

République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique
جامعة الجيلالي بونعامة خميس مليانة
Université de Djilali Bounaâma Khemis Miliana
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences de la Matière



Mémoire de fin d'étude
En vue de l'obtention d'un diplôme de **MASTER EN PHYSIQUE**
Spécialité : Physique théorique
Sur le Thème :

Approche Théorique de la Détente d'un Plasma

Soutenu publiquement le 07/07/2019 devant le jury composé de :

H. BOUKABCHA	MCA à l'UDBKM	Président
R. FERMOUS	MCB à l'UDBKM	Encadreur
H. OULD ARAB	MAB à l'UDBKM	Examinatrice

Présenté par :

- ✓ MELLOUK Nawal
- ✓ TALBI Fatiha

Année universitaire : 2018 / 2019

Résumé

L'apparition des phénomènes non-linéaires rendent la résolution des équations décrivant la détente des différentes particules constituant le plasma difficiles, d'où l'intérêt de faire appel à des approches théoriques. Le choix du modèle mathématique à utiliser doit tenir compte de l'état de charge global du plasma. Nous utiliserons alors un modèle hybride couplé à l'équation de quasi-neutralité, lorsque l'état de charge global du plasma est neutre. Puis, un modèle hybride couplé à l'équation de Poisson est résolu dans la limite des faibles amplitudes afin de décrire les oscillations non-linéaires dans un plasma en expansion. Nos résultats numériques révèlent que les effets non-linéaires sont très importants lorsque le plasma est hors équilibre. Ces derniers, font diminués la largeur du domaine de validité de l'approche théorique utilisée. La détente du plasma est alors ralentie à l'intérieur de la couche de Knudsen. L'amplitude de la perturbation du potentiel au premier ordre augmente alors en fonction du paramètre de piégeage. Ceci peut être attribué à la séparation de charge qui permet de maintenir l'intensité du potentiel électrostatique.

ملخص

ظهور الظواهر غير الخطية يجعل حل المعادلات التي تصف استرخاء الجسيمات المختلفة التي تشكل البلازما أمرًا صعبًا، أين يجب الاستعانة بمقاربات نظرية وبالتالي يجب حسن اختيار النموذج الرياضي الواجب استخدامه. هذا النموذج يجب أن يأخذ بعين الاعتبار الحالة الكلية لشحن البلازما. سنستخدم إذا نموذجًا هجينًا يتعلق بالمعادلة الشبه المحايدة و هذا طبعًا عندما تكون الحالة الكلية لشحن البلازما معدومة. بعد ذلك نستعمل نموذجًا هجينًا آخر يتعلق بمعادلة بواسون و الذي يكون مجال استخدامه في المطاللات الصغيرة لغرض وصف الذبذبات الغير خطية الصغيرة. النتائج المحصل عليها في هذا العمل تكشف أن تأثيرات الظواهر اللاخطية جد مهمة عندما تكون البلازما في حالة عدم الاستقرار، هذه الاخيرة تعمل على تخفيض مجال الصلاحية للمقاربة النظرية المستعملة. تمدد البلازما تكون بطيئة اذا داخل طبقة كنودسن. مطال اظطرابات كمون الدرجة الأولى يرتفع اذا بدلالة معامل المحاصرة. قد يكون هذا بسبب عملية فصل الشحنة الذي يحافظ على شدة الكمون الكهروستاتيكي

Abstract

The appearance of non-linear phenomena makes the resolution of the equations describing the relaxation of the various particles constituting the plasma difficult, hence the interest of calling on theoretical approaches. The choice of the mathematical model to be used must take into account the overall state of charge of the plasma. We will then use a hybrid model coupled to the quasi-neutral equation, when the overall state of charge of the plasma is neutral. Then, a hybrid model coupled to the Poisson equation is solved within the limits of small amplitudes to describe the nonlinear oscillations in an expanding plasma. Our numerical results reveal that the non-linear effects are very important when the plasma is out of equilibrium. The latter reduce the width of the range of validity of the theoretical approach used. Plasma relaxation is then slowed down inside the Knudsen layer. The amplitude of the first order potential perturbation then increases as a function of the trapping parameter. This can be attributed to the charge separation that maintains the intensity of the electrostatic potential.

REMERCIEMENTS

Nous remercions **DIEU**, tout puissant, m'avoir donné la force pour suivre, ainsi que pour dépasser toutes les difficultés pour réaliser ce mémoire.

Nous sommes très honorés d'exprimer notre profonde gratitude et nos sincères remerciements à **R.FRMOUS**, maître de conférences à la Faculté des sciences de l'Université de Djilali Bounaama, qui a supervisé ce travail. Nous a permis de soutenir et de guider cette année. Nous avons vraiment eu de la chance de travailler sous votre supervision. Nous vous remercions également du fond du cœur pour tout.

Nous tenons particulièrement à remercier Monsieur **H.BOUKABCHA**, Maître de conférences à l'UKM qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Nous tenons particulièrement à remercier Madame **H. OULD ARAB**, Maître-Assistant à l'UKM pour l'honneur qu'elle nous a fait en acceptant d'examiner notre travail et de participer au jury.

Nous remercions aussi tous les étudiants et enseignants de la spécialité Master Physique Théorique, pour leur aide et leur soutien.

Merci à tous pour le temps consacré à la lecture de ce document et les améliorations suggérées.

Enfin Nous remercions tous ceux qui nous ont soutenus, de près ou de loin
Durant l'élaboration de ce mémoire de Master.

Dédicace

Je dédie ce mémoire :

*A celui qui m'a porté ici jusqu'au ventre et mesuré et adressé à ma mère, à ceux qui me protégeaient avec affection et a affection, au premier mot prononcé par mes lèvres **mère** bien-aimée.*

*A ceux qui ont travaillé et ont travaillé pour faciliter mon cheminement vers la science, à ceux qui m'ont appris les qualités que je chérie dans ma vie et à mon cher **père**.*

*A l'âme qui habitée mon âme, Mon cher mari **Missoum**, qui me donne la force de continuer jusqu'au bout.*

Ma Sœur : Farah

A Mes cher frères : Khaled et Ahmed.

*A Chaque bourgeon familial **Mellouk**, **Hisham**, **Ikrām**, **Amina**, **Hamza**, **Malak**, **khawla**, **Hoda**, **Chriifa***

***A Mon Binôme et mon intime : Fatiha Talbi** et a toute la famille respectable sur leur soutien et ses conseils.*

Mes Précieuses amies et sœurs : Ablem et Amira

Mes chères amies : Dhabbia, Zineb, Warda, Fathia, Maryam, Aziza.

A toute mes chers amis intimes et mes collègues de L'université de Djilali Bounaama Khemis Miliana.

*A toute la famille **Mellouk** et **Boukblif**.*

DEDICACES

Je dédie ce modeste travail à :

Mes parents :

Ma mère, honorable, aimable, Tu représentes pour moi le symbole de la bonté par excellence, la source de tendresse et l'exemple du dévouement qui n'a pas cessé de m'encourager et de prier pour moi

Mon père Rien au monde ne vaut les efforts fournis jour et nuit pour mon éducation et mon bien être. Ce travail est le fruit de tes sacrifices que tu as consentis pour ma formation

Mes chères sœurs : Souad, Soumia, Amina, Warda, Noussa

A ma sœur Samira et son mari **Ali** et ses enfants (**Israa, Farouk, Mohammed**)

Pour leurs encouragements permanents, et leur soutien moral

A toute ma famille pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire Que ce travail soit l'accomplissement de vos vœux tant allégués, et le fruit de votre soutien infaillible

Merci d'être toujours là pour moi

A mon binôme : Mellouk Nawal et toute sa famille respectable.

Un profond respect et un remerciement particulier à celle qui a partagé avec moi les moments les plus beaux et les plus dures de ces 5 années de fac. Un remerciement particulier et sincère pour tous mes collègues de la promotion 2019 En témoignage de l'amitié qui nous uni et des souvenirs de tous les moments que nous avons passé ensemble.

A toutes mes chers amis intimes et mes collègues de l'université de Djilali BOUNAAMA
Khemis Miliana

A tous ceux qui m'ont encouragé tout au long de mes études

A toutes les enseignants du département de science et technologie

Et à tous ce qui ont enseigné moi du long de ma vie scolaire

Enfin à chacun de ses souvenirs et ne me donnait pas mon mémo

Table des matières

Introduction	1
1 Généralités sur les plasmas	3
1.1 Différents types de plasmas	3
1.2 Degré d'ionisation	6
1.3 Quelques grandeurs caractéristiques	6
2 Plasmas produits par lasers	9
2.1 Les débuts de l'interaction laser-matière	9
2.2 Régimes de l'interaction laser-cible métallique	10
2.3 Application de l'interaction laser-matière	12
2.4 Étapes de formation et de détente du plasma	14
2.4.1 Interaction laser-cible et formation de la vapeur	16
2.4.2 Interaction laser-vapeur et formation du plasma	17
2.4.3 Détente du plasma sous vide	17
3 Étude des structures non-linéaires dans un plasma en expansion	19
3.1 Expansion dans la limite quasi-neutre	20

3.1.1	Formulation mathématique du problème	20
3.1.2	Équations sans dimensions	21
3.1.3	Méthode de résolution numérique	24
3.1.4	Résultats et discussion	24
3.1.5	Effet du paramètre de piégeage sur les profils de densité	30
3.1.6	Effet du paramètre de piégeage sur les profils de vitesse	31
3.1.7	Effet du paramètre de piégeage sur les profils du potentiel	32
3.2	Détente hors équilibre	33
3.2.1	Établissement de l'équation non-linéaire	33
3.3	Équation non-linéaire modifiée	38
3.3.1	Établissement de l'équation non-linéaire modifiée	39
3.3.2	Méthode de résolution numérique	41
	Conclusion	43

Table des figures

1.1	Différents types des plasma.	5
2.1	<i>Régimes d'interaction laser-matière</i> [1].	11
2.2	<i>Principe de l'interaction laser-matière sous vide</i> [2].	12
2.3	<i>Plasma produit par interaction laser-matière.</i> [2].	14
2.4	<i>Étapes de l'interaction laser-matière.</i>	16
2.5	<i>Étapes d'expansion d'un plasma sous vide.</i>	18
3.1	<i>Représentation à trois dimensions des résultats de la simulation numérique pour $b = 3.10^{-1}$.</i>	29
3.2	<i>Profils de la densité normalisée des ions en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre de piégeage $b = 0$ (rouge), $b = 5.10^{-2}$ (bleu), $b = 10^{-1}$ (noir) et $b = 3.10^{-1}$ (vert).</i>	30
3.3	<i>Profils de la vitesse normalisée des ions en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre de piégeage $b = 0$ (rouge), $b = 5.10^{-2}$ (bleu), $b = 10^{-1}$ (noir) et $b = 3.10^{-1}$ (vert).</i>	31
3.4	<i>Profils du potentiel normalisé des ions en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre de piégeage $b = 0$ (rouge), $b = 5.10^{-2}$ (bleu), $b = 10^{-1}$ (noir) et $b = 3.10^{-1}$ (vert).</i>	32

3.5 Profils de l'amplitude de la perturbation au premier ordre du potentiel normalisé pour différentes valeurs du paramètre de piégeage $b = 0$ (rouge), $b = 5.10^{-2}$ (bleu), $b = 10^{-1}$ (noir) et $b = 3.10^{-1}$ (vert). 42

Liste des tableaux

3.1	Résultats de la simulation numérique pour $b = 0$	25
3.2	Résultats de la simulation numérique pour $b = 5.10^{-2}$	26
3.3	Résultats de la simulation numérique pour $b = 10^{-1}$	27
3.4	Résultats de la simulation numérique pour $b = 3.10^{-1}$	28

Introduction

L'expansion des plasmas relève de différentes disciplines de la physique [3]. L'expansion peut avoir lieu lorsque le plasma s'étend d'un milieu très dense vers un autre milieu moins dense. L'observation expérimentale de l'expansion remonte aux années 1930, où il a été constaté qu'un jet de plasma accéléré dans une chambre à décharge de gaz est éjecté à partir de la cathode. L'expansion fait partie aussi des phénomènes d'accélération des particules dans les plasmas cosmiques [4].

La connaissance de la dynamique d'un plasma, produit au voisinage d'une cible, permet la détermination de son effet sur l'efficacité de l'implosion nécessaire à la réaction de fusion [5]. L'énergie transportée par le rayonnement est absorbée en premier lieu par les électrons qui deviennent chauds. Leur expansion a lieu à l'intérieur, vers le plasma de densité élevée, comme à l'extérieur, vers le vide. L'expansion à l'intérieur du plasma produit un courant qui chauffe les ions, ainsi ces derniers sont accélérés. L'expansion sous vide permet aux ions d'acquérir des énergies considérables par le biais du champ électrique [6].

L'expansion fait partie aussi des phénomènes d'accélération des particules dans les plasmas cosmiques [4]. L'expansion peut avoir lieu lorsque un plasma s'étend d'un milieu très dense vers un autre milieu moins dense [7]. L'observation expérimentale de l'expansion remonte aux années 1930. Il a été constaté qu'un jet de plasma accéléré dans une chambre à décharge de gaz est éjecté à partir de la cathode [8]. Le jet est soumis à l'action du champ ambipolaire qui résulte de l'accélération des ions par les électrons. Le champ empêche les électrons de sortir de l'enceinte. De même, lorsqu'un solide est soumis à l'étincelle d'une décharge ou d'un laser, un plasma dense et chaud apparaît à la surface [9].

Notre travail sera réparti en trois chapitres. Nous commencerons, dans le premier chapitre par donner quelques généralités sur la physique des plasmas. Le deuxième chapitre sera l'occasion de donner un large aperçu sur les différentes étapes de formation et d'expansion (détente) d'un plasma produit par interaction laser-matière. Dans le troisième chapitre, il

sera question d'utiliser une approche théorique, afin de décrire les phénomènes non-linéaires qui apparaissent lors de la détente d'un plasma produit par laser et qui rendent la résolution des équations décrivant la détente de ce dernier difficile à résoudre dans l'espace réel (x, t) . Nous utiliseront alors un modèle hybride couplé à l'équation de quasi-neutralité, lorsque l'état de charge global du plasma est neutre. Puis, un modèle hybride couplé à l'équation de Poisson est résolu dans la limite des faibles amplitudes afin de décrire les oscillations non-linéaires dans un plasma en expansion.

Chapitre 1

Généralités sur les plasmas

Souvent considérés comme le "quatrième état de la matière", les plasmas composent plus de 99 % de la matière connue[10]. Dans la terminologie actuelle, ce terme désigne de manière générale tout gaz électriquement neutre partiellement ou totalement ionisé et recouvre un grand nombre de sous types aux caractéristiques très différentes.

Ce chapitre a pour but de situer les plasmas produits par décharge électriques parmi l'ensemble des plasmas existants et utilisées dans différents domaines. Quelques rappels généraux sur les plasmas seront tout d'abord donnés et les principaux mécanismes présents dans un plasma sont décrits. Ensuite, on passera à la description des caractéristiques spécifiques des plasmas créés par décharges électriques dans des chambres à basses pressions.

1.1 Différents types de plasmas

La matière constituant notre environnement se présente essentiellement sous forme solide, liquide ou gazeuse [11]. Au-delà de ces trois états, à haute et à basse températures, on rencontre un autre état de la matière, on l'appelle état plasma. Un plasma est toute substance gazeuse qui possède suffisamment d'énergie thermique pour qu'il y ait présence de particules chargées en quantité non négligeable. Définis de cette façon, les plasmas peuvent être interprétés comme le quatrième état de la matière. Il s'agit au fait d'un gaz partiellement ou totalement ionisé, c'est-à-dire une collection de particules chargées qui interagissent entre

elles via les forces de Coulomb et de Lorentz [12]. Pour comprendre l'intérêt d'étudier les plasmas, il faut savoir que plus de 99% de la matière visible dans l'univers se trouve sous la forme de plasma. Par rapport aux solides, liquides et gaz, les plasmas sont donc omniprésents (les atmosphères, les nébuleuses et les étoiles,...) [13]. Mais ce qui les différencie réellement, c'est que les plasmas s'étendent sur des domaines de température et de densité beaucoup plus importants que les trois autres états de la matière. Un autre intérêt essentiel pour l'étude des plasmas dans un domaine de la technologie et de laboratoire. La physique des plasmas soit un outil pour étudier les structures et les processus astrophysiques, son domaine d'application ne se restreint pas à la seule physique fondamentale ; depuis plusieurs dizaines d'années, la technologie des plasmas est devenue indispensable dans de nombreuses industries et la physique des plasmas constitue une branche extrêmement active et innovante de la physique appliquée [14, 15].

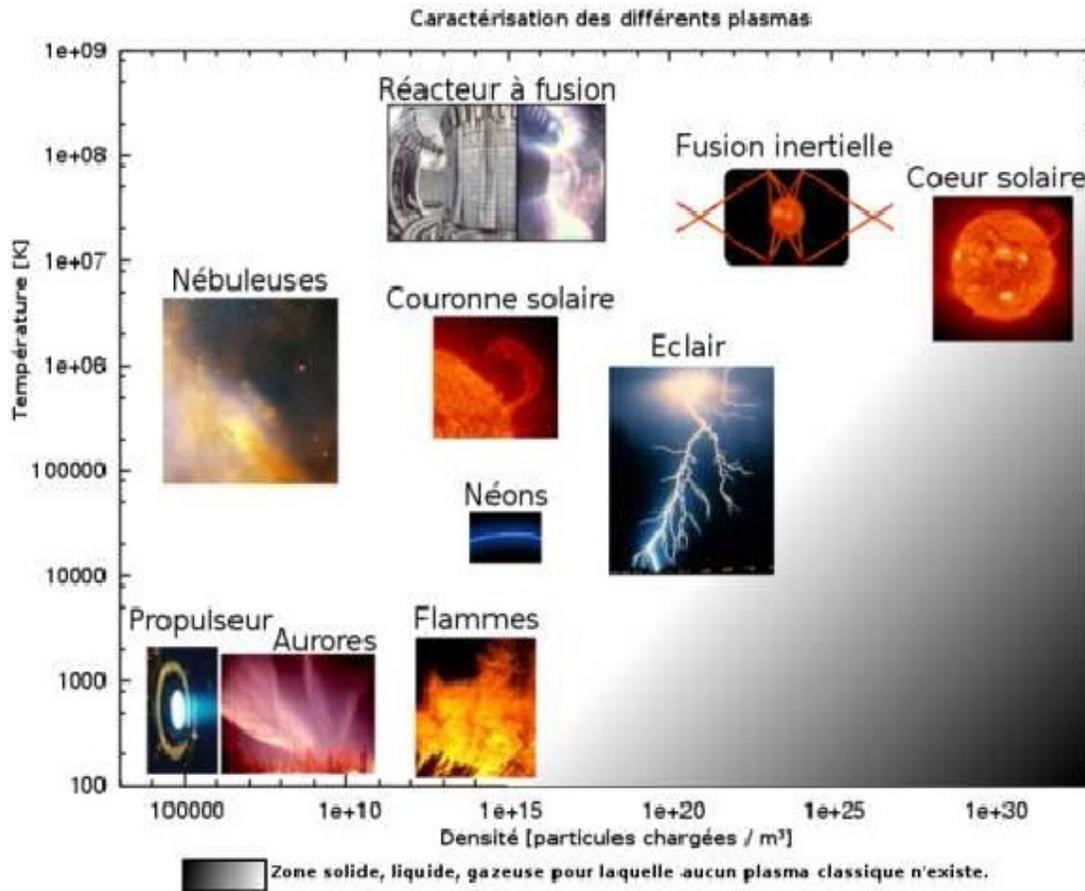


Figure 1.1 – Différents types des plasma.

On peut observer dans les plasmas des phénomènes et des comportements très diversifiés. La physique des plasmas est généralement adaptée à leur description mais, du fait de cette grande diversité, ils doivent toujours être accompagnés d'hypothèses simplificatrices pour se restreindre seulement à une partie du grand domaine des plasmas. La physique des plasmas intègre les connaissances de nombreux autres domaines de la physique, tels que la physique statistique, la dynamique hamiltonienne, l'électrodynamique relativiste, les physiques atomique, moléculaire et nucléaire. Réciproquement, de nombreux concepts et méthodes, issus de recherches fondamentales en physique des plasmas, ont été intégrés par d'autres disciplines, plus particulièrement en physique non-linéaire, turbulence, interaction champs-particules et théories des instabilités.

1.2 Degré d'ionisation

Un gaz globalement neutre ne peut être considéré comme un plasma que si les effets collectifs deviennent suffisamment importants. Si on met une particule chargée dans un gaz neutre, les effets liés à la charge non aucun rôle. Elle est toujours vue à travers son interaction, comme un atome. Par contre, lorsqu'un deuxième ion se présente et si la distance entre les deux ions est relativement faible, on commence à parler d'effets collectifs. Donc, ces effets sont liés à l'inter-distance d entre les particules liée elle-même à la densité n par l'expression

$$d \sim n^{-1/3} \quad (1.1)$$

On appelle plasma, un gaz même partiellement ionisé, mais possédant un taux d'ionisation différent de zéro et qui se présente sous la formule

$$\alpha = \frac{n_{ch}}{n_{ch} + n_0}. \quad (1.2)$$

Où n_{ch} et n_0 sont respectivement la densité des particules chargées et la densité des particules neutres.

Dans le cas de plasma faiblement ionisés (α compris entre 10^{-6} et 10^{-4}), on parle de plasmas froids (car l'énergie ne se propage pas en dehors de la zone occupée par les particules neutres). Dans ce cas un plasma peut également se former à basse température si la source d'ionisation vient de l'extérieur, comme l'exemple de l'ionosphère où l'énergie d'ionisation provient du soleil.

1.3 Quelques grandeurs caractéristiques

Afin de comprendre les échelles typiques des phénomènes pouvant survenir dans un plasma, nous commencerons par introduire quelques grandeurs caractéristiques.

L'échelle de temps caractéristique est donnée par l'inverse de la fréquence de Langmuir ou fréquence plasma $\omega_{p\alpha}$. Cette dernière résulte du comportement collectif des particules chargées. En effet, si un plasma subit une perturbation, ses particules vont spontanément et collectivement se mettre à osciller à la fréquence plasma. En notant n_α la densité de

particules, m_α la masse de cette particule, q_α sa charge et ϵ_0 la constante diélectrique ($\epsilon_0 = 8.8 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$), la fréquence plasma est donnée par [16]

$$\omega_{p\alpha} = \sqrt{\frac{n_\alpha q_\alpha^2}{\epsilon_0 m_\alpha}} \quad (1.3)$$

donc l'échelle de temps caractéristique du plasma est donnée par :

$$t_{p\alpha} = \frac{1}{\omega_{p\alpha}}. \quad (1.4)$$

Une autre grandeur caractéristique dans l'échelle spatiale, est la longueur de Debye λ_D . Si on place une particule α de charge q_α dans un plasma à une distance r , les autres particules qui l'entourent vont réagir à la présence de son champ électrique, car elles sont elles même chargées. La présence de cette charge engendre un potentiel électrostatique $\phi(r)$. On peut montrer que ce potentiel décroît plus rapidement que dans le vide de sorte que

$$\phi(r) \propto \frac{1}{r} \exp\left(\frac{-r}{\lambda_D}\right) \quad (1.5)$$

L'influence de la charge q_α sur les autres charges du plasma devient rapidement négligeable. On dit que la charge est écrantée par l'excès d'électrons dans la sphère de Debye. La conséquence directe de ce phénomène est que le champ électrique d'une particule donnée ne pourra pas être ressenti par les particules du plasma qui sont distantes de plus d'une longueur de Debye. La longueur de Debye qui caractérise l'écrantage du champ électrostatique pour une espèce est donnée par la relation suivante [16]

$$\lambda_{D\alpha} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_\alpha}{n_\alpha q_\alpha^2}}. \quad (1.6)$$

Où k_B est la constante de Boltzmann $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ et T_α est la température moyenne des particules α . La longueur de Debye $\lambda_{D\alpha}$ peut varier de 10^{-6} m (plasmas denses) à plusieurs dizaines de mètres (plasmas spatiaux).

Dans les plasmas, les vitesses des particules ne sont pas toutes identiques mais distribuées suivant une loi de probabilité que l'on appelle fonction de distribution des vitesses $f(x, v, t)$. Cette fonction nous permet de calculer, pour une description fine d'un plasma au voisinage d'un point donné x à un instant donné t , la valeur moyenne de certaines grandeurs caractéristiques du plasma comme :

- **La densité** n_α est définie comme le nombre de particules du type α (électrons, ions, neutres) par unité de volume.

$$n_\alpha = \int f(x, v, t) dv \quad (1.7)$$

- **La vitesse moyenne** V_α est la valeur moyenne de la distribution des vitesses et ce pour chaque espèce α (électrons, ions, neutres).

$$V_\alpha = \langle v \rangle = \int v f(x, v, t) dv \quad (1.8)$$

- **L'énergie cinétique moyenne** $E_{C\alpha}$ pour le particule α du masse m_α

$$E_{C\alpha} = \langle \frac{1}{2} m_\alpha v^2 \rangle = \int \frac{1}{2} m_\alpha v^2 f(x, v, t) dv. \quad (1.9)$$

L'énergie cinétique moyenne permet d'obtenir la valeur d'une autre grandeur caractéristique du plasma qui est la vitesse thermique d'une particule $v_{t\alpha}$. Par définition, la vitesse thermique d'une particule est la valeur de sa vitesse dans laquelle le facteur $m_\alpha/2$ près de la valeur typique de l'énergie cinétique d'agitation [1].

$$v_{t\alpha} = \sqrt{\frac{k_B T_\alpha}{m_\alpha}}. \quad (1.10)$$

Dans un plasma à l'équilibre thermodynamique ayant une température de quelques eV , la vitesse quadratique moyenne est de l'ordre du million de m/s pour les électrons et seulement de quelques dizaines de milliers de m/s pour les ions plus massifs. Dans un plasma froid hors équilibre, où les ions et les neutres sont plus froids et ont une température de l'ordre de quelques centaines de Kelvin, les ions ont des vitesses thermiques de quelques centaines de m/s .

Chapitre 2

Plasmas produits par lasers

2.1 Les débuts de l'interaction laser-matière

L'interaction laser-matière joue un rôle considérable dans des domaines très variés de la physique [17]. L'interaction laser-matière consiste à l'extraction ou l'arrachage d'une quantité considérable de matière de la surface d'un matériau cible, en le bombardant à l'aide d'une source laser intense. Le début du développement de l'interaction laser-matière laser a commencé peu après la réalisation du premier laser par Maiman en 1960 [18]. Breech et Cross ont montré, en 1962, qu'il est possible d'éjecter des atomes d'une cible solide en l'irradiant par un faisceau laser [19]. Trois ans après, Smith et Turner publient des travaux sur la croissance de couches minces à partir de l'interaction laser avec une cible solide par un laser pulsé [20], une technique à laquelle on donnera l'appellation PLD (Pulsed Laser Deposition). Mais ce n'est qu'en 1987 que la PLD prend véritablement son essor quand Dijkkamp et *al* réussirent à fabriquer un nouveau type de supraconducteurs ayant une haute température critique, qui n'avait été atteinte, jusque là, par aucune autre méthode de croissance [21].

Ce chapitre est organisé de la manière suivante : nous commencerons, dans un premier temps, par donner un très bref historique sur les débuts de l'interaction laser-matière, tout en mettant l'accent sur le principe de fonctionnement de la technique de dépôt de couches minces par interaction laser-matière. L'avantage essentiel de cette méthode est la souplesse du dispositif expérimental qui permet de changer largement les caractéristiques du plasma, en faisant varier les conditions expérimentales d'irradiation. Ces mêmes conditions initiales

vont influencer par la suite l'expansion du plasma, un phénomène largement étudié dans la physique des plasmas et qui représente le problème de base de notre sujet. Les différents régimes de l'interaction laser-matière allant du plus bas flux (irradiance inférieure à $10^5 W/cm^2$) jusqu'au plus haut flux (irradiance supérieure à $10^{13} W/cm^2$), tout en passant par le flux intermédiaire (moyen), comportant deux domaines, le premier (irradiance allant de 10^5 à $10^7-10^8 W/cm^2$) et le deuxième (irradiance supérieure à $10^8 W/cm^2$) seront revus. Nous terminerons ce chapitre en posant le problème à étudier, à savoir, l'expansion d'un plasma produit par interaction laser-cible laser. Après une description générale des phénomènes physiques se produisant lors de l'irradiation d'une cible métallique par un faisceau laser pulsé, nous entrons plus en détails en séparant ces derniers en trois catégories : (i) l'interaction laser-cible et la formation d'une vapeur métallique, (ii) l'interaction laser-vapeur et la formation d'une plasma et (iii) la détente du plasma sous vide.

2.2 Régimes de l'interaction laser-cible métallique

L'analyse du processus d'ablation se base sur une bonne connaissance des mécanismes de couplage entre le faisceau laser incident et la surface du solide irradié [22]. Ces mécanismes dépendent, à la fois, des propriétés du matériau cible et des caractéristiques de l'impulsion laser (longueur d'onde λ , durée de l'impulsion τ et densité d'énergie) [15]. Parmi tout cela, nous pouvons distinguer l'irradiance (intensité), elle est donnée en W/cm^2 et correspond à la puissance, fournie par le faisceau laser, ramenée à la surface de la cible. Elle permet de classer l'interaction laser-matière en trois régimes [23] (Fig. 2.1) :

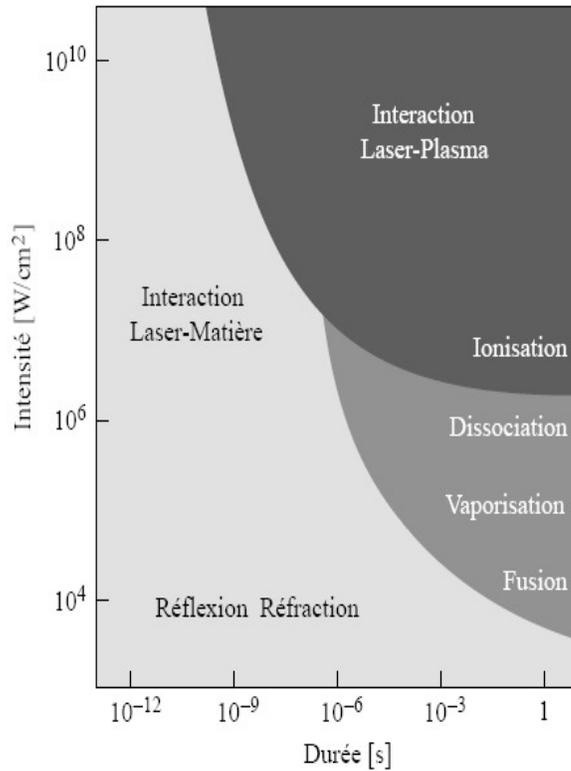


Figure 2.1 – Régimes d'interaction laser-matière [1].

- Pour des irradiances inférieures à 10^5 W/cm^2 , la cible est chauffée superficiellement et une faible couche du matériau peut éventuellement être liquéfiée. La liquéfaction de la cible est utilisée pour le soudage ou, si la phase liquide est soufflée, pour la découpe.
- La température de vaporisation ne peut être atteinte, pendant l'impulsion laser, que si la densité de puissance fournie par le faisceau laser est supérieure à un certain seuil. Ainsi, nous entrons dans un régime d'ablation que nous pouvons scinder en deux domaines :
 - ★ Pour des irradiances allant de 10^5 à 10^7 - 10^8 W/cm^2 , la couche superficielle du matériau absorbe l'énergie du laser et se vaporise, la matière est littéralement arrachée de la cible sous forme d'une vapeur qui reste transparente au rayonnement laser.
 - ★ Si l'irradiance est supérieure à 10^8 W/cm^2 , la vapeur produite à partir de la matière éjectée de la cible devient plus dense et absorbe une fraction de l'énergie du faisceau laser ce qui

aboutit à la création d'une plume lumineuse (plasma partiellement ionisé). Les densités de puissance demandées pour ce régime nécessitent l'emploi de lasers pulsés, leurs faisceaux sont émis en impulsions répétées d'une durée limitée dans le temps, de l'ordre de la nanoseconde ($10^{-9}s$), ceci afin de limiter le dégagement thermique tout en conservant la puissance. Les applications les plus courantes sont le perçage, les applications médicales et le dépôt de couches minces protectrices anticorrosion et anti-usure.

- Pour des irradiances supérieures à $10^{13} W/cm^2$, nous entrons dans le domaine dit haut flux. Dans ce régime, le plasma est totalement ionisé. L'application principale relative à ce régime concerne l'étude de la fusion thermonucléaire contrôlée pour la production d'énergie électrique.

2.3 Application de l'interaction laser-matière

Le principe de base de cette dernière est schématisé par la figure (2.2)

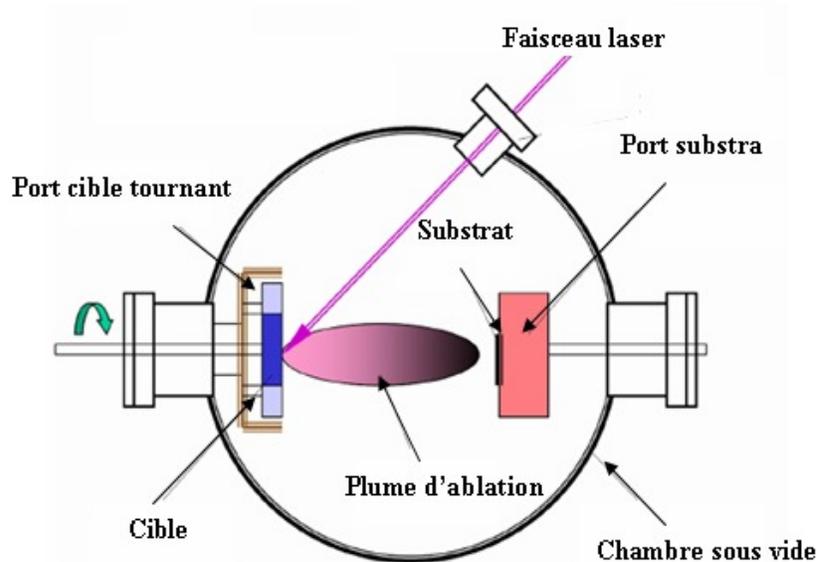


Figure 2.2 – *Principe de l'interaction laser-matière sous vide* [2].

La technique consiste à focaliser un rayonnement laser intense sur la surface d'une cible où le faisceau est partiellement absorbé. A partir d'une certaine densité de puissance fournie à la

cible, une quantité significative de matière est arrachée (ablatée) sous la forme d'une vapeur dense et lumineuse (plasma) dont la forme rappelle celle d'une plume (Fig. 2.3). Le seuil de densité de puissance à partir duquel un tel plasma se développe dépend du matériau cible et surtout des caractéristiques de la source laser [23]. Ce seuil est de l'ordre de 10 à 50 MW/cm^2 pour des lasers dont la longueur d'onde appartient au domaine de l'ultra-violet (UV)[24]. Un substrat est situé à quelques centimètres face à la cible et les espèces constituant la plasma, après plusieurs tirs, viennent se condenser à sa surface. La croissance du film est obtenue impulsion après impulsion [25].

l'interaction laser-matière présente un certain nombre d'avantages pour la croissance de couches minces [26]. D'un point de vue technique par exemple, la source d'énergie est à l'extérieur de la chambre à vide, ce qui procure un maximum de flexibilité quant aux matériaux utilisés [27]. De plus, la plupart des matériaux solides peuvent s'ablater. Les espèces du plasma sont très énergétiques et atteignent le substrat avec assez d'énergie pour favoriser une croissance du film sans toutefois provoquer trop de défauts et de contraintes liés aux déplacements atomiques dans la couche [28]. Enfin, les espèces du plasma sont pour la plupart à des niveaux d'excitations électroniques élevés favorisant leur réactivité pour obtenir des matériaux nouveaux aux propriétés originales [14]. Mais, derrière la simplicité de la mise en œuvre de la PLD, les processus physiques impliqués sont très complexes.

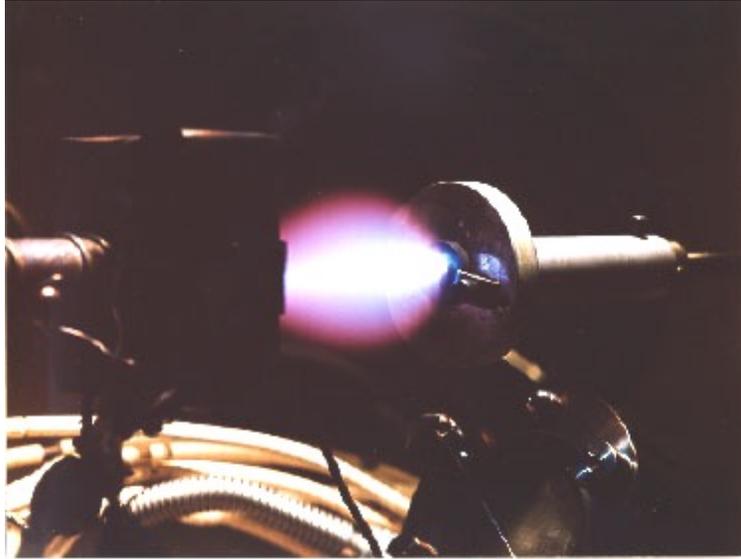


Figure 2.3 – *Plasma produit par interaction laser-matière.* [2].

De nos jours, des films minces de tous types de matériaux ont pu être fabriqués en utilisant l'interaction laser-matière [29]. Néanmoins, la PLD a aussi son propre ensemble de limites parmi lesquelles une surface de dépôt limitée en plus de l'inhomogénéité de la couche déposée [30].

2.4 Étapes de formation et de détente du plasma

Lorsque les premiers photons du faisceau laser atteignent la surface de la cible métallique, certains sont réfléchis et d'autres y déposent leurs énergies. Le fait que les métaux aient une bande de conduction où les électrons sont pratiquement libres permet d'absorber l'énergie du laser directement par chauffage des électrons sous l'effet du rayonnement de freinage inverse, qui se manifeste par la collision inélastique d'un électron avec un photon dans le champ d'un ion ou d'un atome neutre. L'électron va ainsi gagner de l'énergie cédée par le photon. Au départ le processus s'effectue essentiellement avec les atomes neutres, plus nombreux, puis avec les ions quand ceux-ci sont en nombre suffisant [31].

L'utilisation d'un laser à flux moyen ($\simeq 10^9 W/cm^2$), permet d'ablater les métaux en brisant

directement les liens unissant les atomes de la cible, et par photoionisation. Dans ce processus, un atome neutre dans l'état fondamental absorbe un photon avec une énergie assez importante pour provoquer l'ionisation [32]. L'énergie d'un photon émis par un laser dépend de la fréquence $\nu(Hz)$, donc de la longueur d'onde $\lambda(m)$ de propagation. L'énergie d'un photon E_{photon} s'exprimant à l'aide de la constante de Planck h et de la célérité de la lumière c est donné

$$E_{photon} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad , \quad E_{photon} (eV) = \frac{1,24 \cdot 10^3}{\lambda (nm)} \quad (2.1)$$

Nous adopterons dans ce travail une source laser nanoseconde (laser excimère), couramment utilisée dans les procédés de dépôt de couches minces par interaction laser-matière. Donc, l'utilisation d'un laser excimère KrF (Krypton Fluor) de longueur d'onde $\lambda = 248 \text{ nm}$, procure une énergie approximativement égale à 5 eV pour chaque photon émis. Cette énergie est largement suffisante pour rompre les liaisons inter-atomiques (l'énergie de liaison n'étant que de quelques eV). Le matériau peut donc passer directement de la phase solide à la phase gazeuse.

Au moment où les premiers atomes, ions et électrons sont éjectés de la cible, le degré d'ionisation du (futur) plasma est encore faible [33]. La vapeur métallique formée n'absorbe que peu d'énergie du laser, lequel chauffe toujours la cible. La distribution en vitesse des particules émises n'est pas maxwellienne dès le départ [34], mais si la densité d'espèces est suffisante, une région collisionnelle près de la cible, appelée couche de Knudsen, se forme et intercepte une partie des particules éjectées [35]. Quelques collisions sont suffisantes pour que les espèces y adoptent une distribution des vitesses maxwelliennes (isotrope) dans le référentiel du centre de masse s'éloignant de la cible. La couche de Knudsen n'existe que pendant une durée inférieure à la durée de l'impulsion laser et disparaît à l'allumage proprement dit du plasma [36]. Les électrons libres du plasma sont accélérés par le champ électrique du laser (formation d'une population d'électrons rapides qui créent une charge d'espace) et traînent derrière eux les ions les plus massifs (phénomène d'accélération d'ions dans un plasma en expansion). Alors que l'énergie des électrons augmente, le nombre de collisions entre les différentes espèces croît, jusqu'à atteindre un équilibre thermodynamique local [37], conduisant ainsi à un accroissement du degré d'ionisation du plasma (ionisation par collision). Sous l'effet du champ de charge d'espace, les électrons les plus rapides sont rappelés et viennent

bombarder la cible. De ce fait, un plasma métallique électriquement neutre commence à se former en avant de la cible [38].

A la fin de l'impulsion laser, le plasma en équilibre thermodynamique local (ETL), étant dans une région à champ nul, entre dans une phase de recombinaison (recombinaison à trois corps), et subit par la suite une expansion unidimensionnelle jusqu'à ce que les gradients de pression dans les trois directions de l'espace soient équilibrés. Le plasma entre alors dans une phase d'expansion à trois dimensions.

2.4.1 Interaction laser-cible et formation de la vapeur

L'interaction laser-cible se limite à l'arrivée d'un rayonnement laser et de son absorption par une couche de la surface de la cible. Le laser frappe la surface du métal et une partie de l'énergie incidente est rapidement absorbée par les électrons libres du métal. Ceux-ci sont amenés dans un niveau d'énergie plus élevé dans la bande de conduction. L'énergie est instantanément convertie sous forme de chaleur. La cible est alors rapidement et localement chauffée jusqu'à vaporisation (Fig. 2.4).

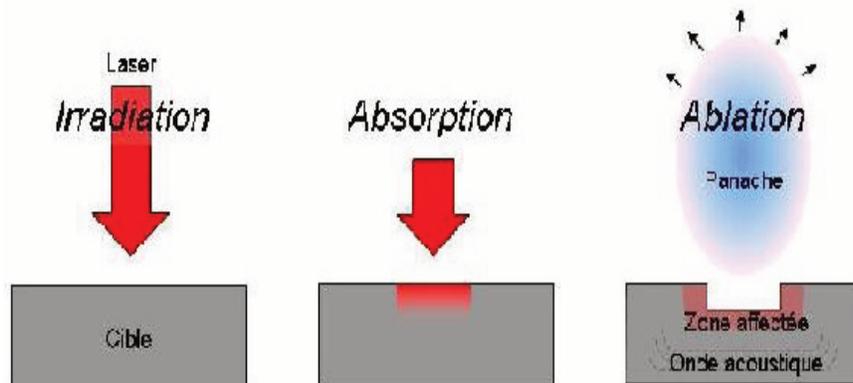


Figure 2.4 – Étapes de l'interaction laser-matière.

2.4.2 Interaction laser-vapeur et formation du plasma

Le volume chauffé est éjecté du métal mais continue à absorber l'énergie du laser incident. Ceci conduit à atténuer fortement cette énergie avant qu'elle n'atteigne la surface et à réduire l'efficacité de chauffage et de vaporisation (écranage du plasma) [33]. Si l'intensité du laser excède fortement le seuil d'ablation du métal, le faisceau laser vaporise et éventuellement ionise le matériau créant ainsi une plume au-dessus de la surface. Initialement, les atomes, les électrons et les ions subissent des collisions dans une région de haute densité formant une fine couche de vapeur ionisée située très près de la surface du métal (appelée couche de Knudsen). Cette couche mène à une expansion fortement dirigée selon la direction perpendiculaire à la surface en raison d'un fort gradient de pression [35]. Lorsque de nombreuses collisions ont lieu entre les diverses particules, le plasma peut être considéré dans un équilibre thermodynamique local [37]. Cela signifie que dans une zone suffisamment petite du plasma, les électrons, les ions et les atomes neutres peuvent être caractérisés par une même température.

2.4.3 Détente du plasma sous vide

Cette étape débute juste à l'arrêt de l'impulsion laser (Fig. 2.5). Compte tenu de la très forte densité électronique, le plasma métallique existant en fin d'impulsion laser est caractérisé par une température de surface de l'ordre de 10^4 à $10^5 K$ [39]. L'énergie accumulée dans le plasma pendant les deux premières étapes se répartit entre énergie interne (excitation, ionisation) et énergie cinétique. Le plasma, du fait de sa composition et de sa température, possède une densité d'énergie importante qui va nourrir son expansion et maintenir sa luminosité après la fin de l'impulsion laser [40]. Dans le vide, les atomes de la plume finissent par avoir une distribution de vitesse maxwellienne (une fois que la couche de Knudsen est franchie).

Dès la fin de l'impulsion laser, il n'y a plus d'interaction laser-plasma et on observe peu de transfert d'énergie et de masse au plasma. Il n'y a plus de particules éjectées depuis la surface. La détente du plasma peut être alors essentiellement considérée comme adiabatique et la température peut être reliée aux dimensions du plasma par une équation d'état. La durée de vie des plasmas varie de quelques centaines de nanosecondes à quelques dizaines de microsecondes. Les électrons et les ions se recombinent et les états excités disparaissent.

N'ayant plus aucun apport d'énergie, le plasma va, du fait de son expansion adiabatique suivant une seule dimension puis à trois dimensions sous vide, se refroidir et s'éteindre [16].

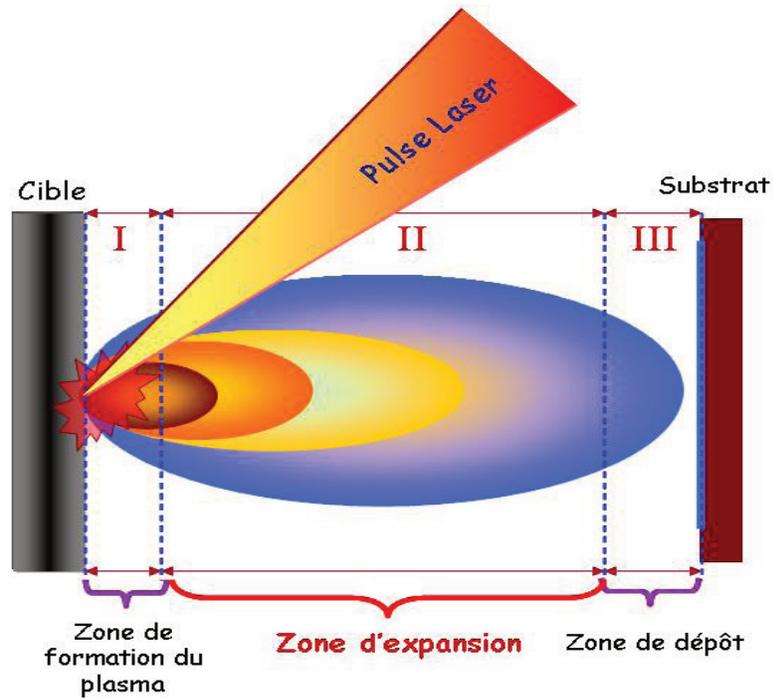


Figure 2.5 – Étapes d'expansion d'un plasma sous vide.

Chapitre 3

Étude des structures non-linéaires dans un plasma en expansion

Le chapitre précédent nous a permis de mettre en évidence la complexité des mécanismes rencontrés lors des premiers instants de la formation d'un plasma produit par laser. L'apparition des phénomènes non-linéaires rendent la résolution des équations décrivant la détente des différentes particules constituant le plasma difficiles, d'où l'intérêt de faire appel à des approches théoriques. Le choix du modèle mathématique à utiliser doit tenir compte de l'état de charge global du plasma. Nous utiliseront alors un modèle hybride couplé à l'équation de quasi-neutralité, lorsque l'état de charge global du plasma est neutre. Puis, un modèle hybride couplé à l'équation de Poisson est résolu dans la limite des faibles amplitudes afin de décrire les oscillations non-linéaires dans un plasma en expansion. Le modèle hybride, étant constitué des équations fluides (équation de continuité, équation de mouvement) décrivant le mouvement des ions et des densités Maxwelliennes et piégées des électrons. Les électrons sont dit Maxwelliens (à l'équilibre) lorsque ces derniers ont subi suffisamment de collisions, jusqu'à ce qu'ils aient une même vitesse de phase. Au premiers instants de la détente du plasma, il y a la formation d'une couche très fine appelée couche de Knudsen [35], où les électrons sont hors équilibres. Ces derniers peuvent être considérés piégés.

3.1 Expansion dans la limite quasi-neutre

3.1.1 Formulation mathématique du problème

Lorsque l'état de charge global du plasma est neutre, la détente d'un plasma est régie par les équations d'Euler couplées à l'équation de quasi-neutralité, exprimant les lois fondamentales de conservation des grandeurs physiques. Nous supposons aussi qu'à l'intérieur de la couche de knudsen, les électrons peuvent être considérés piégés avant que ces derniers aient atteint l'équilibre. Dans ces conditions, un tel phénomène physique peut être décrit mathématiquement par le modèle hybride suivant [41]

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{e}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (3.2)$$

$$n_i - n_e = 0 \quad (3.3)$$

où les variables n_i et v_i , ϕ , e et m_e représentent respectivement la densité et la vitesse des ions positifs, le potentiel du plasma, la charge de l'électron et la masse d'un électron. La densité des électrons piégés n_e dans le puit de potentiel créé par l'onde laser à la surface de la cible est donnée par [42]

$$N_e = \frac{n_e}{n_{e0}} = \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \frac{\exp(\beta\Phi)}{\sqrt{\pi|\beta|}} \operatorname{erf}(\sqrt{|\beta\Phi|}) \quad (3.4)$$

où n_{e0} , Φ et $b = (1 - \beta)/\sqrt{\pi}$ représentent respectivement la densité initiale des électrons, potentiel normalisé et le paramètre de piégeage. La fonction d'erreur ($\operatorname{erfc} \simeq \operatorname{erf}$). Le coefficient $\beta = T_{ef}/T_{et}$ et donne la rapport des températures des électrons libres et piégés. En absence de piégeage ($b = 0$), les électrons seront décrits par la densité de Maxwell. Cette dernière est donnée par

$$N_e = \frac{n_e}{n_{e0}} = \exp(\Phi) \quad (3.5)$$

On se propose dans ce qui suit d'étudier l'effet du paramètre de piégeage sur les profils d'un plasma lors de sa détente.

3.1.2 Équations sans dimensions

Pour résoudre le système d'équations régissant la détente du plasma, nous utilisons les variables sans dimensions (ξ, N_i, V_i, Φ) données par les expressions suivantes

$$\xi = \frac{x}{c_s t}, \quad N_i = n_i/n_o, \quad V_i = v_i/c_s, \quad \phi = K_B T_e \Phi \quad (3.6)$$

ou k_B , T_e et c_s représentent respectivement la constante de Boltzman, la température électronique et la vitesse acoustique ionique. Cette dernière est donnée par

$$c_s = \sqrt{w_{p_i} \lambda_{D_e}} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{c_s t} \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\xi}{t} \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (3.9)$$

Avec w_{p_i} et λ_{D_e} représentent respectivement la pulsation propre des ions et la longueur de Debye. En faisant tous ces changements, nous obtenons les équations sans dimensions, régissant la détente adiabatique de la vapeur métallique dans le vide

$$(V_i - \xi) \frac{\partial N_i}{\partial \xi} + N_i \frac{\partial V_i}{\partial \xi} = 0 \quad (3.10)$$

$$(V_i - \xi) \frac{\partial V_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial \xi} = B \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (3.12)$$

L'équation (3.12) peut s'écrire

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = \frac{1}{B} \frac{\partial N_i}{\partial \xi} \quad (3.13)$$

Avec

$$B = \left[(b\Phi^2 + 3b\Phi + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{|\Phi|}}{\Phi} + 1) \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{\pi}) + \left[\frac{2}{\pi} 2b\sqrt{|\Phi|} + (2b\Phi - b) \right] \frac{1}{2} \frac{\sqrt{|\Phi|}}{\Phi} \right] \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (3.14)$$

Si on remplace l'équation (3.12) dans (3.11), on trouve

$$\begin{pmatrix} V_i - N_i & N_i \\ \frac{1}{B} & V_i - N_i \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial N_i}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V_i}{\partial \xi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

Pour que ce système d'équations sans second membre ait des solutions non-triviales (non-nulles), il faut que

$$\begin{vmatrix} V_i - N_i & N_i \\ \frac{1}{B} & V_i - N_i \end{vmatrix} = 0 \quad (3.16)$$

Après simplification, on obtient

$$V_i - \xi = \pm \sqrt{\frac{N_i}{B}} \quad (3.17)$$

La solution ayant un sens physique est celle avec un signe positif. Étant donné que la vapeur métallique est supposée occuper initialement la moitié $\mathbf{x} < 0$ de l'espace, l'expansion se fait dans le sens des \mathbf{x} positifs. Donc,

$$V_i - \xi = \sqrt{\frac{N_i}{B}} \quad (3.18)$$

La dérivée de l'équation (3.18) est donnée

$$\frac{\partial V_i}{\partial \xi} = 1 + \frac{1}{2} \frac{B}{N_i} \sqrt{\frac{N_i}{B}} \left[\frac{1}{B} \frac{\partial N_i}{\partial \xi} + \frac{N_i}{B^2} \frac{\partial B}{\partial \xi} \right] \quad (3.19)$$

Si on pose $B = B_1 + B_2$, on trouve

$$B_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[2b\sqrt{\Phi} + (2b\Phi - b) \frac{1}{2} \frac{\sqrt{|\Phi|}}{\Phi} \right] \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (3.20)$$

$$B_2 = (b\Phi^2 + 3b\Phi + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{|\Phi|}}{\Phi} + 1) \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (3.21)$$

Donc,

$$\frac{\partial B}{\partial \xi} = \frac{\partial B_1}{\partial \xi} + \frac{\partial B_2}{\partial \xi} \quad (3.22)$$

Avec

$$\frac{\partial B_1}{\partial \xi} = B_3 \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial \xi} = B_4 \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (3.24)$$

et,

$$B_3 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[2b\sqrt{|\Phi|} + (2b\Phi - b) \frac{1}{2} \frac{\sqrt{|\Phi|}}{\Phi} \right] \quad (3.25)$$

$$B_4 = (b\Phi^2 + 3b\Phi + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{|\Phi|}}{\Phi}) \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{\pi}) \quad (3.26)$$

L'équation (3.19) peut s'écrire

$$\frac{\partial V_i}{\partial \xi} = 1 + L_1 \frac{\partial N_i}{\partial \xi} + L_2 \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (3.27)$$

ou

$$L_1 = \frac{1}{2N_i} \sqrt{\frac{N_i}{B}} \quad (3.28)$$

$$L_2 = \frac{1}{2B} \sqrt{\frac{N_i}{B}} \quad (3.29)$$

Portons (3.27) dans (3.10) et (3.11), nous obtenons

$$\alpha_1 \frac{\partial N_i}{\partial \xi} + \alpha_2 \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = z_1 \quad (3.30)$$

$$\alpha_3 \frac{\partial N_i}{\partial \xi} + \alpha_4 \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = z_2 \quad (3.31)$$

Ces équations peuvent être réécrites sous la forme matricielle suivante

$$\begin{pmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 \\ \alpha_3 & \alpha_4 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial N_i}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} z_1 \\ z_2 \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

Avec,

$$\delta = \alpha_1 \alpha_4 - \alpha_3 \alpha_2 \quad (3.33)$$

$$\text{ou } \begin{cases} \alpha_1 = V_i - \xi + N_i L_1 \\ \alpha_2 = N_i L_2 \\ \alpha_3 = (V_i - \xi) L_1 \end{cases}, \begin{cases} \alpha_4 = (V_i - \xi) L_2 + 1 \\ z_1 = -N_i \\ z_2 = -V_i + \xi \end{cases} \quad (3.34)$$

Finalement, on trouve les solutions suivantes

$$\frac{\partial N_i}{\partial \xi} = \frac{1}{\delta} \begin{bmatrix} z_1 & \alpha_2 \\ z_2 & \alpha_4 \end{bmatrix} = \frac{-N_i}{\delta} \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = \frac{1}{\delta} \begin{bmatrix} \alpha_1 & z_1 \\ \alpha_3 & z_2 \end{bmatrix} = \frac{-(V_i - \xi)(V_i + \xi)}{\delta} \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial \xi} = 1 + \frac{1}{2\delta} \sqrt{\frac{N_i}{B}} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{N_i}{B}} \left(\frac{(V_i - \xi)(V_i + \xi)}{\delta} \right) \quad (3.37)$$

3.1.3 Méthode de résolution numérique

L'intégration numérique des équations (3.35), (3.36) et (3.37) est effectuée par la méthode Runge Kutta d'ordre 4 (RK-4) [43]. Cette dernière est explicitée en considérant le problème aux conditions initiales suivant

$$\begin{cases} y' = f(t, y(t)) \\ y(t_0) = y_0 \end{cases} \quad (3.38)$$

Avec

$$t = \xi \quad , \quad y_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.39)$$

$$y' = \begin{bmatrix} \frac{\partial N_i}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V_i}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \end{bmatrix} \quad , \quad f(\xi, y(\xi)) = \begin{pmatrix} 1 + \frac{1}{2\delta} \sqrt{\frac{N_i}{B}} - \frac{\frac{-N_i}{\delta}}{2 \sqrt{\frac{N_i}{B}} \left(\frac{(V_i - \xi)(V_i + \xi)}{\delta} \right)} \\ -\frac{(V_i - \xi)(V_i + \xi)}{\delta} \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

L'algorithme généralisé de la méthode RK-4 est donné par

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k_1 = h_0 f(t_n, y_n) \\ k_2 = h_0 f(t_n + \frac{h_0}{2}, y_n + \frac{k_1}{2}) \\ k_3 = h_0 f(t_n + \frac{h_0}{2}, y_n + \frac{k_2}{2}) \\ k_4 = h_0 f(t_n + h_0, y_n + k_3) \end{cases} \quad (3.41)$$

où h_0 est le pas de d'itération et $(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)/6$ représente la pente.

3.1.4 Résultats et discussion

La résolution numérique des équations (3.35), (3.36) et (3.37) nous a permis de représenter dans les tableaux (3.1), (3.46), (3.47 et (3.48) les différents résultats de l'approche théorique utilisée. Chaque tableau comprend les valeurs du paramètre self-similaire donnant la distance normalisée par rapport à la surfe de la cible, ainsi que des valeurs normalisées des densité, vitesse et potentiel du plasma durant sa détente dans le vide.

ξ	N_i	V_i	Φ
-4	1	0	1
-3,907535203	0,968341474	0,028935134	0,973974571
-3,815070407	0,936787234	0,058419386	0,947733551
-3,72260561	0,905377098	0,088439644	0,921308299
-3,630140814	0,874152753	0,118979291	0,894733436
-3,505140814	0,832314085	0,161054004	0,8586375
-3,380140814	0,791005412	0,203979378	0,822440197
-3,255140814	0,750339681	0,247681652	0,786252714
-3,130140814	0,71043027	0,292074617	0,750193756
-3,005140814	0,671389456	0,337060202	0,714388137
-2,880140814	0,633325526	0,382529116	0,678964407
-2,755140814	0,596339616	0,428363757	0,644050795
-2,380140814	0,492721065	0,566792365	0,543605347
-2,255140814	0,460859608	0,612805568	0,511932048
-2,130140814	0,430418979	0,658537642	0,481324361
-2,005140814	0,401427035	0,703864386	0,4518599
-1,880140814	0,373897527	0,748668697	0,423601312
-1,755140814	0,34783133	0,792842418	0,396596307
-1,630140814	0,323216858	0,836287491	0,370877381
-1,505140814	0,300031095	0,878916393	0,346462403
-1,130140814	0,23868816	1,001197553	0,281028757
-1,005140814	0,220824714	1,039909696	0,261761195
-0,880140814	0,204164478	1,077534048	0,243712829
-0,755140814	0,188650103	1,114046442	0,226842296
-0,630140814	0,174222346	1,149431827	0,211102886
-0,505140814	0,160821009	1,183683364	0,196443739
-0,380140814	0,148387148	1,216799956	0,182812582
-0,255140814	0,136862688	1,248786367	0,170155837
0,119859186	0,107183502	1,338092725	0,137487384
0,244859186	0,098745653	1,365704388	0,128188066
0,369859186	0,090952988	1,392275224	0,119598616
0,494859186	0,083759469	1,417831852	0,111670268
0,619859186	0,077122321	1,442401125	0,104357205
0,744859186	0,071001127	1,466011111	0,097615736
0,869859186	0,065357613	1,488691343	0,091404142
0,90239439	0,063962559	1,494445854	0,08986935
0,934929593	0,062596837	1,500139923	0,088367125
0,967464797	0,061259855	1,505774078	0,086896816
1	0,059951031	1,511348847	0,08545778

TABLE 3.1 – Résultats de la simulation numérique pour $b = 0$.

ξ	N_i	V_i	Φ
-4	1	0	1
-3,927241357	0,973257187	0,029373208	0,968170668
-3,854482713	0,946471257	0,059287981	0,936104269
-3,78172407	0,919674895	0,089727494	0,903842399
-3,708965426	0,892902687	0,120671375	0,871430371
-3,632965426	0,865002965	0,153506359	0,837467069
-3,556965426	0,837212376	0,186833855	0,803452921
-3,480965426	0,809575199	0,220618034	0,76945077
-3,404965426	0,78213655	0,254818968	0,735526284
-3,328965426	0,754942038	0,289392819	0,701747483
-3,252965426	0,728037146	0,324292103	0,668183918
-3,176965426	0,701466482	0,359466399	0,634905464
-2,948965426	0,624184576	0,466098683	0,537471266
-2,872965426	0,599364922	0,501824253	0,506014946
-2,796965426	0,575074165	0,53754483	0,475172506
-2,720965426	0,551342529	0,57320308	0,444999956
-2,644965426	0,52819652	0,608742732	0,415548362
-2,568965426	0,505658819	0,644109268	0,386863411
-2,492965426	0,483748196	0,679250301	0,358985134
-2,416965426	0,462479514	0,714115871	0,331947794
-0,962072088	0,189667145	1,251387266	0,000639141
-0,961967138	0,189555562	1,251645951	0,000525305
-0,961862188	0,189492421	1,251792613	0,00046069
-0,961757238	0,189433697	1,251929451	0,000400413
-0,961652288	0,189433804	1,251929795	0,00040013
-0,961567036	0,189602632	1,251538624	0,000571903
-0,961481784	0,189799249	1,251083089	0,000771922
-0,961396532	0,189864634	1,250931775	0,000838221
-0,961049957	0,189418222	1,251967031	0,000382727
-0,960919296	0,189256349	1,252343064	0,00021763
-0,960788635	0,189211909	1,252446752	0,00017218
-0,960677103	0,189229782	1,252405446	0,000190242
-0,960565572	0,189249955	1,252358816	0,000210639
-0,96045404	0,189273068	1,252305379	0,000234022
-0,960342509	0,189300117	1,252242826	0,000261404
-0,960256882	0,189324869	1,252185567	0,00028648
-0,960171254	0,189353477	1,252119379	0,000315474
-0,960085627	0,189388636	1,252038011	0,000351134
-0,96	0,189437533	1,25192481	0,000400774

TABLE 3.2 – Résultats de la simulation numérique pour $b = 5.10^{-2}$.

ξ	N_i	V_i	Φ
-4	1	0	1
-3,954619786	0,982553141	0,023642644	0,968241281
-3,909239573	0,964977773	0,047622564	0,936381857
-3,863859359	0,947286964	0,071927828	0,904454484
-3,818479146	0,929494679	0,096544956	0,872493579
-3,768379146	0,909751863	0,124066518	0,837212865
-3,718279146	0,889924476	0,151927510	0,80198541
-3,668179146	0,870034498	0,180103506	0,766862902
-3,618079146	0,850104734	0,208568103	0,731898149
-3,567979146	0,830158681	0,237293042	0,697144766
-3,517879146	0,8102203	0,266248416	0,662656592
-3,467779146	0,790313697	0,295403042	0,628487
-3,317479146	0,731024319	0,383735668	0,528408767
-3,267379146	0,711482514	0,413357668	0,496024231
-3,217279146	0,692088327	0,443012525	0,464203527
-3,167179146	0,672862377	0,472667090	0,432988264
-3,117079146	0,6538239	0,502289055	0,402416629
-3,066979146	0,634990474	0,531847446	0,372523094
-3,016879146	0,616377867	0,561312876	0,343338246
-2,966779146	0,597999871	0,590657843	0,314888649
-1,996032109	0,372240115	0,972627047	0,003193282
-1,996030399	0,372233277	0,972638583	0,003186033
-1,996028688	0,372261169	0,972591591	0,003215492
-1,996026978	0,372280259	0,972559436	0,003235644
-1,996025267	0,372268697	0,972578933	0,0032234
-1,996023399	0,372204301	0,972687465	0,003155313
-1,996021532	0,372130821	0,9728113054	0,003077625
-1,996019664	0,372100128	0,972863041	0,003045161
-1,996013588	0,37172912	0,973488305	0,002652945
-1,996011484	0,371644362	0,973631105	0,002563352
-1,99600938	0,371674175	0,973580841	0,002594851
-1,996007416	0,371678593	0,973573409	0,002599498
-1,996005452	0,371683056	0,973565901	0,002604193
-1,996003489	0,371687565	0,973558317	0,002608935
-1,996001525	0,37169212	0,973550653	0,002613727
-1,996001144	0,37169301	0,973549156	0,002614663
-1,996000762	0,371693902	0,973547656	0,002615601
-1,996000381	0,371694795	0,973546152	0,002616541
-1,996	0,371695691	0,973544646	0,002617483

TABLE 3.3 – Résultats de la simulation numérique pour $b = 10^{-1}$.

ξ	N_i	V_i	Φ
-4	1	0	1
-3,9600669	0,984526832	0,022244780	0,968267813
-3,880200699	0,96891908	0,044780383	0,93648701
-3,840267599	0,953186898	0,067595693	0,904688526
-3,797017599	0,937341156	0,090678392	0,872904483
-3,753767599	0,920064543	0,115964324	0,83853519
-3,710517599	0,902683785	0,141529384	0,804265084
-3,667267599	0,885215105	0,167353475	0,770138214
-3,624017599	0,867675367	0,193415149	0,736199138
-3,580767599	0,850081989	0,219691709	0,702492683
-3,537517599	0,832452792	0,246159374	0,669063506
-3,494267599	0,814805785	0,272793546	0,635955597
-3,451017599	0,761938444	0,353439958	0,538983835
-3,407767599	0,744399761	0,380483469	0,507577763
-3,364517599	0,72693141	0,407564522	0,476692494
-3,321267599	0,70954949	0,434657728	0,446361664
-3,278017599	0,692269197	0,461738403	0,416616161
-3,234767599	0,675104581	0,488782953	0,387483903
-3,191517599	0,658068419	0,515769063	0,358989712
-3,148267599	0,641172064	0,542675937	0,3311552
-2,270467685	0,414617176	0,916916773	0,005581031
-2,270452274	0,414588016	0,916963852	0,005549517
-2,270436863	0,414558289	0,917011843	0,005517397
-2,270421452	0,414527956	0,917060809	0,00548463
-2,270406041	0,414496972	0,917110822	0,005451166
-2,270369888	0,414421404	0,917232784	0,005369585
-2,270333734	0,414341186	0,917362226	0,005283032
-2,270297581	0,414255123	0,917501070	0,005190231
-2,27018912	0,41393405	0,918018768	0,004844578
-2,270152966	0,413800625	0,918233806	0,004701126
-2,270116813	0,413575318	0,918596679	0,004459363
-2,270098437	0,413694386	0,918405250	0,00458648
-2,270080061	0,413978118	0,917948901	0,004889764
-2,270061685	0,414092059	0,917765805	0,005011269
-2,270043309	0,414035778	0,917856594	0,004950624
-2,270032482	0,414000794	0,917912991	0,004912982
-2,270021655	0,413964071	0,917972187	0,00487348
-2,270010827	0,413925284	0,918034702	0,004831771
-2,27	0,413883997	0,918101239	0,004787388

TABLE 3.4 – Résultats de la simulation numérique pour $b = 3.10^{-1}$.

Représentation à trois dimensions des résultats

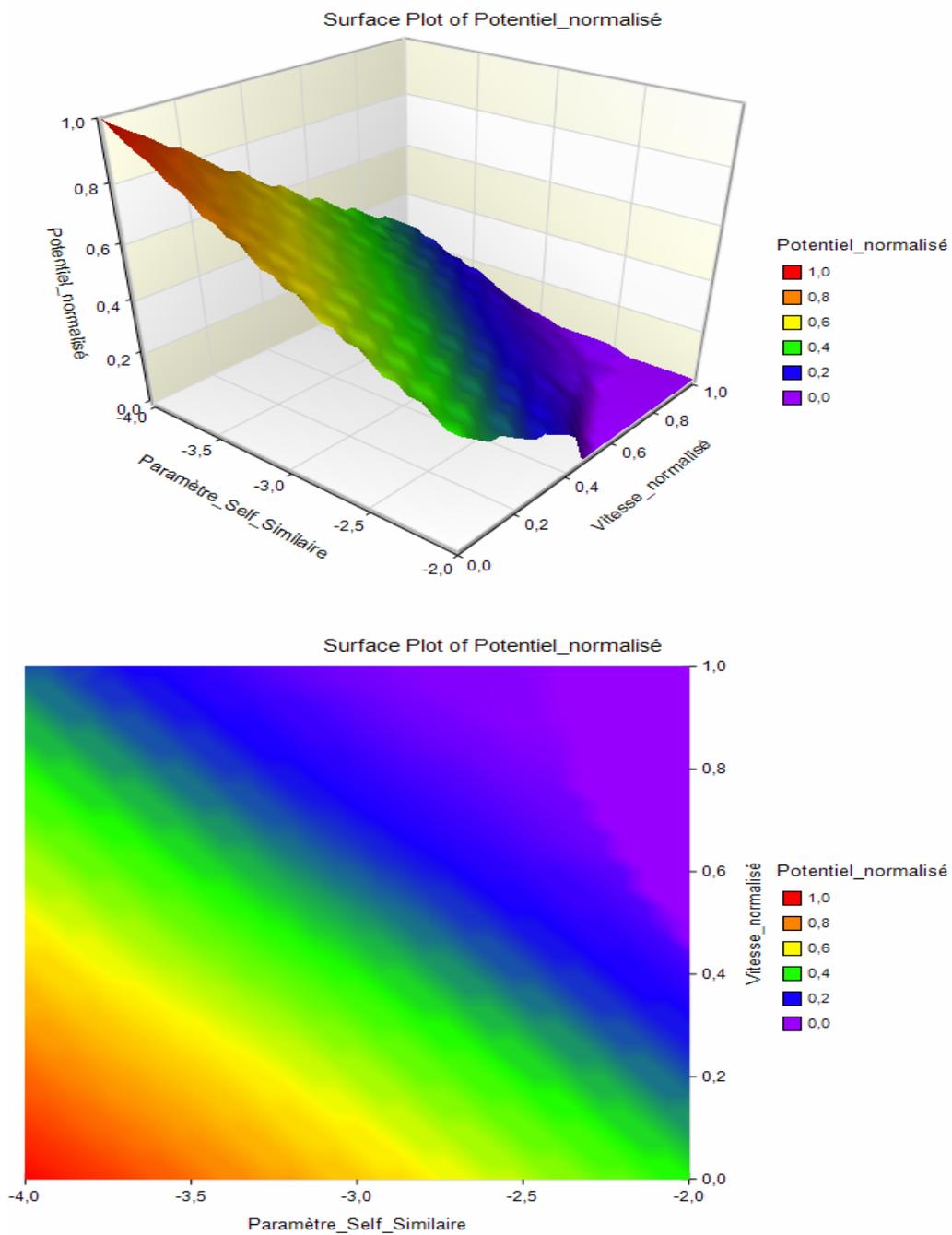


FIGURE 3.1 – Représentation à trois dimensions des résultats de la simulation numérique pour $b = 3.10^{-1}$.

3.1.5 Effet du paramètre de piégeage sur les profils de densité

L'évolution des profils de la densité normalisée en fonction du paramètre de piégeage sont représentés sur la figure (Fig 3.2). Ces dernières montrent que la détente se termine lorsque $n < 0$ lorsque les électrons sont piégés. Une fois que les électrons ont franchi la couches de knudsen, ces derniers adopte une densité Maxwellienne et rende le phénomène de détente plus long et la largeur de la validité du domaine du modèle utilisé plus large.

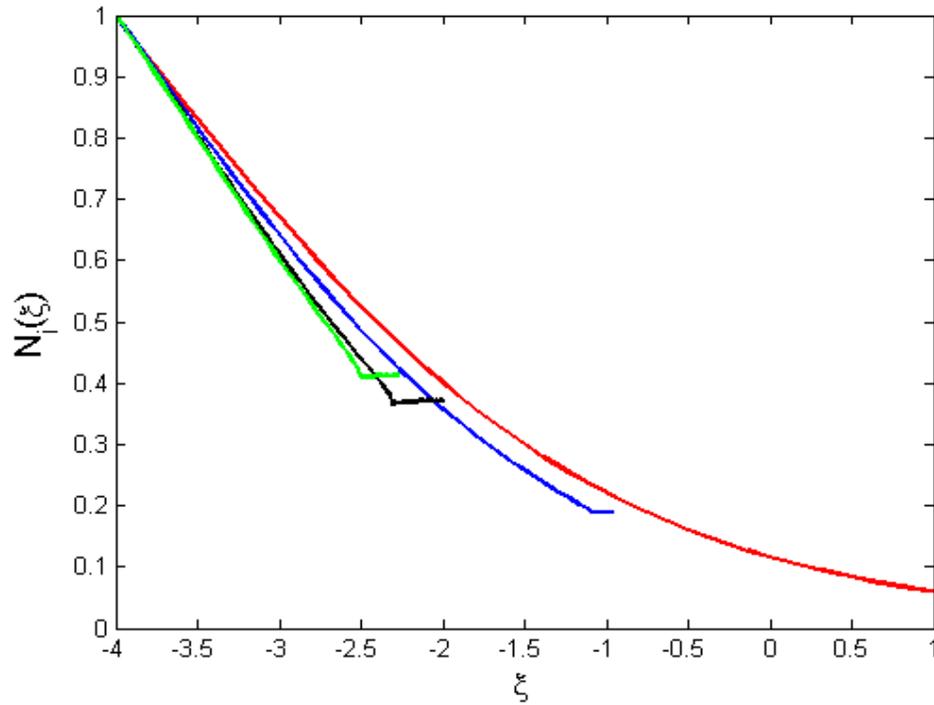


FIGURE 3.2 – Profils de la densité normalisée des ions en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre de piégeage $b = 0$ (rouge), $b = 5 \cdot 10^{-2}$ (bleu), $b = 10^{-1}$ (noir) et $b = 3 \cdot 10^{-1}$ (vert).

On peut constater sur les profils de la vitesse normalisée que la présence d'électrons Maxwelliens accélère les ions. Le contraire se produit lorsque les électrons sont piégés.

3.1.6 Effet du paramètre de piégeage sur les profils de vitesse

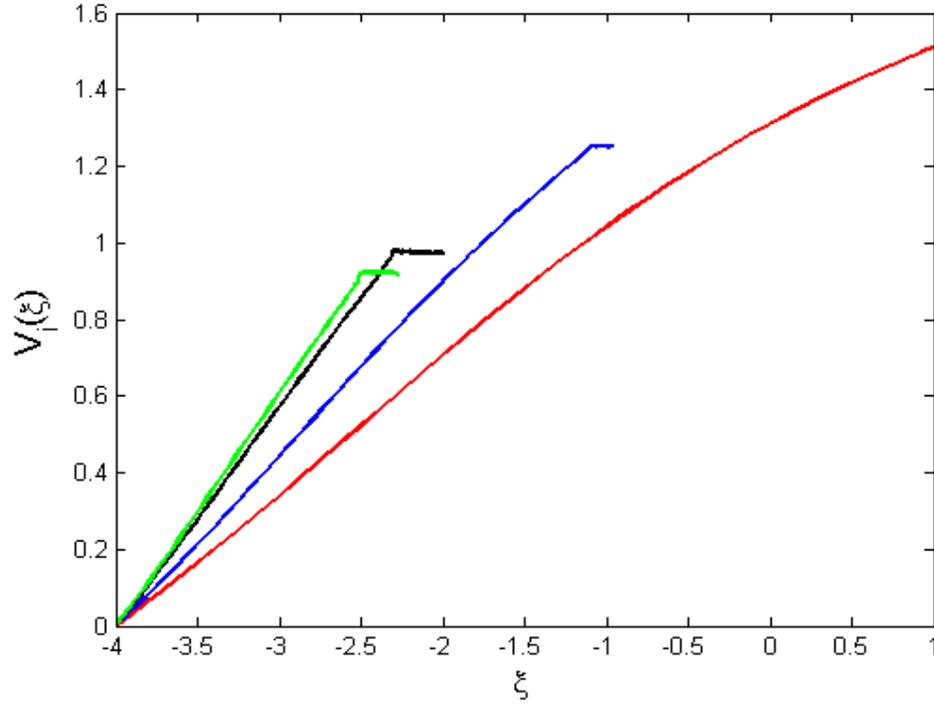


FIGURE 3.3 – Profils de la vitesse normalisée des ions en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre de piégeage $b = 0$ (rouge), $b = 5 \cdot 10^{-2}$ (bleu), $b = 10^{-1}$ (noir) et $b = 3 \cdot 10^{-1}$ (vert).

On peut voir sur les profils du potentiel normalisé, que l'apparition des phénomènes non-linéaires est favorisé par la présence des électrons piégés. On peut remarquer aussi que la présence d'électrons Maxwelliens maintient la validité de l'approche théorique utilisée et retarde l'apparition des phénomènes non-linéaires.

3.1.7 Effet du paramètre de piégeage sur les profils du potentiel

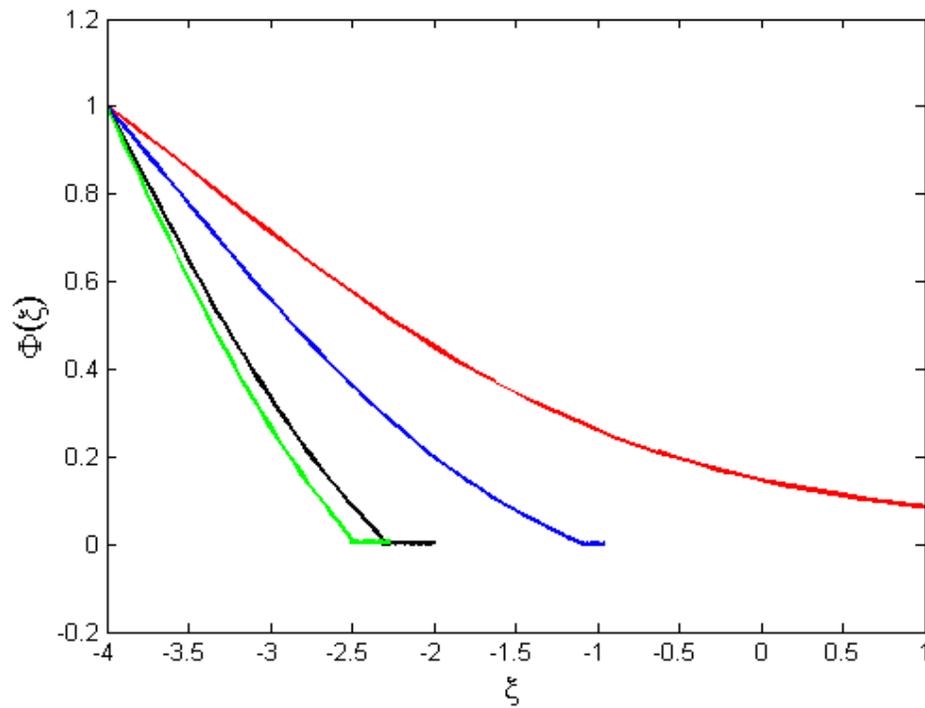


FIGURE 3.4 – Profils du potentiel normalisé des ions en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre de piégeage $b = 0$ (rouge), $b = 5 \cdot 10^{-2}$ (bleu), $b = 10^{-1}$ (noir) et $b = 3 \cdot 10^{-1}$ (vert).

3.2 Détente hors équilibre

La détente d'un plasma est régie par l'homogénéité de sa pression avec celle du milieu extérieur. Quand le plasma est assez loin de sa source de production, la condition de quasi-neutre n'est plus vérifiée, il se crée alors une séparation de charge. L'introduction de l'équation de Poisson s'avère nécessaire pour décrire les variations du champ électrique.

Le phénomène détente intervient chaque fois qu'un ensemble de particules est confiné dans un volume fini, puis quitte ce volume sous l'effet d'un faisceau laser. Durant les premiers instants de la détente du plasma, les électrons se trouvent confinés (piégés) dans une fine couche. Dans un plasma, les ions sont infiniment lourds comparés aux électrons qui sont plus légers. Ceci rend les électrons plus mobiles et s'échappent rapidement dans le vide et par conséquent génèrent un champ qui accélère les ions et retarde les électrons. Donc l'énergie qu'acquière les ions, pendant leur accélération provient nécessairement de l'énergie des électrons. Dans ce travail, on s'intéressera à l'étude d'un plasma produit par laser. Deux densités électroniques seront considérées. À l'intérieur de la couche de Knudsen, les électrons seront décrits par une densité électronique piégée. Une fois que les électrons dépassent cette fine couche, leur densité sera décrite par une densité Maxwellienne.

3.2.1 Établissement de l'équation non-linéaire

Équations du modèle

Considérons un plasma composé d'ions et d'électrons Maxwelliens de densité n_i et n_e , de masse m_i et m_e et de température T_i et T_e , respectivement. Les oscillations acoustiques ioniques de faible vitesse de phase V_p ($v_{ti} = \sqrt{T_i/m_i} \ll V_p \ll v_{te} = \sqrt{T_e/m_e}$, où v_{ti} et v_{te} représentent les vitesses thermiques des ions et des électrons, respectivement) associées à un tel modèle de plasma peuvent être décrites par les équations de base fluides, à savoir, l'équation de continuité, l'équation de mouvement et l'équation de Poisson. L'équation de continuité traduit la conservation du nombre de particules, elle s'écrit

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (3.42)$$

et l'équation du mouvement traduit la conservation de la quantité de mouvement. Celle-ci s'exprime comme suit

$$m_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \right) = -e \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (3.43)$$

Ces deux dernières sont complétées par l'équation de Poisson qui permet d'exprimer le lien entre la distribution spatiale de charge et le champ électrique. Elle est donnée par

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -4\pi e (n_i - n_e) \quad (3.44)$$

où ϕ est le potentiel électrostatique. À l'équilibre, en l'absence de toute perturbation, la condition de la quasi-neutralité de la charge requiert

$$n_{i0} = n_{e0}$$

où n_{i0} et n_{e0} représentent les densités non perturbées des ions et des électrons, respectivement.

Équations sans dimensions

L'étude physique d'un système et la détermination des phénomènes dominants est la première étape de la modélisation. Cependant, elle est souvent insuffisante, car les équations auxquelles on arrive ne sont, en général, pas solubles sous leur forme primitive. Pour pouvoir leur appliquer des méthodes d'approximation, il faut passer à des équations sans dimension en introduisant des échelles adaptées au problème. En l'absence de champ magnétique, un plasma est caractérisé par une seule échelle de longueur ; c'est la longueur de Debye λ_D . Le plasma peut être caractérisé par deux échelles de temps, $\tau_i = 1/\omega_{pi}$ l'inverse de la fréquence plasma ionique et $\tau_e = 1/\omega_{pe}$ l'inverse de la fréquence plasma électronique. Ces deux échelles (longueur et temps) définissent une échelle naturelle de vitesse $C_s = \lambda_D/\tau_i$ qui correspond à la vitesse du son dans le plasma. Enfin, l'échelle d'énergie peut être définie par T_e la température électronique que nous exprimons en unité d'énergie. Cela fixe une échelle naturelle pour le potentiel électrique T_e/e .

Les équations précédentes peuvent être alors réécrites sous la forme suivante

$$\frac{\partial N_i}{\partial T} + \frac{\partial (N_i V_i)}{\partial X} = 0 \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial T} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial X} = -\frac{\partial \Phi}{\partial X} \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = N_e - N_i \quad (3.47)$$

La densité des ions N_i , leur vitesse fluide V_i , le potentiel électrostatique Φ , le temps T et la variable d'espace X sont normalisés respectivement, par n_{i0} , la vitesse acoustique $C_s = \omega_{pi} \lambda_{De}$, T_e/e , la pulsation propre des ions $\omega_{pi}^{-1} = (m_i/4\pi n_{e0} e^2)^{1/2}$ et la longueur de Debye électronique $\lambda_{De} = (T_e/4\pi n_{e0} e^2)^{1/2}$. La densité des électrons est donnée par [44]

$$\begin{aligned} N_e &= \frac{n_e}{n_{e0}} = \exp(\Phi) \\ &\simeq 1 + \Phi + \frac{\Phi^2}{2} + \dots \end{aligned} \quad (3.48)$$

Approche faiblement non-linéaire

Pour étudier l'onde acoustique ionique faiblement non linéaire, nous utilisons, la technique de la perturbation réductive de Washimi et Taniuti [42]. Généralement, cette méthode est utilisée dans le cas d'amplitude petite mais finie, elle se base sur un développement initial en série de puissance des variables (potentiel, vitesse, densité, ...) du plasma puis intégration des équations de base pour chaque ordre du développement. Cette procédure nécessite d'exploiter le résultat obtenu pour un ordre donné dans l'ordre qui le suit. Pour ce faire, nous introduisons les changements de variables suivants

$$\begin{aligned} \xi &= \varepsilon^{1/2} (X - V_p T) \\ \tau &= \varepsilon^{3/2} T \end{aligned} \quad (3.49)$$

où ε est un paramètre qui mesure la faiblesse de l'amplitude ou de la dispersion de l'onde, et V_p représente la vitesse de phase linéaire. Les opérateurs différentiels du premier et du second ordre s'écrivent en fonction des nouvelles variables comme suit

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial X} &\rightarrow \varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \xi}, & \frac{\partial^2}{\partial X^2} &\rightarrow \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}, \\ \frac{\partial}{\partial T} &\rightarrow -\varepsilon^{1/2} V_p \frac{\partial}{\partial \xi} + \varepsilon^{3/2} \frac{\partial}{\partial \tau}. \end{aligned}$$

Par conséquent, les équations (3.45)-(3.47) peuvent être réécrites sous la forme

$$\frac{\partial N_i}{\partial \tau} - \frac{\partial (N_i V_i)}{\partial \xi} = 0 \quad (3.50)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial \tau} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (3.51)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = N_e - N_i \quad (3.52)$$

Les variables Φ , V_i et N_i sont alors développées en série de puissance de ε autour de leurs valeurs d'équilibre

$$\Phi = 0 + \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \dots \quad (3.53)$$

$$V_i = 0 + \varepsilon V_i^{(1)} + \varepsilon^2 V_i^{(2)} + \dots \quad (3.54)$$

$$N_i = 1 + \varepsilon N_i^{(1)} + \varepsilon^2 N_i^{(2)} + \dots \quad (3.55)$$

Les expansions (3.53)-(3.54)-(3.55) sont alors substituées dans les équations (3.50)-(3.51)-(3.52).

À l'ordre le plus petit en ε , ($\varepsilon^{3/2}$ pour les équation de continuité et du mouvement, et ε pour l'équation de Poisson), nous obtenons

$$-V_p \frac{\partial N_i^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial V_i^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \quad (3.56)$$

$$-V_p \frac{\partial V_i^{(1)}}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} \quad (3.57)$$

$$\Phi^{(1)} - N_i^{(1)} = 0. \quad (3.58)$$

À partir desquelles nous trouverons les relations suivantes

$$V_i^{(1)} = V_p N_i \quad (3.59)$$

$$N_i^{(1)} = \Phi^{(1)} \quad (3.60)$$

De la condition de compatibilité de cette dernière avec l'équation de Poisson, nous trouverons que

$$V_p = 1 \quad (3.61)$$

Aux ordres plus élevés en ε ($\varepsilon^{5/2}$ pour les premières équation et ε^2 pour l'équation de Poisson), nous obtenons le système d'équations suivant

$$\frac{\partial V_i}{\partial \tau} - V_p \frac{\partial N_i^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial V_i^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial N_i^{(1)} V_i^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \quad (3.62)$$

$$\frac{\partial V_i^{(1)}}{\partial \tau} - V_p \frac{\partial V_i^{(2)}}{\partial \xi} + V_i^{(1)} \frac{\partial V_i^{(1)}}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \xi} \quad (3.63)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^2} = \frac{1}{2} \Phi^{(1)2} + \Phi^{(2)} - N_i^{(2)} \quad (3.64)$$

À partir des équations précédentes (3.62)- (3.64), en utilisant les équations (3.59), (3.60), nous établissons l'équation Korteweg-de Vries suivante

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + \theta_1 \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} + \theta_2 \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0 \quad (3.65)$$

Où $\theta_1 = 1$ est le coefficient de non linéarité et $\theta_2 = 1/2$ est le coefficient de dispersion. Les deux derniers termes de cette dernière équation traduisent respectivement la non linéarité et la dispersion dont leur équilibre donne lieu à la formation du soliton.

Solution de l'équation non-linéaire

Afin de déterminer la solution stationnaire et uniforme propre à l'équation (3.65), nous utilisons le changement de variable suivant

$$\zeta = \xi - u_0 \tau$$

où u_0 est une vitesse constante normalisée. L'équation (3.65) peut alors réécrite sous la forme suivante

$$-u_0 \frac{d\Phi^{(1)}}{d\zeta} + \theta_1 \Phi^{(1)} \frac{d\Phi^{(1)}}{d\zeta} + \theta_2 \frac{d^3 \Phi^{(1)}}{d\zeta^3} = 0 \quad (3.66)$$

L'équation (3.66) peut être intégrée pour obtenir

$$\theta_2 \frac{d^2 \Phi^{(1)}}{d\zeta^2} + \frac{\theta_1}{2} \Phi^{(1)2} - u_0 \Phi^{(1)} = C \quad (3.67)$$

où C est une constante d'intégration. En imposant les conditions aux limites appropriées aux perturbations localisées, $\Phi^{(1)} \rightarrow 0$, $d\Phi^{(1)}/d\zeta \rightarrow 0$ et $d^2\Phi^{(1)}/d\zeta^2 \rightarrow 0$ lorsque $\zeta \rightarrow \pm\infty$, nous obtenons

$$\Phi(\xi, \tau) = \Phi_m \operatorname{sech}^2 \left[\frac{(\xi - u_0 \tau)}{\Delta_1} \right] \quad (3.68)$$

avec $\Phi = \Phi^{(1)}$. Alors que Φ_m et Δ_1 représentent respectivement l'amplitude et la largeur du soliton et sont données par

$$\Phi_m = \frac{3u_0}{\theta_1} \quad (3.69)$$

$$\Delta_1 = \sqrt{\frac{4\theta_2}{u_0}} \quad (3.70)$$

3.3 Équation non-linéaire modifiée

Formulation mathématique

Considérons un plasma composé d'ions et d'électrons piégés de densité n_i et n_e , respectivement. Les oscillations acoustiques ioniques de faible vitesse de phase V_p ($v_{ti} = \sqrt{T_i/m_i} \ll V_p \ll v_{te} = \sqrt{T_e/m_e}$, où v_{ti} et v_{te} représentent les vitesses thermiques des ions et des électrons, respectivement) associées à un tel modèle de plasma peuvent être décrites par les équations de base fluides suivantes

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (3.71)$$

$$m_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \right) = -e \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (3.72)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -4\pi e (n_i - n_e) \quad (3.73)$$

Où ϕ est le potentiel électrostatique. À l'équilibre, la condition de la quasi-neutralité de la charge requiert

$$n_{i0} = n_{e0}$$

où n_{i0} et n_{e0} représentent, respectivement, les densités non perturbées des ions fluides et des électrons. Les équations précédentes peuvent être alors réécrites sous la forme adimensionnelle suivante

$$\frac{\partial N_i}{\partial T} + \frac{\partial(N_i V_i)}{\partial X} = 0 \quad (3.74)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial T} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial X} = -\frac{\partial \Phi}{\partial X} \quad (3.75)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = N_e - N_i \quad (3.76)$$

La densité des ions N_i , leur vitesse fluide V_i , le potentiel électrostatique Φ , le temps T et la variable d'espace X sont normalisés respectivement, par n_{i0} , la vitesse acoustique $C_s = \omega_{pi}\lambda_{De}$, T_e/e , la pulsation propre des ions $\omega_{pi}^{-1} = (m_i/4\pi n_{e0}e^2)^{1/2}$ et la longueur de Debye électronique $\lambda_{De} = (T_e/4\pi n_{e0}e^2)^{1/2}$. La densité des électrons piégés est donnée par

$$N_e = \frac{n_e}{n_{e0}} = \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \frac{\exp(\beta\Phi)}{\sqrt{\pi|\beta|}} \operatorname{erf}(\sqrt{|\beta\Phi|}) \quad (3.77)$$

$$\simeq 1 + \phi - \frac{4}{3}b\Phi^{\frac{3}{2}} + \left(\frac{1}{2} + b\right)\Phi^2 + \dots$$

3.3.1 Établissement de l'équation non-linéaire modifiée

Pour établir l'équation non-linéaire modifiée, nous allons utiliser la technique de la perturbation réductive de Washimi et Taniuti [42]. Pour ce faire, nous introduisons les changements de variables suivants

$$\xi = \varepsilon^{1/2}(X - V_p T) \quad (3.78)$$

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

où ε est un paramètre qui mesure la petitesse de l'amplitude ou de la dispersion de l'onde et V_p représente la vitesse de phase linéaire. Les opérateurs différentiels du premier et du second ordre s'écrivent en fonction des nouvelles variables comme suit

$$\frac{\partial}{\partial X} \rightarrow \varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial^2}{\partial X^2} \rightarrow \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}$$

$$\frac{\partial}{\partial T} \rightarrow -\varepsilon^{1/2} V_p \frac{\partial}{\partial \xi} + \varepsilon^{3/2} \frac{\partial}{\partial \tau}$$

Par conséquent, les équations (3.74)-(3.76) peuvent être réécrites sous la forme

$$\frac{\partial N_i}{\partial \tau} - \frac{\partial (N_i V_i)}{\partial \xi} = 0 \quad (3.79)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial \tau} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (3.80)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = N_e - N_i \quad (3.81)$$

Les variables Φ , V_i et N_i sont alors développées en série de puissance de ε autour de leurs valeurs d'équilibre

$$\Phi = 0 + \varepsilon\Phi^{(1)} + \varepsilon^2\Phi^{(2)} + \dots \quad (3.82)$$

$$V_i = 0 + \varepsilon V_i^{(1)} + \varepsilon^2 V_i^{(2)} + \dots \quad (3.83)$$

$$N_i = 1 + \varepsilon N_i^{(1)} + \varepsilon^2 N_i^{(2)} + \dots \quad (3.84)$$

Les expansions (3.82)-(3.84) sont alors substituées dans les équations (3.79)-(3.81).

1- *Ordre le plus petit en $\varepsilon^{\frac{3}{2}}$* :

Dans ce cas de figure, les équations de base sont réduites à

$$-V_p \frac{\partial N_i^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial V_i^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \quad (3.85)$$

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} - V_p \frac{\partial V_i^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \quad (3.86)$$

$$\Phi^{(1)} - N_i^{(1)} = 0 \quad (3.87)$$

À partir de ces dernières équations, nous déduisons les relations suivantes

$$V_i^{(1)} = V_p N_i \quad (3.88)$$

$$N_i^{(1)} = \Phi^{(1)} \quad (3.89)$$

et à partir desquelles nous déduisons l'expression suivante

$$V_p = 1 \quad (3.90)$$

Cette dernière traduit la vitesse de phase du soliton acoustique ionique.

2- *Ordre suivant en ε* : En passant à l'ordre suivant en $\varepsilon^{\frac{5}{2}}$, les équations de base du modèle, en tenant compte des égalités (3.85)-(3.87), s'écrivent comme suit

$$\frac{\partial N_i^{(1)}}{\partial \tau} - V_p \frac{\partial N_i^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial V_i^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial N_i^{(1)} V_i^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \quad (3.91)$$

$$\frac{\partial V_i^{(1)}}{\partial \tau} - V_p \frac{\partial V_i^{(2)}}{\partial \xi} + V_i^{(1)} \frac{\partial V_i^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \xi} = 0 \quad (3.92)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^2} = \left(\frac{1}{2} + b \right) \Phi^{(1)2} + \Phi^{(2)} - N_i^{(2)} \quad (3.93)$$

Après simplification, on retrouve l'équation de type Korteweg-de Vries Modifiée suivante

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + \theta_3 \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} + \theta_4 \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0 \quad (3.94)$$

Où $\theta_3 = (2b + 1)$ est le coefficient de non linéarité et $\theta_4 = \theta_2 = 1/2$ est le coefficient de dispersion.

Solution de l'équation non-linéaire modifiée

Nous procédons de la même manière que dans la section précédente, la solution stationnaire et localisée est donnée par

$$\Phi(\xi, \tau) = \Phi_m \sec h^2 \left[\frac{(\xi - u_0 \tau)}{\Delta_2} \right] \quad (3.95)$$

avec $\Phi = \Phi^{(1)}$. Alors que Φ_m et Δ_2 représentent respectivement l'amplitude et la largeur du soliton et sont données par

$$\Phi_m = \frac{3u_0}{\theta_3} \quad (3.96)$$

$$\Delta_2 = \sqrt{\frac{4\theta_4}{u_0}} \quad (3.97)$$

3.3.2 Méthode de résolution numérique

L'intégration numérique de l'équation (3.95) nous a permis de représenter les profils de la perturbation au premier ordre du potentiel normalisé. L'amplitude des phénomènes non-linéaires devient plus large lorsque le paramètre de piégeage augmente.

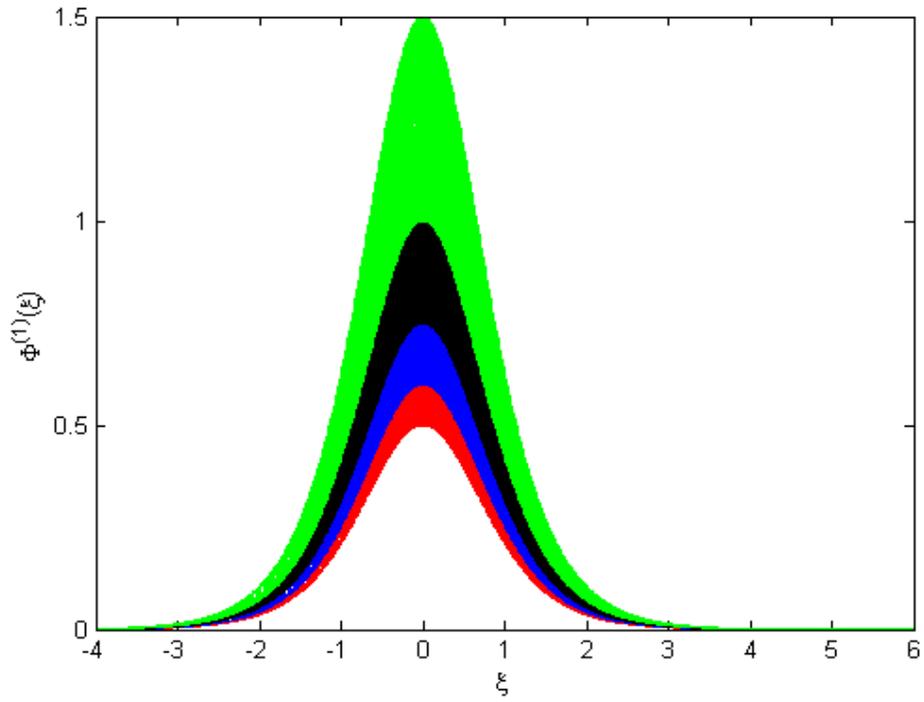


FIGURE 3.5 – Profils de l’amplitude de la perturbation au premier ordre du potentiel normalisé pour différentes valeurs du paramètre de piégeage $b = 0$ (rouge), $b = 5 \cdot 10^{-2}$ (bleu), $b = 10^{-1}$ (noir) et $b = 3 \cdot 10^{-1}$ (vert).

Conclusion

Nous nous sommes intéressés dans ce travail à l'étude de la détente d'un plasma complètement ionisé, en absence et en présence des phénomènes non-linéaires. L'évolution unidimensionnelle du plasma est décrite par un modèle hybride. Le plasma étant constitué d'électrons cinétiques et d'ions fluide, l'approche de résolution change selon que le plasma est quasi-neutre ou hors équilibre. Nous avons alors utilisé un modèle hybride couplé à l'équation de quasi-neutralité pour l'étude d'un plasma globalement neutre, constitué d'électrons piégés à l'intérieur de la couche de Knudsen et Maxwelliens en dehors de cette dernière, et un modèle hybride couplé à l'équation de Poisson pour l'investigation d'un plasma lorsque qu'il se produit un déséquilibre des charges positives et négatives

Nos résultats numériques révèlent que les effets non-linéaires sont très importants lorsque le plasma est hors équilibre. Ces derniers, font diminués la largeur du domaine de validité de l'approche théorique utilisée. La détente du plasma est alors ralentie à l'intérieur de la couche de Knudsen.

L'amplitude de la perturbation du potentiel au premier ordre augmente alors en fonction du paramètre de piégeage. Ceci peut être attribué à la séparation de charge qui permet de maintenir l'intensité du potentiel électrostatique.

Bibliographie

- [1] J. M. Rax, *Physique Des Plasmas*, Dunod, Paris, 2005.
- [2] T. Delage, *Optimisation du Dépôt de Films Minces*, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [3] B. M. Smirnov, *Physics of Ionized Gases*, Russian Academy of Sciences, 2001.
- [4] C. Chan, *Phys. Fluids*. **27**, 266 (1984).
- [5] M. Djebli, *Expansion des Plasmas Poussiéreux en Géométrie Sphérique*, Thèse de Doctorat, USTHB, 2004.
- [6] S. S. Mao, X. Mao, R. Greif, and R. E. Russo, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2464 (2000).
- [7] M. Widner, I. Alexeef, and W. D. Jones, *Phys. Fluids*. **14**, 765 (1971).
- [8] V. G. Eselevich and V. G. Fainshtein, *Sov. Phys. JETP*. **52**, 441 (1980).
- [9] R. K. Singh and J. Narayan, *Phys. Rev. B* 41. **13**, 8843 (1990).
- [10] S. Chapman and T. G. Cowling, *The Mathematical Thoery of Non-Uniform Gases*, Cambridge University Press, 1953.
- [11] S. Eliezer, A. Ghatak, and H. Hora, *Fundamentals of Equations of State*, World Scientific Publishing, 2002.
- [12] J. Denavit, *Phys. Fluids*. **22**, 1384 (1979).
- [13] E. Guyon, J. P. Hulin, and L. Petit, *Hydrodynamique Physique*, EDP Science, CNRS Edition, 2001.
- [14] M. R. H. Knowles, G. Rutterford, D. Karnakis, and A. Ferguson, *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* **33**, 95 (2007).

- [15] J. G. Lunney and R. Jordan, *Appl. Surf. Sci.* **127**, 941 (1998).
- [16] M. Bolshov, Y. Kasyanov, R. Feshchenko, and V. Krivzun, *Spectrochimica Acta Part B.* **63**, 324 (2008).
- [17] S. Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*, IOP, UK, 2002.
- [18] T. H. Maiman, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 564 (1960).
- [19] F. Breech and L. Cross, *Appl. Spectrosc.* **16** (1962).
- [20] H. M. Smith and A. F. Turner, *Appl. Opt.* **4**, 147 (1965).
- [21] D. Dijkkamp, T. Venkatesan, X. D. Wu, S. A. Shaheen, and N. Jisrawi, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 619 (1987).
- [22] J. Schou, S. Amoroso, and J. G. Lunney, *Laser Ablation and its Applications, Chapter 4 : Plume Dynamics, Volume 129*, Springer, 2007.
- [23] S. I. Anisimov and V. A. Khokhlov, *Instabilities in Laser-Matter Interaction*, Russian Academy for Science, Moscow, 1995.
- [24] P. Schaaf, *Prog. Mater. Sci.* **47**, 1 (2002).
- [25] S. Bakalova, A. Szekeres, S. Grigorescu, and E. Axente, *Appl. Phys. A.* **85**, 99 (2006).
- [26] P. R. Willmott and J. R. Huber, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 315 (2000).
- [27] J. Meijer, *J. Mater. Process. Technol.* **194**, 2 (2004).
- [28] M. Gower, *Opt. Express.* **7**, 56 (2000).
- [29] D. B. Chrisey and K. G. Hubler, *Pulsed Laser Deposition of Thin Films*, John Wiley and Sons, Inc, 1994.
- [30] K. A. Nowakowski, *Laser beam Interaction with Materials for Microscale Applications*, Thèse de Doctorat, Worcester Polytechnic Institute, 2005.
- [31] J. F. Ready, *Effects of High Power Laser Radiation*, Academic Press, New York, 1971.
- [32] L. J. Radziemski, D. A. Cremers, and M. Dekker, *Laser-Induced Plasmas and Application*, New York, 1989.
- [33] B. LeDrogoff, J. Margot, F. Vidal, S. Laville, and M. Chaker, *Plasma Sources Science and Technology.* **13**, 223 (2004).

- [34] D. Bennaceur-Doumaz and M. Djebli, *Physics of Plasmas*. **17**, 1 (2010).
- [35] R. Kelly and R. W. Dreyfus, *Surface Science*. **198**, 263 (1988).
- [36] T. E. Itina, W. Marine, and M. Autric, *J. Appl. Phys.* **85**, 7905 (1999).
- [37] A. Vertes, P. Juhasz, M. DeWolf, and R. Gibels, *International Journal of Mass Spectroscopy and Ion Processes*. **94**, 63 (1989).
- [38] F. Garrelie, J. Aubreton, and A. Catherinot, *J. Appl. Phys.* **83**, 5075 (1998).
- [39] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Russian Academy of Sciences, 2001.
- [40] D. Bleinera and A. Bogaerts, *J. Appl. Phys.* **101**, 083301 (2007).
- [41] R. Fermous, D. Bennaceur-Doumaz, and M. Djebli, *Phys. Lett. A* **376**, 500 (2012).
- [42] H. Washimi and T. Taniuti, *Phys. Rev.* **17**, 996 (1966).
- [43] F. Jędrzejewski, *Introduction Aux Méthodes Numériques*, Springer, Paris, 2001.
- [44] P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics*, Institute of Physics, Bristol, 2002.