

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE « HOUARI
BOUMEDIENE »
FACULTE DE PHYSIQUE



THESE

Présentée pour l'obtention du grade de DOCTORAT EN SCIENCES

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Physique Théorique de la Matière et des Hautes Energies

par : M. BARA Djemai

Sujet :

**L'accélération ionique dans l'expansion des plasmas produits par
laser : Etude théorique et numérique**

Soutenue publiquement le : 22 / 06 / 2016, devant le jury composé de :

M. DRIR Mahrez	Professeur	à l'USTHB	Président
Mme BENNACEUR-DOUMAZ Djamilia	Directrice de Recherche	au CDTA	Directrice de Thèse
M. DJEBLI Mourad	Professeur	à l'USTHB	Co-Directeur de Thèse
M. MOUSSAOUI Nourredine	Maître de Conférences / A	à l'USTHB	Examineur
Mme ABDELLI-MESSACI Samira	Directrice de Recherche	au CDTA	Examinatrice
M. NAIT AMOR Samir	Maître de Recherche / A	au CRAAG	Examineur

REMERCIEMENTS

Ce présent travail de thèse s'est déroulé entre le laboratoire LPT/USTHB et l'équipe PA/MIL/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 voudrais exprimer ma profonde gratitude à ma directrice de thèse Djamila. BENNACEUR-DOUMAZ, directrice de recherche, chercheur permanent au CDTA. J'ai beaucoup appris en travaillant avec elle, et ça dès le début de mon stage de Magister en juin 2010 jusqu'à nos jours. Je tiens à saluer la confiance dont elle a fait preuve et la remercier pour le temps et l'énergie qu'elle a consacrés à me diriger et à m'accompagner jusqu'aux derniers moments de ma thèse. Elle a été toujours prête à m'aider, j'ai beaucoup appris d'elle et son soutien dans les moments de découragement m'ont permis d'aller de l'avant. Elle a fait preuve d'une grande patience à chaque fois que des difficultés ont été rencontrées et a fourni les orientations, la liberté et le soutien intellectuel et financier (j'ai été recruté en tant qu'attaché de recherche au sein de l'équipe de recherche qu'elle dirige) nécessaires pour moi pour trouver mon chemin dans la science, malgré son horaire chargé et la double responsabilité professionnelle comme chef d'équipe et familiale à la fois. Pour une bonne continuité, j'espère que tout ira bien dans l'avenir.

Je voudrais remercier mon co-directeur Prof Mourad DJEBLI, qui a contribué énormément à toutes les tâches de ce travail jusqu'à la dernière minute, qui a toujours eu le temps d'aider, et faisait preuve de patience pour assurer le passage des différentes difficultés que je

rencontrais à chaque fois. Je tiens à le remercier de m'avoir orienté scientifiquement, et cela depuis que j'étais son étudiant en classe de magister, en 2009, de m'avoir considéré dès notre premier contact comme un membre de son équipe scientifique et pour ses encouragements et ses conseils.

Une mention spéciale est méritée pour Mme DOUMAZ et M. DJEBLI pour le choix de cette merveilleuse thématique dans laquelle j'ai passé cette période qui était très agréable. J'ai eu le plaisir de me développer scientifiquement pendant cette période, et je leur souhaite le meilleur dans leur carrière future. Aussi, je tiens à remercier Dr Toufik DOUMAZ pour son soutien, ses encouragements et ses conseils, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Merci au Professeur M. DRIR pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de soutenance de ma thèse. Je remercie également Dr S. ABDELLI-MESSACI, le Dr N. MOUSSAOUI et Dr S. NAIT AMOR pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail en acceptant 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 tiens également à remercier Dr K. ANNOU qui a contribué à ce travail, pour l'ambiance scientifique qu'elle a assurée à tout moment, j'ai partagé avec elle de nombreuses idées dans cette thématique. J'ai eu aussi la chance de travailler avec d'autres chercheurs au CDTA pour d'autres fins scientifiques, particulièrement avec Dr N. OUDINI, qui m'a permis de profiter de sa longue expérience dans le domaine de la simulation numérique dans les plasmas.

Je remercie tous les membres de mon groupe et mes collègues du Laboratoire de Physique Théorique de l'USTHB : Amine B. qui a contribué à ce travail, Faouzi M., Fayçal B., Rachid F. et Amina K.. J'ai pu bénéficier dans ce groupe d'une écoute et d'un soutien permanent. Je ne peux évidemment pas oublier de remercier l'ensemble de l'équipe au sein de laquelle j'ai eu la chance de profiter d'un chaleureux accueil dans la division des Milieux Ionisés et Laser du CDTA : merci à Noureddine M., Farida H., El-Hachemi A. et Kada B.,... qui ont été toujours de grands amis et auditeurs.

Enfin, ce travail n'aurait pu voir le jour sans le soutien de l'ensemble de mes proches dont

je tiens à saluer en premier lieu ma chère femme pour la confiance, la patience et la fidélité dont elle a fait preuve, qui a dû partager mes problèmes rencontrés et me supporter durant ces années. Un grand merci à mes parents, mes frères et sœurs et leurs petites familles, tous les membres de ma famille qui m'ont suivi de loin à Sétif. Une pensée toute particulière va à mes amis qui m'ont permis d'oublier la physique de temps à autre et qui ont été là lorsque j'en avais besoin : Moumen K., Nouredine H., Yazid K.,...

L'irradiation d'une cible métallique ou d'un plasma par des lasers intenses produit des ions très énergétiques. Ces sources d'ions ont des applications diverses comme en médecine, entre autres. Les travaux effectués au cours de cette thèse s'articulent autour de l'étude théorique des phénomènes physiques prenant place lors de l'interaction laser-plasma et qui ont un effet direct sur le processus d'accélération ionique associé à l'expansion du plasma. En effet, il a été démontré dans la littérature que les électrons éjectés de la cible lors de l'expansion d'un plasma créé par laser ne sont pas toujours Maxwelliens mais suivent des distributions loin de l'équilibre thermodynamique local, et qui sont solutions de l'équation de Vlasov. Pour étudier l'effet de ces électrons sur les profils de l'expansion, à savoir, la densité et la vitesse des ions, nous avons établi tout un modèle semi analytique monodimensionnel, en supposant la condition de quasi neutralité du plasma vérifiée tout le long de l'expansion. Les ions sont régis par les équations hydrodynamiques. Nous avons résolu les équations du modèle en utilisant un formalisme self-similaire, rendant la résolution numérique faisable. En premier lieu, nous avons introduit dans notre modèle, l'effet des électrons énergétiques suivant une distribution non thermique en vitesse, combiné avec celui des électrons piégés dans le puits de potentiel du plasma. Les résultats obtenus ont montré que la présence des électrons énergétiques et/ou piégés dans le plasma cause un renforcement où un ralentissement de l'expansion du plasma et affecte le processus d'accélération des ions, qui peuvent atteindre des vitesses plus importantes. La présence de deux températures électroniques étant mise en évidence par plusieurs

expériences de plasmas produits par laser, nous avons ensuite étendu l'étude à ce cas. Pour un plasma dont les électrons froids représentent l'espèce majoritaire, supposés en équilibre avec le potentiel du plasma et les électrons chauds hors équilibre, modélisés par une distribution non-maxwellienne dans l'accélération ionique, un modèle hydrodynamique approprié a été présenté. Nos efforts se sont ensuite concentrés sur la recherche d'une autre solution semi-analytique prenant en considération l'énergie cinétique maximale du front des ions accélérés par le champ électrique, induit par de séparation locale de charge. Ainsi, l'équation de Poisson incluse dans le modèle a permis de voir l'influence des effets non-thermiques sur le processus d'accélération ionique, à travers le spectre énergétique ionique.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale	1
1 Physique de l'accélération des ions par interaction laser intense-plasma	6
1.1 Introduction	7
1.2 Historique de l'évolution des caractéristiques des lasers et des accélérateurs laser-plasma	7
1.2.1 La technique d'amplification CPA	7
1.2.2 Interaction laser-matière	11
1.2.3 Accélérateurs laser-plasma	12
1.3 Généralités sur l'expansion des plasmas créés par laser	15
1.4 Processus de l'accélération ionique par laser	16
1.4.1 Accélération des ions via le mécanisme TNSA	16
1.4.2 L'accélération ionique via la Radiation Pressure Acceleration (RPA)	26
1.5 Propriétés des faisceaux de protons et d'ions lourds accélérés et leurs applications	27
1.5.1 Définition d'un faisceau de particules chargées	27
1.5.2 Propriétés des faisceaux de protons et d'ions lourds accélérés	28
1.5.3 Applications	30
1.6 Modélisation et simulation du mécanisme TNSA	31

1.7	Conclusion	32
2	Etude des effets combinés du piégeage et de la non-thermalité des électrons d'un plasma créé par laser sur l'accélération des ions dans le vide.	34
2.1	Introduction	35
2.2	Modélisation hydrodynamique du processus d'accélération ionique associé à l'expansion d'un plasma induit par laser dans le vide : Modèle de Gurevich . . .	36
2.2.1	Equations du modèle de base	37
2.3	Distribution des électrons non-thermiques et leur contribution dans l'accélération ionique	45
2.3.1	Modélisation des électrons énergétiques	46
2.3.2	Modélisation du phénomène de piégeage électronique : Piégeage de Gurevich	48
2.3.3	Équations du modèle et résolution numérique	50
2.4	Etude paramétrique	54
2.4.1	Choix des paramètres	54
2.4.2	Effet des électrons énergétiques	55
2.4.3	La vitesse ionique	57
2.4.4	Le potentiel et le champ électrostatique	57
2.4.5	Effet du puits de potentiel initial	60
2.5	Conclusion	62
3	Accélération ionique dans un plasma à deux composantes électroniques de différentes températures.	64
3.1	Introduction	65
3.2	Modèle à deux populations électroniques de distribution maxwellienne	66
3.2.1	Equations du modèle	66
3.2.2	Recherche des profils de l'expansion	67
3.2.3	Condition de rupture de la validité de l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma	68

3.2.4	Solution numérique et discussion des résultats	70
3.3	Modèle à deux populations électroniques avec deux distributions : maxwel- lienne et kappa	74
3.3.1	Fonction de distribution de Kappa	75
3.3.2	Modèle physique	77
3.3.3	Résolution numérique et discussion des résultats	79
3.4	Conclusion	82
4	Caractéristiques dynamiques du front ionique dans le processus d'accélération	84
4.1	Introduction	85
4.2	Modèle de Mora	85
4.3	Description du présent modèle	93
4.4	La solution self-similaire	94
4.5	Le champ électrique au front ionique en présence d'électrons suprathermiques	96
4.6	Vitesse et position du front ionique	98
4.7	Le spectre d'énergie et l'énergie ionique maximale	100
4.8	Conclusion	102
	Conclusion générale et perspectives	104
	Bibliographie	107

Contexte

L'idée d'accélérer des particules par laser ne date pas d'hier. En fait, elle remonte aux années 60 qui ont vu naître les premiers lasers. Il aura fallu attendre une trentaine d'années pour qu'apparaissent, à la fin des années 80, les premiers lasers intenses capables de produire des intensités lasers supérieures à $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ avec des durées d'impulsion inférieures à la picoseconde grâce à la technologie du Chirped Pulse Amplification (CPA) ou amplification à dérivée de fréquence [1, 2]. L'irradiation d'une cible solide ou d'un plasma par ces lasers donne naissance à de nombreux phénomènes physiques dont l'émission d'ions très énergétiques dans l'expansion du plasma. En effet, le rayonnement laser ionise la cible et chauffe les électrons instantanément à de hautes températures pour les éjecter de la cible. Ces électrons passent à travers la cible et produisent un champ de séparation de charge de plusieurs TeraVolt/m à la surface arrière de la cible, ce champ est assez fort pour former une gaine électronique quasi-statique et ioniser les atomes qui se trouvent à la surface arrière. Les ions chargés positivement (essentiellement des protons à cause de leur rapport charge/masse) sont alors accélérés [3]. Dans cette approche, des particules à haute énergie (jusqu'à des centaines de MeV) peuvent être générées avec des pulses femto-secondes, ultra-courts ($< 100 \text{ fs}$) avec des énergies laser ($< 100 \text{ J}$), parce que l'éjection de la matière d'une cible solide mince ($1 - 40 \mu\text{m}$) par ces lasers est plus facile et le volume chauffé de cette dernière permet à l'énergie laser d'être utilisée efficacement avec des taches focales des lasers

très petites ($\sim 1\mu m$). En conséquence, plus l'intensité laser est grande, plus l'énergie à laquelle sont accélérés les ions est grande. Dans les accélérateurs conventionnels qui utilisent des ondes électromagnétiques radiofréquence (RF) pour accélérer des particules chargées à des vitesses relativistes, le champ accélérateur dans ces cavités RF est limité à quelques dizaines de méga-Volts par mètre : au-delà, les parois de la structure, ionisées par le champ électrique, commencent à être endommagées (phénomène de claquage). Cette limite du champ explique pourquoi les accélérateurs deviennent de plus en plus grands, à titre d'exemple on peut citer l'accélérateur de particules LHC (Large Hadron Collider) à Genève : 27 km de circonférence. La longueur des accélérateurs ne pouvant croître indéfiniment, on comprend toute l'importance de chercher des solutions alternatives compactes à l'accélération de particules [4].

L'utilisation de plasmas s'avère donc une alternative intéressante : les plasmas étant des milieux ionisés (et donc déjà claqués), les problèmes de claquage ne se posent plus et des champs électriques très intenses peuvent s'y propager. Les accélérateurs laser-plasma permettent d'accélérer des particules sur des distances beaucoup plus courtes que dans un accélérateur de particules conventionnel. Par exemple, les électrons y atteignent des énergies de $100 MeV$ soit des vitesses de 0.99999 fois la vitesse de la lumière en un millimètre seulement. Les électrons sont accélérés très efficacement et sur de courtes distances par des champs électriques, les plus intenses produits en laboratoire. Cette technique atteint maintenant une certaine maturité et le contrôle des paramètres des faisceaux, l'amélioration de leur stabilité et de leur qualité permettent d'envisager leur utilisation. Ces faisceaux de particules de haute énergie (actuellement plusieurs centaines de MeV pour les électrons, quelques dizaines de MeV pour les protons) qui sont générés par l'irradiation de cibles solides avec des pulses lasers ultra-courts ont des propriétés uniques : grand nombre de particules accélérées (jusqu'à 10^{13} protons) avec une faible émittance sur une durée très courte (quelques $100 ps$) [5]. L'attention particulière qu'ont portée les physiciens aux ions émis en face arrière s'explique par les caractéristiques très intéressantes qu'ils possèdent, parmi lesquelles la largeur du spectre énergétique, la forte laminarité ainsi que la faible divergence des faisceaux mesurés. Dans

quelques applications pratiques d'accélération d'ions à de hautes énergies, il est très important non seulement d'accélérer les ions à de hautes énergies mais aussi de former des faisceaux d'ions mono-énergétiques (ou quasi-mono-énergétiques). Les valeurs d'énergie et de courant crête permettent d'envisager l'application de ces faisceaux dans des domaines aussi variés que la radiothérapie et radiobiologie, la science des matériaux, radiographie non destructive de la matière dense et leur utilisation pour l'étude de schémas de laser à électron libre compact pour la production de faisceaux X et XUV intenses [6].

Objectifs de la thèse

Les travaux effectués au cours de cette thèse s'articulent autour de l'étude théorique des phénomènes physiques prenant place lors de l'interaction laser-plasma et qui ont un effet direct sur le processus d'accélération ionique associé à l'expansion du plasma. Il a été démontré dans la littérature [5] que les électrons émis lors de ce processus avaient un rôle majeur dans l'accélération des ions dans les régimes d'intensité accessibles aujourd'hui, c'est pourquoi dans cette thèse, un intérêt particulier sera accordé à la dynamique de ces électrons. Ces derniers ne sont pas toujours Maxwelliens mais suivent des fonctions de distributions loin de l'équilibre thermodynamique local. Les électrons énergétiques ou nonthermiques qui sont éjectés les premiers dans ce processus ont ainsi un grand impact sur l'accélération effective des ions de même d'autres électrons de moindre énergie peuvent être piégés par les puits de potentiel non négligeables qui peuvent être créés dans le plasma et avoir aussi un rôle important dans l'accélération des ions. Il a été aussi prouvé expérimentalement [7] que le plasma n'était pas isotherme mais qu'il existait au moins deux populations électroniques : une minoritaire et accélérée émanant la première de la cible chauffée par laser et une autre dominante et froide, beaucoup moins énergétique que la première population. Notre contribution à travers cette étude sera donc consacrée à proposer des modèles théoriques simples dans l'approximation fluide qui considéreraient tous les phénomènes sus cités. L'accent sera mis sur le choix des fonctions de distribution électroniques qui prennent en charge la déviation des électrons de leur équilibre thermodynamique local dans un plasma non collisionnel,

non relativiste et non magnétisé en expansion dans le vide.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est organisé de la manière suivante. Dans le premier chapitre nous donnerons une description de la physique de l'accélération ionique lors de l'interaction de laser intense-plasma, nous définirons les étapes du mécanisme d'accélération TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) qui nous intéresse dans cette étude, nous détaillerons la physique régissant chaque étape. Aussi, nous nous intéresserons aux propriétés des faisceaux d'ions accélérés et leurs applications.

Ceci sera suivi par un deuxième chapitre, qui sera consacré à présenter le modèle analytique de base, le plus connu de l'expansion des plasmas. Celui-ci a porté sur la détente dans le vide d'un plasma semi-infini, quasi-neutre et isotherme, élaboré par Gurevich et al en 1966 [8] destiné essentiellement pour l'étude de l'expansion des plasmas de fusion par laser. Il a été prouvé plus tard, par Mora [9] que ce modèle restait valable même pour l'étude de l'accélération ionique dans les expériences d'interaction laser intense-plasma. C'est un modèle fluide, à une dimension. Le plasma considéré est non-collisionnel, complètement ionisé, non magnétisé, et non relativiste. Il est constitué d'électrons et d'une seule espèce d'ions régis par les équations hydrodynamiques, où la condition de quasi neutralité du plasma est supposée vérifiée tout le long de l'expansion. Nous introduirons le formalisme self-similaire rendant la résolution numérique faisable. Dans ce chapitre, nous proposerons notre modèle qui est l'extension de celui de Gurevich, qui va prendre en charge aussi bien les effets des électrons énergétiques suivant une distribution nonthermique en énergie que ceux des électrons piégés dans le puits de potentiel du plasma, couplés dans le même modèle, sur l'accélération ionique.

Le troisième chapitre consiste en l'étude de la présence de deux espèces d'électrons, une population froide avec une densité majoritaire et supposée en équilibre avec le potentiel du plasma et l'autre chaude, minoritaire et hors équilibre, modélisée par une distribution non-maxwellienne. L'étude est faite sur la contribution de chaque espèce d'électrons sur l'expansion.

sion du plasma et son accélération que ce soit près de la cible ou au front de l'expansion.

Nos efforts seront ensuite concentrés dans le quatrième chapitre sur l'étude des caractéristiques du front ionique du plasma en expansion en intégrant les effets nonthermiques des électrons. Nous aurons alors élaboré un autre modèle semi-analytique rendant compte de l'énergie cinétique maximale du front des ions accélérés par le champ électrique de séparation de charge induit par les électrons chauds qui traversent la cible. L'effet du champ est gouverné par l'équation de Poisson incorporée dans le modèle. Celui-ci permet de formuler des expressions empiriques pour le champ électrique, la vitesse et la position du front ionique à tout instant. Des expressions analytiques pour l'énergie ionique maximum et le spectre des ions accélérés dans le plasma seront déduites et discutées pour montrer l'influence des effets non-thermiques sur le processus d'accélération ionique.

Enfin, nous terminerons ce travail en résumant tous les résultats obtenus dans une conclusion en indiquant les perspectives à donner à ce travail.

CHAPITRE 1

PHYSIQUE DE L'ACCÉLÉRATION DES IONS PAR
INTERACTION LASER INTENSE-PLASMA

1.1 Introduction

Comme les lasers à haute intensité sont devenus utiles pour l'accélération des particules chargées par interaction laser-plasma, nous allons commencer ce chapitre par un bref historique de la technologie des lasers à haute intensité. En effet, ces dernières années, l'intensité laser a énormément augmenté atteignant les 10^{22} W/cm^2 au point focal, avec des pulses laser ultra courts atteignant les femtosecondes. L'énergie du laser est tellement forte, que la matière est ionisée immédiatement après son irradiation par le pulse du laser. Les particules ionisées forment un plasma : le quatrième état de la matière. Nous décrirons aussi les paramètres fondamentaux associés aux interactions du laser avec le plasma et les mécanismes d'absorption dominants qui gouvernent le transfert de l'énergie du pulse laser au plasma. Nous allons aussi décrire les mécanismes d'accélération des ions et les propriétés des faisceaux d'ions induits ainsi que leurs applications.

1.2 Historique de l'évolution des caractéristiques des lasers et des accélérateurs laser-plasma

Depuis la découverte du laser par Théodore Maiman en 1960 [10], le développement des lasers a connu un essor incroyable de par leurs applications et de l'autre par les nombreuses découvertes fondamentales qu'ils ont suscitées. La recherche et le développement sur les lasers a de plus permis d'étendre leurs propriétés vers des énergies considérables et des durées ultra courtes [2].

1.2.1 La technique d'amplification CPA

Le mérite de la découverte de ces lasers revient à la technique CPA (Chirped Pulse Amplification) ou Amplification à Dérive de Fréquences qui est une technique pour amplifier les pulses d'entrée des lasers, introduite à l'université de Rochester en 1985 par Gérard Mourou [11]. Le développement de cette technique a été motivé par la nécessité d'augmenter l'énergie des impulsions d'entrée des lasers afin d'explorer de nouveaux régimes d'interac-

tion laser matière accessibles uniquement par la théorie ou la simulation numérique. En effet, expérimentalement, à partir d'un seuil d'intensité autour de $10^{13} W/cm^2$, le transport de l'impulsion laser dans un matériau transparent entraîne des effets non-linéaires qui peuvent conduire à son endommagement. Les impulsions lasers que la CPA permet de générer sans endommager le milieu amplificateur du laser procèdent selon trois principales étapes comme illustré sur la figure 1.1.

- L'oscillateur, source du laser intense, génère une impulsion laser de quelques nanojoules et d'une durée de quelques femtosecondes. Dans une chaîne classique, celle-ci est directement amplifiée alors que dans une chaîne CPA un étireur à réseaux précède l'ensemble des étapes d'amplification. La première étape consiste donc, afin de réduire l'intensité de l'impulsion, à l'étirer. Ce processus s'effectue grâce à l'étireur qui en plus d'étirer l'impulsion laser dans le temps (plusieurs centaines de picosecondes) ordonne les fréquences de cette impulsion temporellement. On dit alors que le faisceau est " chirpé " (étiré).

- La deuxième partie du CPA consiste en l'amplification elle-même. L'impulsion laser, étirée temporellement, va traverser différents milieux amplificateurs (typiquement des cristaux Titane-Saphir dont le milieu est inversé par pompage avec un laser Nd :YAG). L'impulsion laser étant de longue durée, le milieu amplificateur peut céder son énergie à l'impulsion laser sans que celle-ci atteigne une intensité au-delà du seuil d'endommagement (10^{11} à $10^{14} W/cm^2$) des matériaux traversés.

- Dans cette dernière étape, l'impulsion est compressée à nouveau afin d'atteindre de très hautes intensités. Pour cela, elle passe dans un compresseur à réseaux où les différentes fréquences de l'impulsion laser suivent des chemins particuliers permettant en sortie d'obtenir une impulsion laser de courte durée (jusqu'à quelques femtosecondes).

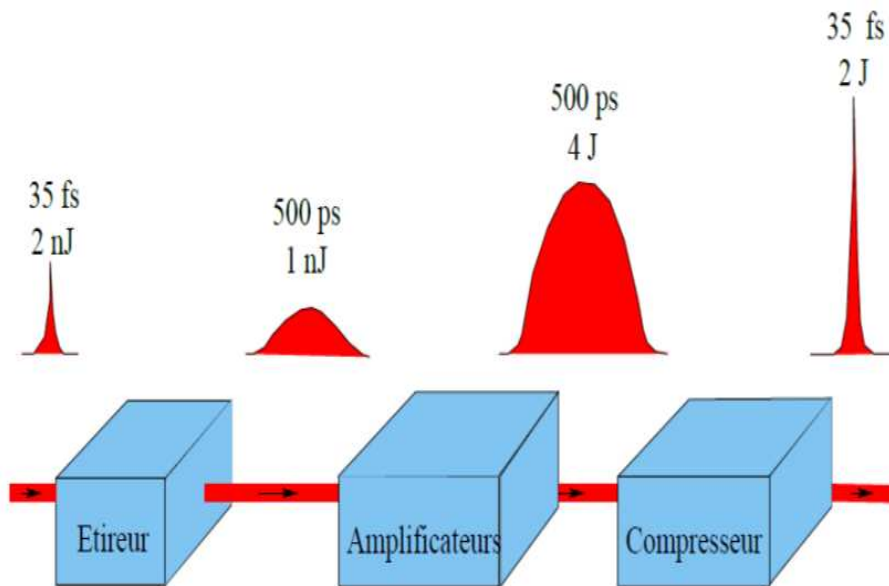


FIGURE 1.1 – Principe du CPA [12].

Avec cette technique, la construction de systèmes lasers compacts de classe Térawatt ou Pétawatt devient possible, permettant d'étudier l'interaction laser matière à des intensités extrêmes allant jusqu'à $10^{22} W/cm^2$, atteintes à ce jour. Cette nouvelle technique a permis de réduire considérablement la durée des impulsions en passant sous la barre de la picoseconde tout en gardant une quantité d'énergie importante (plusieurs centaines de mJ). L'intérêt de ce type de lasers est justifié pour les raisons suivantes :

- La durée de l'impulsion permet d'étudier des phénomènes très brefs, qui ne seraient pas accessibles par d'autres méthodes : plusieurs applications sont envisagées dans la physique des plasmas, la chimie, la biologie et la radiologie.

- Les niveaux d'intensité très élevés atteints avec le CPA ont poussé la physique de l'interaction laser-matière dans des régimes relativistes inexplorés jusqu'à présent. La figure 1.2 montre l'évolution des caractéristiques des lasers CPA au cours du temps.

Aujourd'hui, il existe de nombreuses installations à travers le monde capables de fournir de telles impulsions brèves avec des intensités très élevées. Le tableau représenté sur la figure 1.3 montre quelques installations de lasers CPA de par le monde avec les différentes caracté-

ristiques du laser : leur énergie ϵ_L , leur puissance P_L , leur durée d'impulsion τ_L , la taille de leur tache focale r_L , leur longueur d'onde λ_L et leur fréquence de tir.

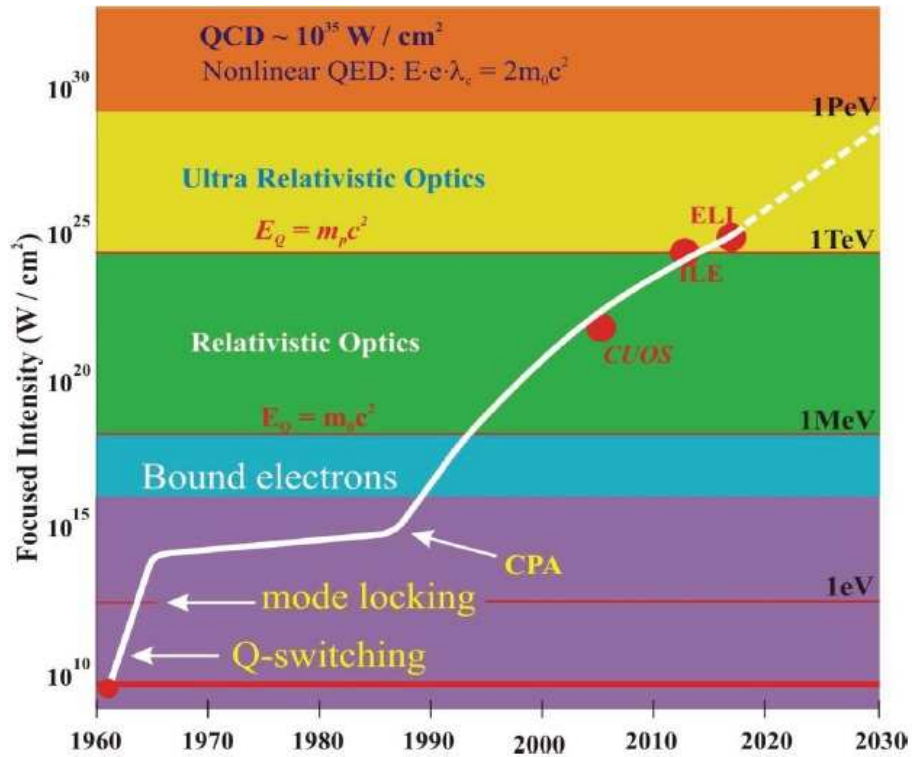


FIGURE 1.2 – Evolution de l'intensité laser au cours des années, adaptée de [2].

<i>Facility</i>	<i>Design Peak Power</i>	<i>Type</i>	<i>Pulse duration</i>	<i>Pulse Energy</i>
LLNL, USA	1.25 PW	Nd:glass	400 fs	500 J
RAL, UK	1 PW	Nd:glass/OPCPA	600 fs	600 J
ILE, Japan	1 PW	Nd:glass/OPCPA	700 fs	700 J
JAERI, Japan	1 PW	Ti:sapphire	20 fs	20 J
LULI, France	1 PW	Nd:glass	300 fs	300 J
Sandia, USA	1 PW	Nd:glass	500 fs	500 J
CELIA+CESTA, France	2 PW	Nd:glass	500 fs	1000 J
Jena, Germany	1 PW	Yb:glass	150 fs	150 J
GSI, Germany	1 PW	Nd:glass	400 fs	400 J
FOCUS Center, USA	1 PW	Ti:sapphire	25 fs	25 J

FIGURE 1.3 – Quelques systèmes laser CPA dans le monde [13].

Le tableau représenté sur la figure 1.3 montre quelques systèmes laser CPA dans le monde : MPQ : Max-Planck-Institute for Quantum Optics, Garching, Allemagne ; MBI : Max-Born-Institute, Berlin, Allemagne ; LULI : Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique-Univ. Paris VI, Palaiseau, France ; LANL : Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, USA.

1.2.2 Interaction laser-matière

L'interaction d'une onde électromagnétique avec la matière est principalement déterminée par son intensité ou irradiance $I_L = c E_L^2 / 4\pi$, où E_L est l'amplitude du champ électrique et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Pour différents seuils de l'intensité du pulse laser,

différents effets nonlinéaires sont produits.

A des intensités $\geq 10^{13} W/cm^2$, les effets nonlinéaires sont responsables de beaucoup d'applications importantes comme la génération d'harmoniques et de pulses attosecondes. Le régime relativiste est atteint à des intensités au delà de $10^{18} W/cm^2$. Ce régime est caractérisé par des vitesses relativistes des électrons accélérés par le laser. Dans ce cas, les effets relativistes et les effets du champ magnétique ne peuvent plus être négligés. Les électrons [14] comme les ions [15] peuvent être accélérés à des énergies de $1 GeV$ et de $58 MeV$, respectivement. De nombreux effets physiques nouveaux devraient être alors observés, comme la génération de champ magnétique intense [16], l'auto focalisation relativiste du faisceau laser [17–20], la génération de sillage électronique [21, 22] et la modification du spectre laser [23–25].

Dans un futur proche, l'intensité du laser va dépasser $10^{24} W/cm^2$ [5]. Des nucléons hautement énergétiques en collision entre eux peuvent mener à la fission ou fusion nucléaire, à la génération de mésons et des neutrons, etc. C'est le régime de la physique nucléaire.

Quand l'intensité du laser est encore plus élevée, plus de $10^{28} W/cm^2$. Les paires électron-positron sont créées, approchant le régime de l'électrodynamique quantique nonlinéaire (QED) [26].

1.2.3 Accélérateurs laser-plasma

Pour accélérer des particules, il faut leur communiquer de l'énergie. L'énergie est disponible sous différentes formes dans la nature. La seule force pouvant agir efficacement pour accélérer une particule est la force de Lorentz, d'où il découle que l'accélération ne concerne que les particules chargées. Les variations temporelles du champ magnétique, qui, en vertu de la loi de Maxwell-Faraday, font apparaître des champs électriques qui, eux, peuvent communiquer de l'énergie aux particules.

Les accélérateurs de particules sont des outils de base pour la recherche en physique des particules élémentaires, ils sont utilisés également dans diverses applications intéressantes telles que la physique nucléaire, la métallurgie, l'industrie des semi-conducteurs.

La production de faisceaux de particules de grandes énergies a permis de mieux comprendre la structure de la matière. Le principe de dualité onde-particule de Louis de Broglie [27] a montré en 1923, le lien étroit qu'il y a entre l'impulsion et la longueur d'onde associée à la particule. Ainsi, plus l'impulsion est importante, plus la longueur d'onde est courte. Le but d'un accélérateur est alors de communiquer la plus grande impulsion possible à des particules. Comme un microscope, il permettra de sonder des échelles d'espace de plus en plus réduites, ce qui permet d'étudier les différents niveaux de structures de la matière et les forces d'interaction qui agissent entre les particules. Les accélérateurs sont utilisés pour confirmer ou non les modèles d'unification des forces et élaborer des modèles cosmologiques sur la naissance et l'évolution de l'univers. Tous les accélérateurs sont basés sur un schéma physique simple qui consiste à accélérer des particules soumises à des champs électriques colinéaires à la trajectoire de celles-ci.

Actuellement, l'accélération de particules est très développée sur des accélérateurs de particules conventionnels. Dans ces accélérateurs, des ondes radio fréquences sont produites par des cavités, pour accélérer des particules chargées. Les phénomènes de claquage au sein des cavités, c'est à dire que les électrons sont arrachés des parois produisant ainsi la destruction de la structure accélératrice constituée en général d'un guide d'onde formé d'un diélectrique ou d'un conducteur plongé dans le vide, imposent une limitation du champ accélérateur à quelques dizaines de Mégavolts par mètre [28]. Pour atteindre des énergies plus élevées, afin d'étudier des phénomènes nouveaux, les scientifiques ont été contraints de construire des accélérateurs gigantesques (27 km de circonférence pour le synchrotron LHC au CERN). C'est la raison pour laquelle, pour sonder encore plus en profondeur la matière, il faut construire des accélérateurs circulaires avec des rayons de plus en plus grands. L'un des défis technologiques des décennies à venir est de réaliser des accélérateurs linéaires de longueur faible et délivrant des faisceaux d'électrons de plusieurs dizaines de TeV . Les accélérateurs actuels ne pourront jamais atteindre cet objectif. Cela a obligé les physiciens à penser de concevoir des accélérateurs bâtis sur une technologie complètement différente. Pour cela, il faut disposer de structures accélératrices supportant des champs électriques intenses de 100

à 1000 fois supérieurs à ceux disponibles dans les accélérateurs actuels et qui soient insensibles au phénomène de claquage. Seul le milieu plasma apparaît comme étant la meilleure chance pour réaliser cet objectif. En effet, le plasma est un milieu ionisé constitué d'ions et d'électrons qui interagissent via l'interaction électromagnétique. Il est insensible au phénomène de claquage et peut supporter des modes longitudinaux haute fréquence associés à la séparation de charge électron-ion. Ces ondes plasma électroniques peuvent aussi avoir des vitesses de phase proches de la vitesse de la lumière. Les champs électriques associés à ces ondes plasma, peuvent atteindre des intensités comprises entre 10 et $100\text{GV}/m$. Ces ondes ont les propriétés requises pour accélérer des particules dans, des domaines d'énergie jusque-là jamais atteints et également réduire d'un facteur 1000 la longueur des accélérateurs linéaires actuels et devenir de l'ordre du mm, nous en reparlerons plus en détail dans les sections qui suivent, dans ce chapitre.

Donc, les physiciens ont très vite tiré avantage de la très forte intensité d'un faisceau laser afin de trouver une alternative aux accélérateurs de particules conventionnels, qui n'arrivent pas à atteindre l'énergie des particules requise pour de nombreuses applications.

Depuis, les plasmas chauds et denses créés par lasers se sont révélés des sources de particules accélérées à des grandes énergies. Ainsi, des sources laser-plasma émettant des faisceaux des ions et des protons ont été démontrées. Par ailleurs, dès la fin des années 1990, la possibilité d'étendre le rayonnement laser à des intensités atteignant l'extrême ultra relativiste a été démontrée expérimentalement [29]. Depuis cette période, d'importants progrès ont été réalisés pour maîtriser ces sources de particules énergétiques et, récemment, augmenter leurs performances. Aujourd'hui, en raison de leurs dimensions compactes, ces sources deviennent une alternative complémentaire aux grands instruments que sont les accélérateurs de puissances à base plasma-laser [30].

Les techniques d'accélération ont connu un bond prodigieux en 60 ans, où on est passé d'une énergie de l'ordre du MeV à celle du TeV .

1.3 Généralités sur l'expansion des plasmas créés par laser

L'étude de la physique de l'accélération des ions qui est l'objectif de cette thèse, est fortement liée aux mécanismes d'expansion d'un plasma dans un vide, puisque l'accélération efficace des ions se fait à l'interface plasma-vide dans la plupart des schémas étudiés.

Les plasmas produits par laser sont formés lorsque la lumière laser de haute intensité est étroitement focalisée sur une cible solide (ou tout autre état de la matière). Les propriétés des plasmas produits par laser dépendent de la durée de l'impulsion laser, de la longueur d'onde et de l'énergie, ainsi que la taille du spot focalisé et de la forme d'impulsion. Tout aussi importants sont les propriétés de la cible, tels que la géométrie (à l'échelle microscopique ou macroscopique), le poids atomique des éléments constitutifs, la densité, la réactivité de surface, la conductivité thermique, le coefficient de réflexion, le coefficient d'absorption, etc.

L'expansion d'un gaz est régie par le gradient de pression qui est créé dans le milieu. 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, les électrons chauds tendent à s'extirper de leur volume initial créant ainsi une séparation de charges au voisinage du bord. Le champ électrique associé à la gaine non neutre tire les ions dans la même direction que l'expansion thermique des électrons.

C'est à travers ce modèle simple que s'élaborent les différentes théories d'expansion de plasma. Au sein de la détente, l'énergie qu'acquière les ions pendant leur accélération provient 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 [6]. Une partie des électrons chauds s'éloignent des ions et forment alors une double couche électrostatique de largeur λ_D . La séparation de charge s'étend typiquement sur quelques longueurs de Debye, dont la valeur caractéristique est le micron. A cette zone non neutre est associé un champ électrostatique de l'ordre du TV/m qui accélère les ions perpendiculairement à la face arrière. On observe alors une expansion du plasma avec à son front une gaine de Debye d'électrons chauds. Ces électrons transfèrent peu à peu leur énergie aux ions et la séparation de charge relative à la gaine décroît progressivement jusqu'à la

fin de l'accélération, qui est déterminée par un refroidissement significatif de la population électronique [6].

1.4 Processus de l'accélération ionique par laser

Les résultats des simulations numériques proposées par Wilks au début des années 90 [31], et les simulations tridimensionnelles qui viennent quelques années plus tard [32], s'accordent à dire qu'il existe deux régimes d'accélération ionique : le régime du TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) et le régime du RPA (Radiation Pressure Acceleration). Ces deux régimes correspondent à des intensités de 10^{18} à $10^{23} W/cm^2$ pour le premier et au-delà de $10^{23} W/cm^2$ pour le second. Il est possible de rajouter un troisième régime qui correspond à l'accélération par choc électrostatique. Les études de Silva et al. [33] ont ainsi montré que pour des intensités élevées et dans certaines conditions de densité de cible et d'épaisseur, des protons de la face avant peuvent être accélérés à des énergies considérables par un choc électrostatique possédant une vitesse élevée sur lequel les protons peuvent se réfléchir.

L'étude de ces différents régimes d'interaction est primordiale pour comprendre l'influence des paramètres du laser et de la cible sur le processus d'accélération ionique.

1.4.1 Accélération des ions via le mécanisme TNSA

Les toutes premières observations expérimentales de faisceaux d'ions émis en face arrière d'une cible solide ont été publiées en 2000 par trois groupes de recherche indépendants [34–36]. Ces expériences ont montré la possibilité d'accélérer des protons jusqu'à $58 MeV$ avec un laser de puissance. Ce n'est qu'une année après en 2001, que ce mécanisme d'accélération a été proposé par Wilks et al. [37] pour expliquer les résultats expérimentaux obtenus [38,39]. La théorie TNSA, elle, est basée sur des travaux antérieurs relatifs à l'expansion de plasma dans le vide [40,41]. Nous allons décrire en détail ce processus qui est le plus communément utilisé et cité dans de nombreuses expériences d'accélération et surtout sur lequel nous avons basé notre travail de thèse. L'accélération de particules par laser permet de générer des faisceaux

d'électrons, d'ions, de neutrons ou de rayons X. Elle est le fruit de mécanismes complexes qui mettent en jeu le chauffage de la cible, le transport électronique et le transfert énergétique électrons - protons.

Le processus d'accélération TNSA est basé essentiellement sur quatre étapes schématisées sur la figure 1.4.

- **Étape 1** : Interaction laser-cible solide et création du pré-plasma.
- **Étape 2** : Accélération des électrons libres du pré-plasma par onde plasma.
- **Étape 3** : Transport des électrons chauds dans la cible.
- **Étape 4** : Accélération des ions dans le vide à la face arrière de la cible.

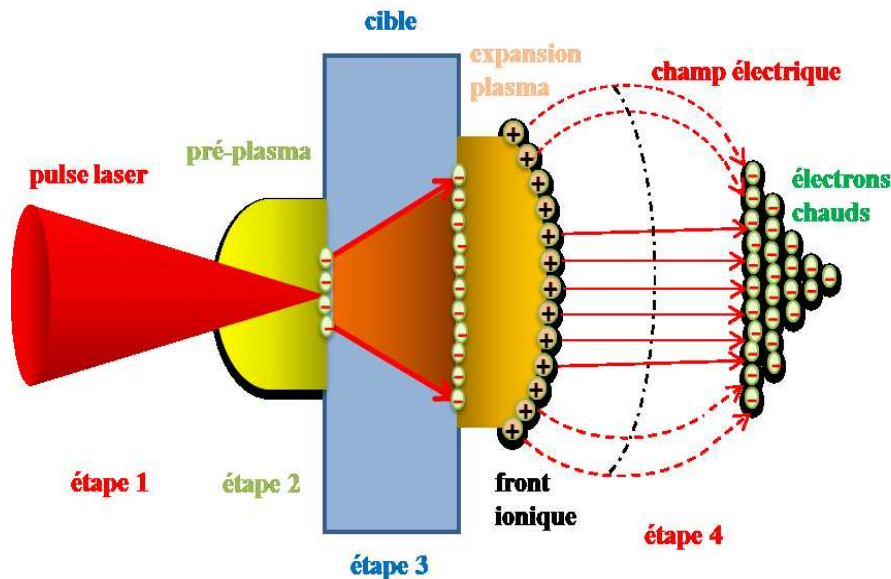


FIGURE 1.4 – Schéma des quatre étapes principales du processus d'accélération ionique par interaction laser intense-cible solide.

Étape 1 : Interaction laser-cible solide et création du pré-plasma

Une caractéristique intrinsèque du CPA est que l'impulsion laser ainsi produite est toujours accompagnée d'un piédestal appelé aussi pré-pulse, d'une durée de l'ordre de la nanoseconde et d'intensité de l'ordre de $10^{12} W / c m^2$. Le rapport entre l'intensité du pic principal et celle du pré-pulse définit le contraste temporel du laser [42].

Suite à l'interaction du pulse laser avec une cible d'épaisseur de l'ordre de μm , une quantité d'énergie suffisante est déposée. Cette dernière permet l'éjection des électrons qui sont, par la suite, accélérés par le champ laser. Ces électrons vont ensuite transmettre leur énergie aux autres électrons du réseau d'atomes par chocs et provoquer une avalanche d'ionisation, laquelle sera suivie d'une expulsion de matière qui se transforme rapidement de l'état solide froid à l'état d'un plasma chaud appelé pré-plasma [43]. Les électrons éjectés sont donc accélérés dans le champ laser et gagnent de l'énergie cinétique. Cette énergie est transformée en énergie thermique par les collisions électron-électron. Il en résulte une augmentation de la température. Les électrons libres du pré-plasma oscillent dans le champ électromagnétique du laser et subissent des collisions aléatoires avec les ions. A cette étape, l'absorption collisionnelle ou le chauffage par bremsstrahlung inverse est le mécanisme d'absorption dominant. Cette absorption collisionnelle est dominante plutôt à des faibles intensités laser, mais devient négligeable au-delà de $10^{15} W / c m^2$ [43].

Ce plasma va s'étendre dans le vide, dans la direction opposée à la propagation du laser. Le plasma est caractérisé par deux paramètres de base qui concernent sa dynamique et la propagation du pulse à travers lui. Le premier est la longueur de Debye qui mesure la région où les effets collisionnels sont importants, elle est donnée en fonction de la température T du plasma et de sa densité électronique n_e :

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_e e^2} \right)^{1/2}$$

Tout au long de cette thèse, la température du plasma T sera représentée par une énergie en prenant $k_B = 1$.

Le second paramètre est la fréquence des oscillations électrostatiques qui sont créées grâce à la fluctuation de densité électronique :

$$\omega_p = \left(\frac{e^2 n_e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2},$$

m_e est la masse de l'électron et ϵ_0 est la permittivité du vide.

Le laser ne pourra alors se propager que lorsque sa pulsation $\omega_L = 2\pi c/\lambda_L$ sera supérieure à ω_p . On définit alors la densité critique du plasma comme la densité limite pour laquelle l'onde laser peut encore se propager dans le plasma :

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega_L^2}{e^2}.$$

Le pré-plasma se détend en générant une onde de choc qui se propage vers l'intérieur de la cible. Le laser interagit alors avec le pré-plasma qui se détend dans le sens inverse de la propagation du faisceau laser. Dans cette dynamique le plasma présente des gradients de densité et de température électroniques.

Par la suite, le pulse principal du laser avec une intensité supérieure à $10^{18} \text{W}/\text{cm}^2$ va interagir avec le pré-plasma et va générer un certain nombre d'électrons chauds près de la surface critique. Durant cette interaction, l'énergie du laser est absorbée par les électrons du pré-plasma selon des processus d'absorption non-collisionnelle à travers plusieurs modes de chauffage, nous citons à titre d'exemple, le chauffage $j \times B$.

Le chauffage $j \times B$ [44] dépend du terme $v \times B$, la composante magnétique de la force de Lorentz. Le mouvement des électrons est dominée par cette composante pour des intensités laser relativistes qui cause une oscillation longitudinale à une fréquence $2\omega_L$ pour des pulses laser polarisés linéairement. La force $j \times B$ peut accélérer les électrons pour un gradient de densité raide et le chauffage en résulte. Évidemment, cette force n'est efficace qu'à des incidences normales et des intensités relativistes. Une estimation grossière de la température de ces électrons rapides est simplement donnée par l'énergie pondéromotrice des électrons oscillant dans les champs transverses du laser incident [45, 46] :

$$T_e \sim (\gamma - 1)m_e c^2 \text{ où } \gamma \text{ est le facteur relativiste.}$$

Étape 2 : Accélération des électrons libres du pré-plasma par onde plasma

Les électrons ont un rôle majeur dans l'accélération des ions dans les régimes d'intensité accessibles aujourd'hui, c'est pourquoi dans ce qui suit, un intérêt particulier sera accordé aux mécanismes d'accélération et à la dynamique de ces électrons.

L'accélération des 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 [47] 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 accélération par sillage laser LWFA (Laser Wake Field Acceleration). Les auteurs ont proposé un mécanisme d'accélération des électrons à des énergies élevées (jusqu'à $40 MeV$) sur une courte distance (quelques cm) par laser. La force pondéromotrice non-linéaire du 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.

La force pondéromotrice est la force exercée par une onde électromagnétique arrivant sur un plasma. C'est un effet non-linéaire et agit comme une pression. Dans l'accélération pondéromotrice, les électrons dans le vide, gagnent de l'énergie laser par la force pondéromotrice, qui est une force dirigée longitudinalement, et résulte de l'effet combiné du champ électrique transverse et du champ magnétique sur l'électron. Au niveau de l'interaction laser-plasma, la force pondéromotrice dévie les électrons du plasma de leur position d'équilibre, dans l'axe du laser, cette force a pour caractéristique d'expulser les électrons des zones de champ fort. Les électrons initialement au repos, se mettent alors à osciller, générant une forte onde de sillage, c'est-à-dire une perturbation de la densité d'électrons, aussi appelée "onde plasma". A cause de leur plus grande masse, les ions restent immobiles créant une force électrostatique de rappel. Les électrons vont créer des régions de charge nette positive et de charge négative. Ce qui forme un champ de sillage électrostatique qui se propage avec le pulse laser avec une vitesse proche de celle de la lumière, qui peut piéger et accélérer les électrons chauds.

L'onde plasma est créée par la perturbation de densité électronique longitudinale dans le plasma δn_e qui peut s'exprimer de la façon suivante : $\delta n_e/n_e = \delta \sin(\omega_p t - k_p z)$, $\delta n_e = n_e - n_{e0}$ où δ représente l'amplitude de l'onde plasma, comprise entre 0 et 1. C'est un mode longitudinal de propagation du champ électrique associé, c'est à dire parallèle au vecteur

d'onde k_p .

Le champ électrique induit par la séparation de charges peut ensuite être calculé en utilisant l'équation de Poisson, soit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\frac{e \delta n_e}{\epsilon_0}$$

Le champ électrique s'écrit alors :

$$E(\vec{z}, t) = -\frac{\delta n_e}{\epsilon_0} \frac{1}{k_p} \cos(\omega_p t - k_p z) \vec{e}_z = -\frac{\delta n_e}{\epsilon_0} \frac{c}{\omega_p} \cos(\omega_p t - k_p z) \vec{e}_z = \delta E_0 \cos(\omega_p t - k_p z) \vec{e}_z$$

Cette technique nécessite un laser de puissance d'intensité supérieure à $10^{18} W/cm^2$ qui est focalisé sur une cible, permet de créer des faisceaux d'électrons aux propriétés particulièrement originales (brièveté, énergie, émittance, charge) pouvant mener à des applications très intéressantes.

Le champ électromagnétique associé au laser n'est pas idéal pour accélérer d'une façon directe les électrons libres du pré-plasma, 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 l'onde plasma comme intermédiaire. Excitée par le laser, elle permet de créer un champ électrostatique longitudinal propice à l'accélération des électrons [48], comme le montre la figure 1.5 qui représente le profil du champ électrique associé à cette onde plasma relativiste créé par une impulsion laser gaussienne polarisée linéairement. L'impulsion laser (en ligne continue) crée une perturbation de densité électronique (en pointillés). Cette figure montre la perturbation de densité normalisée à la densité initiale $\delta n/n_0 = n/n_0 - 1$ et le champ électrique normalisé à leur valeur initiale E_z/E_0 , z étant la direction de propagation.

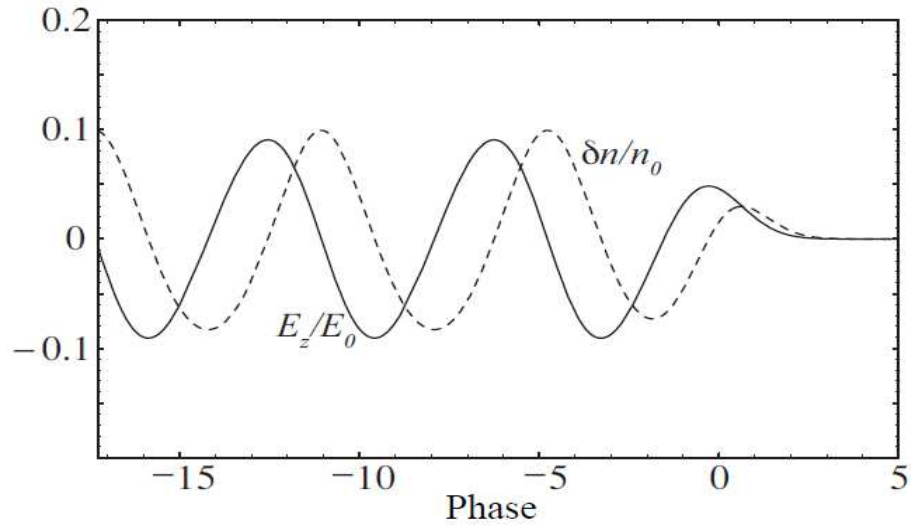


FIGURE 1.5 – Principe d’excitation de l’onde plasma par laser [27].

La figure 1.6 montre, le cas d’un électron test unique piégé dans l’onde plasma. L’électron va gagner de l’énergie de l’onde, s’il est situé dans une phase d’accélération, et possède surtout une énergie initiale suffisante pour être piégé par l’onde, il sera donc accéléré et gagne suffisamment de l’énergie de l’onde accélératrice. En réalité le piégeage massif de particules modifie les champs électriques et déforme l’onde plasma [49].

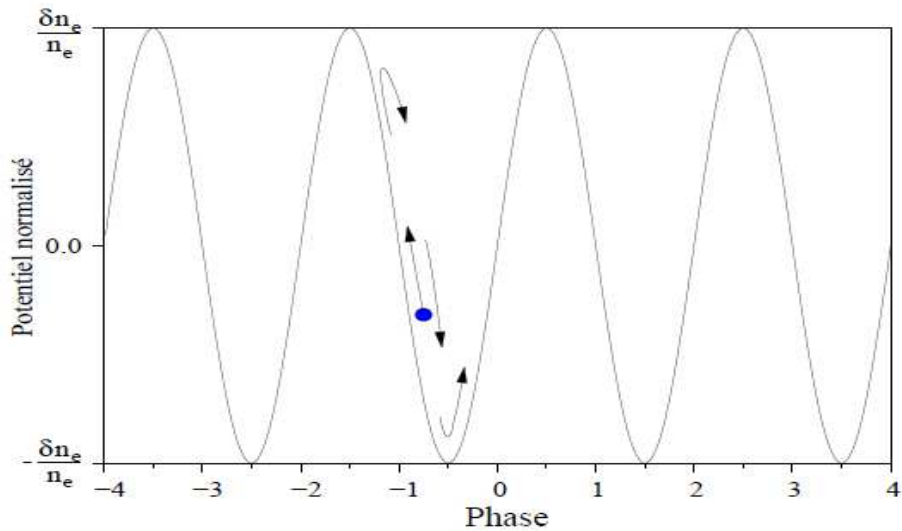


FIGURE 1.6 – Principe de piégeage électronique par l’onde plasma [50].

Mais le champ électrique maximal que peut supporter une onde plasma est limité par le déferlement. Le déferlement a lieu lorsque tous les électrons qui 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 celle-ci [48].

Du point de vue expérimental, le schéma de principe de la technique d'accélération des électrons dans une onde plasma excitée par laser est représenté sur la figure 1.7 suivante. Un jet de gaz de quelques millimètres de long est irradié par une impulsion laser titane-saphir (*Ti : Sa*) ultra-intense et ultra brève ($\sim 80\text{ fs}$) alors le gaz est ionisé et transformé rapidement à l'état plasma. Au cours de l'interaction, le laser génère une onde plasma dans laquelle des électrons du milieu sont piégés et accélérés à de hautes énergies. Il en ressort un faisceau d'électrons très collimaté, de forte charge, ayant une largeur temporelle à mi-hauteur de quelques dizaines de femtosecondes et pouvant avoir un spectre quasi monoénergétique (tous les électrons ont quasiment la même vitesse) [51].

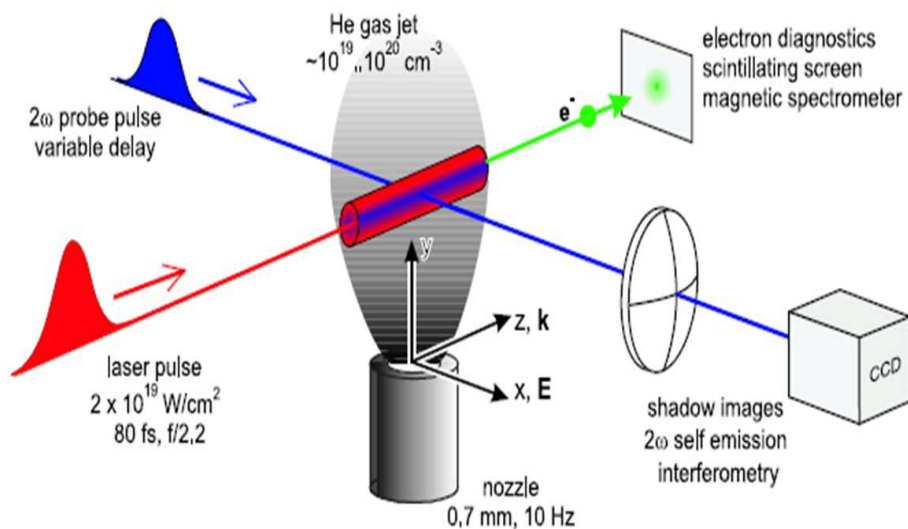


FIGURE 1.7 – Principe de base de la technique d'accélération des électrons en présence d'une onde plasma et d'une impulsion laser [51].

Étape 3 : Transport des électrons chauds dans la cible

Le faisceau intense d'électrons, issu de l'interaction laser pré-plasma, atteignant des vitesses relativistes et des énergies de plusieurs MeV qui lui permet de traverser la cible, génère un champ électrostatique qui tend à éjecter les électrons du pré-plasma hors du faisceau. Le champ magnétique, lui, est source du champ accélérant des électrons du pré-plasma dans le sens inverse du courant incident : c'est le courant de retour. Ces processus assurent la neutralité du milieu et se mettent en place sur une échelle de temps de l'ordre de la femtoseconde. On distingue alors deux populations d'électrons : les électrons chauds qui sont les électrons du faisceau incident et les électrons froids qualifiant ceux du pré-plasma assurant le courant de retour. Le courant incident génère un champ magnétique intense qui empêche sa propagation dans le vide [52]. Lors de cette interaction du faisceau laser avec la matière, des champs électriques extrêmes sont produits.

Quand les électrons atteignent la face arrière de la cible, il n'y a qu'une fraction de ces électrons, les plus rapides, qui peut s'échapper de la cible alors que le reste est piégé par le potentiel Coulombien qui en résulte. Ces derniers retournent à la surface de la cible et commencent à osciller. Ceux qui ont réussi à s'échapper dans le vide créent une gaine électronique. Cette séparation de charge génère un champ électrique surfacique tendant à faire revenir les électrons à l'intérieur de la cible et accélère les ions en expansion. Ce phénomène de recirculation dans la cible impose à une large partie du faisceau d'être confiné dans le plasma. Un calcul théorique [53] prédit que les électrons les moins rapides (typiquement $< 5MeV$) sont en majorité rappelés vers la cible. Les électrons plus énergétiques peuvent s'échapper ou revenir selon leur énergie initiale. La recirculation est d'autant plus efficace (davantage d'électrons sont rappelés vers la cible) que la densité d'électrons rapides est importante. C'est aussi pourquoi, en utilisant des cibles de taille réduite, les électrons traversent de nombreuses fois le plasma et on parvient à augmenter grandement l'énergie déposée, et donc la température [54].

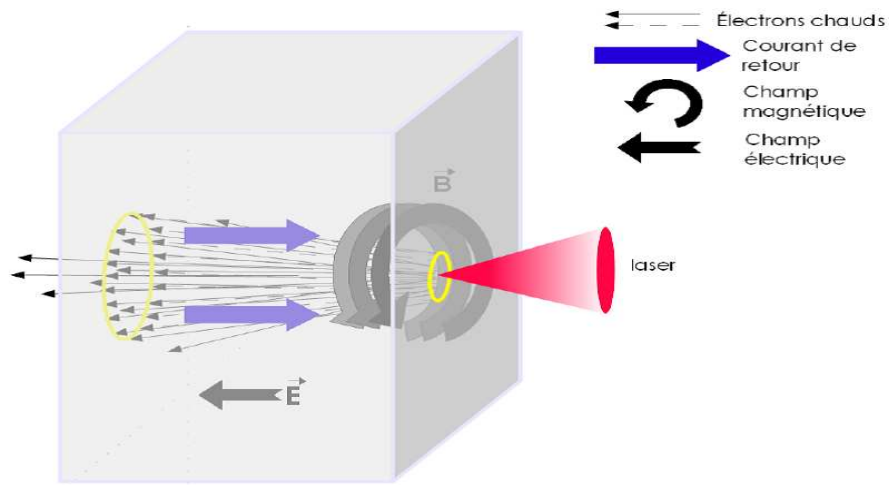


FIGURE 1.8 – Schématisation du transport d'un faisceau d'électrons dans une cible solide [55].

Étape 4 : Accélération des ions dans le vide à la face arrière de la cible

Le champ électrique est principalement parallèle à la normale de la cible et aussi l'accélération ionique est très bien alignée le long de cette direction d'où le nom de "Target Normal Sheath Acceleration". Les particules chargées les plus accélérées sont les protons puisqu'ils ont la plus grande vitesse par rapport aux autres ions. Ils proviennent aussi des couches de contaminant (hydrocarbures, eau) déposées à la surface de la cible au contact de l'air ambiant. Enfin, les protons accélérés quittant la face arrière de la cible se propagent ensemble avec les électrons formant un nuage de plasma quasi-neutre. Les paramètres de la cible n'ont alors pas d'influence directe sur l'accélération ionique mais sur la génération des électrons énergétiques par le couplage de la face avant de la cible avec l'impulsion laser. Le plasma se détend dans le vide à une distance très courte où les ions atteignent des énergies de 67MeV [56].

A l'avant du front ionique en expansion, quand les électrons perdent leur énergie par refroidissement adiabatique ou en accélérant les ions, la longueur de Debye va devenir égale à la longueur caractéristique des ions. Dans ce cas là, il n'y a plus de forte séparation de charge et donc pas de champ électrostatique et le processus d'accélération s'arrête.

Les ions créés en face arrière de la cible présentent des caractéristiques de faisceaux uniques (courte durée, haute énergie, faible émittance, etc.) qui font d'eux des candidats idéaux pour plusieurs applications. Toutefois, l'utilisation des faisceaux d'ions créés avec ce mécanisme d'accélération présente quelques inconvénients : le caractère quasi-Maxwellien du spectre des ions conduit à une forte dispersion de l'énergie des ions ce qui est problématique pour les applications [57], ensuite la divergence latérale du faisceau d'ions mène à un élargissement et à une diminution de la couche accélératrice d'ions. Par ailleurs en fonction de la géométrie de la cible, l'énergie des ions peut être augmentée grâce à la re-circulation des électrons confinés dans un volume très faible de la cible [58].

1.4.2 L'accélération ionique via la Radiation Pressure Acceleration (RPA)

Du fait des nombreuses contraintes qui pèsent sur le TNSA, notamment le spectre quasi-Maxwellien des ions, la forte dépendance en fonction des électrons rapides, d'autres mécanismes de génération d'ions ont été explorés, et en particulier la RPA (Radiation Pressure Acceleration) qui est efficace à des intensités laser de l'ordre de 10^{23} W/cm^2 .

Le RPA est schématisé dans la figure 1.9. Il peut être décrit comme suit : une cible ultra fine de l'ordre du nm est irradiée par un pulse laser polarisé circulairement, ionisant tous les atomes. Les électrons de la surface avant de la cible sont poussés au-delà de la cible par la pression due à la force pondéromotrice du laser qui les accélère rapidement (créant une couche d'électrons très dense), les ions du fait de leur forte inertie restent immobiles en arrière. En conséquence, une zone de déplétion en électrons se forme. Ensuite l'équilibre entre la force de pression des photons et la force électrostatique créée par la séparation de charges permet d'accélérer les électrons et les ions comme un seul bloc au cours de la propagation de l'impulsion laser au travers de la cible [59]. Le laser transfère toute sa quantité de mouvement à la cible avant d'être réfléchi au niveau de la couche critique. Comme résultat, le faisceau ionique est très mono-énergétique [60], propriété recherchée dans les applications.

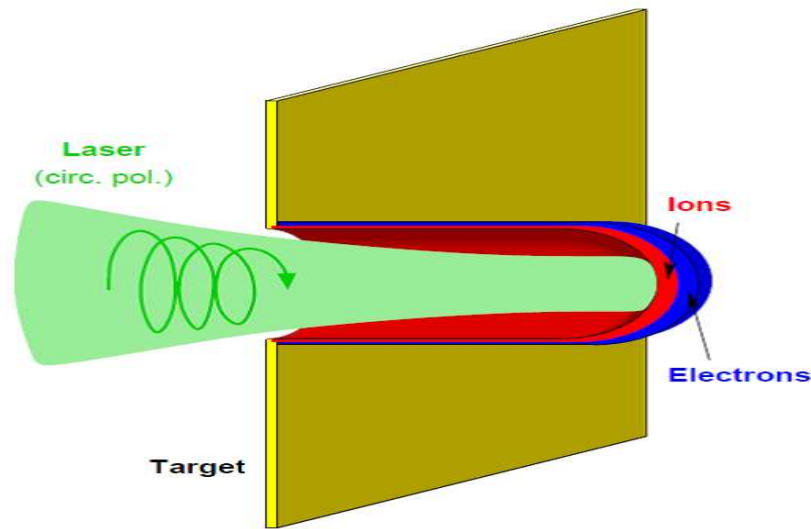


FIGURE 1.9 – Schéma du RPA [61].

1.5 Propriétés des faisceaux de protons et d'ions lourds accélérés et leurs applications

1.5.1 Définition d'un faisceau de particules chargées

Un faisceau de particules chargées est un groupe de particules qui ont environ la même énergie cinétique et qui se déplacent à peu près dans la même direction. Habituellement, les énergies cinétiques sont beaucoup plus élevées que les énergies thermiques des particules à des températures ordinaires. L'énergie cinétique élevée et une bonne directivité de particules chargées dans les faisceaux les rendent utiles pour les applications. Les faisceaux de particules chargées ne sont pas isotropes et habituellement presque mono-énergétiques. Dans un sens, l'objectif principal de la technologie des faisceaux est de créer des distributions nonmaxwelliennes et de les conserver sur des échelles de temps fixées par l'application.

Un faisceau est un flux ordonné de particules chargées. Un ensemble désordonné de particules, comme le plasma thermique ne constitue pas un faisceau.

La figure 1.10 illustre la différence entre un faisceau et un plasma.

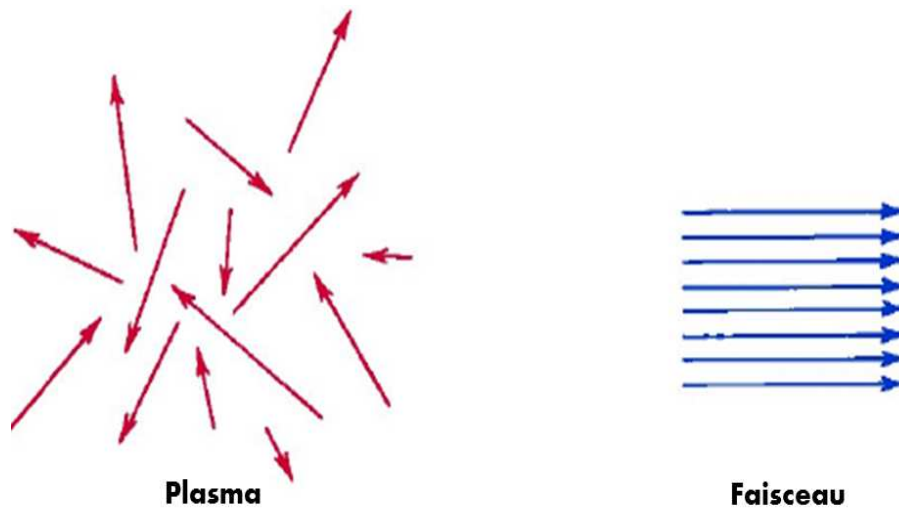


FIGURE 1.10 – Les trajectoires des particules dans un plasma par rapport à un faisceau. Les flèches représentent les vecteurs de vitesse.

1.5.2 Propriétés des faisceaux de protons et d'ions lourds accélérés

Comme le but des expériences d'accélération de particules par laser est de réussir à avoir le maximum d'énergie possible pour les diverses applications, plusieurs optimisations de certains paramètres de l'interaction laser matière doivent être faites et étudiées pour avoir de meilleurs faisceaux.

Ces faisceaux (ions ou protons) sont influencés par des paramètres physiques, tels que :

a- Les paramètres du laser : la durée d'impulsion laser, l'intensité du laser utilisé, la dimension de la tache focale et l'angle d'incidence.

b- Les caractéristiques de la cible : sa géométrie, son épaisseur et la nature du matériau qui la constitue.

c- Les électrons du plasma en expansion : la proportion des électrons énergétiques et leur densité, leur fonction de distribution et leur température. Les paramètres du laser et les caractéristiques de la cible utilisés dans le processus d'accélération influent d'une façon directe sur la population des électrons chauds qui vont influencer eux mêmes sur la qualité du faisceau d'ions ou des protons accélérés.

En plus de leur haute énergie, les faisceaux de protons ont des propriétés extrêmement différentes de celles obtenues avec les faisceaux à basse énergies avant l'invention des lasers CPA. Ces protons sont :

- Des faisceaux très brefs (de l'ordre du ps).
- Relativement bien collimatés et peu divergents [62, 63] le long de la direction normale à la surface arrière de la cible [64].
- Ils sont caractérisés par une grande brillance $10^{11} - 10^{13}$ protons (ions) par tir.
- De plus, les protons sont émis d'une manière laminaire remarquable [65, 66].

En effet, un faisceau de particules chargées est idéal si les trajectoires des particules chargées sont laminaires, c'est-à-dire si toutes les particules à une position donnée ont des vitesses transversales identiques. Autrement, les trajectoires de deux particules qui commencent leur accélération à la même position pourraient se séparer et se croiser les unes les autres à un instant plus tard (voir Figure 1.11). Les faisceaux avec un bon parallélisme sont plus faciles à transporter que les faisceaux avec de grandes composantes aléatoires des vitesses transversales. Les faisceaux commandés peuvent se concentrer sur une petite taille de la tache cible dans l'application du faisceau accéléré [67].

- Une excellente émittance $< 0.004 \text{ mm x mrad}$ a été observée. L'émittance est une mesure du parallélisme d'un faisceau, c'est une quantité empirique qui caractérise le volume effectif de phase (ou région) occupé par la distribution du faisceau des particules chargées dans l'espace des phases. Elle a une unité de " longueur fois angle " [68].

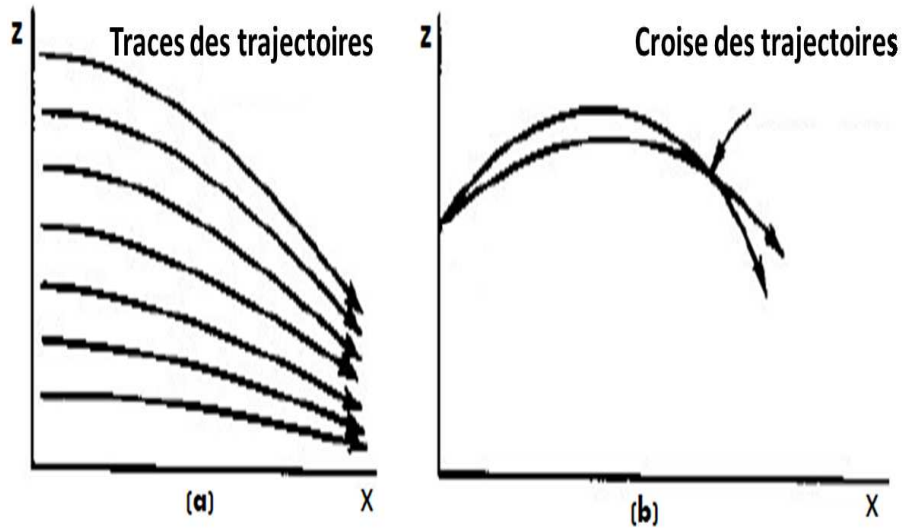


FIGURE 1.11 – Trajectoires des particules du faisceau considéré dans l’espace de configuration. (a) Cas d’un faisceau laminaire. (b) Cas d’un faisceau non-laminaire [67].

Ces propriétés exceptionnelles font que les faisceaux d’ions induits par lasers intenses sont très intéressants pour de nombreuses applications.

1.5.3 Applications

Les faisceaux d’ions accélérés par laser sont considérés pour une large gamme d’applications, telles que la protonthérapie, la radiographie, le chauffage isochore de la matière [69], la fusion par confinement inertiel (FCI), et la production des radio-isotopes [70], etc.

La protonthérapie

L’utilisation à des fins médicales de particules énergétiques produites par laser est sûrement l’application la plus importante en termes de retombées sociétales. Actuellement, l’une des applications médicales envisagées pour les sources de protons obtenues par interaction laser-plasma est la protonthérapie. Cette dernière est une technique particulière de radiothérapie visant à détruire les cellules cancéreuses en les irradiant avec un faisceau de protons et non un faisceau de photons comme pour la radiothérapie conventionnelle. Les faisceaux doivent être très énergétiques ($\geq 200\text{MeV}$) pour le traitement de tumeurs cancéreuses qui,

du fait de leur présence près d'organes sensibles, nécessitent un traitement très précis. Les ions et les protons sont des particules idéales pour le traitement des cellules cancéreuses, en termes d'efficacité des sources utilisées [71].

En effet, les ions énergétiques traversent la matière sans y être déviés, à la fin de leurs trajectoires quand ils n'ont plus assez d'énergie ils subissent alors des diffusions multiples et s'arrêtent brutalement. Les ions possèdent donc la bonne propriété de déposer l'essentiel de leur énergie dans la matière qu'ils traversent à une profondeur bien définie. La principale différence entre les protons et les photons vient du fait que le faisceau de protons délivre une dose relative maximale uniquement sur les derniers millimètres du parcours des protons, permettant ainsi d'épargner les cellules saines environnantes.

La production de protons d'énergies supérieures au MeV a été obtenue pour la première fois avec le laser TW Vulcan du RAL en 1994 [72]. Le rayonnement classique montre que l'énergie déposée dans la matière diminue exponentiellement en fonction de la profondeur, par contre, le faisceau des protons montre une augmentation de dépôt de leur énergie avec la distance de pénétration.

L'utilisation de protons accélérés par laser pour la protonthérapie permettrait une réduction de la taille des installations actuelles et une réduction des coûts, et de placer l'accélérateur à l'intérieur de l'hôpital [73].

1.6 Modélisation et simulation du mécanisme TNSA

En même temps que les expériences d'accélération des ions par laser se développaient et avançaient à grande vitesse, il a fallu développer des modèles de calcul pour permettre de les interpréter et de comprendre les mécanismes de l'interaction laser-plasma.

La problématique qui se pose actuellement dans ce domaine de recherche est l'estimation de l'énergie ionique qui reste encore en deçà de la valeur escomptée pour les différentes applications. Des simulations numériques indiquent que la gamme d'énergie des protons adaptée à la thérapie du cancer est de l'ordre de $70-240MeV$ alors que l'énergie obtenue au laboratoire jusqu'à maintenant ne dépasse pas les $60MeV$. Pour guider la recherche expéri-

mentale, des modèles analytiques et semi analytiques ont été développés pour approfondir la compréhension des phénomènes physiques qui contribuent au contrôle de ces faisceaux d'ions, afin de vérifier les méthodes numériques utilisées dans les simulations et de déduire des lois d'échelles utiles et faciles à exploiter.

Historiquement, les premières études numériques sur l'accélération des ions (protons) ont porté sur l'expansion des plasmas chauds dans le vide. Ces études utilisaient des codes hydrodynamiques monodimensionnels en considérant, soit que les ions et les électrons chauds comme un plasma en expansion décrit avec des modèles fluides, ou hybrides (avec une description cinétique pour les électrons et fluide pour les ions) [40, 41, 74–77], soit que le champ d'accélération est considéré comme un champ électrique quasi-statique induit par la population des électrons chauds [78].

Toutes ces études ont permis d'avoir une meilleure compréhension du phénomène. Elles ont par la suite été complétées par les travaux analytiques de Mora [9] qui permettent de déduire l'énergie maximale des ions au cours du temps ainsi que la forme du spectre obtenu.

Ces résultats sont toutefois obtenus sous l'hypothèse d'une expansion isotherme, i.e. à température électronique constante : les électrons constituent un réservoir d'énergie infini. A la suite de cette étude, d'autres auteurs ont essayé de préciser ce modèle en tenant compte de l'épaisseur finie de la cible [79], de la diminution de l'énergie du réservoir d'électrons [6], de l'existence de plusieurs populations ioniques et électroniques [78].

Ensuite, l'utilisation de la simulation numérique comme la méthode de Particule-in-Cell (PIC) et la méthode de Monte-Carlo a permis d'identifier l'ensemble des mécanismes responsables de l'émission de protons depuis la face avant ou la face arrière. L'ensemble des résultats expérimentaux s'accompagnent de simulations numériques afin de mettre en lumière les différents processus qui permettent d'expliquer les résultats observés [5].

1.7 Conclusion

Le développement des technologies laser, qui réside dans la réalisation d'impulsions courtes et ultra-intenses, a permis d'ouvrir une nouvelle physique : l'interaction laser plasma et plus

particulièrement la possibilité d'accélérer des faisceaux d'ions de bonne qualité avec ces lasers. Nous avons pu voir que quel que soit le mécanisme d'accélération des ions, ceux-ci nécessitent toujours l'implication des électrons dans les régimes d'intensité accessibles aujourd'hui. Ceci est lié à l'importante différence de masse entre les électrons et les ions, rendant les électrons bien plus mobiles. C'est donc la formation de séparations de charge qui permet l'accélération des constituants de la cible. Ces champs accélérateurs sont plus importants lorsqu'ils s'établissent dans le vide, favorisant l'accélération au niveau des interfaces. Le mécanisme d'accélération TNSA, considéré comme le plus efficace pour l'accélération d'ions dans les expériences, permet aux électrons débouchant sur les faces de la cible d'établir de puissants champs accélérateurs.

Les mécanismes d'accélération et de transport des électrons sont donc d'une importance capitale pour comprendre les processus d'accélération ionique. C'est pour cela, que tout au long du manuscrit une grande importance a été donnée à la modélisation de ces électrons, responsables de l'accélération ionique. Prendre en compte toutes les étapes du TNSA dans un seul modèle est extrêmement complexe. Nous précisons que dans cette thèse il n'y a que la modélisation de l'étape 4 qui a été prise en considération. Le plasma est considéré déjà formé et les effets du laser n'apparaissent que dans les conditions initiales à savoir la densité et la températures initiales du plasma.

CHAPITRE 2

ETUDE DES EFFETS COMBINÉS DU PIÉGEAGE ET DE LA
NON-THERMALITÉ DES ÉLECTRONS D'UN PLASMA CRÉÉ
PAR LASER SUR L'ACCÉLÉRATION DES IONS DANS LE VIDE.

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons particulièrement aux premiers électrons énergétiques éjectés lors des expériences, qui ne sont pas toujours Maxwelliens mais suivent des distributions loin de l'équilibre thermodynamique local, et influent fortement sur le processus d'accélération.

Il a été démontré dans la littérature que ce soit théoriquement ou expérimentalement, que la population des électrons énergétiques et nonthermiques qui sont éjectés lors de l'interaction laser matière, est fortement tributaire des paramètres des lasers et des cibles utilisés : les lasers devenant de plus en plus intenses $I \sim 10^{18} - 10^{24} \text{ W/cm}^2$, , avec des impulsions très courtes $\tau \sim 100 \text{ fs} - 1.5 \text{ ps}$, sans oublier l'évolution remarquable de l'absorptivité des cibles utilisées à travers l'amélioration de la qualité de leurs surfaces, leur géométrie et l'optimisation de leur épaisseur.

Un autre phénomène physique aussi important que le précédent et qui a attiré notre attention est bien celui du piégeage électronique. Ce dernier est un effet non-linéaire non négligeable, généré par l'impulsion très intense du laser en interaction avec la surface avant de la cible, qui consiste en la création de puits de potentiel assez importants dans le plasma. Ces puits peuvent jouer un rôle important sur le processus d'accélération ionique, et influencer ainsi sur la dynamique des électrons nonthermiques et sur le champ électrique (moteur de l'accélération) de séparation de charge qui leur sont associés.

Nous essayerons dans ce chapitre, de répondre à certaines questions rencontrées par les expérimentateurs lors de l'interprétation des résultats d'accélération ionique par laser intense, à savoir :

- Quel rôle peuvent avoir ces deux phénomènes couplés à savoir la nonthermalité et le piégeage des électrons qui ont lieu dès les premiers instants de création du plasma, sur le processus d'accélération des ions à sa face arrière, et quels sont les paramètres qui influent sur ce mécanisme ?

Notre contribution à travers cette étude sera donc consacrée à l'étude de ces deux effets combinés sur les profils des ions en expansion et de leur accélération.

Pour ce faire, nous proposons une première modélisation pour la quatrième étape du processus d'accélération ionique, où les électrons énergétiques sont supposés suivre une fonction de distribution nonthermique de Cairns [80] et les électrons piégés sont gérés par une fonction de distribution électronique de Gurevich [81].

Nous précisons que ce chapitre va reprendre exactement les derniers résultats déjà obtenus lors de notre recherche en thèse de magister et qui ont été par la suite enrichis par des interprétations plus poussées et valorisés récemment [75, 82].

2.2 Modélisation hydrodynamique du processus d'accélération ionique associé à l'expansion d'un plasma induit par laser dans le vide : Modèle de Gurevich

Les premiers modèles théoriques décrivant l'expansion des plasmas 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 garantissant 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 [40, 74].

Historiquement, la première étude analytique la plus célèbre sur l'expansion a porté sur la détente dans le vide d'un plasma semi-infini, quasi-neutre et isotherme, élaboré par Gurevich et al en 1966 [8] et destiné essentiellement pour l'étude de l'expansion des plasmas de fusion par laser. Il a été prouvé par la suite, par Mora [9] que ce modèle restait valable même pour l'étude de l'expansion des plasmas et l'accélération ionique dans les expériences d'interaction laser intense-plasma.

Nous allons présenter le modèle de base de l'expansion de Gurevich, qui est un modèle à une dimension. Le plasma considéré est non-collisionnel, complètement ionisé, non magnétisé et non relativiste. Il n'y a pas de terme source (pas de laser) et pas de conduction de

chaleur. Il est constitué d'électrons et d'une seule espèce d'ions décrits par les équations de transport fluides.

2.2.1 Equations du modèle de base

Sachant que le plasma se détend avec la vitesse des ions, donc relativement lentement, il est justifié de faire l'hypothèse que les électrons sont supposés en équilibre dans le potentiel électrostatique lentement variable pendant l'expansion [6].

Les électrons sont considérés Maxwelliens et leur densité est donnée par

$$n_e = n_{e0} \exp(e\varphi/T_e) \quad (2.1)$$

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

La densité n_i et la vitesse v_i des ions sont décrites par les équations fluides, de continuité et de mouvement, données comme suit :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{1}{m_i n_i} \frac{\partial P_i}{\partial x} + \frac{e}{m_i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \quad (2.3)$$

Le plasma étant considéré comme un gaz parfait, la pression des ions est donnée par $P_i = n_i T_i$. T_i est la température ionique.

Le modèle considère le plasma déjà créé et en expansion après l'extinction du laser. Les paramètres du laser n'entrent donc en jeu que comme conditions initiales.

La taille du phénomène de l'expansion du plasma est de l'ordre de quelques centimètres et est très grand devant la longueur caractéristique de l'oscillation des électrons $\lambda_D \sim \mu m$, il est justifié de faire l'hypothèse de la quasi-neutralité de charge vérifiée tout au long de l'expansion.

Le système d'équations (2.2-2.4) est donc fermé par la condition de quasi-neutralité

$$n_e = n_i \quad (2.4)$$

Dans tout le manuscrit nous considérerons des ions à charge $Z=1$.

Pour résoudre le système d'équations différentielles aux dérivées partielles (2.2-2.4) régissant l'expansion du plasma, on introduit une transformation d'échelle appelée self-similaire toujours valable mathématiquement quand la condition de quasi-neutralité de charge est vérifiée.

On nomme self-similaire une fonction qui est invariante par un changement d'échelle telles que les variables (x, t) d'espace et de temps ne peuvent apparaître dans la solution 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.

Pour résoudre le système d'équations (2.2-2.4), nous allons utiliser un formalisme mathématique basé sur la théorie de transformation de groupes pour les équations différentielles partielles. Les variables self-similaires sont identiques aux invariants d'un certain groupe de transformations. Le groupe le plus général est appelé "groupe infinitésimal" ; il contient toutes les variables self-similaires possibles. Avec cette théorie, il est possible de déduire des variables self-similaires et d'étudier le comportement self-similaire de ces équations.

On se restreint à la définition d'un seul groupe de paramètre linéaire G donné par la transformation de groupe suivante :

$$G : \begin{cases} \tilde{t} = a^{\alpha_1} t & , & \tilde{x} = a^{\alpha_2} x \\ \tilde{n} = a^{\beta_1} n & , & \tilde{v} = a^{\beta_2} v \end{cases} \quad (2.5)$$

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

$$F(y) = f(a)f(\tilde{y}) \quad (2.6)$$

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

En appliquant les variables de la transformation self-similaire aux équations précédentes : (2.2) et (2.3), en utilisant l'équation (2.1) et la quasi-neutralité de charge (2.4) nous obtenons :

$$\frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial x} = \tilde{n}_i \frac{e}{T_e} \frac{\partial \varphi}{\partial x},$$

et particulièrement pour $f(a) = 1$,

$$a^{\alpha_1 - \beta_1} \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial \tilde{t}} + a^{\alpha_2 - \beta_1 - \beta_2} \frac{\partial (\tilde{n}_i \tilde{v}_i)}{\partial \tilde{x}} = 0 \quad (2.7)$$

$$a^{\alpha_1 - \beta_2} \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial \tilde{t}} + a^{\alpha_2 - 2\beta_2} \tilde{v}_i \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial \tilde{x}} + a^{\alpha_1} \frac{T_i + T_e}{m_i n_i} \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial \tilde{x}} = 0 \quad (2.8)$$

Ces équations conservent leur forme et restent invariantes si la condition suivante est vérifiée :

$\alpha_1 = \alpha_2$, $\beta_2 = 0$ et β_1 reste à définir. En utilisant , 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 :

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

On obtient :

- Le premier invariant qui est la variable self-similaire ξ donnée par

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

- Le deuxième invariant est obtenu en utilisant pour la vitesse :

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

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

- Pour le troisième invariant :

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

Pour déterminer β_1 , on suppose la condition aux limites suivantes :

$n \rightarrow 0$ lorsque $\xi \rightarrow \infty$,

qui donne : $\beta_1/\alpha_1 = 0$ et donc $\beta_1 = 0$.

Nous obtenons ainsi le troisième invariant pour la densité :

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

Sous ces conditions, en utilisant

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{t} \frac{d}{d\xi}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\xi}{t} \frac{d}{d\xi}$$

les équations différentielles partielles (2.2) et (2.3) peuvent être écrites en terme de la variable self similaire ξ et sont transformées en équations différentielles ordinaires faciles à résoudre :

$$(\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \tilde{n}_i \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (2.9)$$

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

La résolution mathématique du problème de l'expansion du plasma dans le vide est souvent traitée avec des variables normalisées. La variable ξ qui a la dimension d'une vitesse est normalisée par rapport à la vitesse acoustique ionique donnée par $c_s^2 = T_e/m_i$, la densité ionique est normalisée par rapport à la densité ionique n_{i0} du plasma au repos et la vitesse ionique par rapport à la vitesse acoustique ionique, de ce fait $\xi = x/c_s t$, $\tilde{n}_i = n_i/n_{i0}$ et $\tilde{v}_i = v_i/c_s$.

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

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

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

avec $\delta = T_i/T_e$ est le rapport des températures des ions et des électrons.

Dans notre étude les ions sont supposés froids, la température électronique est beaucoup plus importante que la température ionique de telle sorte que $\delta \ll 1$.

$\Phi = e\varphi/T_e$ est le potentiel électrostatique normalisé.

En dérivant l'Eq. (2.1) décrivant la densité électronique et en utilisant la condition de quasi-neutralité (2.4), nous obtenons

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{1}{\tilde{n}_i} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} \quad (2.13)$$

En remplaçant l'Eq. (2.13) dans (2.12), on obtient

$$(\delta + 1) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \tilde{n}_i(-\xi + \tilde{v}_i) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (2.14)$$

Le système d'Eq. (2.11) et (2.14) 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 [83], on trouve alors pour le déterminant nul :

$$\tilde{v}_i - \xi = \pm \sqrt{\delta + 1} \quad (2.15)$$

L'expansion du plasma est supposée se faire dans la direction $+x$ des x positifs et la vitesse croître avec les x croissants, ce qui nous permet de choisir la racine positive.

Conditions initiales

- A $t = 0$, le plasma est supposé au repos et non perturbé et est supposé occuper le demi-espace $x < 0$ avec les paramètres initiaux de densité n_{i0} et de vitesse et potentiels nuls :

$$\tilde{n}_{i0} = 1, \tilde{v}_{i0} = 0 \text{ et } \Phi_0 = 0.$$

- A $t \geq 0$ le plasma débute son expansion dans le vide.

Par conséquent, il existe un point ξ_0 à $t \leq 0$ pour lequel le plasma est non perturbé et au repos, tel que :

$\tilde{n}_i(\xi_0) = 1$, $\tilde{v}_i(\xi_0) = 0$ et $\Phi(\xi_0) = 0$ [84].

ξ_0 est le point qui divise la région du plasma au repos de celle du plasma en mouvement.

De l'Eq. (2.15), il vient que :

$$\xi_0 = -\sqrt{\delta + 1} \quad (2.16)$$

La solution est analytique et est donnée par

$$\tilde{n}_i = \exp\left(-\frac{\xi}{\sqrt{\delta + 1}} - 1\right) \quad (2.17)$$

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

$$\Phi = -\frac{1}{\sqrt{\delta + 1}}(\xi + \sqrt{\delta + 1}) \quad (2.19)$$

Les profils de densités et de vitesses ioniques (2.17) et (2.18) avec $\delta = 0$ obtenus avec le formalisme self-similaire sont tracés en pointillés sur les figures 2.1 et 2.2.

Ce sont des solutions asymptotiques qui donnent des informations exactes loin des conditions initiales et aux limites. Un parfait accord avec les simulations faites par Tikhonchuk [85] est constaté sur les figures, à l'exception des points de discontinuité qui apparaissent pour deux temps différents au front de l'expansion où le phénomène de quasi-neutralité de charge est brisé. Tikhonchuk a utilisé un modèle de simulation où les ions sont cinétiques suivant l'équation de Vlasov et les électrons sont considérés Maxwelliens avec une température constante [85].

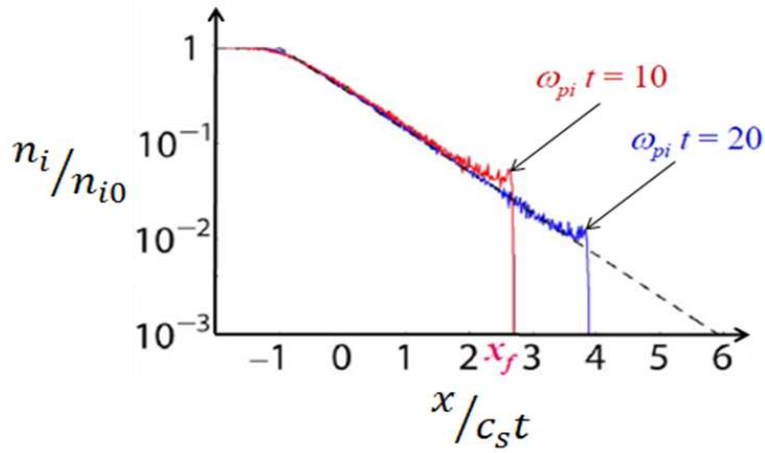


FIGURE 2.1 – Densités des ions normalisées à leurs valeurs initiales en fonction de ξ [85].

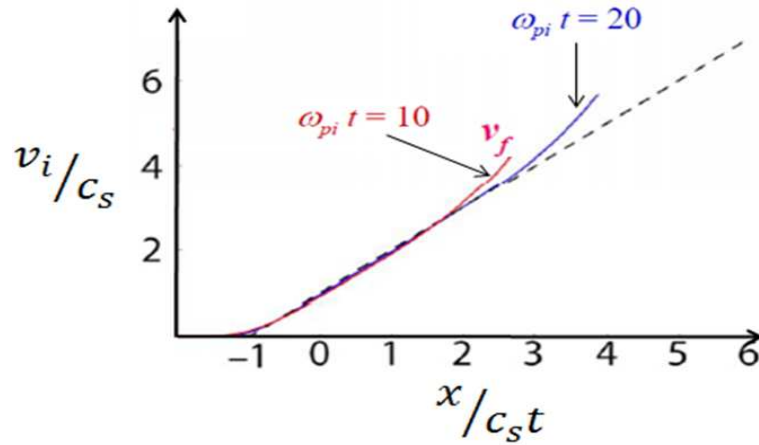


FIGURE 2.2 – Vitesses des ions normalisées à la vitesse sonique en fonction de ξ [85].

Les effets de séparation de charges situés au front d'ions ou juste au bord, ne sont donc pas pris en compte dans la solution self-similaire. 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, où le potentiel électrostatique est déterminé par l'équation de Poisson qui s'écrit de manière adimensionnée

$$\epsilon_0 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = e(n_e - n_i)$$

Depuis le modèle de Gurevich, le phénomène de l'expansion du plasma d'astrophysique ou de laboratoire a été relié à plusieurs situations où d'autres phénomènes physiques sont pris en compte d'une façon plus rigoureuse. Il est bien clair que ce modèle d'expansion a été élaboré pour des lasers à faible ou moyenne intensité ne dépassant pas les $10^{14} W/cm^2$, mais Mora [9], quelques années plus tard a justifié que ce modèle pouvait s'appliquer pour les intensités de laser CPA. Le point faible de la solution de Gurevich est le problème de la vitesse infinie.

Dans notre travail, nous nous intéressons particulièrement à la distribution des électrons, où quelques électrons peuvent être très énergétiques, surtout en début de création de plasma par laser près de la surface de la cible, où même piégés dans les puits de potentiel du plasma et peuvent ainsi influencer le processus d'accélération des ions.

2.3 Distribution des électrons non-thermiques et leur contribution dans l'accélération ionique

Historiquement, en 1961 l'observation expérimentale des particules non-thermiques a été prouvée pour la première fois avec une proportion de 5% ayant de grandes vitesses, formant une queue loin de l'ensemble des 95% des particules qui sont en équilibre thermique [86].

Les électrons non-thermiques qui suivent une distribution non-maxwellienne dans les plasmas produits par laser intense jouent un rôle important dans la dynamique et l'expansion de ces plasmas.

Dans le cadre d'expériences de fusion par laser, ces électrons énergétiques pourraient aussi avoir un effet significatif sur l'ionisation et l'expansion de plasma. Tel que rapporté par de nombreux auteurs [72,87,88], dans l'expansion d'un plasma produit par laser, les électrons de forte énergie échappent plus rapidement dans le vide par rapport aux autres particules plus lourdes, générant ainsi un champ électrique ambipolaire auto-cohérent qui accélère les ions et ralentit les électrons.

Ces électrons rapides peuvent se déplacer à travers la cible efficacement sans collision en raison de leur grande vitesse. La seule façon dont ils peuvent se thermaliser est s'ils ont suffisamment de temps pour se réfléchir par la face arrière de la cible et circuler plusieurs fois à l'intérieur de la cible.

L'augmentation de l'énergie du laser augmente l'accélération des ions. L'amplitude du champ accélérateur est directement fonction de la distribution d'énergie des électrons chauds générés par le laser, par conséquent, le chauffage des électrons par le laser est un élément critique dans des expériences visant à la production de faisceaux de protons énergétiques [88].

Dans la littérature, en ce qui concerne la production des faisceaux d'ions accélérés par les lasers CPA, il a été démontré théoriquement et expérimentalement que les déviations des électrons énergétiques de la fonction de distribution de Maxwell jouent un rôle important dans la dynamique du plasma donnant ainsi une justification de l'accélération de ces

faisceaux à la face arrière des cibles irradiées par des lasers très intenses (I de l'ordre de $10^{18} W/cm^2$) [56, 89].

Si la durée de l'impulsion laser est comparable ou inférieure au temps de transit des électrons à travers la cible, les électrons présentent une distribution fortement non-thermique avec une grande composante dirigée sur la surface arrière de la cible [90]. La distribution de Maxwell n'est donc pas réaliste dans la plupart des circonstances.

Différentes distributions non-thermiques ont été proposées, par exemple, une distribution maxwellienne tronquée [91], une distribution super-gaussienne [92], la distribution de Cairns [93], etc.

Ces fonctions de distribution sont caractérisées en général par des queues de haute énergie qui peuvent dévier beaucoup de la distribution Maxwellienne.

2.3.1 Modélisation des électrons énergétiques

Notre modèle considère un plasma non-collisionnel créé par laser, en expansion dans le vide, constitué d'une seule espèce d'ions, non relativiste et non magnétisé.

Les électrons non-thermiques éjectés de la cible sont modélisés par la distribution de Cairns donnée par : [80]

$$f_e(v_e) = \frac{n_{e0}}{\sqrt{2\pi}v_{eth}^2} \frac{(1 + \alpha_3 v_e^4/v_{eth}^4)}{(3\alpha_3 + 1)} \exp(-v_e^2/2v_{eth}^2) \quad (2.20)$$

Où n_{e0} est 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_3 est le paramètre qui mesure la déviation de la fonction de distribution de la Maxwellienne et définit la forme de la distribution, $0 < \alpha_3 < 1$.

La limite $\alpha_3 = 0$ décrit la fonction de distribution Maxwellienne.

La figure 2.3 montre les queues énergétiques relativement à la distribution de Maxwell.

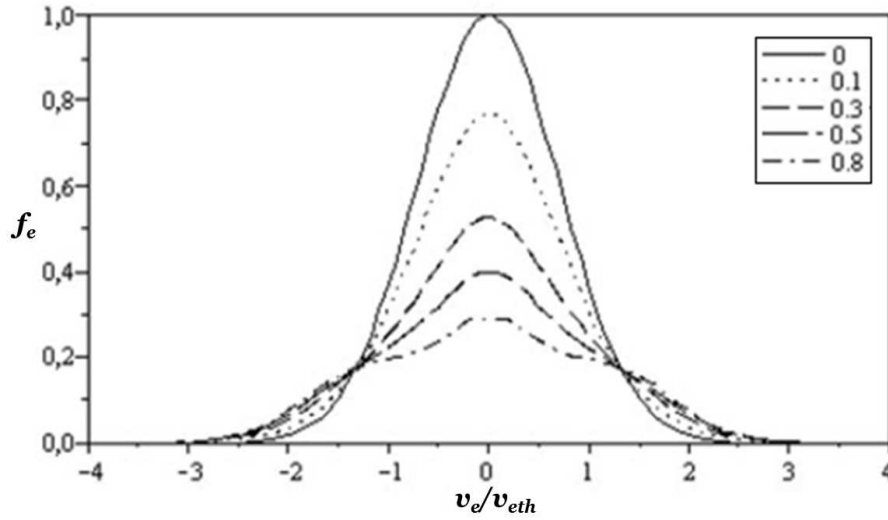


FIGURE 2.3 – Fonction de distribution de Cairns pour différentes valeurs de α_3 [80].

Initialement, Cairns et al [80] ont introduit la distribution de Cairns pour modéliser les électrons non-thermiques pour étudier leur effet sur la nature des structures solitaires observées dans la haute ionosphère. Ils ont considéré un modèle de plasma hors équilibre et montré l'existence de structures qui ressemblent à cette distribution pour modéliser les queues de haute énergie qui sont fréquemment observées dans les plasmas de l'espace et montré que la nature des structures solitaires pourraient changer en présence d'électrons non-thermiques [82].

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 la fonction de distribution de Cairns et dans ce cas, elle s'écrit :

$$f_e(v_e) = \frac{n_{e0}}{\sqrt{2\pi v_{eth}^2}} \frac{(1 + \alpha_3[v_e^2/v_{eth}^2 - 2\varphi]^2)}{(3\alpha_3 + 1)} \exp[-1/2(v_e^2/v_{eth}^2 - 2\varphi)] \quad (2.21)$$

2.3.2 Modélisation du phénomène de piégeage électronique : Piégeage de Gurevich

Le piégeage est défini par le confinement de certaines proportions de particules constituant le plasma en mouvement dans une région finie de l'espace des phases où elles décrivent des trajectoires fermées, par oscillation dans le puits de potentiel généré.

Le comportement des électrons dans les plasmas créé par une impulsion laser intense est fortement influencé par les potentiels non-linéaires qui prennent naissance dans le milieu, après excitation des ondes plasma.

Dans le cadre de la théorie de piégeage électronique proposé par Gurevich [81], les électrons libres et les électrons piégés sont supposés avoir la même température et la création d'un puits de potentiel positif par l'excitation de l'impulsion laser $U(x) = -e\varphi(x)$ dans le plasma a été supposée.

La densité des électrons libres d'énergie positive $\varepsilon > 0$ et d'électrons piégés dans ce potentiel et d'énergie négative $\varepsilon < 0$ est [75, 82] :

$$n_e = 2 \int_{p_1}^{\infty} f(\varepsilon) dp_x + 2 \int_0^{p_1} f(0) dp_x \quad (2.22)$$

avec

$$p_1 = (2m|e\varphi|)^{1/2} \quad (2.23)$$

$$\varepsilon = p_x^2/2m + U(x) \quad (2.24)$$

et

$$f(\varepsilon) = \frac{n_{e0}}{(2\pi m T_e)^{1/2}} \exp(-\varepsilon/T_e) \quad (2.25)$$

$f(\varepsilon)$ 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 $p_x < 0$.

La figure 2.4 ci-dessous représente un exemple de trajectoires de ces deux populations

électroniques libres ou piégées dans le puits de potentiel de l'onde plasma

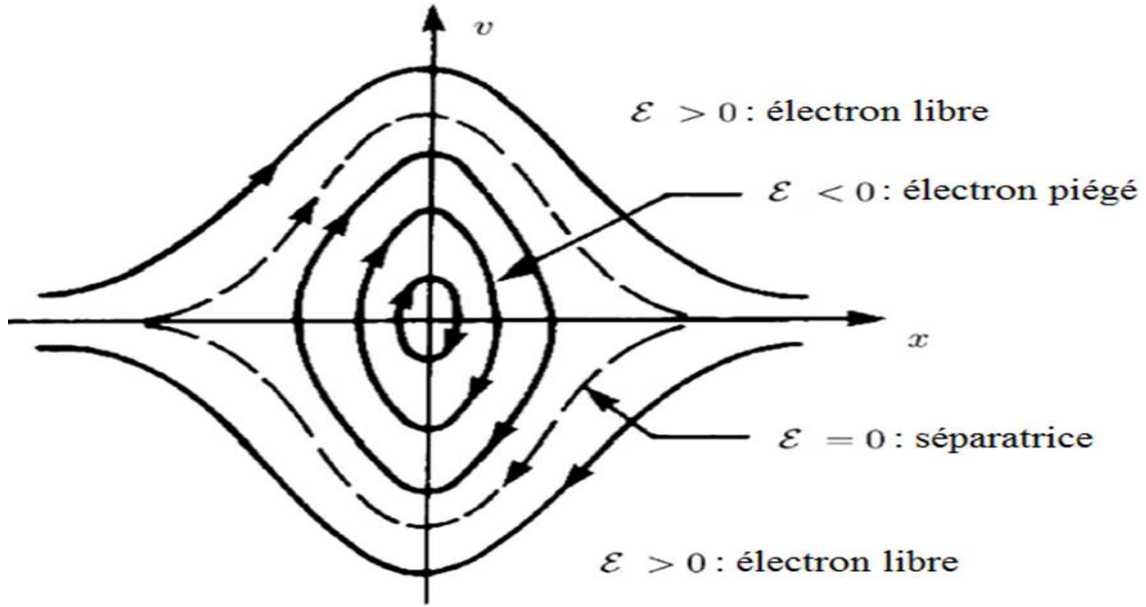


FIGURE 2.4 – Trajectoires électroniques dans une onde plasma dans l'espace des phases [94].

En remplaçant (2.23), (2.24) et (2.25) dans l'équation (2.22) on trouve :

$$n_e = n_{e0} \left\{ \exp(e\varphi/T_e) \left[1 - \operatorname{erf} \left(\sqrt{|e\varphi|/T_e} \right) \right] + 2\sqrt{|e\varphi|/\pi T_e} \right\} \quad (2.26)$$

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

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-u^2) du \quad (2.27)$$

Dans ce qui suit, nous supposons l'existence de deux situations physiques où le puits de potentiel associé au laser est soit peu profond, soit au contraire très prononcé, dépendamment de l'intensité du laser utilisé, comme dans l'étude faite par Gurevich [75, 82].

De l'Eq. (2.26), la distribution des électrons piégés dans un puits peu profond ($|e\varphi|/T_e \ll 1$) est donc

$$n_e = n_{e0} \left\{ 1 + |e\varphi|/T_e - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (|e\varphi|/T_e)^{3/2} \right\} \quad (2.28)$$

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

$$n_e = 2n_{e0} (|e\varphi|/\pi T_e)^{1/2} \quad (2.29)$$

2.3.3 Équations du modèle et résolution numérique

Nous allons maintenant proposer un modèle théorique qui va prendre en charge simultanément les effets : la nonthermalité et le piégeage électroniques sur l'accélération ionique.

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 [95] en 2006, Alinejad [96] et Islam et al [97] en 2010 ont étudié l'effet de la présence des électrons non-thermiques, modélisés par la distribution de Cairns [80], et des électrons piégés, modélisés par la distribution de Schamel [98], 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 [99] en 2008 et Ahmadihojatabad et al [100] en 2010 ont fait les mêmes études mais avec des électrons non-thermiques 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 self-similaire d'un plasma créé par laser, en utilisant la fonction de distribution de Cairns [80] pour les électrons non-thermiques et la distribution de Gurevich [81] pour les électrons piégés afin d'introduire la densité de ces deux populations électroniques dans notre modèle.

C'est au fait, estimer l'influence de ces électrons sur la dynamique des ions.

Selon les conditions initiales de l'expansion, on peut résoudre le problème de l'expansion dépendant du temps suivant une dimension, en utilisant le formalisme self-similaire aux équations. Les solutions obtenues prévoient l'accélération des ions à des énergies très élevées. Cette nouvelle distribution qu'on a appelée distribution Cairns-Gurevich a été uti-

lisée par la suite par Annou et al. [101] pour étudier l'effet de la présence de ces deux effets combinés sur l'existence et la propagation des solitons acoustiques-ioniques et sur le processus d'accélération ionique.

Pour calculer la densité totale des électrons énergétiques libres et piégés, nous supposons la création d'un puits de 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 [75, 82, 102, 103] :

$$n_e = 2 \int_{v_1}^{\infty} f_e(v_e) dv_e + 2 \int_0^{v_1} f_e(0) dv_e \quad (2.30)$$

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

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

Pour ajouter les effets des électrons non-thermiques, nous utilisons la distribution de Cairns (2.21) avec les effets de potentiels dans l'équation (2.30), et après intégration par partie, on trouve

$$n_e = \frac{2n_{e0}}{3\alpha_3 + 1} \left\{ \left(-2\alpha_3\Phi^2 + 2\alpha_3\Phi - \frac{3\alpha_3 + 1}{2} \right) e^\Phi \operatorname{erf}(\sqrt{|\Phi|}) + \left(2\alpha_3\Phi^2 - 2\alpha_3\Phi + \frac{3\alpha_3 + 1}{2} \right) e^\Phi + \frac{2\sqrt{|\Phi|}}{\sqrt{\pi}} \left(2\alpha_3\Phi^2 - 2\alpha_3\Phi + \frac{3\alpha_3 + 1}{2} \right) \right\} \quad (2.31)$$

En posant $b = 4\alpha_3/(3\alpha_3 + 1)$, on trouve l'expression de la densité électronique normalisée à sa valeur initiale suivante

$$\tilde{n}_e = \frac{n_e}{n_{e0}} = (b\Phi^2 - b\Phi + 1) \left\{ e^\Phi \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \frac{2\sqrt{|\Phi|}}{\sqrt{\pi}} \right\} \quad (2.32)$$

Si on pose $b = 0$, c'est-à-dire en absence d'électrons non-thermiques, on retrouve la densité électronique dans le cas du piégeage de Gurevich [102].

$$\tilde{n}_e = e^\Phi \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \frac{2\sqrt{|\Phi|}}{\sqrt{\pi}} \quad (2.33)$$

En tenant compte de la transformation self-similaire pour les équations aux dérivées partielles, les ions de densité n_i et de vitesse v_i normalisées sont décrits par les équations de transport : continuité (2.34) et quantité de mouvement (2.35) fluides suivantes :

$$(\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \tilde{n}_i \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (2.34)$$

$$(\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} + \frac{\delta}{\tilde{n}_i} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \frac{d\Phi}{d\xi} = 0 \quad (2.35)$$

avec $\delta = T_i/T_e$ est le rapport des températures ionique et électronique, $\Phi = e\varphi/T_e$ est le potentiel électrostatique normalisé.

En dérivant l'équation (2.32) et en utilisant la quasi-neutralité de charge (2.4), on obtient

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = H(\Phi) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (2.36)$$

où

$$H = (2b\Phi - b) \left(e^\Phi \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + 2 \frac{\sqrt{|\Phi|}}{\sqrt{\pi}} \right) + (b\Phi^2 - b\Phi + 1) e^\Phi \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) \quad (2.37)$$

L'équation de mouvement des ions devient :

$$\left(\frac{\delta}{\tilde{n}_i} + \frac{1}{H} \right) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + (\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (2.38)$$

Le système d'Eq. (2.34) et (2.38) 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 [83], on trouve alors pour le déter-

minant :

$$(\tilde{v}_i - \xi)^2 = \left(\delta + \frac{\tilde{n}_i}{H} \right)$$

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.

$$\tilde{v}_i = \xi + \sqrt{\left(\delta + \frac{\tilde{n}_i}{H} \right)} \quad (2.39)$$

En dérivant (2.39) et en utilisant les Eqs. (2.36) et (2.38) on trouve le système d'équations à résoudre pour la densité et le potentiel électrostatique :

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = \frac{-\tilde{n}_i \sqrt{\delta + \tilde{n}_i/H}}{(\delta + 1.5\tilde{n}_i/H - 0.5\tilde{n}_i^2 L/H^3)} \quad (2.40)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{-\tilde{n}_i \sqrt{\delta + \tilde{n}_i/H}}{H(\delta + 1.5\tilde{n}_i/H - 0.5\tilde{n}_i^2 L/H^3)} \quad (2.41)$$

avec

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

$$\left(b\Phi^2 - b\Phi + 1 \right) e^\Phi \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) - \frac{b\Phi^2 - b\Phi + 1}{\sqrt{\pi} \sqrt{|\Phi|}} \quad (2.42)$$

Le système d'Eqs. (2.40) et (2.41) 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. Les densités ioniques initiales sont de l'ordre de $10^{19}/cm^3$ et les températures ioniques sont de l'ordre du MeV .

2.4 Etude paramétrique

Nous voulons à travers cette étude paramétrique analyser l'influence de ces deux phénomènes couplés sur les profils des ions en expansion, en faisant varier les deux paramètres b et ϕ_0 .

Le but est de comprendre quel est l'effet qui domine dans l'accélération des ions et qui joue le rôle de moteur dans le processus d'accélération des ions.

2.4.1 Choix des paramètres

Les valeurs initiales des puits de potentiel Φ_0 sont choisies de telle sorte que le phénomène de piégeage soit important et non nul. Rappelons que le piégeage est un phénomène non-linéaire créé par l'impulsion laser dans le pré-plasma créé dans la face avant de la cible, et que cette valeur augmente avec l'augmentation de l'intensité et la durée d'impulsion du faisceau laser focalisé sur la surface avant de la cible.

Après quelques calculs, nous avons déduit la valeur optimale du puits de potentiel initial qui est estimée à $\Phi_0 = 10$.

La proportion des électrons énergétiques représentée par le paramètre b dans notre modélisation est prise entre 5% et 70%. Ces derniers sont générés par l'interaction de l'impulsion principale du laser avec les électrons du pré-plasma et qui sont transportés dans la cible et qui sont ainsi responsables de la création du champ électrique de séparation de charge, moteur de l'accélération des ions dans le mécanisme TNSA déclenché par ces électrons vers la face arrière de la cible.

Les deux valeurs limites de b ont été choisies dans le but de gérer à la fois le cas du très petit nombre d'électrons non-thermiques ($b = 0.05$) et le cas où presque tous les électrons sont énergétiques ($b = 0.7$).

2.4.2 Effet des électrons énergétiques

La dynamique du plasma est gouvernée par les ions. La solution self-similaire nous a permis de tracer les profils de densité et de vitesse des ions normalisés en fonction de ξ pour différentes valeurs de b en fixant la valeur de Φ_0 , représentés par les figures 2.5 et 2.6.

a- La densité ionique

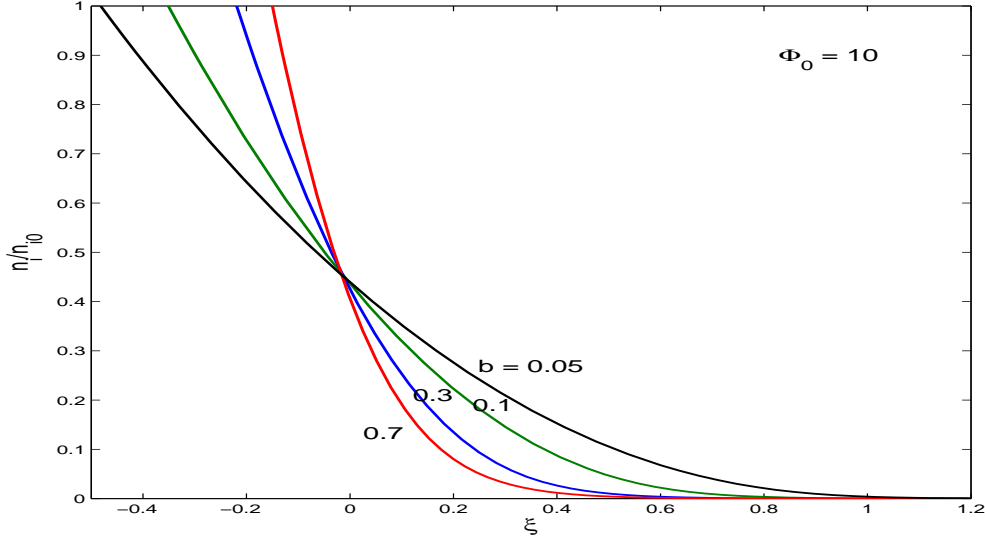


FIGURE 2.5 – Densités normalisées à leur valeur initiale en fonction de ξ pour différentes valeurs de b .

Près de la surface de la cible ($\xi < 0$)

La première remarque qu'on peut tirer de la figure 2.5, pour un ξ donné, $\xi = 0$, par exemple, le gradient de densités pour deux valeurs de b est donné par :

$$\frac{\Delta \tilde{n}_i}{\Delta \xi}(b = 0.7) \simeq 3 \frac{\Delta \tilde{n}_i}{\Delta \xi}(b = 0.05)$$

Pour $b = 0.7$ et à cause du réservoir important des électrons énergétiques dans le plasma, le gradient de densité $\Delta \tilde{n}_i / \Delta \xi$ est très important et l'expansion des ions est très rapide et commence près de l'interface plasma-vide correspondant à $\xi = 0$, ce qui fait que le puits de

potentiel n'a aucune influence sur les électrons qui sont presque tous libres et restent loin de l'effet du piégeage du au puits de potentiel Φ_0 , et l'accélération des ions est très importante dès le début de l'expansion près de la cible.

Par contre pour le cas $b = 0.05$ où la majorité des électrons du plasma sont de faible énergie, on le voit dans la figure, où le gradient de densité est beaucoup moins accentué en fonction de ξ et l'expansion est fortement retardée et freinée.

Dans cette phase, le puits de potentiel influence l'expansion du plasma dès les premiers instants. Plus la proportion de électrons énergétiques b diminue, plus l'expansion est ralentie.

Loin de la surface de la cible ($\xi > 0$)

Loin de la cible, plus b augmente, plus le gradient de densité s'accroît et la durée limite de l'expansion est réduite, par exemple : pour $\Phi_0 = 7$,

$$\xi_{Lim}(b = 0.7) = 1.139, \xi_{Lim}(b = 0.05) = 1.834$$

Ce qui fait que l'effet de piégeage n'est pas important, mais c'est le phénomène d'accélération dû aux électrons énergétiques qui l'emporte sur le piégeage.

Donc les électrons énergétiques ne subissent pas l'effet de l'onde plasma à cause de leur grande énergie, ils la dépassent et s'échappent loin de l'ensemble des électrons piégés dans le puits de potentiel de plasma, et créent ainsi un champ électrique de séparation de charge et attirent les ions via le mécanisme TNSA.

2.4.3 La vitesse ionique

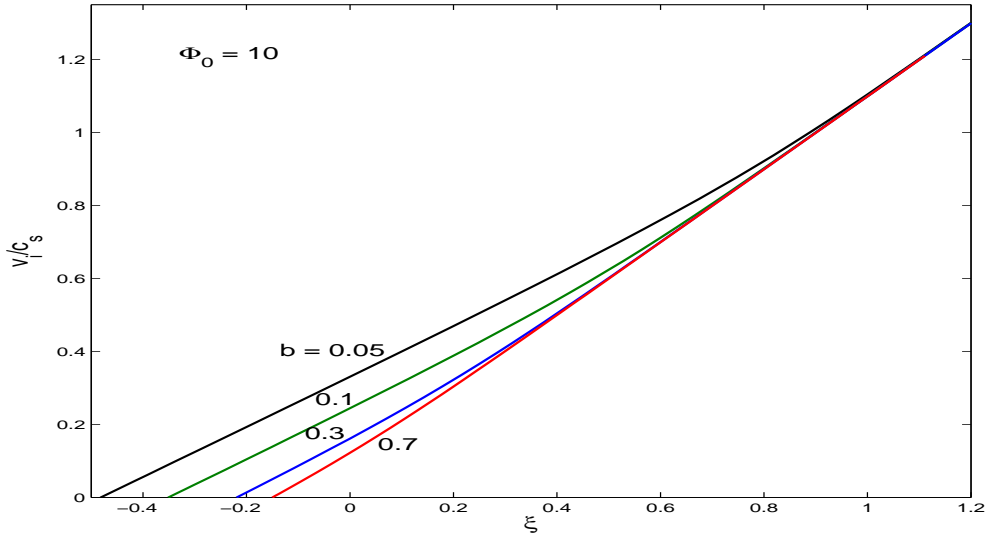


FIGURE 2.6 – Vitesses normalisées en fonction de ξ pour différentes valeurs de b .

La figure 2.6 montre que les vitesses des ions croissent en fonction de ξ pour toutes les valeurs de b , et l'accélération des ions ($\Delta\tilde{v}/\Delta\xi$) augmente quand b croît. On le voit aussi à travers les gradients de vitesse, par exemple :

$$\Delta\tilde{v}_i/\Delta\xi(b = 0.7) \simeq 0.962, \Delta\tilde{v}_i/\Delta\xi(b = 0.05) \simeq 0.773$$

Ce qui signifie que l'accélération des ions est moins importante pour les petites proportions des électrons énergétiques, à cause de la diminution de l'intensité du champ électrique ambipolaire généré par ces électrons.

Ceci est dû à l'influence de piégeage électronique qui freine l'expansion surtout en présence d'un minimum d'électrons énergétiques.

2.4.4 Le potentiel et le champ électrostatique

La solution self-similaire nous a permis aussi de tracer les profils du potentiel électrostatique normalisés en fonction de ξ pour différentes valeurs de $b = [0.05 - 0.6]$ en fixant la

valeur de $\Phi_0 = 5$, représentée par la figure 2.7.

L'étude du potentiel électrostatique nous a amenés à distinguer deux grandeurs concernant ce potentiel, à savoir sa profondeur et son gradient. La profondeur $\Delta\Phi$ est calculée pour chaque valeur de b comme la différence de potentiel du début de l'expansion jusqu'à ξ_{lim} . Le gradient du potentiel est assimilé au champ électrostatique accélérateur en ce point.

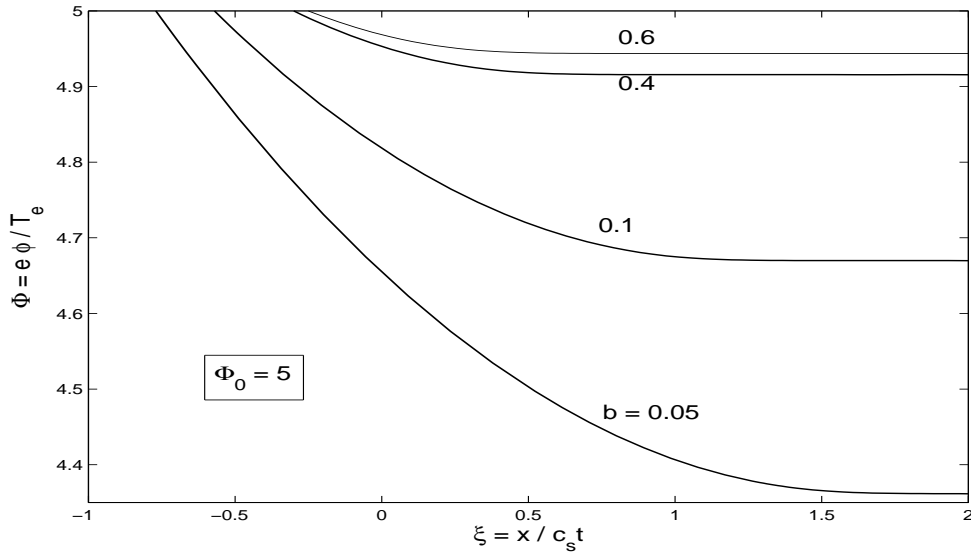


FIGURE 2.7 – Potentiels normalisées en fonction de ξ pour différentes valeurs de b

La figure 2.7 montre que plus b augmente, plus la profondeur du puits du potentiel électrostatique $\Delta\Phi$ diminue et le gradient du potentiel électrostatique $\Delta\Phi/\Delta\xi$ diminue aussi, par exemple :

Pour $b = 0.05$: $\Delta\Phi \simeq 0.63$, $\Delta\Phi/\Delta\xi \simeq 0.26$

Et pour $b = 0.6$: $\Delta\Phi \simeq 0.05$, $\Delta\Phi/\Delta\xi \simeq 0.07$

Donc, $\Delta\Phi(b = 0.05) \simeq 12.6\Delta\Phi(b = 0.6)$ et $\Delta\Phi/\Delta\xi(b = 0.05) \simeq 3.7\Delta\Phi/\Delta\xi(b = 0.6)$

Nous allons interpréter ces résultats comme si le gradient du potentiel dans le puits avait deux composantes, une longitudinale suivant l'axe de l'accélération et une autre qui lui est transversale [104].

Sur la figure 2.7, on a constaté que dans le cas de la présence d'un puits de potentiel initial

assez important, plus la proportion des électrons énergétiques est importante (b augmente), plus la profondeur du puits de potentiel diminue au cours de l'expansion et le gradient correspondant diminue. On déduit que l'accélération longitudinale domine sur les oscillations transversales des électrons dans le puits et le champ électrostatique résultant augmente.

Par conséquent, le gradient de densité des ions s'accroît et la durée de l'expansion diminue, la vitesse et l'accélération des ions augmentent aussi. Ces résultats sont parfaitement en accord avec les résultats précédents pour les profils de densité et de vitesse des ions.

2.4.5 Effet du puits de potentiel initial

a- La densité ionique

La solution self-similaire nous a permis de tracer les profils de densité et de vitesse des ions en fonction de ξ pour différentes valeurs du puits de potentiel imposé initialement Φ_0 en fixant la proportion des électrons énergétiques b , représentés par les figures 2.8 et 2.9.

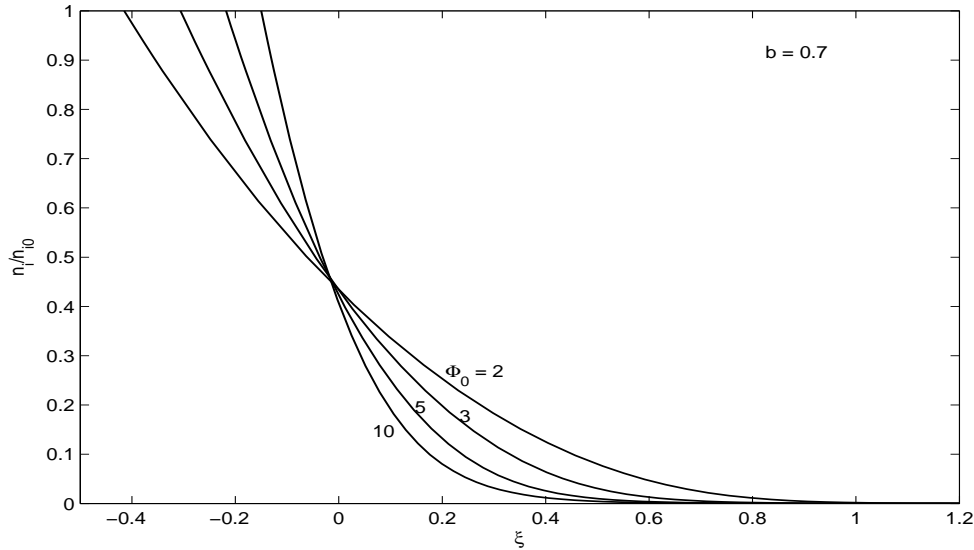


FIGURE 2.8 – Densités normalisées à leur valeur initiale en fonction de ξ pour différentes valeurs de Φ_0 .

La figure 2.8 montre que, quand la population des électrons énergétiques est majoritaire ($b = 0.7$), plus Φ_0 augmente, plus le gradient de densité $\Delta\tilde{n}_i/\Delta\xi$ s'accroît, et plus la durée limite de l'expansion diminue. (La limite de l'expansion self-similaire dans notre étude correspond au cas où la densité ionique s'annule). Donc l'effet de piégeage n'est pas important en fonction de Φ_0 , mais c'est le gradient de densité dû aux électrons énergétiques qui l'emporte sur le piégeage, dans l'expansion du plasma.

Les électrons énergétiques ne subissent même pas les effets du piégeage et dépassent les puits de potentiels de l'onde du plasma.

On a constaté que les puits de potentiels du pré-plasma imposés par l'impulsion laser

principale, jouent un autre rôle. Il semble que les électrons énergétiques piégés dans le potentiel du plasma gagnent de l'énergie de ces ondes avec lesquelles ils sont en résonance, ce qui rend le gradient de densité des ions plus accentué.

Le cas du plus petit potentiel ($\Phi_0 = 2$) se rapproche du cas d'une expansion libre avec un potentiel initial nul ou bien sans piégeage [75].

b- La vitesse ionique

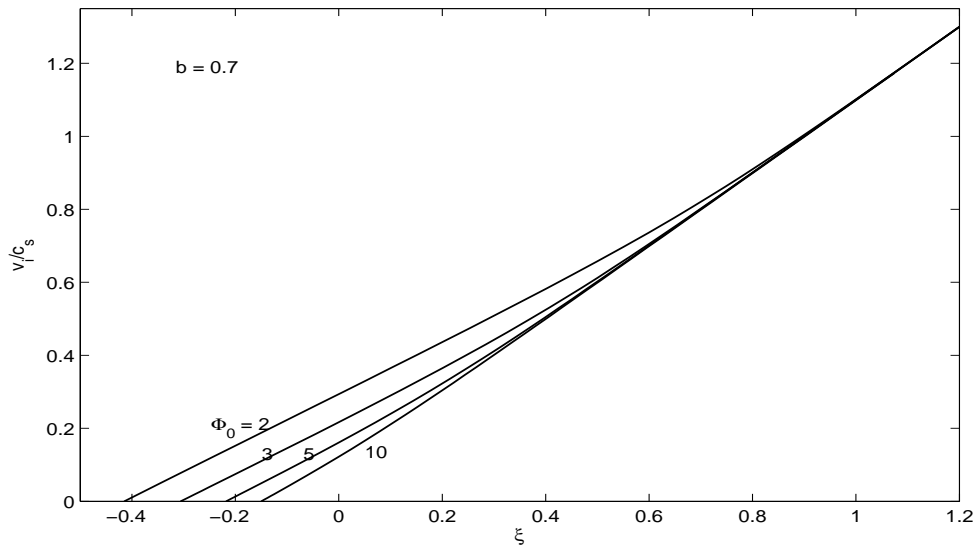


FIGURE 2.9 – Vitesses normalisées en fonction de ξ pour différentes valeurs de Φ_0 .

Dans la figure 2.9, le même comportement est observé pour les vitesses des ions en fonction de ξ pour différentes valeurs de Φ_0 et pour $b = 0.7$. L'accélération des ions $\Delta \tilde{v}_i / \Delta \xi$ augmente quand Φ_0 croît, elle est moins significative pour les petites valeurs du potentiel. Ceci peut être interprété par la génération des champs électriques très intenses dû à l'accélération des électrons énergétiques qui sont piégés par le potentiel. Il y a une population d'électrons qui peuvent être en phase ou en résonance avec l'onde plasma et alors peuvent être piégés puis accélérés.

Ces résultats montrent que les électrons piégés peuvent gagner de l'énergie de l'onde accélératrice, et participent ainsi au processus d'accélération des ions. Le piégeage massif des

électrons par l'onde plasma va influencer sur la structure de l'onde qui va perdre sa structure, d'où l'apparition du phénomène de déferlement de l'onde.

Dans cette situation, ces électrons piégés doivent être accélérés à de grandes vitesses et gagner efficacement de l'énergie via le mécanisme LWFA (Laser Wake Field Acceleration) qui est étudié en détail dans la section 1.4.1.

Dans la littérature, et du point de vue expérimental, le processus d'accélération des électrons par ondes plasma, se fait par injection des électrons dans les plasmas créés par interaction d'un laser avec un gaz. 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, en médecine, etc [82].

2.5 Conclusion

Le processus d'accélération ionique associé à l'expansion d'un plasma en expansion dans le vide à la face arrière de la cible est étudié, en tenant compte de deux phénomènes physiques qui peuvent avoir lieu dans le pré-plasma créé dès la première étape de l'accélération. Là, des effets non-linéaires sont générés par l'arrivée de l'impulsion principale du laser-intense sur le pré-plasma à savoir le phénomène du piégeage électronique, ainsi que la génération d'électrons énergétiques, nonthermiques.

Le modèle utilisé a pris en compte ces deux phénomènes où les électrons piégés ont été modélisés par la fonction de distribution de Gurevich et les électrons énergétiques par la fonction de distribution non-thermique de Cairns.

Les résultats obtenus montrent que la proportion des électrons énergétiques influe sur l'accélération des ions c'est à dire que plus la population des électrons énergétiques est importante et plus le champ électrique généré par ces électrons est important et l'accélération plus efficace.

Ces électrons restent libres et s'échappent loin de l'ensemble des électrons et ne sentent pas l'effet de l'onde. Par contre, dans le cas d'une proportion minimale d'électrons énergétiques où l'oscillation transversale de la majorité des électrons dans le potentiel de plasma devient très importante, l'expansion des ions se trouve très lente et l'accélération des ions est moins efficace.

CHAPITRE 3

ACCÉLÉRATION IONIQUE DANS UN PLASMA À DEUX COMPOSANTES ÉLECTRONIQUES DE DIFFÉRENTES TEMPÉRATURES.

3.1 Introduction

Il a été prouvé expérimentalement [7], que l'hypothèse d'électrons isothermes, c'est-à-dire ayant tous la même température, n'est pas appropriée pour les interactions laser-plasma. Un modèle plus réaliste doit tenir compte de l'existence d'au moins deux populations électroniques : une minoritaire et accélérée émanant la première de la cible chauffée par laser une autre dominante et froide, beaucoup moins énergétique que la première population.

Ce phénomène de séparation des espèces électroniques comme processus microscopique, a été considéré à l'origine par plusieurs auteurs. Du point de vue expérimental, Giovanielli et al. en 1976 [105] sont les premiers à observer un plasma non-isotherme avec deux températures électroniques $T_{ec} = 20\text{keV}$ et $T_{eh} = 120\text{keV}$. Par ailleurs, les travaux de simulation numériques de Forslund et al. [106] ont permis d'exploiter cette observation expérimentale pour établir des expressions analytiques pour les deux températures électroniques ainsi que le rapport de leurs densités en fonction de l'intensité et de la longueur du pulse du laser utilisé. Sur le plan théorique, plusieurs études ont été proposées sur les plasmas à deux températures électroniques. Des modèles ont été proposés pour l'étude de la discontinuité [107], de la limite de validité de l'hypothèse de la quasi-neutralité des charges [108] et de l'existence d'une onde de choc de raréfaction [109] dans l'expansion des plasmas à deux températures électroniques. D'autre part, les travaux présentés dans les deux références [78, 110] ont montré l'influence de la présence simultanée des électrons chauds avec les électrons froids sur l'accélération ionique.

On a aussi observé expérimentalement qu'une conséquence de l'existence de ces deux populations d'électrons était une émission de deux types d'ions, chauds et froids, en augmentant l'intensité et l'énergie du laser [111].

L'objectif de l'étude présentée dans ce chapitre est de répondre aux questions posées par les expérimentateurs :

Quelle est la population électronique qui joue le rôle du moteur d'accélération des ions produits lors de l'interaction d'un faisceau laser intense sur une cible solide ? Et quels sont les paramètres de cette population qui vont influencer directement sur le mécanisme d'accélération

ionique ?.

Afin de répondre à ces questions, une meilleure compréhension des mécanismes d'expansion, de la structure du plasma et de l'influence des électrons de basse énergie sur la dynamique du plasma, est nécessaire pour pouvoir évaluer avec certitude les caractéristiques des ions accélérés.

Pour cela, nous proposons un modèle hydrodynamique qui prend en compte la présence de ces deux populations électroniques de différentes températures dans un plasma considéré non-collisionnel, constitué d'une seule espèce d'ions décrits par les équations de transport fluides.

3.2 Modèle à deux populations électroniques de distribution maxwellienne

3.2.1 Equations du modèle

Les électrons rapides qui s'échappent de l'interaction laser-cible ont été observés et interprétés comme une signature de la formation de plasma à deux températures [112, 113]. Ce sont ces électrons, en nombre relativement petit, accélérés par le laser, qui induisent principalement l'accélération ionique. De ce fait la densité totale des électrons chauds (hot) et froids (cold) en équilibre avec le potentiel électrostatique est donnée par la somme de deux distributions Maxwelliennes [85, 114]

$$n_e = n_{ec} + n_{eh} = n_{ec0} \exp(e\varphi/T_{ec}) + n_{eh0} \exp(e\varphi/T_{eh}) \quad (3.1)$$

Avec, $n_{e0} = n_{ec0} + n_{eh0}$, n_{ec0} et n_{eh0} sont les densités des électrons froids et chauds à l'équilibre respectivement, T_{ec} et T_{eh} sont les températures des électrons froids et chauds respectivement, avec $n_{ec} \gg n_{eh}$ et $T_{ec} \ll T_{eh}$.

On pose $\alpha = \frac{T_{eh}}{T_{ec}}$, $y_u = \frac{n_{eh0}}{n_{ec0}}$ et $y = \frac{n_{eh}}{n_{ec}}$ et on trouve l'expression de la densité électronique normalisée à sa valeur initiale n_{e0} suivante

$$\tilde{n}_e = \tilde{n}_{ec} + \tilde{n}_{eh} = \frac{1}{1 + y_u} \exp(\alpha\Phi) + \frac{y_u}{1 + y_u} \exp(\Phi) \quad (3.2)$$

Où $\Phi = e\varphi/T_{eh}$,

L'expansion des ions est décrite par les équations de continuité (2.34) et de mouvement (2.35) dans le formalisme self-similaire.

Nous supposons que le plasma reste neutre pendant l'expansion loin des conditions initiales et des conditions aux limites, ce qui nous permet d'utiliser le formalisme self-similaire pour étudier l'effet des deux populations d'électrons sur le processus d'accélération ionique.

3.2.2 Recherche des profils de l'expansion

En dérivant l'équation (3.2) par rapport à ξ et en utilisant l'équation de quasi-neutralité de charge, nous obtenons :

$$\frac{d\tilde{n}_e}{d\xi} = \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = (\alpha\tilde{n}_{ec} + \tilde{n}_{eh}) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.3)$$

L'équation de mouvement (2.35) des ions devient, en supposant $\delta = 0$:

$$\frac{1}{\alpha\tilde{n}_{ec} + \tilde{n}_{eh}} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + (\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (3.4)$$

Le système d'équations (2.34) et (3.4), nous a permis de déduire l'expression de la vitesse ionique suivante, après l'annulation du déterminant pour avoir une solution non triviale :

$$\tilde{v}_i - \xi = \sqrt{\frac{\tilde{n}_i}{\alpha\tilde{n}_{ec} + \tilde{n}_{eh}}} \quad (3.5)$$

La dérivée de l'équation (3.5) donne :

$$\frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{\tilde{n}_i}} (\alpha\tilde{n}_{ec} + \tilde{n}_{eh})^{1/2} - \sqrt{\tilde{n}_i} \frac{\alpha^2 \tilde{n}_{ec} + \tilde{n}_{eh}}{(\alpha\tilde{n}_{ec} + \tilde{n}_{eh})^{3/2}} \right) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.6)$$

En utilisant les équations (3.3-3.6) nous avons trouvé le système d'équations à résoudre pour le potentiel électrostatique (3.7), la densité (3.8) et la vitesse (3.9) suivant

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{2\sqrt{1+y_u \exp[(1-\alpha)\Phi]}(\alpha + y_u \exp[(1-\alpha)\Phi])^{3/2}}{-3(\alpha + y_u \exp[(1-\alpha)\Phi])^2 + (\alpha^2 + y_u \exp[(1-\alpha)\Phi])(1 + y_u \exp[(1-\alpha)\Phi])} \quad (3.7)$$

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = \left(\frac{\alpha}{1+y_u} \exp(\alpha\Phi) + \frac{y_u}{1+y_u} \exp(\Phi) \right) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.8)$$

$$\tilde{v}_i = \xi + \sqrt{\frac{\tilde{n}_i(1+y_u)}{\alpha \exp(\alpha\Phi) + y_u \exp(\Phi)}} \quad (3.9)$$

Le système d'Eq. (3.7-3.9) 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.

Tels que définis dans le chapitre 2, les paramètres initiaux sont tels que le plasma est non perturbé et au repos à $t \leq 0$, de telle sorte que : $\tilde{v}_i(\xi_0) = 0$, $\tilde{n}_i(\xi_0) = 1$, $\Phi(\xi_0) = 0$ et ξ_0 est déduite de l'expression (3.5)

$$\xi_0 = -\sqrt{\frac{1+y_u}{\alpha + y_u}} \quad (3.10)$$

3.2.3 Condition de rupture de la validité de l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma

Avant de présenter les résultats de cette étude, nous donnons ici la limite de validité de la condition de quasi-neutralité et de la solution self-similaire, dans le cas d'un plasma en expansion constitué de deux populations électroniques Maxwelliennes, proposé pour la première fois par Bezzerides et al. [109] en 1978. Cette condition se traduit par l'existence de solutions multivaluées pour les profils de l'expansion de plasma avec le modèle quasi-neutre. Physiquement, ceci se traduit par l'apparition d'une onde de raréfaction dans le plasma en expansion, elle s'écrit :

$$\frac{1}{2} \frac{dc_s^2}{d\Phi} + 1 \leq 0 \quad (3.11)$$

avec $\Phi = e\varphi/m_i$

Si cette inégalité est vérifiée, alors il y a une rupture de validité de l'expansion quasi-neutre. Sachant que la vitesse du son est donnée par

$$c_s^2 = \frac{1}{m_i} \frac{\partial P}{\partial n_e}$$

où $P = n_{ec} T_{ec} + n_{eh} T_{eh}$ est la pression du plasma et $n_e = n_{eh} + n_{ec}$.

On trouve alors :

$$c_s^2 = \frac{n_{ec} + n_{eh}}{m_i(n_{ec}/T_{ec} + n_{eh}/T_{eh})} = c_{sh}^2 \frac{1+y}{\alpha+y} \quad (3.12)$$

avec $c_{sh}^2 = T_{eh}/m_i$

Utilisant l'Eq. (3.12) dans (3.11), on peut réécrire l'équation de cette condition comme suit :

$$c_{sh}^2 \frac{d}{d\Phi} \left(\frac{1+y}{\alpha+y} \right) + 2 \leq 0 \quad (3.13)$$

Sachant que $\frac{dy}{d\Phi} = m_i y \left(\frac{1}{T_{eh}} - \frac{1}{T_{ec}} \right)$ et après quelques manipulations algébriques, on trouve que la condition de validité de l'hypothèse quasi-neutre, s'écrit sous la forme d'une inégalité du second degré en y :

$$2y^2 + (-\alpha^2 + 6\alpha - 1)y + 2\alpha^2 \leq 0 \quad (3.14)$$

La singularité pour l'onde de raréfaction a lieu pour l'égalité et dans ce cas, il y a des solutions seulement si :

$$(\alpha^2 - 10\alpha + 1)(\alpha^2 - 1)^2 \leq 0 \quad (3.15)$$

Donc la valeur critique de α pour laquelle l'inégalité (3.15) est satisfaite, avec $\alpha = T_{eh}/T_{ec} \geq 1$ est $\alpha_{lim} = 5 + \sqrt{24} \simeq 9.9$. Donc la condition sur α pour laquelle l'hypothèse de la quasi-neutralité des charges d'un plasma en expansion avec deux distributions d'électrons maxwelliennes est valable et que la solution self-similaire existe est sous la forme :

$$1 \leq \alpha \leq 5 + \sqrt{24} \quad (3.16)$$

3.2.4 Solution numérique et discussion des résultats

Notre contribution dans les résultats que nous allons présenter dans cette section, en plus de ceux de Bezzerides est une étude paramétrique des profils de l'expansion en présence de ces deux populations d'électrons. Pour montrer l'influence des deux populations d'électrons éjectés de la cible sur l'expansion du plasma, nous présentons, sur les figures 3.1 et 3.2, les densités ioniques normalisées à leurs valeurs initiales et des vitesses des ions normalisées à la vitesse du son ionique en fonction de la variable self-similaire ξ , pour différentes valeurs du paramètre α jusqu'à la valeur limite de α . Sur la figure 3.1, les solutions self-similaires montrent deux comportements de la densité ionique par rapport au point d'intersection $\xi = 0$ qui est considéré comme la position initiale de l'interface plasma-vide. Les différents profils des ions sont comparés aux profils de l'expansion du plasma à une seule température électronique représentées par $\alpha = 1$ publiées pour la première fois par Gurevich et al dans la référence [8].

Près de la source $\xi < 0$, pour les différentes valeurs de α , les premiers électrons chauds quittent le plasma, et attirent les ions, les électrons thermiques servent à guider le groupe des ions thermiques lents [115]. La vitesse du son ionique dans cette région est donnée à partir de l'équation (3.12) par $c_s \approx c_{sh} \sqrt{1/\alpha} = c_{sc} = \sqrt{T_{ec}/m_i}$, qui, est la vitesse du son ionique des électrons froids uniquement, puisque $y_u \ll 1$, par conséquent, dans cette région c'est la population des électrons froids qui gouvernent l'expansion. En effet, l'expansion est ralentie par rapport au cas isotherme $\alpha = 1$ et la déplétion des ions est moins prononcée. La densité des ions dans ce cas est donnée par $\tilde{n}_i \approx \exp(-\sqrt{\alpha}\xi - 1)$. Loin de la cible, la déplétion des ions est plus prononcée avec l'augmentation du rapport de la température, ce qui indique que l'accélération des ions est plus effective et entraînée par les électrons chauds alors que la majorité des électrons froids sont retardés par le champ électrique self-consistent. Comme l'expansion progresse, le potentiel devient plus négatif et les électrons chauds ne peuvent

plus être considérés comme une composante de faible densité, mais deviennent majoritaires. La vitesse du son ionique est alors donnée par $c_s \approx c_{sh}$ puisque $y_u \gg 1$ et la densité devient $\tilde{n}_i \approx \exp(-\xi - 1)$ au front ionique [116]. Pour $\alpha = 9.9$ une discontinuité commence à apparaître indiquant clairement la séparation des deux populations d'électrons et l'apparition du front de choc.

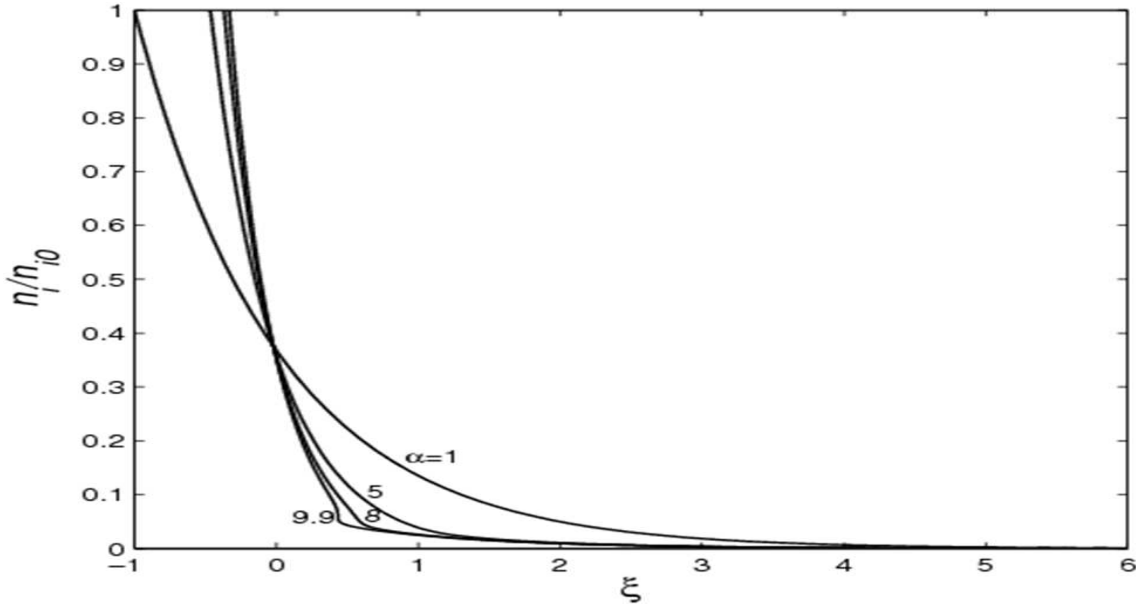


FIGURE 3.1 – Influence du rapport de température α sur les densités des ions dans le cas de deux populations d'électrons maxwelliennes, pour un rapport de densité initiale $y_u = 0.1$.

Sur la figure 3.2, les profils de vitesse des ions sont tracés pour différentes valeurs de α . Pour $\alpha = 1$, comme il est bien connu, la vitesse des ions est linéaire pour le cas isotherme [8]. Cependant pour $\alpha \neq 1$, les figures montrent une expansion avec trois phases :

- Une zone d'expansion lente dominée par des électrons froids et en raison de la quasi-neutralité des charges les ions suivent les électrons froids et sont ralentis avec des vitesses subsoniques. La vitesse du son ionique est donnée par c_{sc} et les ions se déplacent avec une vitesse linéaire dépendant de α tels que $\tilde{v}_i \approx \xi + (c_{sc}/c_{sh}) = \xi + \sqrt{1/\alpha}$. Durant les premiers instants de l'expansion de plasma, le processus d'accélération des ions est déterminé par les électrons froids.

- Une zone intermédiaire où les deux populations coexistent et commencent à se séparer. Une double couche se développe dans la région où se produit la séparation similaire au choc de raréfaction prédit théoriquement quand α tend vers sa valeur critique.

- Une zone où l'expansion est assurée par les électrons chauds se terminant au front ionique. Là, les ions sont accélérés par de forts champs électriques à des vitesses supersoniques subissant une forte augmentation de leur énergie. La vitesse du son ionique tend vers c_{sh} de telle sorte que les ions se déplacent linéairement avec $\tilde{v}_i \approx \xi + 1$, comme dans le cas d'un plasma à une seule température électronique [9, 117, 118]. L'effet des électrons froids est donc restreint à la surface du plasma et une singularité a lieu dans le profil du potentiel pour les grands rapports de température quand l'équation (3.7) s'annule.

Au front d'ions, il n'y a pas une grande différence entre le cas isotherme et l'expansion du plasma à deux températures électroniques, la vitesse est beaucoup plus influencée par les paramètres des électrons chauds (à titre d'exemple, à $\xi = 6$ et pour un rapport de température $\alpha = 9.9$, l'augmentation de la vitesse est de 3.73% par rapport au cas isotherme) et l'effet de la température est moins important.

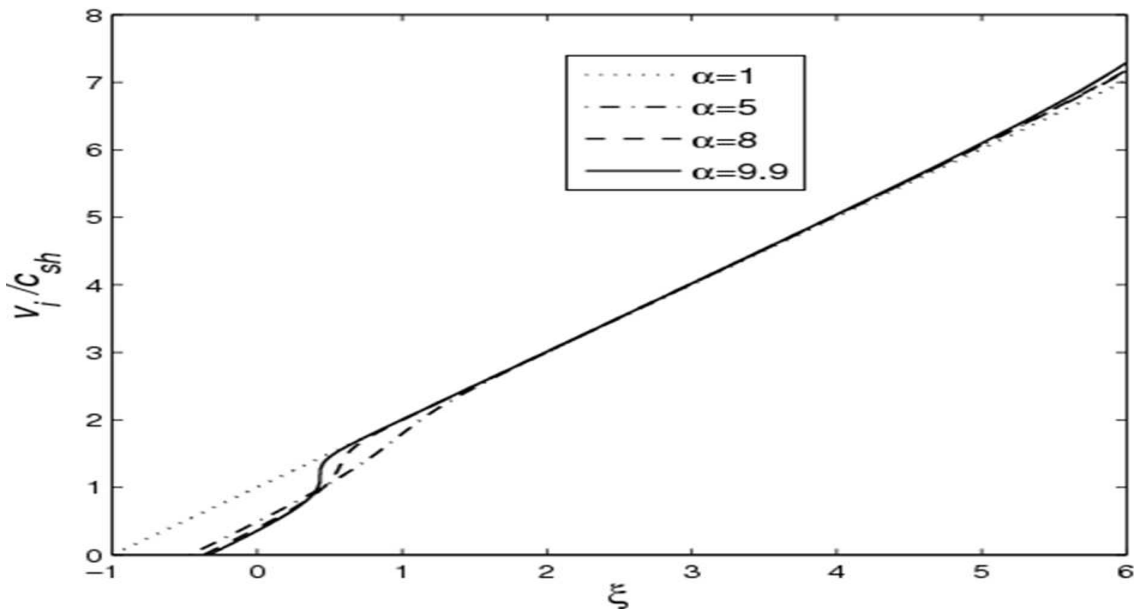


FIGURE 3.2 – Influence du rapport de température α sur la vitesse de l'expansion des ions dans le cas de deux populations d'électrons maxwelliens.

Pour montrer l'influence des rapports de densité initiale y_u sur l'expansion du plasma, nous avons tracé sur les figures 3.3 et 3.4, les profils de densité et de la vitesse, pour différentes valeurs de y_u et pour un rapport de température $\alpha = 8$. Pour les profils de densité comme il est représenté sur la Fig. 3.3, il n'y a pratiquement pas d'influence du rapport de densité initiale y_u sur les profils de densité du plasma en expansion près de la surface de la cible où la densité tend vers l'expression $\tilde{n}_i \approx \exp(-\sqrt{\alpha}\xi - 1)$, mais il est important au front de l'expansion loin de la cible où la densité est donnée par $\tilde{n}_i \approx \exp(-\xi - 1 + B)$, avec B une fonction de y_u donnée par [116]

$$B = \frac{1}{\alpha - 1} \left[\alpha^{0.5} \operatorname{Ln} \left(\frac{4y_u^{-1}}{(1 + \alpha^{-0.5})^2} \right) + \operatorname{Ln} \left(\frac{4y_u}{(1 + \alpha^{0.5})^2} \right) \right]$$

Donc, pour un rapport de température α donné, l'augmentation du nombre d'électrons froids par rapport au nombre d'électrons chauds a pour rôle de renforcer l'appauvrissement des ions et l'accélération de l'expansion.

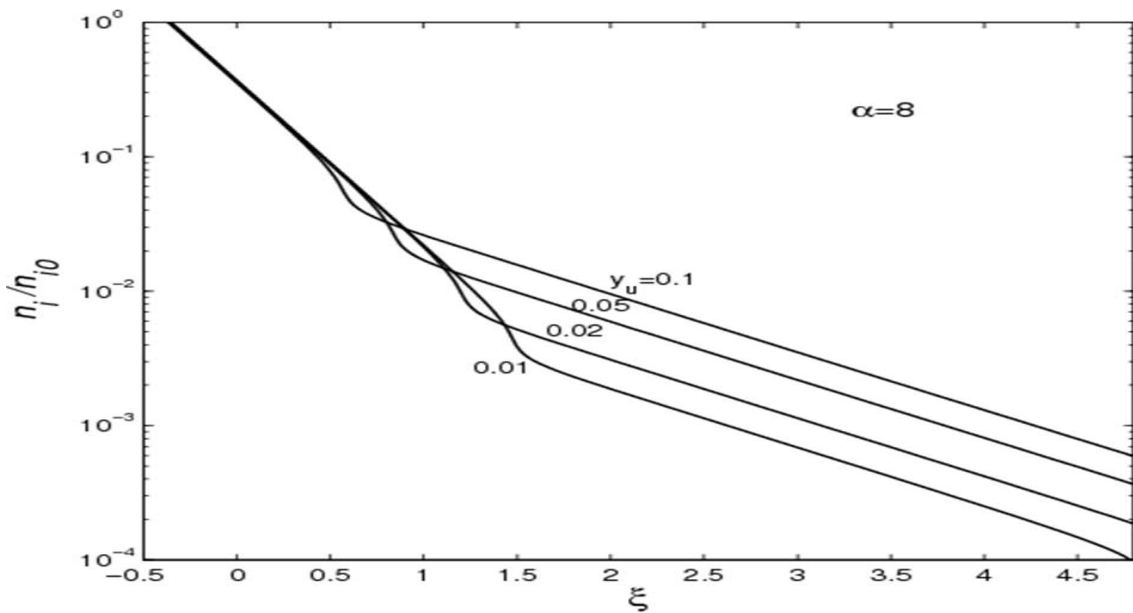


FIGURE 3.3 – Influence du rapport de densité initiale y_u sur les densités des ions pour un rapport de température $\alpha = 8$.

Sur la Fig. 3.4, pour les vitesses des ions, on observe le même comportement au début de l'expansion près de la cible où il n'y a aucune influence de y_u sur les profils de la vitesse, et leur

comportement tend vers $\tilde{v}_i \approx \xi + (c_{sc}/c_{sh}) = \xi + \sqrt{1/\alpha}$, mais l'influence de y_u est apparent au front de l'expansion où la vitesse est donnée par $\tilde{v}_i \approx \xi + B$ [116] et l'accélération des ions est plus efficace avec l'augmentation de la population des électrons froids. A titre d'exemple, la contribution du rapport de densités à l'accélération ionique est à peu près de 8.13% à $\xi = 4.8$ quand on passe de $y_u = 0.1$ à $y_u = 0.01$.

L'effet des électrons froids est alors limité à l'interface plasma-vide, où une singularité se produit dans les profils de potentiel pour des grandes valeurs des rapports des températures [109].

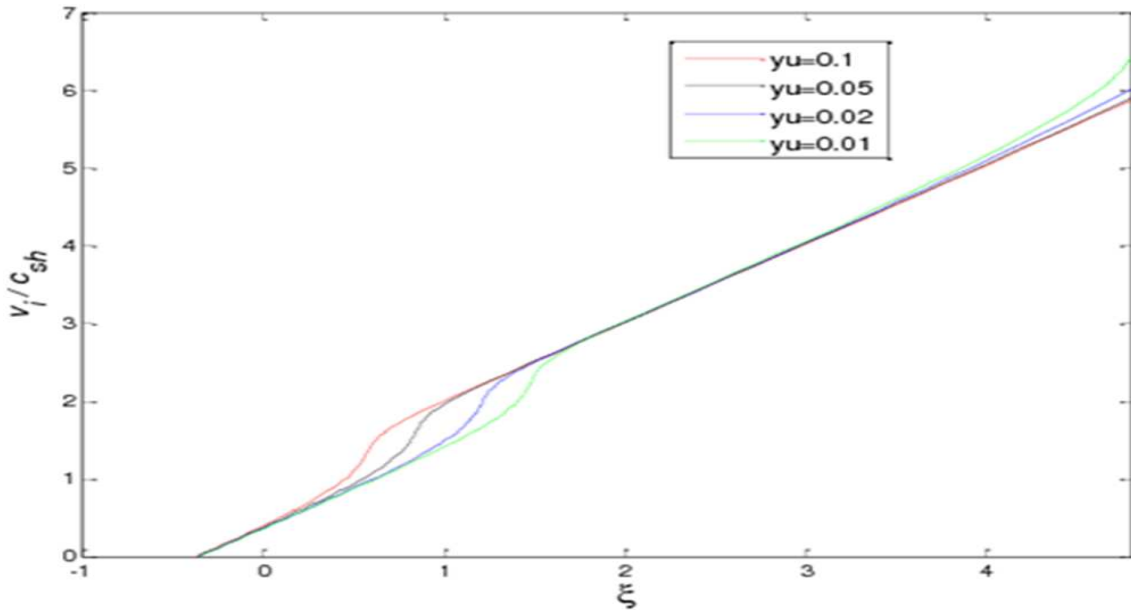


FIGURE 3.4 – Influence du rapport de densité initiale y_u sur la vitesse de l'expansion des ions pour un rapport de température $\alpha = 8$.

3.3 Modèle à deux populations électroniques avec deux distributions : maxwellienne et kappa

Le modèle précédent mettant en jeu deux distributions maxwelliennes par les deux populations électroniques a été controversé dans la littérature. En effet, une comparaison quantitative des résultats théoriques avec les résultats expérimentaux s'est avérée inexacte, puisque

dans l'expérience, les électrons énergétiques ont une distribution non-maxwellienne [119, 120]. Il a été aussi prouvé (comme on l'a dit au chapitre précédent) que les électrons rapides n'ont pas de distribution maxwellienne dans les expérience de laboratoire où le plasma généré n'arrive pas à thermaliser pendant les temps d'observation des phénomènes physiques [76].

C'est pour cela que nous allons dans ce qui suit analyser l'expansion d'un plasma semi-infini dans le vide en supposant deux populations d'électrons avec deux températures différentes, l'une froide et maxwellienne tandis que la population chaude est supposée être non-maxwellienne gouvernée par une distribution de type kappa.

3.3.1 Fonction de distribution de Kappa

La fonction de distribution kappa [121] a été introduite pour la première fois dans les années 1960 pour modéliser la dépendance de vitesse en loi de puissance qui caractérise les populations de particules de haute énergie, dans la physique spatiale [122]. Elle a été couramment utilisée pour ajuster les données mesurées par les missions satellites, ainsi que dans des dispositifs de laboratoire [122]. Elle décrit une fonction de distribution qui a un noyau de type maxwellien et une composante à haute énergie de la forme en loi de puissance, qui reproduit la dépendance en vitesse. Au laboratoire, la distribution de type kappa a été également utilisée dans des études expérimentales de trous d'électrons [123]. Dans les plasmas produits par laser, elle a été utilisée pour modéliser l'accélération ionique et l'expansion du plasma comme il a été décrit dans la référence [124], où les auteurs ont montré numériquement que plus la population des électrons énergétiques augmente, plus l'expansion a eu lieu rapidement, le champ électrique résultant était plus fort, les ions sont accélérés à de plus hautes énergies.

La fonction de distribution kappa à une dimension pour les électrons chauds s'écrit [125],

$$f_{eh} = \frac{n_{eh0}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\theta \kappa^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v_{eh}^2}{\kappa \theta^2} \right)^{-\kappa}$$

où θ est la vitesse thermique moyenne des électrons chauds donné par l'expression :

$$\theta = \left(\frac{2\kappa - 3}{\kappa} \right)^{1/2} \left(\frac{T_{eh}}{m_e} \right)^{1/2}$$

κ est l'indice spectral ($\kappa \geq 3/2$) qui mesure l'excès de la suprathermalité, n_{eh0} , m_e , v_{eh} , et T_{eh} sont la densité initiale, la masse, la vitesse, et la température des électrons, respectivement.

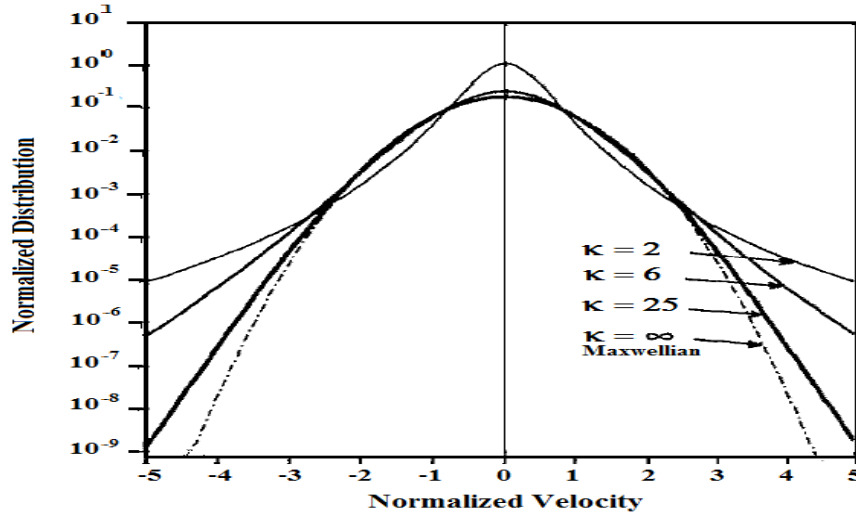


FIGURE 3.5 – Le comportement typique de la fonction de distribution kappa pour différents valeurs de κ [125].

La figure 3.5 illustre le comportement de la fonction de distribution kappa pour différents valeurs de κ . Pour $\kappa \rightarrow \infty$, on retrouve la fonction de distribution maxwellienne :

$$f_{eh} = \frac{n_{eh0}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\theta} \exp \frac{v_{eh}^2}{\theta^2}$$

où

$$\theta = \left(\frac{2T_{eh}}{m_e} \right)^{1/2}$$

Dans le cas où les électrons sentent le potentiel électrique φ , f_e doit être modifiée de la manière suivante :

$$f_{eh} = \frac{n_{eh0}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\theta \kappa^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \left(1 + \frac{v_{eh}^2}{\kappa \theta^2} - \frac{2e\varphi}{m_e \kappa^2 \theta} \right)^{-\kappa} \quad (3.17)$$

où

$$\theta = \left(\frac{2\kappa-3}{\kappa} \right)^{1/2} \left(\frac{T_{eh}}{m_e} \right)^{1/2}$$

3.3.2 Modèle physique

Dans le modèle qui va suivre, la population des électrons froide est modélisée par la distribution de Maxwell tandis que la population d'électrons chauds qui peut être considérée comme rapide et énergétique, est régie par la distribution de kappa [126].

En intégrant l'équation (3.17) par rapport aux vitesses, nous obtenons la forme de la densité des électrons chauds spatiale suivante

$$n_{eh} = n_{eh0} \left(1 - \frac{\varphi}{T_{eh}(\kappa-3/2)} \right)^{-\kappa+1/2} \quad (3.18)$$

La densité des électrons froids maxwelliens est donnée par

$$n_{ec} = n_{ec0} \exp(e\varphi/T_{ec}) \quad (3.19)$$

La densité électronique totale est alors la somme des densités d'électrons chauds et froids donnée par [77]

$$n_e = n_{ec} + n_{eh} = n_{ec0} \exp(e\varphi/T_{ec}) + n_{eh0} \left(1 - \frac{e\varphi/T_{eh}}{\kappa-3/2} \right)^{-\kappa+1/2} \quad (3.20)$$

Avec $n_{e0} = n_{ec0} + n_{eh0}$, $\kappa \geq 3/2$

Les collisions entre électrons qui feraient finalement équilibrer les espèces chaudes et froides sont ignorées, aussi, les collisions électron-ion sont également négligées [127].

Le mouvement des ions froids est modélisé par les équations fluides de continuité (2.34) et de quantité de mouvement (2.35).

En utilisant les paramètres normalisés de la densité, du potentiel, et de la température,

comme dans la section précédente (3.2), on trouve l'expression de la densité totale pour les électrons :

$$\tilde{n}_e = \frac{n_e}{n_{e0}} = \frac{1}{1 + y_u} \exp(\alpha\Phi) + \frac{y_u}{1 + y_u} \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa - 3/2}\right)^{-\kappa+1/2} \quad (3.21)$$

où $\Phi = e\varphi/T_{eh}$ est le potentiel électrostatique normalisé.

En dérivant l'équation (3.21) par rapport à ξ et en utilisant l'équation de quasi-neutralité, on obtient

$$\frac{d\tilde{n}_e}{d\xi} = \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = A \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.22)$$

$$A = \frac{y_u}{y_u + 1} \left(\frac{\kappa - 1/2}{\kappa - 3/2}\right) \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa - 3/2}\right)^{-\kappa-1/2} + \frac{\alpha}{1 + y_u} \exp(\alpha\Phi)$$

L'équation de mouvement (2.35) des ions devient :

$$(\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} + \frac{1}{A} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = 0 \quad (3.23)$$

On trouve alors pour le déterminant du système d'Eqs. (2.34) et (3.23) pour avoir une solution non-triviale :

$$(\tilde{v}_i - \xi) = \sqrt{\frac{\tilde{n}_i}{A}} \quad (3.24)$$

En dérivant l'Eq. (3.24) décrivant la vitesse ionique et en utilisant la condition de quasi-neutralité (3.22), nous obtenons :

$$\frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 1 + \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{A}{\tilde{n}_i}} - \frac{\sqrt{\tilde{n}_i}}{A^{3/2}} B \right) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.25)$$

B est une expressions de Φ donnée par

$$B = \frac{dA}{d\Phi} = \frac{y_u}{y_u + 1} \left(\frac{(\kappa - 1/2)(\kappa + 1/2)}{(\kappa - 3/2)^2} \right) \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa - 3/2}\right)^{-\kappa-3/2} + \frac{\alpha^2}{1 + y_u} \exp(\alpha\Phi)$$

Utilisant les Eqs. (2.35), (3.24) et (3.25), nous avons trouvé l'équation à résoudre pour le potentiel électrostatique :

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = -\frac{\sqrt{\tilde{n}_i}}{3/2\sqrt{A} - 1/2\tilde{n}_i B/A^{3/2}} \quad (3.26)$$

Les conditions initiales de l'expansion sont données par : $\tilde{v}_i(\xi_0) = 0$, $\tilde{n}_i(\xi_0) = 1$ et $\Phi(\xi_0) = 0$. ξ_0 est le point qui divise la région du plasma au repos de celle du plasma en mouvement, son expression est déduite de (3.24)

$$\xi_0 = -\sqrt{\left(\frac{\alpha}{y_u + 1} + \frac{y_u}{y_u + 1} \frac{\kappa - 1/2}{\kappa - 3/2}\right)^{-1}} \quad (3.27)$$

La densité, la vitesse, et le potentiel des ions sont donnés par la solution du système d'équations (3.22), (3.25) et (3.26) sous l'hypothèse de la quasi-neutralité.

La vitesse sonique est donnée par

$$c_s^2 = \frac{1}{m_i} \frac{\partial P}{\partial n_e} = c_{sh}^2 \frac{1 + y}{\frac{n_{eh0}}{n_{ec}} \frac{\kappa - 0.5}{\kappa - 1.5} \left(\frac{n_{eh}}{n_{eh0}}\right)^{[(-\kappa - 0.5)/(-\kappa + 0.5)]} + \alpha} \quad (3.28)$$

3.3.3 Résolution numérique et discussion des résultats

Pour étudier le rôle des électrons non-maxwelliens sur l'expansion et sur l'accélération des ions, nous avons tracé sur la figure 3.6 les profils de la vitesse des ions pour différentes valeurs du paramètre κ pour $\alpha = 9$ et $y_u = 0.1$, et sont comparés au cas d'un plasma à deux populations d'électrons maxwelliens $\kappa \rightarrow \infty$ dans l'équation (3.8) représenté par $\kappa = 100$ dans la figure.

En début de l'expansion de plasma près de la cible, La vitesse acoustique ionique est donnée approximativement par la vitesse acoustique des électrons froids qui est donnée après simplification de (3.28) par

$$c_s \approx c_{sh} \sqrt{\frac{1}{\alpha}} = c_{sc}$$

La partie qui dépend de κ est négligeable par rapport à α donc, il semblerait que les électrons énergétiques n'ont aucun effet sur l'expansion des ions, et par conséquent, dans cette

région, les ions se déplacent avec une vitesse linéaire en fonction du paramètre α tel que $\tilde{v}_i \approx \xi + c_{sc}/c_{sh} \approx \xi + \sqrt{1/\alpha}$.

Les électrons énergétiques n'ont pratiquement aucun effet sur l'accélération ionique, dans cette région ce sont les électrons froids qui dominent l'expansion de plasma.

Le rôle des électrons non-maxwelliens apparaît au-delà de la région de piégeage des électrons froids et est majoritaire dans le front d'expansion, où leur vitesse est donnée approximativement par

$$\tilde{v}_i = \frac{\kappa - 1/2}{\kappa - 1} \xi + \frac{\sqrt{(\kappa - 1/2)(\kappa - 3/2)}}{\kappa - 1}$$

, où une seule composante des électrons a été impliquée dans le modèle de l'expansion étudié (les électrons chauds non thermiques uniquement) [76]. Quand $\kappa \rightarrow \infty$, la vitesse tend vers le cas maxwellien où $\tilde{v}_i \approx \xi + 1$.

Nous pouvons en déduire que la présence de la queue d'électrons énergétiques dont la population augmente avec la diminution du paramètre κ , a pour rôle d'augmenter l'accélération des ions beaucoup plus que l'accélération entraînée par la population d'électrons chauds maxwelliens représentés par $\kappa = 100$. Donc supposer deux populations électroniques maxwelliennes induit une sous-estimation de l'accélération ionique associée à l'expansion des plasmas produits par laser.

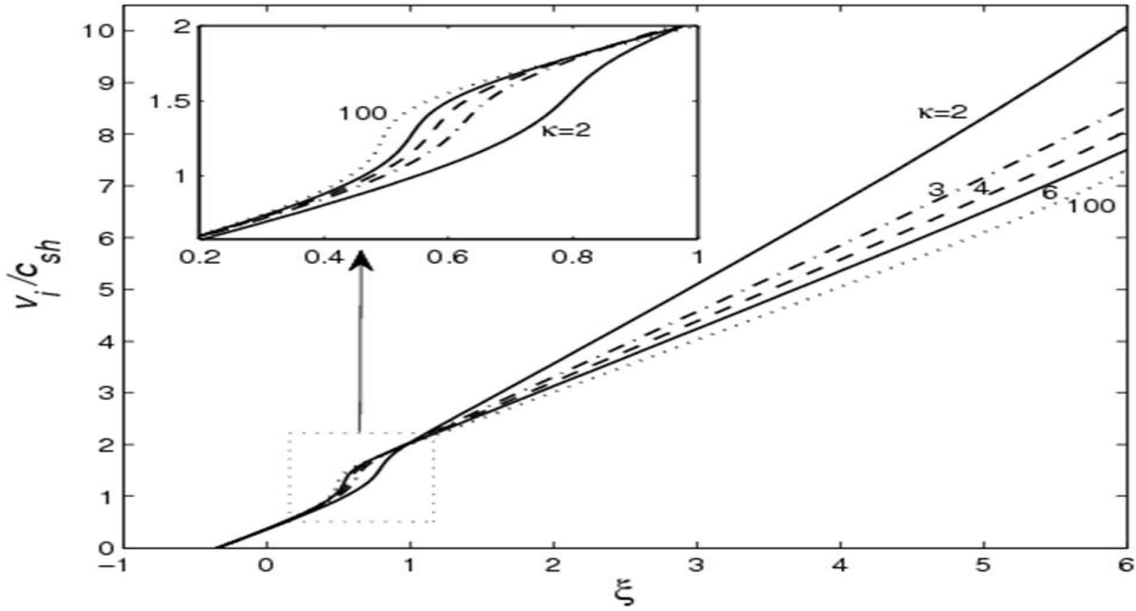


FIGURE 3.6 – Influence des électrons non-maxwelliens sur les profils de la vitesse des ions pour $\alpha = 7$.

Il convient également d'indiquer que, dans la présente étude de l'accélération des ions, la limite de la solution self-similaire, en supposant la neutralité de charge, augmente lorsque κ diminue (augmentation du nombre d'électrons non thermiques) et atteint la valeur de 15,9 pour $\kappa = 2$. Ceci est illustré sur la Fig. 3.7 où les vitesses des ions sont tracées pour différentes valeurs de α limites dépendant de κ . Ces valeurs-limites sont obtenues numériquement. Une résolution analytique n'est pas possible lors de la manipulation de la fonction de distribution des électrons représentés par l'expression (3.20), contrairement au cas de la distribution bi-maxwellienne où la limite de la quasi-neutralité est $\alpha = 9.9$ est obtenue analytiquement par Bezzeries et al. [109], comme nous l'avons montré dans la section 3.2.

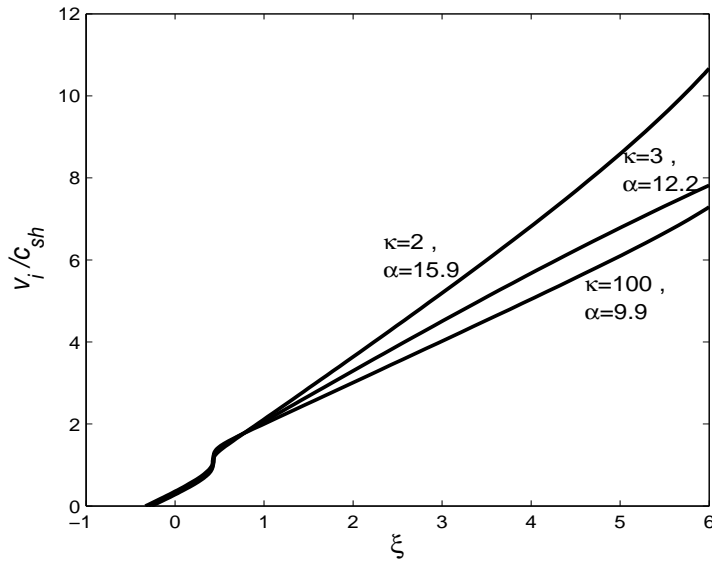


FIGURE 3.7 – Vitesse des ions pour différentes valeurs de α_{limite} pour la solution self-similaire pour différentes valeurs de κ .

3.4 Conclusion

L'expansion d'un plasma produit par laser est étudiée en présence de deux populations d'électrons avec deux températures : froide et chaude. La première est modélisée par la distribution de Maxwell et la seconde qui gouverne les électrons énergiques non-maxwelliens est modélisée par la fonction de distribution de type kappa.

La solution self-similaire obtenue a montré que l'effet des électrons froids est limité dans une région confinée près de la face arrière de la cible, tandis que les électrons chauds sont responsables de l'accélération des ions du front de l'expansion.

On a constaté qu'en plus des effets thermiques, la présence des électrons non-maxwelliens accélère l'expansion des ions et étend également la validité de la solution self-similaire.

Cette étude peut être utile dans la modélisation de l'expansion du plasma produit par laser quand le paramètre α n'est pas trop élevé afin de maintenir la condition de quasi-neutralité et la solution self-similaire valides lors de l'expansion. Pour des rapports de températures

plus élevés il faut tenir compte de la séparation de charge à travers l'équation de Poisson [76, 85, 114].

CHAPITRE 4

CARACTÉRISTIQUES DYNAMIQUES DU FRONT IONIQUE DANS LE PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à un autre phénomène physique relatif à l'expansion de plasma, à savoir, la dynamique du front ionique qui n'est pas encore complètement résolue malgré toutes les solutions proposées par la modélisation numérique, en tenant compte des effets de séparation de charge [41, 74, 128].

Nous allons en fait nous intéresser à la dynamique du front ionique de l'expansion quand nous supposons une distribution non thermique des électrons. Dans cette présente étude, les électrons sont supposés suivre la distribution de Kappa. Avant de présenter ces résultats, nous allons d'abord exposer l'œuvre la plus connue concernant la dynamique du front ionique qui est le modèle proposé par Mora en 2003 [9]. Ce dernier a proposé une théorie self-similaire de l'expansion d'un plasma quasi-neutre entraîné par les électrons chauds maxwelliens, y compris les effets de séparation de charge sur l'échelle de la longueur de Debye électronique au front ionique.

4.2 Modèle de Mora

Ce modèle considère initialement un plasma semi-infini non-collisionnel occupant le demi-espace $x \leq 0$ pour $x \leq 0$, les ions de densité $n_i = n_{i0}$ sont froids et initialement au repos à $t = 0$ pour $x > 0$, on a $n_i = 0$. Cette approche monodimensionnelle néglige l'inertie des électrons (devant celle des ions) et considère ces derniers comme un fluide à l'équilibre thermodynamique. La température du fluide électronique, T_e , est supposée constante dans le temps. Si l'on néglige la température ionique devant la température électronique, la pression P du plasma considéré comme un gaz parfait s'écrit :

$$P = n_e T_e \tag{4.1}$$

De plus, l'équation de mouvement électronique donne (en négligeant l'inertie des électrons) :

$$e n_e E = \frac{\partial P}{\partial x} \quad (4.2)$$

Où E est le champ électrique. Ces hypothèses imposent une population électronique en équilibre avec le potentiel électrostatique tel que :

$$n_e = n_{e0} \exp(e\varphi/T_e) \quad (4.3)$$

Où n_{e0} est la densité électronique non perturbée, i.e. pour $x \rightarrow -\infty$. φ est le potentiel électrostatique et T_e la température du fluide électronique. Loin du front ionique, quand $x \rightarrow -\infty$, on a la condition $\varphi(-\infty, t) = 0$ et $n_{e0} = n_{i0}$ qui traduit la neutralité électrique quel que soit t . Le potentiel électrique généré par la séparation de charge φ est donné par l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) \quad (4.4)$$

Le champ électrique initial en $x = 0$ peut être déterminé en intégrant l'équation de Poisson entre $x = 0$ et $x = \infty$ où la densité ionique est nulle :

$$E(x = 0, t = 0) = \sqrt{\frac{2}{\exp(1)}} E_0, \quad (4.5)$$

avec $\exp(1) \simeq 2.71828$ est le nombre de Neper, et

$$E_0 = \sqrt{n_{e0} T_e / \epsilon_0} = T_e / (e \lambda_{D0}).$$

$\lambda_{D0} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{n_{e0} e^2}}$ est la longueur de Debye électronique initiale.

L'expansion des ions dans le plasma est décrite par les équations de continuité et du mouvement (2.34) et (2.35) en supposant les ions froids $T_i = 0$.

La solution self-similaire du système d'équations régissant ce modèle d'expansion en supposant que le plasma est quasi-neutre, est donnée par

$$n_i = n_{i0} \exp[-(\xi + 1)] \quad (4.6)$$

$$v_i = c_s(\xi + 1) \quad (4.7)$$

$$e\varphi = -T_e(\xi + 1) \quad (4.8)$$

où $\xi = x/c_s t$, $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ est la vitesse acoustique ionique.

Le champ électrostatique self-similaire, $E_{ss} = -\partial\varphi/\partial x$, se déduit des équations (4.5) et (4.8) :

$$E_{ss} = \frac{T_e}{e c_s t} = \frac{E_0}{\omega_{pi} t} \quad (4.9)$$

La résolution self-similaire d'une expansion de plasma permet d'obtenir des solutions approchées du problème dans le cas d'un plasma quasi-neutre. La structure d'un front d'ions est également déduite par de simples considérations physiques. Cependant les effets de séparation de charges situés au front d'ions ne sont pas pris en compte et la physique régissant l'évolution de la double couche électrostatique reste inconnue. Il semble alors nécessaire de faire une étude plus approfondie de l'expansion d'un plasma en tenant compte de la séparation de charges entre les deux populations chargées.

La solution self-similaire du champ électrostatique (équation 4.9) perd sa validité lorsque la quasi-neutralité de charges est brisée. Cette brisure intervient lorsque la longueur de Debye initiale $\lambda_{D0} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{n_{e0} e^2}}$ se trouve supérieure à la longueur de gradient de densité self-similaire, $c_s t$, i.e., pour $\omega_{pi} t < 1$. Cela montre que les effets de séparation de charges restent dominants pendant la phase initiale de la détente du plasma. Pour des temps $\omega_{pi} t \gg 1$, la solution self-similaire prévoit un profil de vitesse qui croît linéairement jusqu'à l'infini. Or physiquement le profil de vitesse des ions doit être limité à une valeur finie. Une estimation de la position du front d'ions accélérés peut être déterminée en appliquant la condition de brisure de quasi-neutralité, i.e., lorsque la longueur de Debye locale λ_D devient de l'ordre de la longueur de

gradient de densité $c_s t$,

$$\lambda_D = \lambda_{D0} \sqrt{\frac{n_{e0}}{n_e}} = \lambda_{D0} \exp\left(\frac{1}{2}\left(1 + \frac{x}{c_s t}\right)\right) \simeq c_s t \quad (4.10)$$

Cette position est donnée par le relation :

$$1 + x/c_s t = 2 \log(\omega_{pi} t) \quad (4.11)$$

En utilisant (4.7), la solution self-similaire prédit en ce point une vitesse au front :

$$v_{front} = 2c_s \log(\omega_{pi} t) \quad (4.12)$$

Cette vitesse correspondant à un champ deux fois supérieur au champ self-similaire :

$$E_{front} = \frac{dv_{front}}{dt} \simeq 2E_{ss} = \frac{2E_0}{\omega_{pi} t} \quad (4.13)$$

Les équations (4.5) et (4.13) donnent deux solutions pour le champ électrique au front ionique, pour $t = 0$ et pour $\omega_{pi} t \gg 1$, respectivement.

Le champ électrique au front d'ions est donnée par l'intégration de l'équation de Poisson (4.4) entre $x = x_{front}$ et $x = \infty$

$$E_{front}(t) = \sqrt{2} E_0 \exp\left(\frac{e\Phi_{front}}{T_e} = \sqrt{2} \frac{T_e}{e\lambda_D}\right) \quad (4.14)$$

Pour décrire les champ électrique à tout temps, des méthodes numériques doivent être appliquées comme les codes lagrangiens, en utilisant l'équation de Poisson. A l'aide de ces résultats numériques, Mora a donné une interpolation physique adéquate pour le champ électrique entre les deux limites des champs sous la forme suivante

$$E_{front} \simeq \frac{2}{\exp(1)} \frac{E_0}{\sqrt{1 + \tau^2}} \quad (4.15)$$

avec $\tau = \frac{\omega_{pi0} t}{\sqrt{2 \exp(1)}}$.

Se basant sur (4.15), des formules analytiques pour la vitesse et la position du front sont

données, l'expression de la vitesse du front s'obtient en intégrant (4.15) :

$$v_{front} = 2c_s \log(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1}) \quad (4.16)$$

L'expression de la vitesse du front en fonction du temps est représentée sur la figure 4.2.

La position du front s'obtient en intégrant v_{front} :

$$x_{front} = 2\sqrt{2\exp(1)}\lambda_{D0}[\tau \log(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1}) - \sqrt{\tau^2 + 1} + 1] \quad (4.17)$$

et l'énergie ionique maximum est donnée par :

$$E_{max} = \frac{1}{2}m_i v_{ifront}^2 = 2T_e[\log(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1})]^2 \quad (4.18)$$

En posant $\epsilon = \frac{m_i v^2}{2}$, le modèle self-similaire prédit un nombre d'ions par unité d'énergie et unité de surface donné par Mora [9] qui représente le spectre d'énergie ionique :

$$\frac{dN}{d\epsilon} = \frac{dN}{dx_i} \frac{dx_i}{dv_i} \frac{dv_i}{d\epsilon} \quad (4.19)$$

$$\frac{dN}{d\epsilon} = \frac{n_{i0} c_s t}{\sqrt{2\epsilon\epsilon_0}} \exp(-\sqrt{2\epsilon/\epsilon_0}) \quad (4.20)$$

où $dN/dx_i = n_i$, $dx_i/dv_i = t$ et $dv_i/d\epsilon = \sqrt{1/2m_i\epsilon_i}$, et $\epsilon_0 = T_e$.

Le spectre d'énergie montre une forme maxwellienne typique des expérience d'interaction laser-plasma.

Les figures 4.1-4.5 montrent la solution du modèle à électrons chauds maxwelliens. La figure 4.1 montre la décroissance du champ électrique en fonction du temps et la figure 4.2 montre l'évolution de la vitesse du front ionique en fonction du temps.

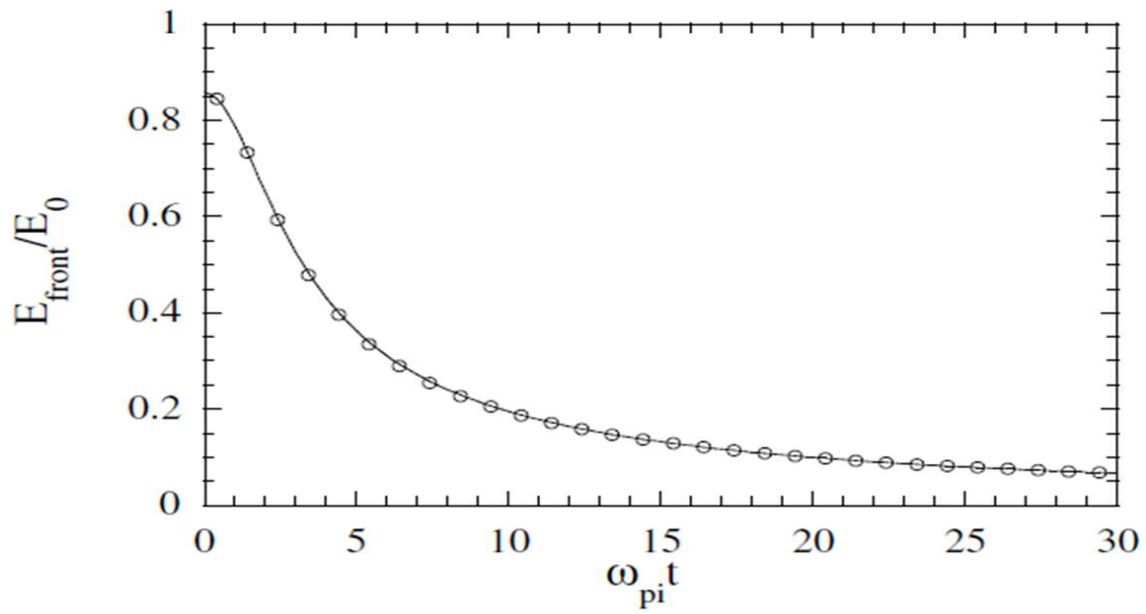


FIGURE 4.1 – Profil du champ électrique normalisé à sa valeur initiale en fonction du temps, la courbe en trait plein représente le fit et les cercles représentent les résultats de simulation numérique [9].

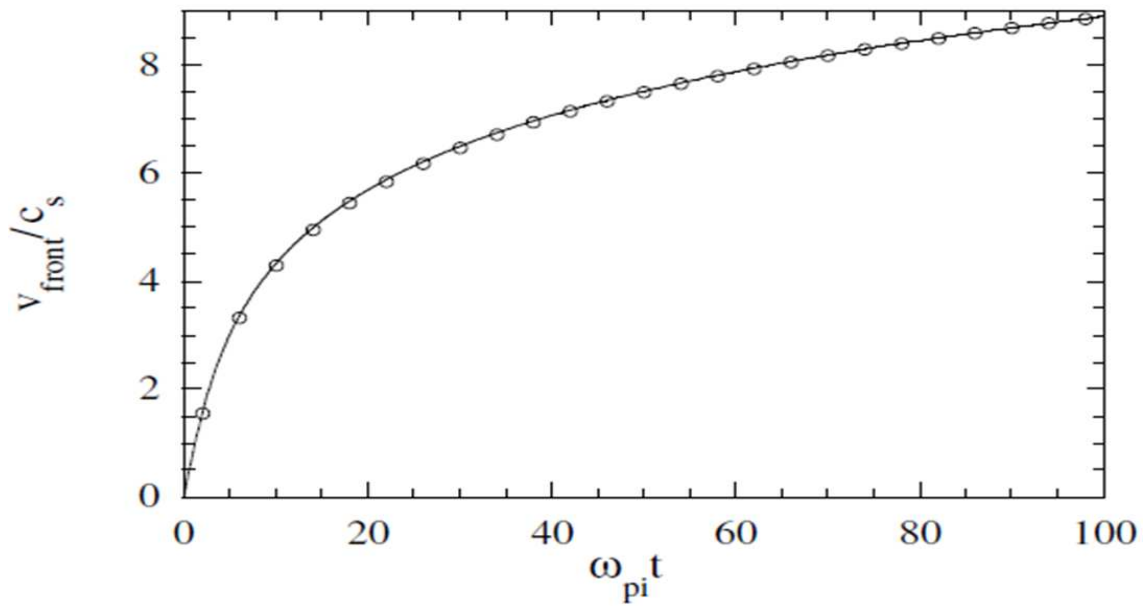


FIGURE 4.2 – Vitesse du front ionique normalisée à la vitesse sonique en fonction du temps, la courbe en trait plein représente le fit et les cercles représentent les résultats de simulation numérique [9].

Les Figs. 4.3 et 4.4 représentent l'évolution de la densité et du champ électrique, respectivement à un instant donné. Les solutions self-similaires sont également représentées en pointillés sur ces figures. Le pic sur le profil du champ électrique (Fig. 4.4) correspond au front d'ions, résultant de la séparation de charge entre les ions et les électrons.

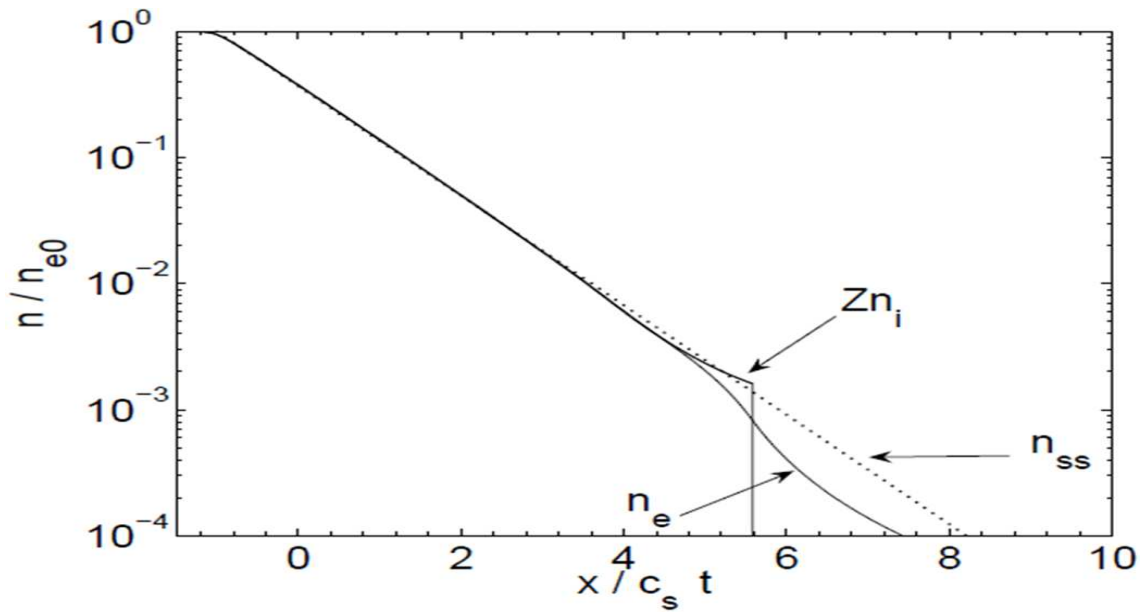


FIGURE 4.3 – Densités des électrons et des ions normalisées à leurs valeurs initiales en fonction de ξ à un temps $\omega_{pi} t = 50$, la courbe en pointillés représente la solution self-similaire [9].

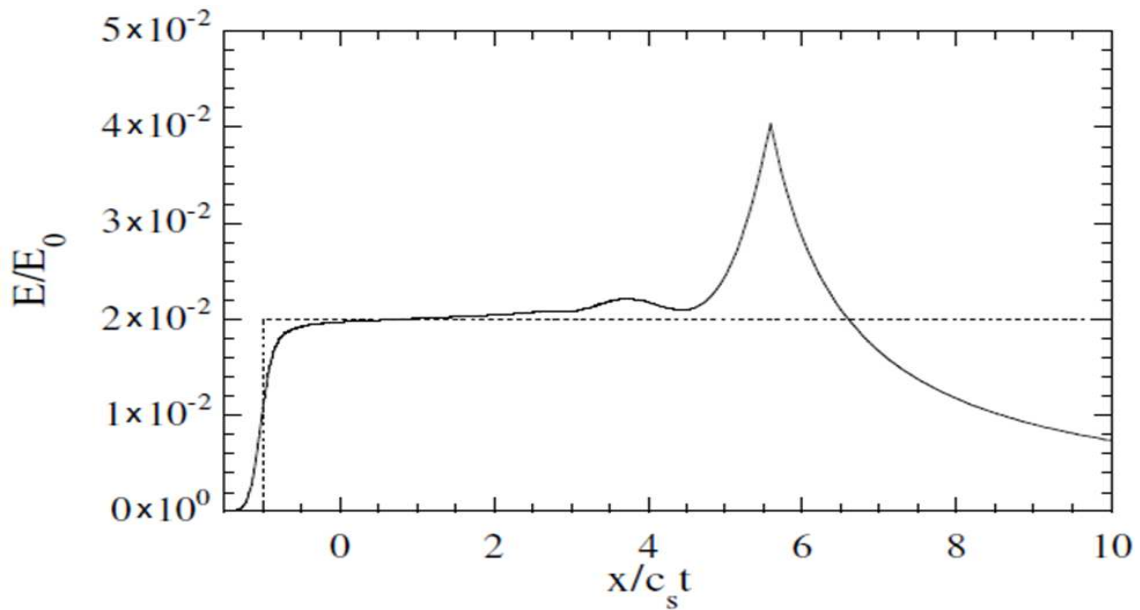


FIGURE 4.4 – Profil du champ électrique normalisé à sa valeur initiale en fonction de ξ à un temps $\omega_{pi} t = 50$, la courbe en pointillés représente la solution self-similaire [9].

Le front d'ions n'est pas décrit par le modèle self-similaire. On peut souligner l'évolution

en exponentielle décroissante avec la vitesse du spectre des ions, illustrée sur la figure 4.5.

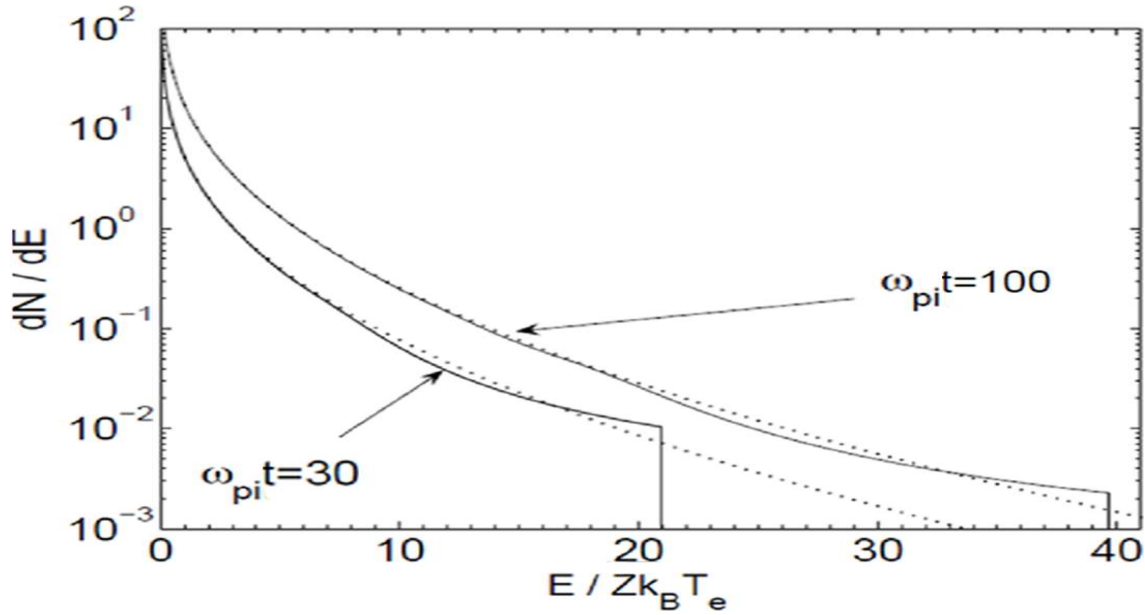


FIGURE 4.5 – Spectre des ions à un temps $\omega_{pi} t = 30$ et $\omega_{pi} t = 100$, la courbe en pointillés représente la solution self-similaire [9].

4.3 Description du présent modèle

Par analogie à l'étude faite par Mora [9] concernant l'expansion d'un plasma avec des électrons chauds Maxwelliens, nous avons cherché une solution self-similaire à une dimension d'un plasma non-relativiste, isotherme et non-collisionnel en expansion avec des électrons suivant une distribution non-thermique de type kappa [126]. Nous avons ensuite tenant compte de la séparation de charge pour étudier les caractéristiques du front ionique en présence d'électrons non-thermiques.

Le but recherché est donc de montrer l'influence de ces électrons sur le processus de l'accélération ionique dans le plasma en proposant des expressions analytiques pour le champ électrique, l'énergie maximale des ions ainsi que le spectre d'énergie.

La densité électronique spatiale est donnée par

$$n_e = n_{e0} \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa - 3/2} \right)^{-\kappa+1/2} \quad (4.21)$$

où $\Phi = e\varphi/T_e$ est le potentiel électrostatique normalisé.

Les équations hydrodynamiques pour les ions, à une dimension sont représentées par l'équation de continuité et l'équation de mouvement données par les équations (2.34) et (2.35). Le potentiel électrostatique satisfait l'équation de Poisson (4.4)

4.4 La solution self-similaire

En procédant comme dans le chapitre 2 (section 2.2.5), lorsque la quasi-neutralité de charge $n_e = n_i$ est supposée et en dérivant l'équation (4.21) par rapport à ξ , nous obtenons

$$\frac{d\tilde{n}_e}{d\xi} = \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = \frac{\kappa - \frac{1}{2}}{\kappa - \frac{3}{2}} \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa - \frac{3}{2}} \right)^{-1} \tilde{n}_i \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (4.22)$$

Alors l'équation de mouvement pour les ions (2.35) devient

$$\frac{\kappa - \frac{3}{2}}{\kappa - \frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa - \frac{3}{2}} \right)^{-1} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \tilde{n}_i (\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} \quad (4.23)$$

Le système d'équations (2.34) et (4.23), nous a permis de déduire l'expression de la vitesse ionique suivante

$$\tilde{v}_i - \xi = \sqrt{\frac{\kappa - \frac{3}{2}}{\kappa - \frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa - \frac{3}{2}} \right)} \quad (4.24)$$

La dérivée de l'équation (4.24) donne

$$\frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 1 - \frac{\Phi}{2(\kappa - 1)} \sqrt{\frac{\kappa - \frac{1}{2}}{\kappa - \frac{3}{2}} \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa - \frac{3}{2}} \right)^{-1/2}} \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (4.25)$$

En utilisant les équations (2.35), (4.24) et (4.25), nous avons trouvé l'équation à résoudre pour le potentiel électrostatique

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = -\frac{1}{\kappa-1} \left((\kappa-3/2)(\kappa-1/2) \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa-3/2} \right) \right)^{1/2} \quad (4.26)$$

Tels que définis dans le chapitre 2, les paramètres initiaux sont tels que le plasma est non perturbé et au repos à $t \leq 0$, de telle sorte que : $\tilde{v}_i(\xi_0) = 0$, $\tilde{n}_i(\xi_0) = 1$, $\Phi(\xi_0) = 0$ et ξ_0 est donnée à partir de l'Eq. (4.24) par :

$$\xi_0 = -\sqrt{\frac{\kappa - \frac{3}{2}}{\kappa - \frac{1}{2}}} \quad (4.27)$$

On déduit la solution self-similaire du système d'Eqs. (2.34), (4.23) et (4.26) sous l'hypothèse de la quasi-neutralité de charge, pour la densité, la vitesse et le potentiel des ions, donnés par les expressions suivantes

$$\tilde{n}_{i,ss} = \left(\frac{1}{2(\kappa-1)} \left(\sqrt{\frac{\kappa - \frac{1}{2}}{\kappa - \frac{3}{2}}} \xi + 2\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \right) \right)^{-2\kappa+1} \quad (4.28)$$

$$\tilde{v}_{i,ss} = \frac{1}{\kappa-1} \left(\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \xi + \sqrt{\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)} \right) \quad (4.29)$$

$$\Phi_{ss} = -\frac{1}{(\kappa-1)^2} \left(\frac{1}{4}(\kappa-1)\xi^2 + \left(\kappa - \frac{1}{2}\right)^{3/2} \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{1/2} \xi + \left(\kappa - \frac{3}{4}\right)\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) \right) \quad (4.30)$$

La solution self-similaire est utile pour l'étude des propriétés générales de l'expansion du plasma, mais ne peut pas spécifier l'expansion dans les premières étapes de l'expansion en raison de la violation de la quasi-neutralité de charge, même pour des temps ultérieurs, cette condition échoue au front ionique. En conséquence, la solution self-similaire ne fournit pas une déduction précise du champ électrique au front ionique.

Nous pouvons contourner le problème au front ionique en stipulant que la solution self-similaire n'a pas de sens tant que la longueur locale de Debye λ_D est plus grande que la longueur d'échelle de la densité ionique self-similaire donnée par

$$l_{ss} = \left| \frac{n_i}{\frac{\partial n_i}{\partial x_i}} \right|_{x=0}$$

En évaluant l_{ss} de la densité self-similaire des ions à la limite initiale de la cible ($x = 0$), que nous prenons comme une position représentative, on trouve

$$l_{ss} = \sqrt{\frac{\kappa - \frac{3}{2}}{\kappa - \frac{1}{2}}} c_s t$$

Par conséquent, λ_D est supérieure à l_{ss} à partir de la position du front

$$\frac{x_{f,ss}}{c_s t} = 2 \sqrt{\kappa - \frac{3}{2}} \left(\frac{\kappa - 1}{\sqrt{\kappa - \frac{1}{2}}} \left(\frac{1}{\omega_{pi} t} \sqrt{\frac{\kappa - \frac{1}{2}}{\kappa - \frac{3}{2}}} \right)^{\frac{1}{-\kappa + \frac{1}{2}}} - \sqrt{\kappa - \frac{1}{2}} \right) \quad (4.31)$$

En dérivant l'équation (4.29) par rapport au temps et en utilisant l'équation (4.31), on déduit le champ électrique au front ionique pour $\omega_{pi} t \gg 1$

$$E_{f,ss}(t, \kappa) e / m_i = \frac{d\tilde{v}_{i,ss}}{dt} = 2 \sqrt{\frac{\kappa - \frac{3}{2}}{\kappa - \frac{1}{2}}} \left(\frac{\kappa - \frac{1}{2}}{\kappa - \frac{3}{2}} \right)^{\frac{1}{-2\kappa + 1}} \omega_{pi} (\omega_{pi} t)^{\frac{-\kappa + 3/2}{\kappa - 1/2}} \quad (4.32)$$

Quand $\kappa \rightarrow \infty$, on retrouve le cas maxwellien $E_f(t) = 2E_0 / \omega_{pi} t = 2E_{ss}$, où E_{ss} représente le champ électrique self-similaire déduit de l'équation (4.30) [9]

4.5 Le champ électrique au front ionique en présence d'électrons suprathermiques

Pour exprimer le champ électrique à tout instant, on propose, par analogie au fit isotherme proposé par Mora [9], l'expression généralisée pour le champ électrique :

$$E(t, \kappa) = \frac{E(t=0)}{(1 + C(\kappa) \omega_{pi}^2 t^2)^{\frac{\kappa - 3/2}{2\kappa - 1}}} \quad (4.33)$$

Où $C(\kappa)$ est une fonction de κ uniquement et qui doit être déterminée.

Pour calculer $E(t=0, \kappa)$, on utilise l'équation de Poisson (4.4), à $t=0$.

Nous avons pour $x \leq 0$:

$$\frac{1}{2} \epsilon_0 E_x^2 = -n_e T_e \left(1 - \frac{\Phi_x}{\kappa - \frac{3}{2}} \right)^{-\kappa + 3/2} + n_e T_e + e n_e \Phi_x \quad (4.34)$$

Et pour $x > 0$

$$\frac{1}{2}\epsilon_0 E_x^2 = -n_e T_e \left(1 - \frac{\Phi_x}{\kappa - \frac{3}{2}}\right)^{-\kappa+3/2} \quad (4.35)$$

à $x = 0$ les équations (4.34) et (4.35) donnent :

$$E(t = 0, \kappa) = \sqrt{2} E_0 \left(\frac{\kappa - 3/2}{\kappa - 1/2}\right)^{\kappa/2-3/4} \quad (4.36)$$

Où

$$E_0 = \sqrt{\frac{n_{e0} T_e}{\epsilon_0}}$$

Pour $\omega_{pi} t \gg 1$, on doit retrouver la limite $E(t = \infty, \kappa)$ donnée par l'équation (4.26) :

$$E(t = \infty, \kappa) = E_{f,ss} \propto (\omega_{pi} t)^{\frac{-\kappa+3/2}{\kappa-1/2}}$$

Nous avons calculé numériquement le champ électrique en utilisant la méthode hybride de Lax–Friedrichs et Lax–Wendroff. Cette méthode utilise un schéma des différences finies centré avec un terme de viscosité artificielle de 1/2 pour contrôler la dispersion [129]. Les résultats numériques pour le champ électrique nous ont permis de proposer une expression pour $C(\kappa)$ sous la forme suivante :

$$C(\kappa) = \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{\kappa-1/2}{\kappa-3/2}} \left(\frac{\kappa-3/2}{\kappa-1/2}\right)^{\kappa-\frac{3}{2}-\frac{2}{\kappa-3/2}-\frac{2}{\kappa}} \quad (4.37)$$

Tous les fits sont donnés avec une très bonne précision de moins de 0.01%.

Utilisant l'Eq. (4.37), nous retrouvons l'expression de Mora [9] pour le champ électrique lorsque $\kappa \rightarrow \infty$:

$$E(t) = \frac{\sqrt{2}}{\exp 1} \frac{E_0}{\sqrt{1 + 0.5(\omega_{pi} t)^2 / \exp 1}}$$

Nous avons tracé sur la figure 4.6, l'intensité du champ électrique au front ionique en unités de E_0 , en fonction du temps pour différentes valeurs de κ , obtenue avec le calcul numérique et son fit correspondant. Sur cette figure, il a été montré que plus la population d'électrons suprathermiques augmente (κ décroît), plus le champ électrique résultant est plus fort. En

fait, comme la population d'électrons énergétiques augmente, le processus de séparation de charge se fait plus efficacement et, par conséquent, un champ électrique plus grand est mis en place. Ceci est particulièrement visible loin de la région de source de plasma ($t > 0$), parce que les électrons énergétiques sont à la tête du front de l'expansion.

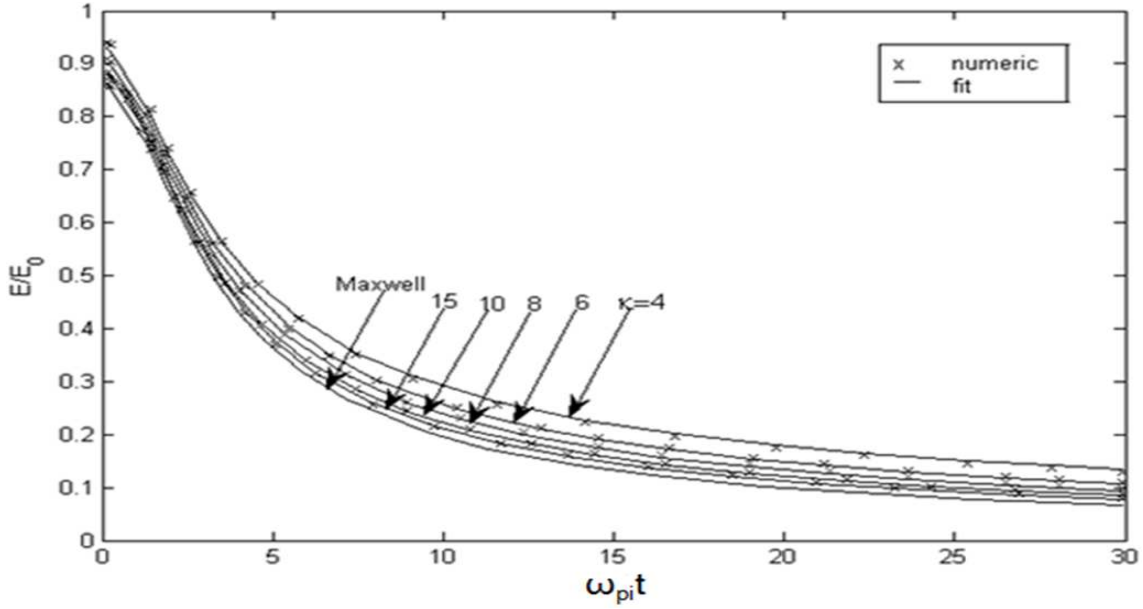


FIGURE 4.6 – L'intensité du champ électrique au front ionique en unités de E_0 en fonction du temps pour différentes valeurs de κ .

4.6 Vitesse et position du front ionique

En intégrant l'équation (4.33), on obtient analytiquement, la vitesse normalisée au front ionique en fonction du temps :

$$\frac{v_i(t, \kappa)}{c_s} = \int E(t, \kappa) dt = \sqrt{2} \left(\frac{\kappa - \frac{3}{2}}{\kappa - \frac{1}{2}} \right)^{\frac{\kappa-3}{4}} {}_2F_1 \left([1/2, (\kappa - 3/2)/(2\kappa - 1)], [3/2], -C(\kappa) \omega_{pi}^2 t^2 \right) \quad (4.38)$$

Ainsi que la position normalisée du front ionique en intégrant l'équation (4.38),

$$\frac{x_i(t, \kappa)}{\lambda_D} = \int \tilde{v}_i(t, \kappa) dt = \frac{\sqrt{2}(\kappa - \frac{1}{2})}{C(\kappa)(\kappa + \frac{1}{2})} \left(\frac{\kappa - \frac{3}{2}}{\kappa - \frac{1}{2}} \right)^{\frac{\kappa-3}{2}} {}_2F_1 \left([-1/2, -(\kappa + 1/2)/(2\kappa - 1)], [1/2], -C(\kappa)\omega_{pi}^2 t^2 \right) \quad (4.39)$$

où ${}_2F_1$ désigne la fonction hypergéométrique de Gauss.

Nous avons tracé sur les figures 4.7 et 4.8, la position du front ionique normalisée et la vitesse du front ionique normalisée, respectivement en fonction du temps et pour différentes valeurs de κ . Comme résultat, et comme on le voit sur ces figures, lorsque la population d'électrons non thermiques augmente (κ décroît), la vitesse des ions (Fig.4.8) et la position du front ionique (Fig.4.7) augmentent, ce qui signifie que l'expansion prend place plus rapidement et les ions sont accélérés à des énergies plus élevées relativement au cas maxwellien. Comme indiqué précédemment, les électrons énergétiques fournissent un potentiel électrostatique ambipolaire très élevé.

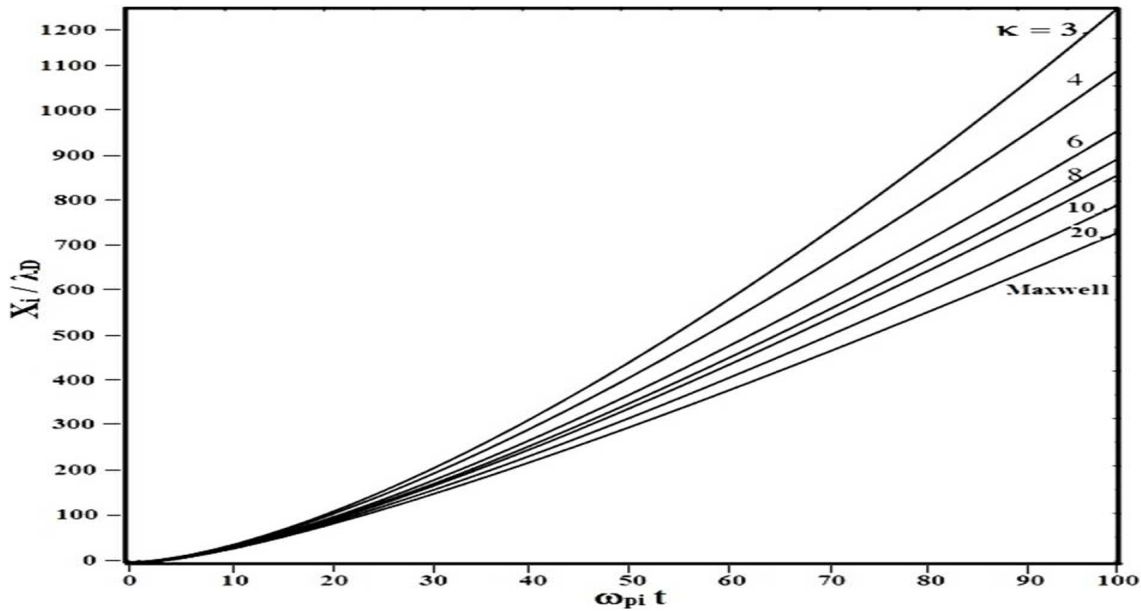


FIGURE 4.7 – La dépendance temporelle de la position normalisée du front ionique pour différentes valeurs de $\kappa = 3, 4, 6, 8, 10, 20, \infty$.

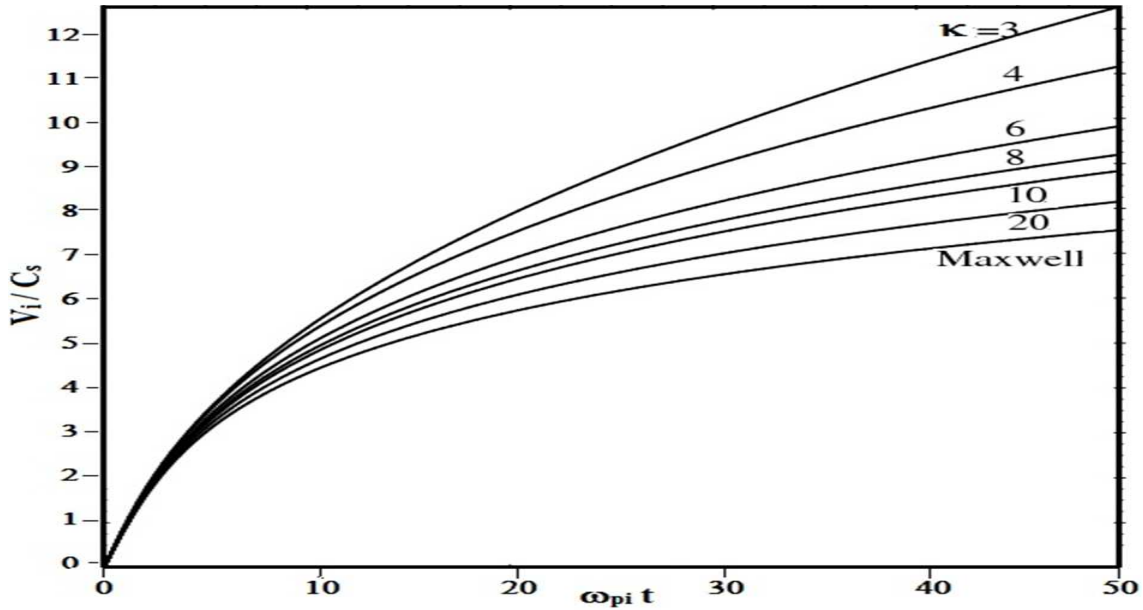


FIGURE 4.8 – La dépendance temporelle de la vitesse normalisée du front ionique pour différentes valeurs de $\kappa = 3, 4, 6, 8, 10, 20, \infty$.

4.7 Le spectre d'énergie et l'énergie ionique maximale

Le spectre d'énergie des ions accélérés est une caractéristique importante utile dans beaucoup d'expériences, de façon à optimiser l'énergie de faisceaux d'ions pour de nombreuses applications. Le spectre d'énergie est approximé par la distribution quasi thermique avec une coupure raide au point de l'énergie maximale ϵ_{max} . Celui-ci est donné par la variation du nombre N . N est le nombre d'ions par unité de surface à un instant donné par unité d'énergie. La solution self-similaire donne l'expression suivante :

$$\frac{\frac{dN}{d\epsilon}}{n_{i0}\lambda_{D0}/T_e} = \frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2\epsilon/\epsilon_0}} \left[1 + \frac{0.5}{\sqrt{(\kappa-1.5)(\kappa-0.5)}} \sqrt{2\epsilon/\epsilon_0} \right]^{-2\kappa+1} \quad (4.40)$$

où l'énergie $\epsilon = m v_i^2/2$ et $\epsilon_0 = T_e$.

Dans la Fig. 4.6, nous avons tracé le spectre d'énergie des ions en fonction de l'énergie des ions pour $\omega_{pi} t = 30$ et pour différentes valeurs de κ avec l'énergie de coupure correspondante. Comme résultat, le nombre d'ions par unité d'énergie augmente, à travers le spectre

d'énergies, avec l'augmentation de la population des électrons non-thermiques.

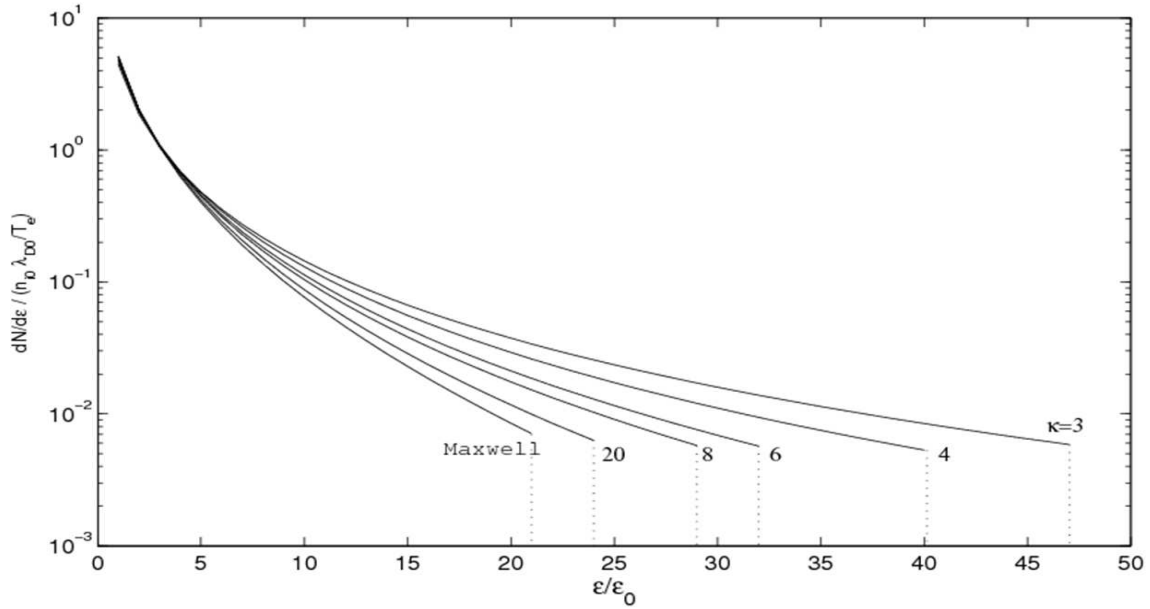


FIGURE 4.9 – Spectre d'énergie par unité de surface à $\omega_{pi}t = 30$ pour différentes valeurs de κ .

L'énergie ionique maximum (cutoff) en fonction de κ à un instant donné et que peut gagner les ions accélérés est exprimée par : $\epsilon_{max} = m_e v_{max}^2 / 2$ où v_{max} est déduite de l'équation (4.38) et de la figure 4.8.

Dans la figure 4.9, les énergies maximum des ions sont représentées pour $\omega_{pi}t = 30$ pour différentes valeurs de κ . Ces énergies sont plus importantes quand les effets non-thermiques sont pris en considération. On propose un fit pour le comportement de l'énergie maximum sous la forme suivante :

$$\frac{\epsilon_{max}}{\epsilon_0} = \frac{20.24\kappa + 64.24}{\kappa - 0.3384} \quad (4.41)$$

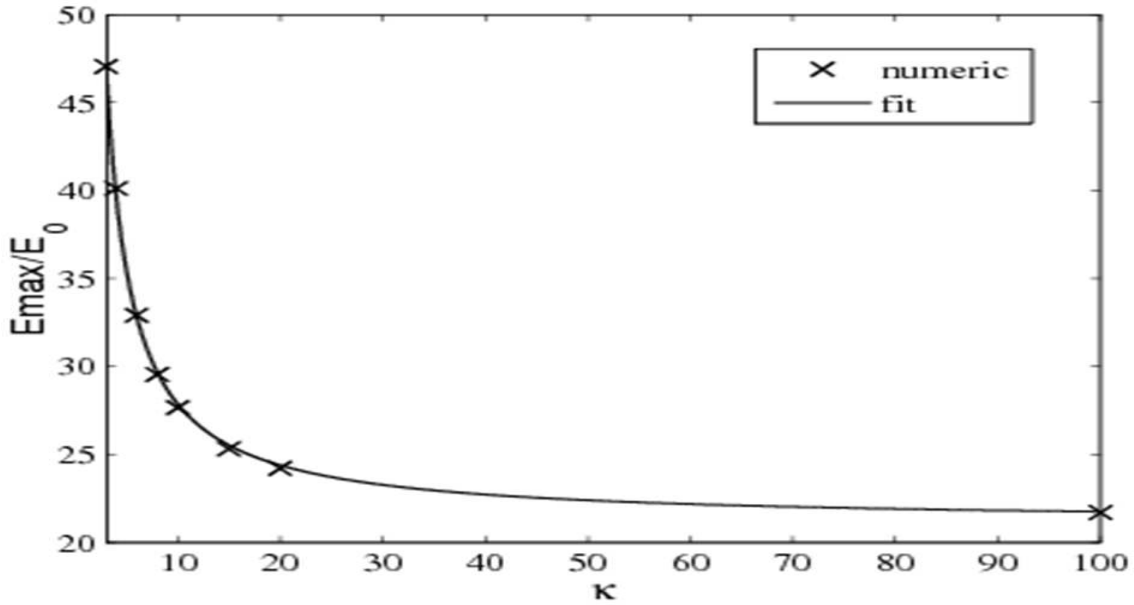


FIGURE 4.10 – L'énergie maximum à $\omega_{pi} t = 30$ pour différentes valeurs de κ .

4.8 Conclusion

Le principal objectif du travail effectué dans ce chapitre est l'étude des effets des électrons énergétiques produits par interaction laser intenses-plasma sur le comportement temporel de l'intensité du champ électrique, la vitesse, et la position du front d'ions d'un plasma semi-infini en expansion dans le vide.

Nous avons formulé des expressions empiriques pour le champ électrique, la vitesse et la position du front ionique à tout instant. Des expressions analytiques pour l'énergie ionique maximum et le spectre des ions accélérés dans le plasma ont été déduites et discutées pour montrer l'influence des effets non-thermiques sur la dynamique du plasma en expansion.

A cet effet, la fonction de distribution kappa a été utilisée pour décrire les électrons avec une queue à haute énergie. Dans cette distribution, quand l'indice spectral κ diminue, la population des électrons supra-thermiques augmente et la queue de distribution des électrons devient plus importante. D'après les expressions empiriques proposées pour le champ électrique, la vitesse, et la position du front, il a été montré que l'expansion du plasma est plus

rapide que dans le cas de la distribution de Maxwell.

En outre, les expressions analytiques pour l'énergie maximum et le spectre d'énergie des ions accélérés dans le plasma ont été déduites, montrant que l'énergie ionique maximale augmente avec la diminution de κ et les ions énergétiques seront plus nombreux en raison du plus fort champ électrique produit.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Les calculs d'expansion de plasma dans le vide et d'accélération d'ions ont été remis à l'ordre du jour par les expériences qui ont conduit à l'observation d'ions très énergétiques obtenue avec des lasers très intenses. La détermination des mécanismes dominants est essentielle afin de pouvoir optimiser les sources d'ions qui ouvrent aujourd'hui la porte à de nombreuses applications. Le mécanisme d'accélération dominant sur lequel porte notre étude est celui se produisant en face arrière de la cible irradiée : une partie de l'énergie laser est transmise aux électrons qui se propagent à l'intérieur de la cible et forment un nuage chaud en face arrière. Le champ électrique associé au nuage d'électrons ionise la cible et accélère rapidement les ions perpendiculairement à la face arrière. On observe alors une détente de plasma avec à son front une double couche électrostatique.

Le travail réalisé dans cette thèse est une étude théorique de l'expansion d'un plasma créé par laser-intense et de l'accélération des ions qui lui est associée. Le traitement du plasma dans l'approximation fluide pour les ions et cinétique pour les électrons fonctionne suffisamment bien pour décrire l'expansion du plasma et de l'accélération des ions du front de l'expansion.

Dans ce travail de thèse, sachant que les électrons produits par interaction laser matière sont les premiers responsables de l'accélération des ions, une attention particulière a été donnée pour la modélisation de ces derniers. Nous avons d'abord illustré le modèle analytique le plus célèbre de l'expansion, qui a porté sur la détente dans le vide d'un plasma semi-infini,

quasi-neutre et isotherme élaboré par Gurevich et al en 1966 [8]. Ce modèle avec ces différentes hypothèses décrit correctement les phénomènes liés à l'expansion du plasma et reste valable même pour l'étude de l'accélération ionique dans les expériences d'interaction laser intense-plasma.

Notre première contribution effective dans cette étude est de généraliser ce modèle au cas plus réaliste où les électrons ne sont pas toujours maxwelliens mais peuvent être non-thermiques et même piégés dans les puits de potentiels présents dans le plasma. En tenant compte de ces deux phénomènes physiques fortement dépendants l'un de l'autre dans le même modèle, nous avons trouvé les résultats suivants :

- La proportion des électrons énergétiques influe sur l'accélération des ions : plus la population des électrons énergétiques est importante, plus le champ électrique généré par ces électrons est important et l'accélération est plus efficace, dans ce cas c'est l'accélération due aux électrons énergétiques qui l'emporte sur le piégeage. Ces électrons restent libres et s'échappent loin de l'ensemble des électrons moins énergétiques et ne sentent pas l'effet de l'onde plasma.

- Par contre, dans le cas d'une proportion minimum d'électrons énergétiques, l'expansion des ions se trouve très lente et leur accélération est moins efficace à cause du piégeage.

Par la suite, l'expansion d'un plasma produit par laser a été étudiée en présence de deux populations d'électrons avec deux températures : l'une majoritaire et froide modélisée par la distribution de Maxwell et la seconde minoritaire et chaude, modélisée par une fonction de distribution de type kappa.

La solution self-similaire obtenue, montre que l'effet des électrons froids est limité dans une région confinée près de la face arrière de la cible, tandis que les électrons chauds sont responsables de l'accélération des ions du front de l'expansion.

Nous avons aussi entrepris l'étude des effets des électrons énergétiques produits par interaction laser intenses-plasma sur le comportement temporel de l'intensité du champ électrique, la vitesse, et la position du front d'ions d'un plasma en expansion.

Nous avons formulé des expressions empiriques pour le champ électrique, la vitesse et la position du front ionique à tout instant. Il a été montré que l'accélération des ions est plus

efficace en présence des électrons nonthermiques que dans le cas où tous les électrons sont Maxwelliens.

Des expressions analytiques pour l'énergie ionique maximum et le spectre d'énergie des ions accélérés ont été déduites montrant que l'énergie maximale augmente avec la diminution de κ et les ions énergétiques seront plus nombreux en raison du plus fort champ électrique produit.

Ce présent travail pourrait être l'objet de plusieurs perspectives. Nous pouvons citer par exemple :

- L'effet de la température qui est en réalité dépendante du temps, ce qui assurerait la saturation de l'accélération ionique pour se rapprocher de la réalité expérimentale.

- Les effets relativistes pour les électrons qui ne sont pas négligeables pour des intensités lasers très élevées.

- Aller au delà de la géométrie à une dimension.

- Prendre en considération l'effet du champ magnétique qui peut atteindre des intensités très élevées et influencer sur la dynamique des électrons.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. Mourou and D. Umstadter, *Phys. Fluids B* **4**, 7 (1992).
- [2] G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 309 (2006).
- [3] H. Daido, M. Nishiuchi, and A. S. Pirozhkov, *Rep. Prog. Phys.* **75**, 056401 (2012).
- [4] V. Malka, S. Fritzler, and E. Lefebvre, *Science* **298**, 1596 (2002).
- [5] A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 751 (2013).
- [6] T. Grismayer, *Etude théorique et numérique de l'expansion d'un plasma créé par laser*, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2006.
- [7] N. M. Bulgakova, A. Bulgakov, and O. Bobrenok, *Phys. Rev. E* **62**, 5624 (2000).
- [8] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, and L. P. Pitaevskii, *Sov. Phys. JETP* **22**, 449 (1966).
- [9] P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 185002 (2003).
- [10] T. H. Maiman, *Nature* **187**, 493 (2006).
- [11] D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **56(3)**, 219 (1985).
- [12] J. Rudd, G. Korn, S. Kane, J. Squier, and G. Mourou, *Opt. Lett.* **18**, 2044 (1993).
- [13] J. Shreiber, *Ion Acceleration driven by High-Intensity Laser Pulses*, PhD Thesis, Munich University, 2006.
- [14] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, and S. Kiselev, *Nature* **431**, 541 (2004).
- [15] T. Tajima, D. Habs, and X. Q. Yan, *Rev. Accel. Sci. Tech.* **2**, 201 (2009).

- [16] W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori, and K. A. Marsh, *Phys. Rev. A* **46**, 1091 (1992).
- [17] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, and G. Joyce, *Appl. Phys. Lett* **53**, 2146 (1988).
- [18] G. Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee, and P. Guzdar, *Phys. Fluids* **30**, 526 (1987).
- [19] P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2011 (1990).
- [20] T. M. Antonsen and P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2204 (1992).
- [21] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
- [22] E. Esarey, A. Ting, P. Sprangle, and G. Joyce, *Com. Plas. Phys. Cont. Fus.* **12**, 191 (1989).
- [23] S. C. Wilks, J. M. Dawson, W. B. Mori, and T. Katsouleas, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2600 (1989).
- [24] S. C. Wilks, J. M. Dawson, and W. B. Mori, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 337 (1988).
- [25] E. Esarey, A. Ting, and P. Sprangle, *Phys. Rev. A* **42**, 3526 (1990).
- [26] D. Bohm, *Phys. Rev.* **85**, 166 (1952).
- [27] L. de Broglie, *C. R. Acad. Sci.* **177**, 507 (1923).
- [28] R. G. Carter, *Contemp. Phys.* **52**, 15 (2011).
- [29] T. Tajima and G. Mourou, *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **5**, 031301 (2002).
- [30] M. Borghesi, D. Campbell, A. Schiavi, and O. Willi, *Laser Part. Beams* **20**, 269 (2002).
- [31] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992).
- [32] M. Chen, A. Pukhov, T. P. Yu, and Z. M. Sheng, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 024801 (2009).
- [33] L. O. Silva, M. Marti, J. R. Davies, and R. A. Fonseca, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 015002 (2004).
- [34] E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies, and M. Zepf, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 670 (2000).
- [35] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, and D. Umstadter, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4108 (2000).
- [36] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, and T. E. Cowan, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945 (2000).
- [37] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, and M. Roth, *Phys. Plasmas* **8**, 542 (2001).
- [38] E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, and F. N. Beg, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1654 (2000).
- [39] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, and E. A. Henry, *Phys. Plasmas* **7**, 2076 (2000).

- [40] M. Widner, I. Alexeff, and W. D. Jones, *Phys. Fluids* **14**, 795 (1971).
- [41] J. Denavit, *Phys. Fluids* **22**, 1384 (1979).
- [42] T. Z. Esirkepov, J. K. Koga, A. Sunahara, and T. Morita, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **745**, 150 (2014).
- [43] H. A. Baldis, E. M. Campbell, and W. L. Kruer, *Laser-Plasma Interactions*, Handbook Plas. Phys., 1991.
- [44] W. L. Kruer, *Comm. Plas. Phys. Cont. Fus.* **9**, 63 (1985).
- [45] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992).
- [46] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, and M. Roth, *Phys. Plasmas* **8**, 542 (2001).
- [47] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 267 (1979).
- [48] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1229 (2009).
- [49] P. Mora, *J. Appl. Phys.* **71**, 2087 (1992).
- [50] Y. Glinec, *Propagation d'une impulsion laser ultra-intense dans un plasma sous-dense : Génération de faisceaux d'électrons quasi monoénergétiques et développement d'applications*, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique, Paris, 2006.
- [51] K. Amthor, *Laser plasma accelerators for charged particles*, PhD Thesis, Jena University, 2006.
- [52] J. Psikal, V. Tikhonchuk, J. Limpouch, and O. Klimo, *Phys. Plasmas* **17**, 013102 (2010).
- [53] E. E. Fill, *Phys. Plasmas* **12**, 052704 (2005).
- [54] F. Perez, *Etude du transport des électrons suprathermiques en milieu solide ou comprimé dans le cadre de l'allumeur*, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique, Paris, 2011.
- [55] C. B. Jacquet, *Étude expérimentale du guidage du faisceau d'électrons dans le cadre de l'allumage rapide de cibles de fusion*, Thèse de doctorat, Univ. Bordeaux 1, 2012.
- [56] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, and T. E. Cowan, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945 (2000).
- [57] M. Roth, A. Blazevic, M. Geissel, and T. Schlegel, *Phys. Rev. Spec. Topic Accel. Beams* **5**, 061002 (2002).

- [58] S. Buffechoux, J. Psikal, M. Nakatsutsumi, and L. Romagnani, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 015005 (2010).
- [59] A. Henig, *Advanced Approaches to High Intensity Laser-Driven Ion Acceleration*, PhD Thesis, Univ. Munich, 2010.
- [60] T. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov, and G. Mourou, *Phys. Rev. Lett.* **921**, 75003 (2004).
- [61] A. Henig, S. Steinke, M. Schnurer, and T. Sokollik, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 245003 (2009).
- [62] M. Zepf, E. L. Clark, F. N. Beg, and R. J. Clarke, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 064801 (2003).
- [63] E. Brambrink, J. Schreiber, T. Schlegel, and P. Audebert, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 154801 (2006).
- [64] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, and T. E. Cowan, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945 (2000).
- [65] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, D. H. Campbell, and D. G. Hicks, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 055003 (2004).
- [66] J. Schreiber, M. Kaluza, F. Grüner, U. Schramm, and B. Hegelich, *Appl. Phys. B* **79**, 1041 (2004).
- [67] S. Humphries, *Charged Particles Beams*, New York : Wiley-Interscience, 1990.
- [68] T. E. Cowan, J. Fuchs, H. Ruhl, and A. Kemp, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 204801 (2004).
- [69] P. K. Patel, A. J. Mackinnon, M. H. Key, and T. E. Cowan, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 125004 (2003).
- [70] M. I. K. Santala, M. Zepf, F. N. Beg, and E. L. Clark, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 19 (2001).
- [71] S. Kawata, T. Izumiyama, T. Nagashima, and M. Takano, *Las. Ther.* **22**, 103 (2013).
- [72] D. Kiefer, A. Henig, D. Jung, and D. C. Gautier, *Eur. Phys. J. D.* **55**, 427 (2009).
- [73] V. Malka, J. Faure, Y. Gauduel, and E. Lefebvre, *Nat. Phys.* **4**, 447 (2008).
- [74] J. E. Crow, P. L. Auer, and J. E. Allen, *Plasma Phys.* **14**, 65 (1975).
- [75] D. Bara, D. Bennaceur-Doumaz, and M. Djebli, *Laser Part. Beams* **32**, 391 (2014).

- [76] D. Bennaceur-Doumaz, D. Bara, E. Benkhelifa, and M. Djebli, *J. Appl. Phys.* **117**, 043303 (2015).
- [77] D. Bennaceur-Doumaz, D. Bara, and M. Djebli, *Laser Part. Beams* **33**, 723 (2015).
- [78] M. Passoni, V. T. Tikhonchuk, M. Lontano, and V. Y. Bychenkov, *Phys. Rev. E* **69**, 026411 (2004).
- [79] S. Betti, F. Ceccherini, and F. Cornolti, *Plas. Phys. Cont. Fus.* **47**, 521 (2005).
- [80] R. A. Cairns, A. A. Mamum, and R. Bingham, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 2709 (1995).
- [81] A. V. Gurevich, *Sov. Phys. JETP* **53**, 953 (1967).
- [82] D. BARA, *Effets des fonctions de distribution sur l'expansion d'un plasma dans le vide*, Memoire de Magister, Univ. USTHB, 2012.
- [83] M. Y. Yu and H. Luo, *Phys. Plasmas* **2**, 591 (1995).
- [84] A. V. Ivlev and V. E. Fortov, *Phys. Plasmas* **6**, 1514 (1999).
- [85] V. T. Tikhonchuk, A. A. Andreev, and S. G. Bochkarev, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, B869 (2005).
- [86] O. Buneman, *Plasma Phys.* **2**, 119 (1961).
- [87] A. Gurevich, D. Anderson, and H. Wilhelmsson, *Phys. Rev. Lett* **42**, 769 (1979).
- [88] A. V. Arefiev and B. N. Breizman, *Phys. Plasmas* **16**, 055707 (2009).
- [89] T. Kiefer, T. Schlege, and M. C. Kaluza, *Phys. Rev. E* **87**, 043110 (2013).
- [90] I. Kourakis, S. Sultana, and M. A. Hellberg, *Plasma Phys. Contr. Fus.* **54**, 124001 (2012).
- [91] M. Lontano and M. Passoni, *Phys. Plasmas* **13**, 042102 (2006).
- [92] V. F. Kovalev, V. Y. Bychenkov, and V. T. Tikhonchuk, *J. Exp. Theor. Phys. Lett* **74**, 10 (2001).
- [93] D. Bennaceur-Doumaz and M. Djebli, *Phys. Plasmas* **17**, 074501 (2010).
- [94] H. Schamel, *Phys. Rep.* **140**, 161 (1979).
- [95] A. V. Volosevich, C. V. Meister, and S. V. Zhestkov, *Astrophys. Space Sci.* **37**, 569 (2006).
- [96] H. Alinejad, *Astrophys. Space Sci.* **325**, 209 (2010).

- [97] S. A. Islam, A. Bandyopadhyay, and K. P. Das, Phys. Scr. **82**, 045505 (2010).
- [98] C. Sack and H. Schamel, Phys. Rep. **156**, 311 (1987).
- [99] H. Abbasi and H. P. Hakimi, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 095007 (2008).
- [100] N. Ahmadihojatabad, H. Abbasi, and H. P. Hakimi, Phys. Plasmas **17**, 112305 (2010).
- [101] K. Annou, D. Bara, and D. Bennaceur-Doumaz, J. Plasma Physics **81**, 905810318 (2015).
- [102] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Physical Kinetics **10** (1981).
- [103] D. Bennaceur-Doumaz, D. Bara, and M. Djebli, Adv. Mat. Res. **227**, 53 (2011).
- [104] S. P. Bhooshan, *The effects of pre-formed plasma on the generation and transport of fast electrons in relativistic laser-solid interactions*, Thèse de Doctorat, Univ. California San Diego, 2012.
- [105] D. V. Giovanielli, J. F. Kephart, and A. H. Williams, J. Appl. Phys. **47**, 2907 (1976).
- [106] D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee, Phys. Rev. Lett. **39**, 284 (1977).
- [107] R. L. Morse and C. W. Nielson, Phys. Fluids **16**, 909 (1973).
- [108] L. M. Wickens, J. E. Allen, and P. T. Rumsby, Phys. Rev. Lett. **41**, 243 (1978).
- [109] B. Bezzerides, D. W. Forslund, and E. L. Lindman, Phys. Fluids **21**, 2179 (1978).
- [110] V. Y. Bychenkov, V. N. Novikov, D. Batani, and V. T. Tikhonchuk, Phys. Plasmas **11**, 3242 (2004).
- [111] J. Wolowski, L. Celona, G. Ciavola, and S. Gammino, Las. Part. Beams **20**, 113 (2002).
- [112] J. Wolowski, E. Woryna, and J. Farny, Laser Part. Beams **14**, 335 (1996).
- [113] D. Mascali, S. Tudisco, N. Gambino, and A. Pluchino, Euro Phys. Lett. **100**, 45003 (2012).
- [114] A. Diaw and P. Mora, Phys. Review E **84**, 036402 (2011).
- [115] K. Rohlena, B. Kralikova, and J. Krasa, Laser Part. Beams **14**, 335 (1996).
- [116] L. M. Wickens and J. E. Allen, J. Plasma Physics **22**, 167 (1979).
- [117] A. V. Gurevich and A. P. Meshcherkin, Sov. Phys. JETP **53**, 937 (1981).
- [118] P. Mora, Phys. Rev. E **72**, 056401 (2005).

- [119] G. Hairapetian and R. L. Stenzel, Phys. Rev. Lett. **61**, 1607 (1988).
- [120] G. Hairapetian and R. L. Stenzel, Phys. Fluids B **3**, 899 (1991).
- [121] M. A. Hellberg, R. L. Mace, and T. K. Baluku, Phys. Plasmas **16**, 094701 (2009).
- [122] M. D. Montgomery, S. J. Bame, and A. J. Hundhaus, J. Geophys. Res. **73**, 4999 (1968).
- [123] M. V. Goldman, D. L. Newman, and A. Mangeney, Phys. Rev. Lett. **99**, 145002 (2007).
- [124] R. Shokoohi and H. Abbasi, J. Appl. Phys. **106**, 033309 (2009).
- [125] D. Summers and R. M. Thorne, Phys. Fluids B **3**, 1835 (1991).
- [126] G. Sarri, M. E. Dieckmann, and I. Kourakis, Phys. Plasmas **17**, 082305 (2010).
- [127] M. A. True, J. R. Albritton, and E. A. Williams, Phys. Fluids **24**, 1885 (1985).
- [128] J. Pearlman and R. Morse, Phys. Rev. Lett. **40**, 1652 (1978).
- [129] J. W. Thomas, Appl. Math. **22**, 150 (1995).