallique en milieu atmosphérique*, Thèse de Doctorat, Univ. Bourgogne, 2010.
- [47] P. Johannes and W. Vankan, *Atoms and molecules in a hydrogen plasma expansion*, Techn. Univ. Eindhoven, 2005.
- [48] J. Hermann, *Diagnostic des plasmas produits par interaction laser-matière. Etude des mécanismes intervenants dans la croissance des couches minces par ablation laser*, Habilitation Univ. Orléans, 1998.
- [49] T. Grismayer, *Etude théorique et numérique de l'expansion d'un plasma créé par laser*, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2006.
- [50] N. Ahmadihojatabad, H. Abbasi, and H. P. Hakimi, Phys. Plasmas **17**, 112305 (2010).
- [51] S. A. Islam, A. Bandyopadhyay, and K. P. Das, Phys. Scr. **82**, 045505 (2010).
- [52] H. Abbasi and H. P. Hakimi, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 095007 (2008).
- [53] H. Alinejad, Astrophys. Space Sci. **325**, 209 (2010).
- [54] A. V. Volosevich, C. V. Meister, and S. V. Zhestkov, Astrophys. Space Sci. **37**, 569 (2006).
- [55] D. Bara, D. Bennaceur-Doumaz, and M. Djebli, *Effet de la fonction de distribution sur l'expansion d'un plasma créé par laser*, International Seminar on Plasma Physics ISPP'11, 13-15 février 2011, Univ. Ouargla, 2011.

- [56] D. Bara, D. Bennaceur-Doumaz, and M. Djebli, *Effet de la distribution de Gurevich sur les profils de l'expansion d'un plasma créé par laser*, JSP 15, 27-28 avril 2011, USTHB, 2011.
- [57] D. Bennaceur-Doumaz, D. Bara, and M. Djebli, *Advanced Material Research* **227**, 53 (2011).
- [58] Y. Glinec, *Propagation d'une impulsion laser ultra-intense dans un plasma sous-dense*, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2006.
- [59] N. Crouseilles, *Modèles cinétiques et hybrides fluide-cinétique pour les gaz et les plasmas hors équilibre*, Thèse de Doctorat, INSA Toulouse, 2004.
- [60] P. D. Noerlilinger, *Phy. Rev.* **118**, 879 (1960).
- [61] V. Arunasalam, E. B. Meservey, M. N. Gurnee, and R. C. Davidson, *Physics of Fluids* **11**, 1076 (1968).
- [62] K. E. Lonngren, *Indian Acad. Sci. A* **86**, 125 (1977).
- [63] S. Lie, *Arch Math. (Kristiana)* **6**, 328 (1881).
- [64] F. Jędrzejewski, *Introduction aux méthodes numériques*, Springer, Paris, 2001.
- [65] P. R. Willmott and J. R. Huber, *Reviews of Modern Physics* **72**, 315 (2000).
- [66] C. Cibert et al., *Thin Solid Films* **516**, 1290 (2008).
- [67] T. Yamamoto et al., *Superconductor Science and Technology* **20**, S461 (2007).
- [68] S. Vijayalakshmi, M. A. George, J. Sturmman, and H. Grebel, *Superconductor Science and Technology* **127-128**, 378 (1998).
- [69] F. Capitelli et al., *Geoderma* **106**, 45 (2002).
- [70] P. Fichet, P. Mauchien, J. F. Wagner, and C. Moulin, *Analytica Chimica Acta* **429**, 269 (2001).
- [71] D. Mukherjee, A. Rai, and M. R. Zachariah, *Aerosol Science* **37**, 677 (2006).
- [72] V. S. Burakov and S. N. Raikov, *Spectrochimica Acta Part B* **62**, 217 (2007).
- [73] A. K. Knight, N. L. Scherbarth, D. A. Cremers, and M. J. Ferris, *Applied Spectroscopy* **54**, 331 (2000).
- [74] R. Fermous, *Etude de l'expansion d'un plasma produit par ablation laser*, Thèse de Magister, USTHB, 2011.

BIBLIOGRAPHIE

- [75] J. Nuckolls, L. Wood, A. Theiessen, and G. Zimmerman, *Nature* **239**, 139 (1972).
- [76] M. Tribeche, S. Younsi, R. Amour, and K. Aoutou, *Phys. Scr.* **80**, 035505 (2009).
- [77] V. Tikhonchuk, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **620**, 1 (2010).
- [78] P. C. Birch and S. C. Chapman, *Phys. Plasmas* **9**, 1785 (2002).
- [79] D. Bennaceur-Doumaz and M. Djebli, *Applied Surface Science* **255**, 4599 (2009).