

N° d'ordre : 17/2012-M/PH

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



MEMOIRE

présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

PHYSIQUE

Spécialité : Physique Théorique de la Matière et des Hautes Energies

par : MAHBOUB Mohammed Faouzi

Rôle de la Séparation de la Charge sur l'Expansion
d'un Plasma Produit par Ablation Laser

soutenu publiquement le 25/01/2012, devant le jury composé de :

M.	Abdelhafid Kellou	Professeur à l'USTHB	<i>Président</i>
M.	Mourad Djebli	Professeur à l'USTHB	<i>Directeur de Mémoire</i>
M ^{me}	Fawzia Chafa-Mekideche	Professeur à l'USTHB	<i>Examinatrice</i>
M.	El-Hachemi Amara	Directeur de Recherche au CDTA	<i>Examineur</i>
M.	Nacer Benrakaa	Maître de Conférences /A, à l'USTHB	<i>Examineur</i>

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au laboratoire de la Post-Graduation de Physique Théorique, Faculté de Physique, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumedienne.

*Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse **Mourad Djebli**, Professeur à l'USTHB qui par ses encouragements, pour sa patience sa disponibilité et le rôle de directeur qu'il a assumé à la perfection, son intégrité scientifique, sa franchise, ses conseils éclairés et sa vision objective et rationnelle de la problématique ainsi que sa bienveillante disponibilité a su m'accompagner lors de ces années de Magister.*

*J'exprime ma profonde et respectueuse gratitude à Monsieur **Abdelhafid Kellou**, Professeur à l'USTHB qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.*

*J'adresse mes vifs et sincères remerciements à Madame **Fawzia Chafa-Mekideche**, Professeur à l'USTHB pour l'honneur qu'elle m'a fait en acceptant d'examiner ce travail et de participer au jury et à Monsieur **El-Hachemi Amara**, Directeur de division des Milieux Ionisés et Laser au CDTA pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'examiner ce travail et de participer au jury.*

*Je tiens à remercier Monsieur **Nacer Benrakaa** Maître de conférence à l'USTHB pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'examiner ce travail et de participer au jury, d'avoir accepté d'être membre du jury de ce mémoire.*

Le présent travail représente la continuité d'un protocole de recherche avec le CDTA. Tout au long de ces années, nous avons eu immense plaisir à collaborer avec Madame D. DOUMAZ-BENNACEUR et ces collègues du CDTA. Nous nous saurons la remercier suffisamment pour tous les efforts consentis ainsi que pour ces remarques pertinentes.

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

Je remercie aussi mes collègues du laboratoire de Physique Théorique de l'USTHB, étudiants et enseignants : F. Bencheriet D. Bara R. Amour S. Boukhelfa O. Bradji S. Hadadi B.Omar..., pour leur aide et leur soutien.

Je n'oublierai pas tous mes amis pour leurs encouragements.

Enfin, mes remerciements les plus sincères vont à mes parents, mes soeurs, mes frères, mon épouse et tous mes proches qui m'ont toujours soutenu durant ces dernières années.

Table des matières

Introduction	1
1 Généralités sur les plasmas, les plasmas produits par laser et l'interaction laser matière :	4
1.1 Définitions et types de plasma	4
1.1.1 Les plasmas naturels	5
1.1.2 Les plasmas industriels	5
1.1.3 Critères de l'état plasma	6
1.1.4 Longueur de Debye	6
1.2 Le rayonnement laser	7
1.2.1 Divers paramètres du laser	8
1.3 Les plasmas produits par laser	9
1.3.1 Interaction laser-matière	9
1.3.2 Interaction laser-vapeur et formation du plasma	11
1.4 Diverses applications suivant la fluence du faisceau laser	12
1.4.1 Applications de ces faisceaux de particules	12
1.4.2 Applications pour la physique fondamentale	13
1.4.3 Allumage rapide pour la fusion par confinement inertiel	13
1.5 L'ablation laser	13
1.5.1 Description simple des différentes étapes d'ablation laser d'un solide .	14
1.5.2 Expansion d'un plasma dans le vide	15
1.5.3 Explosion adiabatique d'une cible et refroidissement du plasma	16
2 Nouvelle classe de solutions self-similaires d'un plasma en explosion :	17

2.1	Différentes approches de la physique des plasmas	17
2.1.1	Description cinétique	18
2.1.2	Modèle fluide	19
2.2	Modèle physique	21
2.3	Les Hypothèses du modèle	21
2.4	Solution self-similaire	22
2.5	Modèle hydrodynamique en présence du terme de pression thermique	23
2.5.1	Formulation mathématique	23
2.5.2	Méthode de résolution numérique	27
2.5.3	Effet de l'état d'ionisation sur l'explosion	28
2.5.4	Résultats et discussion	28
2.6	Effet du potentiel électrostatique	31
2.7	Etude comparative	34
2.7.1	Formulation mathématique du problème	34
2.7.2	Rôle de la température initiale T_{e0}	38
3	Ionisation partielle :	40
3.1	Introduction	40
3.2	Mécanismes d'ionisation	41
3.2.1	Quelques ordres de grandeur	42
3.3	Équilibre thermodynamique	43
3.3.1	Loi de Saha	45
3.3.2	Condition de quasi-neutralité	45
3.4	Explosion d'un plasma partiellement ionisé	46
3.4.1	Equations de base du modèle à un-fluide	47
3.4.2	Forme adimensionnelle des équations	49
3.4.3	Evolution de l'ionisation lors de l'explosion	53
	Conclusion	60
	Bibliographie	63

Introduction :

L'étude de la physique des plasmas a connu son vrai début vers la fin des années 1920, le terme "Plasma" a été introduit en 1923, par le physicien américain Langmuir et Tonks pour désigner, dans les tubes à décharge, certaines régions contenant un gaz ionisé, électriquement neutre [1].

Le plasma a été désigné comme étant le quatrième état de la matière, il représente plus 99% de la matière visible de notre univers, c'est un gaz totalement ou partiellement ionisé constitué d'électrons, d'ions et de particules neutres. De son point de production le plasma peut se déplacer vers le vide ou vers d'autres milieux, c'est le phénomène d'expansion.

Une des sources d'énergie les plus communément utilisées pour créer des plasmas est le laser. La révolution des lasers intenses qui s'est produite au cours des vingt dernières années, grâce notamment à la mise au point de la technique d'amplification par dérive de fréquence CPA (Chirped Pulse Amplification) [2, 3, 4], a permis d'atteindre des intensités laser supérieures à 10^{18} W/cm^2 avec des durées d'impulsion inférieures à la picoseconde.

L'expansion des plasmas joue un rôle très important dans différents phénomènes comme ceux intervenant dans les accélérateurs et les rayons cosmiques [5], ou pour les expériences de fusion par confinement inertiel. Dans ce dernier cas, une masse très dense est bombardée par des rayons lasers, les électrons chauds s'étendent dans toutes les directions (à l'intérieur comme à l'extérieur du plasma). Par couplage électrostatique, ces électrons accélèrent les ions jusqu'à ce qu'ils atteignent des vitesses proches de celles des électrons. Un tel procédé est à la base des techniques de séparation de charges [6, 7]. L'étude de l'expansion en physique des plasmas est devenue de plus en plus importante après le lancement des satellites dans l'espace. En 1969, il a été démontré l'existence du lien entre l'expansion du plasma et les phénomènes intervenant lors de l'interaction entre le plasma terrestre (ionosphère) et les objets qui se déplacent à grande vitesse comme les satellites [8].

Pour un plasma constitué d'ions légers minoritaires et d'électrons [9], Gurevich et al. ont démontré que la formation d'un plateau correspond à une concentration d'ions. Dans cette

région, les ions légers deviennent majoritaires et pratiquement toutes les grandeurs physiques sont constantes. On dit qu'elles sont à échelle invariante ou self-similaire. La solution analytique self-similaire, ainsi obtenue a été confirmée par des simulations numériques dans différentes situations. Cette solution a été étendue pour les régions où la quasi-neutralité est observée [10].

La physique des plasmas a été activement étudiée durant de nombreuses années en raison des applications pratiques dans l'espace et dans différentes situations de laboratoire. Elle est marquée par une attention particulière pour l'étude du problème de transport des différentes espèces d'un plasma à partir de leurs sources de production, un tel procédé est appelé "*explosion de plasma*". Les équations hydrodynamiques sont utilisées pour étudier les problèmes liés à l'explosion des fluides. En adoptant une géométrie sphérique, caractérisée par le rayon du plasma $R(t)$ et la longueur de Debye λ_{De} ; où $\Lambda = R/\lambda_{De}$, le profil de la masse en expansion peut être suivie. On s'intéresse particulièrement à l'évolution de R en fonction du temps.

Dans les laboratoires, le phénomène d'explosion des plasmas est observé au voisinage de la surface de la cible éclairées par une lumière laser, dans les expériences de fusion par confinement inertiel aussi bien que dans les chambres à décharge de gaz. L'explosion des plasmas a suscité beaucoup d'intérêt pour de nombreuses études, qui est due principalement à la nécessité de mieux comprendre la physique de l'accélération d'ions lors de l'interaction d'une lumière laser avec un plasma pour donner une description quantitative de cette accélération [11].

Nous allons commencer dans le premier partie d'étudier l'explosion des plasmas non-collisionnels, complètement et partiellement ionisés, composés d'électrons dont la température est homogène dans l'espace mais éventuellement dépendante du temps $T_e(t)$, en présence d'ions très énergétiques créés par un laser à impulsion courte de l'ordre de la nanoseconde et ultra-intense supérieur à $10^{15} W/cm^2$. Le plasma est considéré en équilibre thermodynamique local, décrit par un modèle à deux-fluides. L'explosion du plasma est régie par les équations hydrodynamiques de conservation de la matière, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

En se basant sur une nouvelle classe de transformations self-similaires, qui s'applique pour les problème d'explosion (géométrie sphérique), nous avons mené une étude comparative pour comprendre les mécanismes qui gouvernent l'expansion. Les équations fluides

ont été résolues, lorsque l'explosion est gouvernée par la pression thermique puis lorsque le potentiel électrostatique est l'unique force. En dernier lieu les deux effets ont été pris simultanément.

La deuxième partie concerne l'explosion d'un gaz partiellement ionisé. Dans ce cas l'équation de Saha prend en compte l'ionisation et ferme le système d'équations différentielles [12, 13]. La résolution numérique de l'ensemble des équations différentielles a été faite pour un système dont le rayon, caractérisant la sphère en explosion, évolue en fonction du temps.

Nous terminerons enfin par une brève conclusion qui résume l'ensemble des résultats obtenus lors de l'étude self-similaire de l'expansion d'un plasma créé par laser.

Chapitre 1

Généralités sur les plasmas, les plasmas produits par laser et l'interaction laser matière :

La physique des plasmas est la branche de la physique qui étudie les propriétés, la dynamique et les applications des gaz comprenant des particules chargées. Le gaz se comporte comme un plasma s'il contient une fraction significative de charges libres. L'ensemble des concepts, méthodes et résultats propres à l'étude de cet état de la matière constitue la "physique des plasmas".

1.1 Définitions et types de plasma

A partir d'un certain seuil, les effets collectifs des ions dominant dans le gaz. Les plasmas sont caractérisés par des particules chargées qui génèrent des micro champs électromagnétiques. Grâce à la mobilité très élevée des électrons, le plasma est caractérisé par une conductivité électrique et thermique très importante. Suite au nombre important de collisions entre les particules du plasma, le comportement de ce système peut être décrit par des concepts déduits de la théorie cinétique des gaz et de la physique statistique. La physique des plasmas est dominée par des phénomènes collectifs dus aux forces électromagnétiques.

Les plasmas sont extrêmement répandus dans l'univers, on peut distinguer :

1.1.1 Les plasmas naturels

Les étoiles, nébuleuses gazeuses, quasar, pulsar, les aurores boréales, les éclairs, l'ionosphère, le vent solaire, sont tous composés de particules chargées à l'état gazeux.

- La foudre : la foudre est un phénomène naturel de décharge électrostatique qui se produit dans l'atmosphère qui s'étend sur plusieurs kilomètres. La différence de potentiel électrique entre deux points peut aller jusqu'à 100 millions de volts et produit aussi, un plasma lors de la décharge, causant une expansion explosive de l'air par dégagement de chaleur. En se dissipant, ce plasma crée un éclair de lumière et le tonnerre. La source externe responsable de la génération de la foudre est liée à l'électrodynamique de l'atmosphère.
- Aurores visibles : résultant de l'excitation des atomes et des molécules atmosphériques, qui sont bombardés par des particules chargées éjectées du soleil et déviées par le champ géomagnétique.
- Milieu interstellaire : un plasma d'hydrogène froid qui existe en raison de la très faible densité (à l'ordre 10^3 - 10^4 *particules/m³*), donc le taux de recombinaison est faible.
- Le vent solaire : désigne le flux de particules chargées émises par le forte activité dans le soleil. Lorsque ces particules arrivent à la magnétosphère, elles sont arrêtées et déviées, créant une structure d'onde de choc qui est remplie de plasma.
- L'ionosphère : est l'atmosphère supérieure d'une planète. L'ionosphère est un plasma faiblement ionisé par le rayonnement du soleil, qui s'étend d'une altitude de 100-500 *Km*, avec une densité variable 10^9 - 10^{12} *particules/m³*, et une température 10^2 - 10^3 *K*.

1.1.2 Les plasmas industriels

On peut citer les arcs, les torches, les lampes, les tubes à décharge, les réacteurs hélicous et capacitifs RF, les propulseurs à plasma, les plasmas induits par faisceau laser, les stellators.

Les plasmas sont principalement caractérisés par leurs paramètres, surtout par la densité d'électrons n_e et leur température T_e , on peut parler plasmas chauds ou froids, comme de plasmas denses ou moins denses. Généralement pour des températures de l'ordre de $\sim 10000K$ on est dans le domaine des plasmas froids, dits plasmas de basse température.

1.1.3 Critères de l'état plasma

Un gaz ionisé, représente un ensemble de particules chargées positives et négatives et macroscopiquement neutre. Il peut être appelé plasma si les critères suivants sont satisfaits

- Les dimensions du plasma doivent être très supérieurs à la sphère de Debye de rayon λ_D .

$$R(t) \gg \lambda_D \quad , \quad V_{pl} \gg \lambda_D^3. \quad (1.1)$$

où $R(t)$ représente la longueur ou la taille du plasma et V_{pl} le volume du plasma. Ce critère assure le quasi neutralité macroscopique du plasma.

- La fréquence plasma w_{pe} (fréquence des oscillations des électrons) doit être très supérieure à la fréquence de collision des électrons avec les autres espèces dans le plasma ν_e .

$$w_{pe} \gg \nu_e \quad , \quad \nu_e = \sum \nu_{e\alpha}. \quad (1.2)$$

Elle est égale à :

$$w_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \varepsilon_0}} \quad (1.3)$$

$\nu_{e\alpha}$ représente la fréquence de collisions des électrons avec une autre espèce du plasma (par exemple atomes, ions...), $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ JK}^{-1}$ permittivité du vide, e la charge élémentaire de l'électron et m_e sa masse. Si ce critère est satisfait, les interactions électrostatiques dominant les processus de la cinétique du gaz ordinaire.

1.1.4 Longueur de Debye

La self-similarité est un concept qui stipule que la distribution spatiale des caractéristiques du mouvement reste similaire à elle-même à tout instant. La transformation adéquate est basée sur la supposition que chaque paramètre physique mis en jeu durant l'expansion, préserve sa forme loin des conditions initiales et des conditions aux limites [14]. En effet ceci est justifié quand la condition de quasi-neutralité de la charge du milieu est vérifiée. La longueur de Debye est donnée par [15, 16]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (1.4)$$

perd alors son importance comme longueur caractéristique du plasma.

On définit N_{De} le nombre d'électrons dans la sphère de Debye

$$N_{De} = \frac{4}{3}\pi n_e \lambda_{De}^3$$

- Si $N_{De} \gg 1$, on a un fort écrantage et les effets individuels sont dominants. On dit que le plasma est cinétique
- A l'inverse, pour $N_{De} \ll 1$, l'écrantage est faible. On dit que le plasma est fortement corrélé

1.2 Le rayonnement laser

La particularité, qui fait du rayonnement laser une source lumineuse si différente, réside dans le fait qu'il est émis par émission stimulée. Les dispositions très spéciales du système émissif permettent d'utiliser ce phénomène d'absorption et d'émission de photons et de fournir une lumière très intense et d'une très grande pureté spectrale. Le premier laser a été mis au point vers 1960 et le terme laser provient de l'acronyme ("light amplification by stimulated emission of radiation") [17]. Il est utile de rappeler les caractéristiques du faisceau laser, dans la mesure où son principe de fonctionnement a fait l'objet d'une description préalable. Sous irradiation lumineuse, les molécules ou atomes d'un matériau peuvent absorber de l'énergie photonique, ce qui conduit au peuplement d'un ou de plusieurs de ces niveaux excités.

Le mécanisme d'absorption et d'émission de photons se resume comme suit [18].

- L'absorption d'une énergie extérieure, appelée énergie de pompage dans le cas des lasers, permet d'exciter les atomes d'un état fondamental E_1 vers un état excité E_2 . Les atomes/molécules utilisés absorbent dans un domaine du rayonnement électromagnétique de la lumière, c'est-à-dire à une valeur de longueur d'onde λ correspondant à une transition possible vers un état excité.
- Le retour à un état de plus basse énergie se fait par émission spontanée. Les électrons d'un atome excité ou d'une molécule excitée tendent à retourner vers leur état fondamental. Cette transition électronique entre l'état excité et un état de plus basse énergie est spontanée et accompagnée de l'émission d'un photon d'énergie $h\nu_{21} = E_2 - E_1$

correspondant à la transition $E_1 \rightarrow E_2$. Cette émission spontanée est incohérente puisque chaque atome/molécule émet indépendamment des autres. Ainsi, il n'y a pas de relation de phase, de direction, de polarisation entre les différentes émissions, et le rayonnement est omnidirectionnel.

- La libération d'un photon par relaxation d'un atome excité ou d'une molécule excitée vers un niveau d'énergie inférieur peut se produire par émission stimulée, a été proposé par Einstein en 1917. La désexcitation est provoquée par l'arrivée d'un photon d'énergie $h\nu$ et accompagnée de l'émission d'un deuxième photon de même énergie et de même direction. On dit que l'émission est cohérente et qu'il y a "amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement".

1.2.1 Divers paramètres du laser

Pour un régime intermédiaire d'intensité $I = 10^9 \text{ W/cm}^2$, les paramètres influençant l'interaction laser-matière sont principalement

- **Irradiance** : ou intensité I , liée à la quantité d'énergie délivrée par le laser, elle est exprimée en Wcm^{-2} et représente la puissance transmise par unité de surface, c'est-à-dire une quantité d'énergie par unité de temps et de surface. Les faisceaux laser peuvent atteindre de très fortes intensités ou irradiances grâce à l'amplification du rayonnement dans la cavité et par concentration du faisceau en utilisant une optique adaptée.
- **Longueur d'onde du faisceau incident** : joue un rôle capital au niveau de l'interaction entre le faisceau laser et la cible. Ainsi, dans le cas de lasers appartenant au domaine de l'infrarouge, l'interaction laser-cible est de nature thermique (photothermique) alors que pour des lasers excimères (appartenant au domaine de l'ultraviolet) l'interaction est de type non thermique (interaction photochimique) [19].
- Interaction photochimique : l'énergie d'un photon émis est $E = h\nu$, les longueurs d'onde des lasers excimères appartiennent au domaine de l'ultraviolet UV, $E = hc/\lambda$ où h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière et λ la longueur d'onde correspondante. Cette énergie des photons est suffisante pour rompre les liaisons inter atomiques (l'énergie de liaison est de quelques eV) et le matériau peut donc passer directement de la phase solide à la phase gazeuse.

- Interaction photothermique : si la longueur d'onde du laser appartient au domaine de l'infrarouge IR, l'énergie du photon est faible devant l'énergie de cohésion du matériau, la densité de puissance est suffisamment élevée et l'énergie apportée au matériau aboutit à sa fusion puis à sa vaporisation.
- **Durée de l'impulsion laser** : dans notre domaine d'application, la durée d'impulsion des lasers est généralement de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, mais de plus en plus, se répand l'emploi d'impulsions courtes (picosecondes) et ultra-courtes (femtosecondes) l'influence de chaque type d'impulsion correspond à un caractère sur l'ablation laser et sur le caractère forme.
- **Énergie de l'impulsion laser** : les variations du comportement, est suivant l'influence et donc suivant l'énergie déposée à la surface de la cible par le faisceau laser. Par exemple, pour des irradiances comprises entre 10^5 et $10^7 - 10^8 \text{ W/cm}^2$, un plasma est créé mais n'est pas assez dense pour interagir avec le faisceau laser [20].

1.3 Les plasmas produits par laser

Les premières études sur l'interaction laser-matière ont été effectuées peu après la réalisation du premier laser en 1960. Deux phases lors de la production du plasma par laser sont considérées séparément.

Ces phases sont :

1.3.1 Interaction laser-matière

L'interaction laser-matière est une technique usuelle de génération de plasma ou de produire des sources de rayonnement X , elle peut aussi génère (d'autres sources de différents types de particules) [21]. L'avantage essentiel de cette méthode est la souplesse du dispositif expérimental qui permet de changer largement les caractéristiques du plasma en faisant varier les conditions expérimentales. Les caractéristiques du laser sont des paramètres cruciaux de l'interaction laser-matière, déterminant le mécanisme d'absorption et le stade initial de génération du plasma pour un matériau donné. Ces conditions initiales influencent par la suite la formation et l'expansion du plasma.

Actuellement l'ablation laser est réalisée sur tous types de matériaux (conducteurs, isolants, multi-composants), les études fondamentales du processus d'ablation laser sont plu-

tôt conduites sur des matériaux simples (à un composant), comme les métaux. Du fait que les propriétés thermo-physiques des métaux sont bien connues, cela permet de mieux comprendre les mécanismes à la base de l'interaction laser-cible et laser-plasma [22]. Il est généralement admis que l'utilisation d'impulsions lasers de courtes durées offre la possibilité de produire un plasma sans ou avec très peu de dommages thermiques du solide irradié. Il n'est donc pas surprenant que des efforts considérables aient été entrepris ces dernières années pour développer des lasers ayant des impulsions courtes (ns) ou ultra courtes (fs). Ainsi, les lasers à excimères et Nd :YAG, avec des durées d'impulsion typiques de 5 à 30 ns, sont devenus des outils essentiels dans de nombreux domaines d'applications. Plus récemment et grâce notamment au laser Titane :Saphir, il est maintenant possible de travailler couramment avec des impulsions lasers inférieures à la centaine de femtoseconde. L'interaction en régime femtoseconde diffère considérablement de celle en régime nanoseconde car cette durée d'impulsion est plus courte que le temps de relaxation entre les systèmes d'électrons et d'ions. De ce fait, la région thermiquement affectée est minimisée. Cet avantage est évidemment lié au mécanisme de l'interaction en régime femtoseconde qui affecte aussi les propriétés du panache plasma [23].

Le principe de base de l'interaction "laser-matière" est schématisé par la figure (FIG. 1.1)

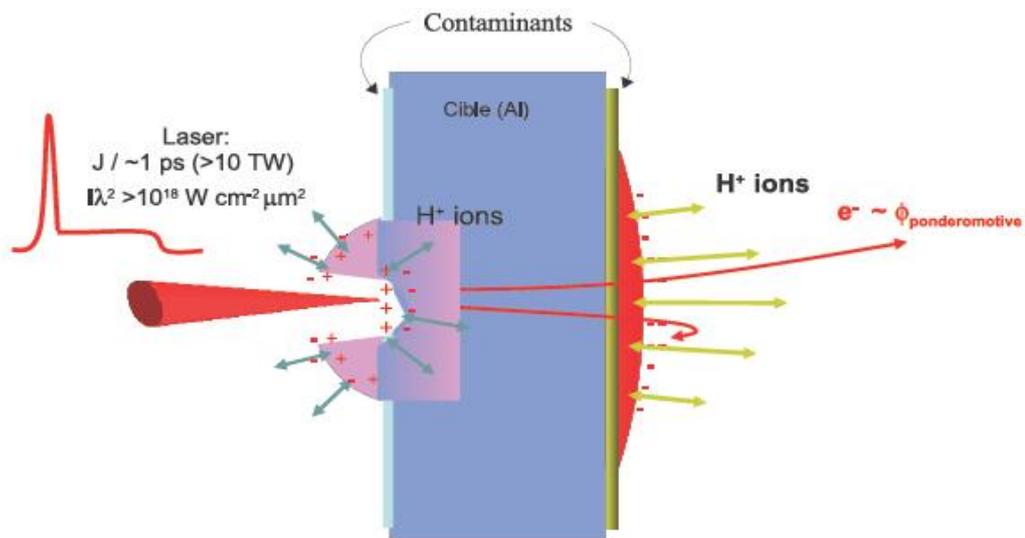


Figure 1.1 – Interaction laser matière [24].

Selon l'irradiance, on peut classer l'interaction laser-matière comme suit :

Régime bas flux :

pour de faibles irradiations, c'est à dire inférieur à 10^5 W/cm^2 , la cible est chauffée superficiellement et une faible couche de matériau peut éventuellement être liquéfiée : l'énergie procurée par le laser est donc dissipée dans la cible sous forme de chaleur.

Régimes flux intermédiaire :

la température de vaporisation ne peut être atteinte, pendant l'impulsion laser, que si la densité de puissance fournie par le faisceau laser est supérieure à un certain seuil : ainsi, nous entrons dans un régime d'ablation. De manière générale, on divise ce régime en deux domaines

- Premier domaine : $10^5 - 10^7$ à 10^8 W/cm^2 La couche superficielle du matériau absorbe l'énergie du laser et est vaporisée ; la matière est littéralement (arrachée) de la cible sous forme d'une vapeur et reste transparente au rayonnement laser.
- Deuxième domaine : $10^7 - 10^8$ à 10^{15} W/cm^2 Si l'irradiance est supérieure à $10^7 - 10^8 \text{ W/cm}^2$, la vapeur produite à partir de la matière éjectée de la cible devient plus dense et absorbe une fraction de l'énergie du faisceau laser ce qui aboutit à la création d'un plasma partiellement ionisé.

Régime haut flux :

qui représente l'irradiance supérieure à 10^{15} W/cm^2 , qui a été intensivement étudié dès les débuts de l'interaction laser-matière, ce régime est dominé par des effets non linéaires (instabilités paramétriques) le plasma est totalement ionisé, à hauts flux, supérieur à 10^{17} W/cm^2 , les plasmas obtenus présentent un caractère relativiste.

1.3.2 Interaction laser-vapeur et formation du plasma

Le volume chauffé est éjecté du métal mais continue à absorber l'énergie du laser incident. Ceci conduit à atténuer fortement cette énergie avant qu'elle n'atteigne la surface et à réduire l'efficacité de chauffage et de vaporisation (écranage plasma) [25]. Si l'intensité du laser excède fortement le seuil d'ablation du métal, le faisceau laser vaporise et éventuellement ionise le matériau créant ainsi une plume au-dessus de la surface. Initialement, les atomes, les électrons et les ions subissent des collisions dans une région de haute densité formant une fine couche de vapeur ionisée située très près de la surface du métal (appelée couche de Knudsen).

Cette couche mène à une expansion fortement dirigée selon la direction perpendiculaire à la surface en raison d'un fort gradient de pression [26].

1.4 Diverses applications suivant la fluence du faisceau laser

Les applications correspondent à l'intensité du faisceau laser (I) sont donnée par

- Premier régime bas flux faible intensité $< 10^7 W/cm^2$ [découpe, soudage, recuit]
- deuxième régime flux intermédiaire $10^7 - 10^{15} W/cm^2$ [usinage, micro, applications médicales, dépôt de couches minces, micro analyse]
- troisième régime haut flux $> 10^{15} W/cm^2$ [fusion thermonucléaire, contrôlée par confinement inertiel]

Quand un faisceau laser est focalisé sur la surface d'un solide, un grand nombre de processus élémentaires ont lieu : chauffage de la surface - ablation - vaporisation - dissociation - changement de phases - excitation.... . Tous ces phénomènes très complexes sont encore mal compris car ils sont interdépendants.

1.4.1 Applications de ces faisceaux de particules

L'un des grands axes de recherche appliquées est le domaine médical. Deux applications principales sont envisageables :

- Le traitement des tumeurs par le faisceau de particules : le laser remplacerait alors les accélérateurs conventionnels actuellement employés. Cette utilisation est envisagée avec les faisceaux d'électrons [27] mais surtout avec les faisceaux de protons [28]. Ces derniers présentent l'avantage de déposer très localement la majeure partie de leur énergie (avec une profondeur de l'ordre de $1mm$, dans un solide ou dans un tissu organique)[29].
- La production d'isotopes pour la tomographie par émission de positrons (PET). Le but est alors d'induire, par des protons ou des ions, des réactions nucléaires sur des noyaux stables ($B^{11}, N^{14}, O^{18} \dots$) pour créer des émetteurs β^+ de courtes périodes. Les

contraintes sur la distribution des protons (ou des ions) sont dans ce cas moindres puisqu'il n'y a pas de risque de dégradation des tissus sains.

1.4.2 Applications pour la physique fondamentale

L'accélérateur laser-plasma est également envisagé comme injecteur pour des accélérateurs conventionnels. On tirerait alors parti de la faible émittance de la source. Il est encore pressenti pour étudier des phénomènes d'intérêt astrophysique en laboratoire.

1.4.3 Allumage rapide pour la fusion par confinement inertiel

L'un des grands défis scientifiques actuels consiste à contrôler la fusion thermonucléaire. Dans les réactions de fusion thermonucléaire, il est nécessaire d'amener la matière à des centaines de millions de degrés pour que l'agitation thermique permette le franchissement de la barrière coulombienne entre les noyaux. On forme ainsi un plasma que l'on doit ensuite confiner. Pour ce faire, deux voies sont étudiées : la fusion par confinement magnétique et la fusion par confinement inertiel (FCI) par striction axiale ou par laser.

1.5 L'ablation laser

Le début du développement de l'ablation laser commence peu après l'avènement du premier laser par MAIMAN en 1960. En 1962, BREECH et CROSS montrent qu'il est possible d'éjecter des atomes d'une cible solide en l'irradiant par un faisceau laser [30]. Seulement trois ans après, SMITH et TURNER parviennent à réaliser des couches minces, à partir de l'ablation de cibles solides par un laser pulsé à rubis [31]. A cette époque, la technique de pulsed laser deposition (PLD) ne permettait pas d'obtenir des films minces présentant d'aussi bonnes caractéristique morpho-structurales que les autres méthodes de croissance, qui est basée sur l'effet d'ablation laser, plus généralement utilisées. C'est en 1987 que la PLD prend véritablement son essor quand DIJKKAMP et ses collaborateurs réussissent à fabriquer le nouveau supra conducteur avec une qualité cristalline, un parfait contrôle de la stoechiométrie est une haute température critique qui n'avaient pas été atteints jusque là par aucune autre méthode de croissance [31].

Le principe de base de cette dernière est schématisé par la figure (FIG. 1.2)

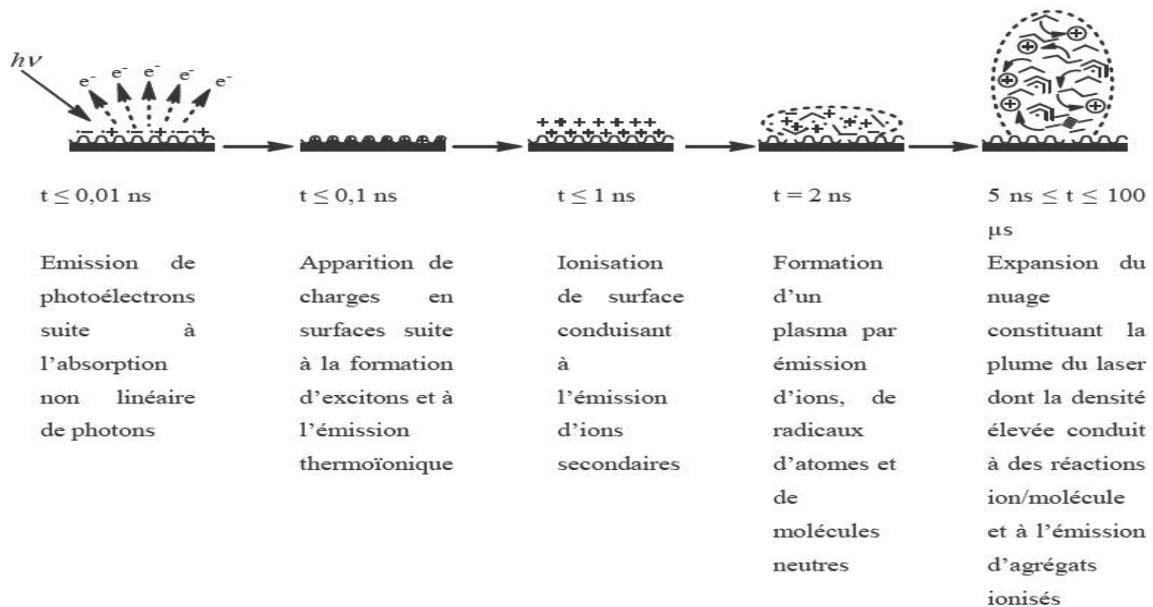


Figure 1.2 – *Schema illustrant les principales étapes conduisant à la formation d'ions gazeux à partir d'une interaction laser/surface [18].*

1.5.1 Description simple des différentes étapes d'ablation laser d'un solide

Malgré la complexité des processus d'ablation de la matière (solide ou liquide) utilisant des lasers pulsés de l'ordre de la *ns* ou plus, on peut néanmoins les décomposer en deux grandes étapes [32].

Étape I : Absorption de la lumière laser incidente, chauffage de la cible, interactions laser-matière

Le laser frappe la surface du métal et une partie de l'énergie incidente est rapidement absorbée par les électrons libres du métal (l'autre partie de l'énergie est réfléchiée par la surface). L'énergie est instantanément convertie sous forme de chaleur. Il en résulte donc qu'après quelques ps, un équilibre thermodynamique est atteint par l'ensemble des atomes et des électrons conduisant à un très fort chauffage du volume irradié.

Étape II : Ejection de matière ablatée (vaporisation), formation d'un plasma dense, interactions laser-plasma

Si l'intensité du laser excède fortement le seuil d'ablation du métal, le faisceau laser vaporise et éventuellement ionise le matériau créant un plasma au-dessus de la surface. Le volume chauffé est éjecté du métal mais continue à absorber l'énergie du laser incident. Ceci conduit à atténuer fortement cette énergie avant qu'elle n'atteigne la surface et à réduire l'efficacité du chauffage et de la vaporisation.

1.5.2 Expansion d'un plasma dans le vide

Cette étape débute juste à l'arrêt de l'impulsion laser. Compte tenu de la très forte densité électronique, le plasma métallique existant en fin d'impulsion laser est caractérisé par une température de surface de l'ordre de 10^4 à $10^5 K$ [33]. L'énergie accumulée dans le plasma pendant les deux premières étapes se répartit entre énergie interne (excitation, ionisation) et énergie cinétique. Le plasma, du fait de sa composition et de sa température, possède une densité d'énergie importante qui va nourrir son expansion et maintenir sa luminosité après la fin de l'impulsion laser [34]. Dans le vide, les atomes finissent par avoir une distribution de vitesse Maxwellienne (une fois que la couche de Knudsen est franchie). Dès la fin de l'impulsion laser, il n'y a plus d'interaction laser-plasma et on observe peu de transfert d'énergie et de masse vers plasma. Il n'y a plus de particules éjectées depuis la surface. La détente de plasma peut être alors considérée comme adiabatique et la température peut être reliée aux dimensions du plasma par une équation d'état. La durée de vie des plasmas d'ablation laser varie de quelques centaines de nanosecondes à quelques dizaines de microsecondes. Les électrons et les ions se recombinent et les états excités disparaissent. N'ayant plus aucun apport d'énergie, le plasma va, du fait de son expansion adiabatique suivant une seule dimension puis à trois dimensions dans le vide, se refroidir et s'éteindre [35]. Le principe de base de cette dernière est schématisé par la figure (FIG. 1.3)

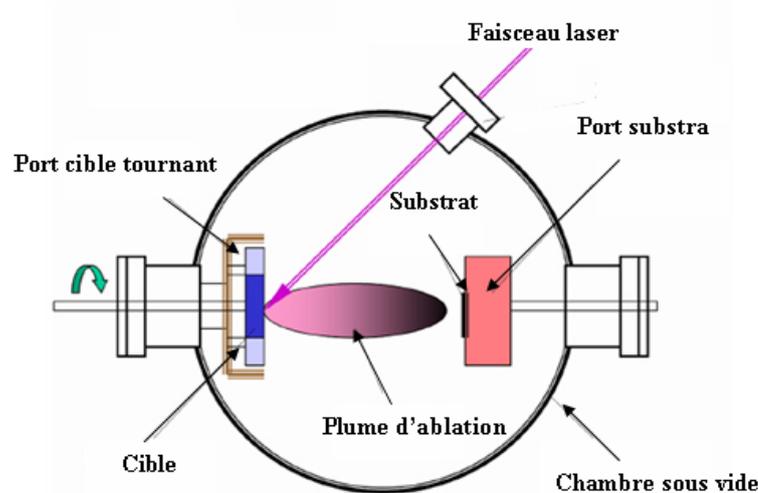


Figure 1.3 – Principe de l'ablation par faisceau laser dans une enceinte sous vide [36].

1.5.3 Explosion adiabatique d'une cible et refroidissement du plasma

Après la fin de l'impulsion laser, la couche initiale de gaz s'étend librement dans toutes les directions. L'énergie accumulée dans le plasma pendant les deux premières étapes se répartit entre énergie interne (excitation, ionisation) et énergie cinétique. Dans le vide, les atomes du plasma finissent par avoir une distribution de vitesse. Dès la fin de l'impulsion laser, il n'y a plus d'interaction laser/plasma et on observe peu de transfert d'énergie et de masse au plasma d'ablation. Il n'y a plus de particule éjectée depuis la surface. La détente du plasma peut alors essentiellement être considérée comme adiabatique et la température peut être reliée aux dimensions du plasma. Lorsque l'expansion se déroule dans un gaz ambiant, c'est la forte pression interne qui conduit, au début, l'explosion du plasma (comme dans le vide) jusqu'à ce qu'elle soit égale à la pression du gaz ambiant. Après quelques μs , la propagation du plasma est rapidement contrôlée par les processus d'interaction entre les espèces ablatées et les atomes et molécules du gaz ambiant [32].

Chapitre 2

Nouvelle classe de solutions self-similaires d'un plasma en explosion :

Dans ce chapitre, nous allons adapter l'approche hydrodynamique pour décrire les explosions du plasma dans le vide, nous allons introduire une transformation "self-similaire" plus générale. Le modèle concerne l'explosion d'un plasma d'électrons et d'ions, dont la température est supposée homogène dans l'espace mais éventuellement dépendante du temps $T_e(t)$, les ions sont très énergétiques, créés par un laser à impulsions ultra-courtes et ultra-intenses dans le vide [37]. L'influence de la pression thermique, du potentiel électrostatique, ainsi que la combinaison des deux, sont systématiquement analysées.

Généralement l'expansion est étudiée en suivant le profil pour une géométrie plane.

Dans cette nouvelle classe, il s'agit d'une sphère dont le rayon change en fonction de la variable self-similaire. En plus le profil de température, au cours de l'expansion, évolue en fonction du temps.

2.1 Différentes approches de la physique des plasmas

Le plasma est considéré comme un gaz (fluide) qui contient des espèces chargées. Le modèle mathématique qui décrit le plasma et permet d'interpréter les différents phénomènes physiques se base sur deux approches différentes [12, 13].

2.1.1 Description cinétique

La théorie cinétique est basée sur un ensemble d'équations pour les fonctions de distributions $f_s(\vec{q}, \vec{p}, t)$, où s est l'indice des espèces de particules, chaque particule à sa propre position dans l'espace de phase (q, p) , q sont les coordonnées et p sont les moments. Dans la mesure où les corrélations discrètes de la particule sont négligeables, l'évolution de $f_s(\vec{q}, \vec{p}, t)$ est régie par l'équation de Vlasov, qui, dans le cas non relativiste, s'écrit sous la forme [38]

$$\frac{\partial f_s(\vec{q}, \vec{p}, t)}{\partial t} + v \cdot \nabla_x f_s(\vec{q}, \vec{p}, t) + \frac{F(\vec{q}, t)}{m_s} \nabla_v f_s(\vec{q}, \vec{p}, t) = 0 \quad (2.1)$$

où m_s représente la masse de la particule d'espèce s . L'équation précédente décrit l'évolution incompressible de $f_s(\vec{q}, \vec{p}, t)$ dans l'espace des phases (q, p) en présence d'une force $F(\vec{q}, t)$ agissant sur les particules. Cette force est la somme des forces externes et de la force due au champ électrique collectif produit par toutes les particules du plasma. En l'absence de champs externes, la force $F(\vec{q}, t)$ qui s'exerce sur une particule d'espèce s et de charge q_s est donnée par

$$F(\vec{q}, t) = -q_s \nabla_x \phi(\vec{q}, t) \quad (2.2)$$

où $\phi(\vec{q}, t)$ est le potentiel du champ moyen donné par

$$-\nabla^2 \phi = \sum_s q_s \int f_s(\vec{q}, \vec{p}, t) d\vec{p} \quad (2.3)$$

La sommation porte sur toutes les espèces de particules présentes dans le plasma. Cette description, qui consiste à traiter les particules du plasma comme interagissant seulement à travers leur potentiel du champ moyen, n'est correcte qu'en présence d'un nombre suffisant de particules. Dans le cas inverse, le potentiel individuel de chaque particule devra être considéré [38]. Les premiers modèles théoriques ont été développés bien avant l'arrivée des lasers de puissance et s'inscrivent alors dans un cadre plus général de la physique des plasmas. Le plasma est décrit par les équations cinétiques de Vlasov pour les deux populations chargées

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v \frac{\partial f_i}{\partial x} - \frac{Ze}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial f_i}{\partial v} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v \frac{\partial f_e}{\partial x} + \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial f_e}{\partial v} = 0 \quad (2.5)$$

où f_i et f_e désignent respectivement les fonctions de distribution ionique et électronique. Les quantités Ze et m_i représentent la charge des ions et leur masse respectivement, $-e$ et m_e la charge des électrons ainsi que leur masse et ϕ est le potentiel électrostatique. Avec

$$n_{e,i}(\vec{q}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_{e,i}(\vec{q}, \vec{p}, t) d\vec{p} \quad (2.6)$$

où n_i et n_e sont les densités fluides des populations ionique et électronique. Nous cherchons à déterminer la fonction de distribution f_s de chaque espèce du plasma, la fonction de distribution est une description statistique d'un très grand nombre de particules en interaction, la distribution des vitesses des espèces du plasma (solution de l'équation de Vlasov) sont décrites par la fonction Maxwellienne [31]

$$f_s(v) = 4\pi N_s(\vec{q}, t) \left(\frac{m_s}{2\pi K_B T_s(\vec{q}, t)} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(\frac{-m_s v^2}{2K_B T_s(\vec{q}, t)} \right) \quad (2.7)$$

$N_s(\vec{q}, t)$ et $T_s(\vec{q}, t)$, étant la densité et la température des particules de l'espèce s respectivement, sont les paramètres principaux qui déterminent l'état du plasma.

2.1.2 Modèle fluide

Le plasma, considéré comme un fluide, est décrit par les équations de mouvement et de continuité. Ce modèle est basé sur les lois de conservation de la masse, de moment et de l'énergie, couplé aux équations de Maxwell. En outre, pour un modèle fluide, l'équilibre thermodynamique local (ETL), qui suppose la connaissance des équations d'état (relation entre la pression, température, énergie, entropie, etc...), est obligatoire pour résoudre le problème. La théorie des fluides est une bonne approximation pour de nombreux phénomènes dans l'interaction du plasma avec des intensités laser relativement faibles (de l'ordre de 10^{15} W/cm^2) et des impulsions laser relativement longues (de l'ordre de nanoseconde). Cependant, lorsque, on considère l'ETL le modèle n'est pas toujours suffisant. Tous les paramètres du plasma sont des fonctions du temps et de la position. Chaque espèce du plasma est en ETL partout à une distribution Maxwellienne des vitesses.

Les quantités physiques, à savoir la température et la pression, peuvent être définies uniquement si on suppose que le plasma est à l'ETL. Le plasma en interaction avec impulsion laser

relativement intense (de l'ordre de femtoseconde), ne peut pas être décrit par les équations fluides.

En général, un plasma est un mélange de N espèces de particules chargées. Pour simplifier les choses, nous supposons que notre plasma est composé de deux espèces (ions et électrons). Dans ce cas, celui-ci peut être modélisé par un mélange de deux fluides. Chaque espèce (électrons et ions), caractérisée par sa densité et sa vitesse moyenne, est traitée par une approche hydrodynamique. Le couplage champ-matière est assuré par les densités de courant. Le mouvement de chaque fluide est tout d'abord régi par l'équations de continuité (conservation de la masse) et l'équation du mouvement (conservation de l'impulsion) [39, 40]. La conservation de la masse s'écrit

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{r^{\nu-1}} \frac{\partial}{\partial r} (r^{\nu-1} n_i v_i) = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{1}{r^{\nu-1}} \frac{\partial}{\partial r} (r^{\nu-1} n_e v_e) = 0 \quad (2.9)$$

La conservation de l'impulsion est donnée par

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial r} = \frac{-Ze}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{Z}{n_i m_i} \frac{\partial}{\partial r} (n_i T_i(t)) \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial v_e}{\partial t} + v_e \frac{\partial v_e}{\partial r} = \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{1}{n_e m_e} \frac{\partial}{\partial r} (n_e T_e(t)) \quad (2.11)$$

Sachant que $\nu = 1$ en coordonnées cartésiennes, $\nu = 2$ en coordonnées cylindriques et $\nu = 3$ en coordonnées sphériques.

Le modèle à deux fluides est alors complété par les équations de Maxwell.

Ce système d'équations sont couplés avec le champ électrique E . Nous considérons ici des ions simplement chargés ($q_i = +Ze$ et $q_e = -e$ pour les électrons). Le champ électrique est donné par l'équation de Poisson qui vérifie l'hypothèse de "non quasi-neutre" pour la séparation de charge, et qui s'écrit ainsi

$$\frac{1}{r^{\nu-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{\nu-1} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 4\pi e (n_e - Zn_i). \quad (2.12)$$

Enfin, la description particulière s'intéresse à la trajectoire (l'orbite) d'une seule particule sous l'action du champ électrostatique \vec{E} . Le plasma est composé d'électrons et des ions se déplaçant sous l'influence des champs électrique et magnétique en raison de leur charge et

des champs laser [41]. Les effets collectifs ne sont pas pris en compte explicitement. Cette description peut être intéressante lorsque le plasma est suffisamment raréfié.

2.2 Modèle physique

Le problème de l'explosion d'un plasma dans le vide a attiré, depuis longtemps, l'attention des astrophysiciens et des chercheurs travaillant dans le domaine de la fusion thermonucléaire. Le rayonnement laser et l'ionisation partielle du plasma jouent le rôle d'une source dynamique. Le caractère dynamique joue un rôle important dans le processus de croissance des films déposés par laser pulsé (PLD). Dans un milieu ambiant de faible pression, dans le vide, l'impulsion laser d'irradiance élevée engendre une sphère de la matière ablatée [42]. La production des particules énergétiques par l'interaction d'une impulsion laser d'une haute intensité ($I\lambda^2 < 10^{18} W.cm^{-2}.\mu m^2$) dans le cas non relativiste, et de très courte durée (de l'ordre de quelques nanosecondes) avec une cible solide, a été largement étudiée au cours de ces dernières années. Il y a deux scénarios pour l'accélération d'ions rapides (particules énergétiques). Dans le premier scénario, les électrons sont poussés dans la cible par la pression de radiation du faisceau laser et les ions sont accélérés par le champ électrostatique sur la face avant de la cible [43]. Ce mécanisme est appelé accélération par pression de radiation (RPA). Dans le deuxième scénario, une population d'électrons chauds, générée par une impulsion laser sur la face avant de la cible, traverse la cible et se propage au-delà de sa face arrière, où se forme une couche de gaine qui crée un champ électrostatique qui, à son tour, accélère les ions [44, 45].

2.3 Les Hypothèses du modèle

Durant les premiers instants de l'explosion, le plasma est caractérisé par une sphère définie par la taille R_0 (taille du plasma initial à l'instant $t = 0$) et de longueur de Debye $\lambda_D(0)$. A partir de l'instant (t) l'évolution du plasma est caractérisé par $R(t)$, et la longueur de Debye est donnée par [46]

$$\lambda_D(0) = \left[\frac{T_e(0)}{4\pi n_{e0} e^2} \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

$$\lambda_D(t) = \left[\frac{T_e(t)}{4\pi n_{e0} e^2} \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

Le plasma en explosion est particulièrement caractérisé par un seul paramètre externe Λ [47]

$$\Lambda = \frac{R(t)}{\lambda_D(t)} = \frac{R}{\lambda_D} = \frac{R_0}{\lambda_{D0}} = R_0 \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_{e0}}{T_{e0}}} \quad (2.15)$$

Sachant que $R_0 \equiv R(0)$, $\lambda_{D0} \equiv \lambda_D(0)$. Le plasma se comporte comme un gaz parfait alors

$$T_e(t) = T_{e0} \left(\frac{n_e(0, t)}{n_e(0, 0)} \right)^{\gamma-1} \quad (2.16)$$

où γ est le coefficient polytropique ou coefficient d'adiabacité (rapport de capacités calorifiques) est donné par : $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, où c_p et c_v représentent respectivement les capacités calorifiques à pression et à volume constants, la température électronique initiale $T_{e0} \equiv T_e(0)$. L'hypothèse d'équilibre thermodynamique local tout au long de l'explosion permet décrire

$$T_e(t) = T_i(t)$$

où $n_{e0} \equiv n_e(0, 0) \equiv n_{00}$ est la densité des électrons à l'équilibre et $n_e(0, t)$ est la densité des électrons à l'instant t .

Dans le cas adiabatique, on suppose que le fluide, à l'échelle de vitesse du phénomène considéré, n'a pas le temps de propager la chaleur.

Dans le cas isotherme, à l'opposé du cas précédent, le phénomène étudié est suffisamment lent pour qu'on considère que la conduction thermique très importante.

2.4 Solution self-similaire

Généralement un phénomène physique admet une solution "self-similaire" lorsque ce dernier n'a pas de grandeurs caractéristiques. A titre d'exemple, dans le cas de l'expansion, la longueur caractéristique est la longueur de Debye. Ainsi lorsque les dimensions de l'enceinte contenant le plasma sont très grandes par rapport à la longueur de Debye, l'expansion admet une solution "self-similaire". Comme il y a un manque d'informations aux limites, il est difficile de trouver des solutions physiques analytiques et même numériques. Dans ce cas on fait appel aux transformations "self-similaires" qui se basent sur les propriétés de l'algèbre de Lie [14, 48, 49]. Dans cette théorie il est possible de trouver un comportement asymptotique des équations aux dérivées partielles. Pour avoir la solution "self-similaire" des équations

finales (sans dimension), nous introduisons la variable "self-similaire" unidimensionnelle $\xi = x/R(t)$. La nouvelle variable ξ vérifiant

$$f(x, t) = f(\xi(x, t))$$

$$\xi(x, t) = Cx^\alpha t^\beta$$

où f est une fonction solution des équations réduites, α et β des paramètres réels à choisir afin que la solution existe. La constante C ne demeure pas obligatoire et sert en général à rendre la variable ξ adimensionnée. Les variables x et t sont combinées dans une nouvelle variable sans dimension qui réduit le système d'équations aux dérivées partielles en un système d'équations différentielles ordinaires. La solution de ce dernier est appelée "self-similaire". Physiquement, cette solution implique que chaque paramètre mis en jeu dans l'explosion préserve sa forme au cours du temps, loin des conditions initiales et des conditions aux limites. En plus, aucune longueur caractéristique n'apparaît que se soit dans les équations ou dans les conditions initiales [50].

2.5 Modèle hydrodynamique en présence du terme de pression thermique

L'explosion du plasma étant dans le vide, nous étudions alors l'effet de la pression thermique seulement. Le cas isotherme est déjà étudié dans la littérature, notre contribution est surtout voir le cas adiabatique, qui est une situation plus réaliste. Cette partie sera aussi l'objet d'étude de l'effet de l'état de charge Z du point de vue modélisation. Notre travail porte essentiellement sur un plasma composé d'ions cuivreux Cu ($Z = 1$ jusque $Z = 4$). Les analyses ont été réalisées par un laser relativement de faible intensité [51].

2.5.1 Formulation mathématique

Le système général d'équations macroscopiques d'un modèle hydrodynamique d'un plasma tiède (warm) pour une espèce est le suivant :

Conservation de la matière

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} + \nabla \cdot [N_s u_s] = 0 \quad (2.17)$$

L'équation du mouvement

$$m_s N_s \left[\frac{\partial u_s}{\partial t} + (u_s \cdot \nabla) u_s \right] = -\nabla P_s + q_s N_s (E + u_s \times B) + S_{ij} \quad (2.18)$$

le terme de collision est donné par

$$S_{ij} = \int m v \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} dv = \sum_j m N_i \nu_{ij} (u_i - u_j)$$

où ν_{ij} est la fréquence de collision. Nous considérons l'explosion d'un plasma complètement ionisé. L'ensemble est traité comme étant deux fluides avec la même température $T_e(t) \approx T_i(t)$. En l'absence du champ magnétique et de termes de collisions, le système d'équations précédent (2.17)-(2.18) s'écrit [52, 53].

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial (n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{Z}{n_i m_i} \frac{\partial (n_i T_e(t))}{\partial x} = 0 \quad (2.20)$$

où l'indice i se réfère aux ions, n_i à la densité ionique v_i à la vitesse fluid ionique, m_i est la masse des ions, Z est l'état d'ionisation. La condition de "quasi-neutralité" peut être écrite comme suit [46]

$$n_e(x, t) \approx Z n_i(x, t) \quad (2.21)$$

chaque fois que le $R(t)$ dépasse largement la valeur initiale $R_0 = R(0)$ [47, 39], nous allons introduire un changement "self-similaire" plus général $\xi(x, R(t)) = x/R(t)$, il est évident que le système d'équations précédent admet les variables adimensionnelles suivantes .

$$n_i(x, t) = \frac{n_{00}}{Z} \left(\frac{R_0}{R(t)} \right) N_i(\xi) \quad (2.22)$$

$$v_{i(e)}(t, x) = \dot{R} f(\xi) \quad , \quad \xi = \frac{x}{R(t)} \quad , \quad \dot{R} = \frac{dR}{dt} \quad (2.23)$$

Dans ce cas, il y a deux grandeurs qui caractérisent l'échelle du phénomène physique, la taille $R(t)$ et la longueur de Debye $\lambda_D(t)$ [15]. On peut trouver une solution "self-similaire"

si $R(t)$ et $\lambda_D(t)$ évoluent de manière cohérente par rapport au temps, tel que le rapport entre eux reste constant.

Le plasma peut avoir deux régimes : "quasi-neutre" et "non quasi-neutre" ($\Lambda \gg 1$ et $\Lambda \ll 1$ respectivement). $\Lambda = R/\lambda_{De}$ est une bonne mesure pour la classification [54]. Les dérivées partielles calculées par rapport à x et t en fonction de la variable ξ sont

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{R} \frac{d}{d\xi} \quad , \quad \frac{\partial}{\partial t} = -\xi \frac{\dot{R}}{R} \frac{d}{d\xi} \quad (2.24)$$

En remplaçant les valeurs de n_i , v_i , et les dérivées partielles $\partial/\partial x$, $\partial/\partial t$ dans l'équation de continuité (2.19), on obtient

$$f(\xi) = \xi + \frac{C}{N_i(\xi)} \quad (2.25)$$

où C constante d'intégration. Pour avoir un pic monoénergétique dans le spectre ionique il faut que la vitesse d'explosion admet des points stationnaire, c-à-d

$$\frac{dv_i(\xi_m)}{d\xi} = 0$$

ce qui donne

$$C \frac{dN_i(\xi_m)}{d\xi} = N_i^2(\xi_m) \quad (2.26)$$

pour écrire les équations (2.19) et (2.20) avec des grandeurs sans dimensions [55].

En remplaçant les valeurs de n_i , v_i et $T_e(t)$ ainsi que les dérivées partielles $\partial/\partial x$, $\partial/\partial t$ dans l'équation de mouvement (2.20), on va avoir

$$\frac{dN_i}{d\xi} = N_i^2 \left[\frac{N_i \xi R \ddot{R} + C(\dot{R}^2 + R \ddot{R})}{\dot{R}^2 C^2 - \frac{Z T_{e0}}{m_i} \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} N_i^2} \right] \quad (2.27)$$

On a

$$f(\xi) = \xi + \frac{C}{N_i(\xi)}$$

$$f(\xi)' = \frac{df(\xi)}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \left(\xi + \frac{C}{N_i(\xi)} \right)$$

En substituant maintenant les deux formules dans l'équation de mouvement, on trouve

$$-\frac{\frac{Z T_{e0}}{m_i} \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1}}{\left[f(\xi) + \dot{R}^2 (f(\xi) - \xi) \frac{df(\xi)}{d\xi} \right]} \frac{1}{N_i(\xi)} \frac{dN_i(\xi)}{d\xi} = 1 \quad (2.28)$$

où nous avons utilisé les relations suivantes

$$\ddot{R} = \frac{\dot{R}^2}{aR} = \frac{1}{R} \frac{ZT_{e0}}{m_i b} = \frac{1}{dR} \left(\frac{n_e(0, t)}{n_e(0, 0)} \right)^{\gamma-1} \quad (2.29)$$

Les constantes sont définies par

$$\dot{R}^2 = a \quad , \quad \frac{ZT_{e0}}{m_i} = b = c_s^2 \quad , \quad \left(\frac{n_e(0, t)}{n_e(0, 0)} \right)^{\gamma-1} = d \quad (2.30)$$

Donc

$$\ddot{R}R = \frac{\dot{R}^2}{a} = \frac{ZT_{e0}}{m_i b} = \frac{1}{d} \left(\frac{n_e(0, t)}{n_e(0, 0)} \right)^{\gamma-1} = 1 \quad (2.31)$$

On résout le système précédent à deux équations, pour chercher la solution $N_i(\xi_m)$

$$N_i(\xi_m) = \frac{C}{2bd} \left[-\xi_m + (\xi_m^2 - 4bd)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.32)$$

La vitesse des ions est donnée par

$$v_m = \dot{R} \left[\xi_m + 2bd \left(-\xi_m + (\xi_m^2 - 4bd)^{1/2} \right)^{-1} \right] \quad (2.33)$$

En utilisant les équations précédentes pour chercher la constante b , la formule de la constante b en fonction de la constante d'intégration C et la densité mono-énergétique $N_i(\xi_m)$

$$b = -C \left[\frac{\xi N_i(\xi_m) + C}{N_i^2(\xi_m)} \right] \quad (2.34)$$

En dérivant maintenant la vitesse d'ions par rapport à ξ , on trouve

$$\frac{dv_i}{d\xi} = \dot{R} \left[1 - \frac{C}{N_i^2} \frac{dN_i}{d\xi} \right] \quad (2.35)$$

Les équations sans dimensions finales à résoudre, qui vont nous servir comme base pour l'écriture du code numérique, sont :

$$\frac{dN_i}{d\xi} = N_i^2 \frac{[N_i \xi + C(1+a)]}{[aC^2 - b d N_i^2]} \quad (2.36)$$

$$\frac{dv_i}{d\xi} = \frac{v}{\xi + \frac{C}{N_i}} \left[1 - \frac{C}{N_i^2} \frac{dN_i}{d\xi} \right] \quad (2.37)$$

L'ensemble des équations différentielles (2.36)-(2.37) est résolu numériquement. Les conditions initiales utilisées sont $N_i(0) = 1$, $v_i(0) = \dot{R}f(0) = 0.0000075$, ($\gamma = 1$ cas isotherme), ($\gamma = 5/3$ cas adiabatique).

Les constantes calculées sont $a = 5$, $b = 0.19$, $C = 3.3636 \cdot 10^{-6}$ [55]. Le système d'équations (2.36)-(2.37) est résolu par la méthode de "Rung-Kutta". La méthode de "Rung-Kutta" repose sur le principe des itérations, c'est-à-dire qu'une première estimation de la solution est utilisée pour calculer une seconde estimation plus précise, et ainsi de suite. On fait appel à cette méthode tant qu'elle ne présente pas d'instabilités numériques et que la solution obtenue converge.

2.5.2 Méthode de résolution numérique

La méthode de "Rung-Kutta" est donnée par [56] :

$$\begin{aligned} \frac{dy_1}{dt} &= f_1(x, y_1, y_2, \dots, y_n) & y_1(x_o) &= y_{1o} \\ \frac{dy_2}{dt} &= f_2(x, y_1, y_2, \dots, y_n) & y_2(x_o) &= y_{2o} \\ & \vdots & & \vdots \\ \frac{dy_n}{dt} &= f_n(x, y_1, y_2, \dots, y_n) & y_n(x_o) &= y_{no} \end{aligned} \quad (2.38)$$

où en notation vectorielle :

$$\mathbf{y}' = \mathbf{f}(x, \mathbf{y}), \quad \mathbf{y}(x_o) = \mathbf{y}_o \quad (2.39)$$

où

$$\mathbf{y}' = \begin{bmatrix} y'_1 \\ y'_2 \\ \vdots \\ y'_n \end{bmatrix}, \quad \mathbf{f}(x, \mathbf{y}) = \begin{bmatrix} f'_1(x, \mathbf{y}) \\ f'_2(x, \mathbf{y}) \\ \vdots \\ f'_n(x, \mathbf{y}) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{y}_o = \begin{bmatrix} \mathbf{y}_{1o} \\ \mathbf{y}_{2o} \\ \vdots \\ \mathbf{y}_{no} \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

La solution numérique s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{y}_{j+1} = \mathbf{y}_j + \frac{h}{6}[\mathbf{K}_1 + 2\mathbf{K}_2 + 2\mathbf{K}_3 + \mathbf{K}_4] \quad (2.41)$$

Les coefficients \mathbf{K}_j sont donnés par

$$\begin{aligned}
 \mathbf{K}_1 &= \mathbf{f}(x_j, \mathbf{y}_j) \\
 \mathbf{K}_2 &= \mathbf{f}\left(x_j + \frac{h}{2}, \mathbf{y}_j + \frac{h}{2}\mathbf{K}_1\right) \\
 \mathbf{K}_3 &= \mathbf{f}\left(x_j + \frac{h}{2}, \mathbf{y}_j + \frac{h}{2}\mathbf{K}_2\right) \\
 \mathbf{K}_4 &= \mathbf{f}(x_j + h, \mathbf{y}_j + \frac{h}{2}\mathbf{K}_3)
 \end{aligned}
 \tag{2.42}$$

La méthode de Rung-Kutta, lorsqu'elle converge, donne des résultats très précis. Cependant, pour des systèmes non-linéaires fortement couplés, elle est très instable. Dans ce cas on applique l'algorithme d'Euler qui demande un temps de calcul beaucoup plus important [13].

$$\mathbf{y}_{j+1} = \mathbf{y}_j + h\mathbf{f}(x_j, \mathbf{y}_j)
 \tag{2.43}$$

2.5.3 Effet de l'état d'ionisation sur l'explosion

On utilise différentes valeurs de l'état de charge Z (nombre d'électrons éjectés par le laser). L'état d'ionisation dépend de l'intensité du laser. Néanmoins on suppose que l'atome passe d'un état neutre ou ionisé vers un autre état ionisé par perte (recombinaison) d'un seul électron. Cette hypothèse est nécessaire pour appliquer par la suite l'équation de Saha.

2.5.4 Résultats et discussion

Les valeurs de ξ_{max} sont obtenues à partir de la figure (Fig.2.1), représentant le tracé des profils de densité en échelle logarithmique. Cette dernière permet de déterminer graphiquement le point d'intersection des profils de densité avec l'axe des ξ (la précision étant fixée à 10^{-3} pour tout les profils). Ce point donne la valeur maximale ξ_{max} que peut prendre la variable "self-similaire", au delà de laquelle le modèle à un fluide n'est plus valable.

La validité de la solution self-similaire est limitée par deux effets :

- Soit la densité $N_i \rightarrow 0$, dans ce cas on parle d'un plasma qui n'a plus de sens physique, même si les courbes de vitesse donnent un résultat acceptable.
- Des instabilités numériques apparaissent vers la fin. On peut penser que la condition de quasi-neutralité n'est plus vérifiée, ou que le modèle ne s'applique plus à un tel plasma.

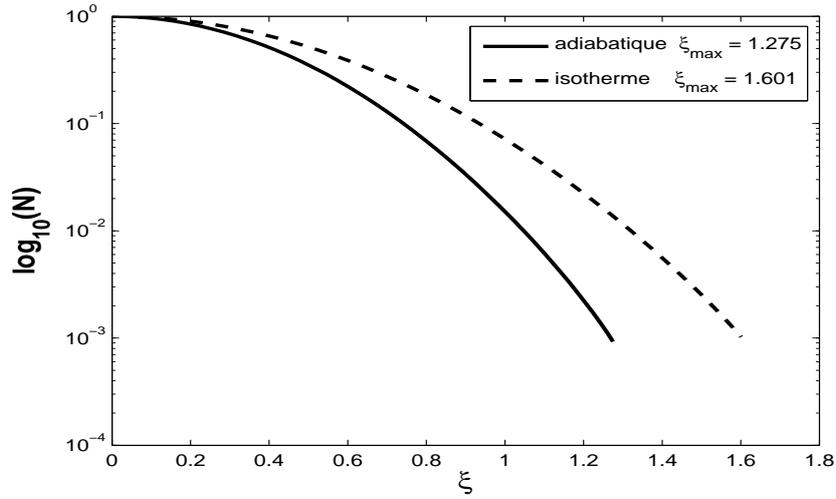


Figure 2.1 – Profils du $\log_{10}(N)$ en fonction de la variable self-similaire avec pression, cas adiabatique (—) $\xi_{max} = 1.275$, cas isotherme (---) $\xi_{max} = 1.601$.

Les profils obtenus sont similaires à ceux qu'on trouve dans la littérature du domaine [14]. Une onde de raréfaction qui se propage dans la direction opposée à l'expansion. Les profils de vitesse représentés sur les figures (Fig.2.2 et Fig.2.3) sont bien linéaires et sont de la forme $v_i \sim \xi$.

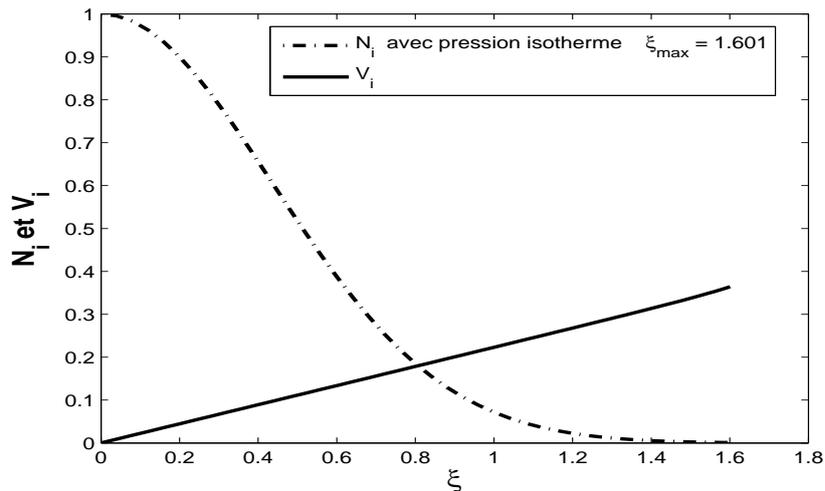


Figure 2.2 – Profils de la densité et de la vitesse normalisées en fonction de la variable self-similaire avec pression, cas isotherme $N_i(- \cdot -)$, $V_i(-)$, $\xi_{max} = 1.601$.

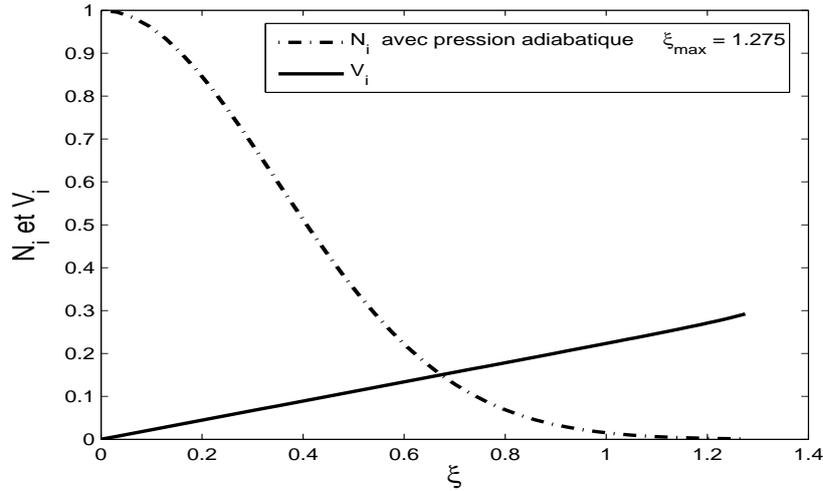


Figure 2.3 – Profils de la densité et de la vitesse normalisées en fonction de la variable self-similaire avec pression, cas adiabatique $V_i(-)$, $N_i(- \cdot -)$, $\xi_{max} = 1.275$.

L'explosion isotherme et adiabatique sont étudiées sous l'effet de la pression thermique pour un plasma, d'ions et d'électrons, induit par laser. Les électrons supposés Maxwelliens et les ions sont énergétiques. La figure (FIG. 2.4) montre que la densité des ions décroît rapidement en fonction de ξ tout au long de l'explosion. A mesure que Z augmente la densité N_i augmente, à cause du nombre important d'électrons éjectés par ionisation. Pour un nombre élevés de Z , les ions, pour assurer la condition de quasi-neutralité de charge lors de l'explosion, sont poussés ver l'avant. On constate aussi que plus on s'éloigne de la source, autant Z diminue et plus la limite de ξ diminue. L'explosion "self-similaire" se refroidit rapidement lorsque Z diminue. A titre de comparaison entre le cas isotherme et adiabatique (FIG. 2.4), on remarque que la densité des ions a le même comportement que celui de la figure (FIG. 2.2) et (FIG. 2.3), néanmoins la fin de l'explosion "self-similaire" ξ_{max} est plus étendue dans le cas isotherme ; $\xi_{max}(isotherme) = 1.601$ $\xi_{max}(adiabatique) = 1.275$, comme le montre la figure (FIG. 2.4). On peut dire que le cas adiabatique est plus réaliste. Il donne des résultats qui ont un sens plus physique.

Notons que des résultats expérimentaux obtenus récemment ont montré que l'augmentation de l'énergie laser rayonnée sur la cible *Cu* entraîne une augmentation de l'état de charge Z [57, 58, 59]. En effet, nous résultat obtenue sont en accord avec l'expérience.

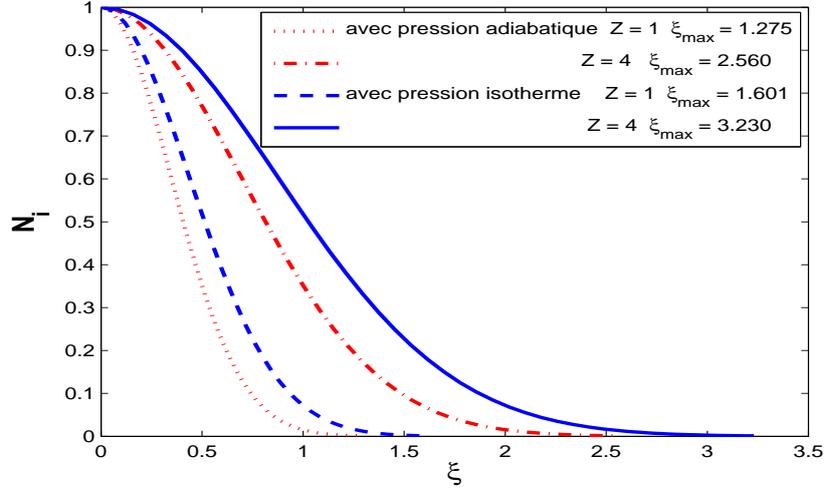


Figure 2.4 – Profils de la densité normalisées en fonction de la variable self-similaire avec pression, cas adiabatique $Z = 1(\cdots)\xi_{max} = 1.275$ $Z = 4(-\cdot-)\xi_{max} = 2.560$, cas isotherme $Z = 1(- -)\xi_{max} = 1.601$ $Z = 4(-)\xi_{max} = 3.23$.

2.6 Effet du potentiel électrostatique

Le potentiel ambipolaire résulte de la séparation de charge. Localement, un ion se trouve entouré d'un nuage électronique. La condition de quasi-neutralité est préservée tant que la longueur de Debye est plus petite que les dimensions de l'enceinte contenant le plasma. En procédant de la même manière que précédemment, c-à-d en remplaçant le terme de pression $\frac{Z}{n_i m_i} \frac{\partial}{\partial x}(n_i T_e(t))$ par le terme de potentiel électrostatique $\frac{Ze}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x}$, les équations fluides peuvent être réécrites comme suit

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{Ze}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2.45)$$

Les électrons, étant en équilibre thermodynamique, suivent la distribution de Maxwell-Boltzmann

$$n_e(x, t) = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi(x, t)}{T_e(t)}\right) \quad (2.46)$$

où $\Phi(\xi) = e\phi/T_e(t)$ est le potentiel électrostatique normalisé, et e est la charge élémentaire. En remplaçant les valeurs de $n_e(x, t)$, $\frac{e\phi(x, t)}{T_e(t)}$ dans l'équation (2.46), et en dérivant par rapport à ξ on obtient

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = N_i \frac{[C(a+1) + N_i\xi]}{[aC^2 - bdN_i^2]} \quad (2.47)$$

En remplaçant les valeurs de v_i , ϕ et les dérivées partielles $\partial/\partial x$, $\partial/\partial t$ dans l'équation de mouvement (2.20), on obtient

$$\frac{dv_i}{d\xi} = \left(\frac{v_i}{\xi + \frac{C}{N_i}} \right) \left[1 - \frac{C}{aC^2} \left(C(a+1) + N_i(\xi + bd\frac{d\Phi}{d\xi}) \right) \right] \quad (2.48)$$

En dérivant l'équation $v_{i(e)}(t, x) = \dot{R}f(\xi)$ par rapport à ξ on trouve

$$\frac{dN_i}{d\xi} = \frac{N_i^2}{aC^2} \left[C(a+1) + N_i(\xi + bd\frac{d\Phi}{d\xi}) \right] \quad (2.49)$$

Le système à résoudre est :

$$\frac{dN_i}{d\xi} = \frac{N_i^2}{aC^2} \left[C(a+1) + N_i(\xi + bd\frac{d\Phi}{d\xi}) \right] \quad (2.50)$$

$$\frac{dv_i}{d\xi} = \left(\frac{v_i}{\xi + \frac{C}{N_i}} \right) \left[1 - \frac{C}{aC^2} \left(C(a+1) + N_i(\xi + bd\frac{d\Phi}{d\xi}) \right) \right] \quad (2.51)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = N_i \frac{[C(a+1) + N_i\xi]}{[aC^2 - bdN_i^2]} \quad (2.52)$$

Nous avons tracé sur la figure (FIG.2.5) les profils de la densité et de la vitesse ionique en fonction du paramètre "self-similaire" ξ . La densité d'ions décroît rapidement en fonction de ξ . A mesure que Z augmente la densité N_i augmente. On constate aussi que plus on s'éloigne de la source, plus Z diminue et plus la limite de l'expansion diminue à cause de l'influence du potentiel électrostatique. Le plasma se refroidit rapidement lorsque Z diminue. A titre de comparaison entre le cas isotherme et adiabatique (FIG. 2.7), on observe le même comportement que la figure (FIG. 2.4), et on remarque que la densité des ions a le même comportement que celui de la figure (FIG. 2.2) et (FIG. 2.3), néanmoins la fin de

l'explosion "self-similaire" ξ_{max} est plus étendue dans le cas isotherme ; $\xi_{max}(isotherme) = 1.468 \xi_{max}(adiabatique) = 1.861$.

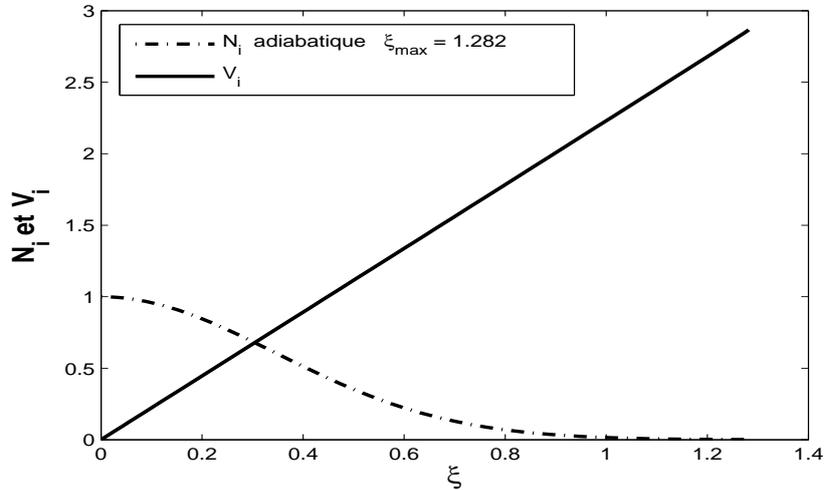


Figure 2.5 – Profils de la densité et de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire avec potentiel, cas adiabatique $N_i(- \cdot -)$, $V_i(-)$, $\xi_{max} = 1.282$ précision 10^{-3} .

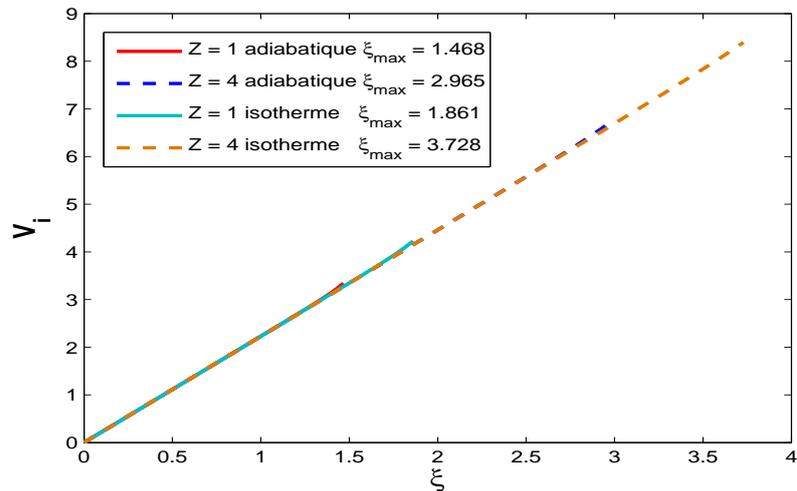


Figure 2.6 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire, isotherme et adiabatique $Z = 1$, $Z = 4$ précision 10^{-4} .

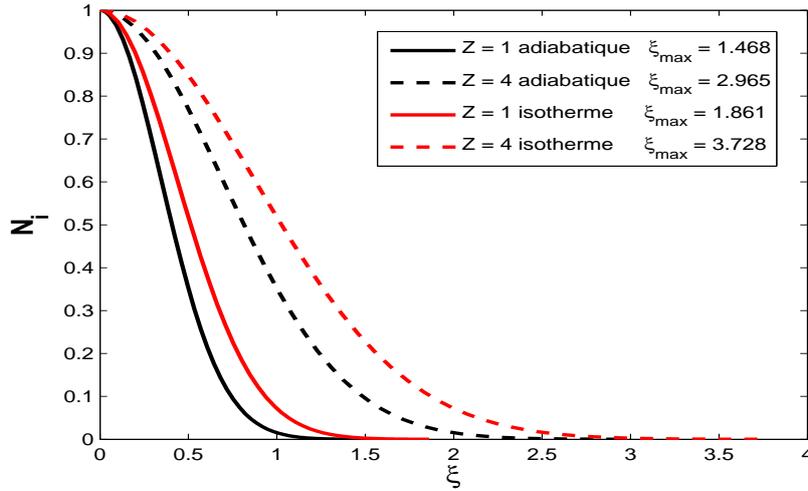


Figure 2.7 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire, isotherme et adiabatique $Z = 1$ et $Z = 4$ précision 10^{-4} .

2.7 Etude comparative

Depuis les travaux pionniers de Gurevich et Pitaevsky [60], les mécanismes qui régissent l'expansion sont bien connus. Généralement, l'expansion est soit gouvernée par la pression thermique, soit par le potentiel ambipolaire. Dans le cas de figure qui se présente, à savoir l'expansion d'une masse sphérique d'un plasma, on veut voir lequel des deux effets est dominant et quels sont les paramètres qui gouvernent l'expansion.

2.7.1 Formulation mathématique du problème

Les équations fluides de l'hydrodynamique, exprimant la conservation du nombre de particules (équation de continuité) et conservation de moment (équation de mouvement) en présence du terme de pression thermique et de potentiel électrostatique sont

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (2.53)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{Z}{n_i m_i} \frac{\partial(n_i T_e(t))}{\partial x} + \frac{Ze}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2.54)$$

$$n_e(x, t) = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi(x, t)}{T_e(t)}\right) \quad (2.55)$$

Le système final adimensionné s'écrit

$$\frac{dN_i}{d\xi} = N_i^2 \left[\frac{C(a+1) + N_i \left(\xi + bd \frac{d\phi}{d\xi} \right)}{aC^2 - bdN_i^2} \right] \quad (2.56)$$

$$\frac{dv_i}{d\xi} = \frac{v_i}{\xi + \frac{C}{N_i}} \left(1 - \frac{C^2(a+1) + N_i C \left(\xi + bd \frac{d\phi}{d\xi} \right)}{aC^2 - bdN_i^2} \right) \quad (2.57)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{N_i C(a+1) + N_i^2 \xi}{aC^2 - 2bdN_i^2} \quad (2.58)$$

Faisant appel à l'algorithme de Rung-Kutta, la résolution du système précédent nous a permis de tracer les profils lors de l'expansion. Dans le cas des fluides non chargés, l'expansion se produit uniquement sous l'effet de la pression thermique. Quand les fluides sont chargés, la séparation de la charge générant un potentiel ambipolaire accélère certaines espèces et freine d'autres particules.

La figure (FIG. 2.8) montre que la densité des ions décroît rapidement en fonction de la variable de similarité ξ lors de l'explosion comme précédemment (présence de pression et de potentiel). La figure (FIG. 2.9) montre une croissance linéaire de la vitesse des ions en fonction de la variable de similarité ξ . On constate que dans le cas de présence des deux effets (avec pression et potentiel) l'explosion est plus accélérée. Pour le cas avec pression on remarque que la vitesse croît lentement en fonction de ξ , ça veut dire que l'explosion est moins accélérée et la pression joue le rôle de ralentisseur de l'explosion.

Les valeurs de ξ_{max} obtenues sont rassemblées dans la table 2.1 dans les deux cas isotherme et adiabatique avec différentes valeurs de Z .

valeurs de Z	ξ_{max} adiabatique	ξ_{max} isotherme
$Z = 1$ pression 10^{-3}	1.275	1.601
$Z = 4$ pression 10^{-3}	2.560	3.230
$Z = 1$ potentiel 10^{-3}	1.282	1.611
$Z = 4$ potentiel 10^{-3}	2.593	3.256
$Z = 1$ combinaison 10^{-3}	1.82	2.303
$Z = 4$ combinaison 10^{-3}	3.630	4.589

TABLE 2.1 – Les valeurs maximale ξ_{max} de la variable self-similaire dans les cas : en présence du terme de pression, en présence du terme du potentiel, combinaison des deux pour différentes valeurs de Z .

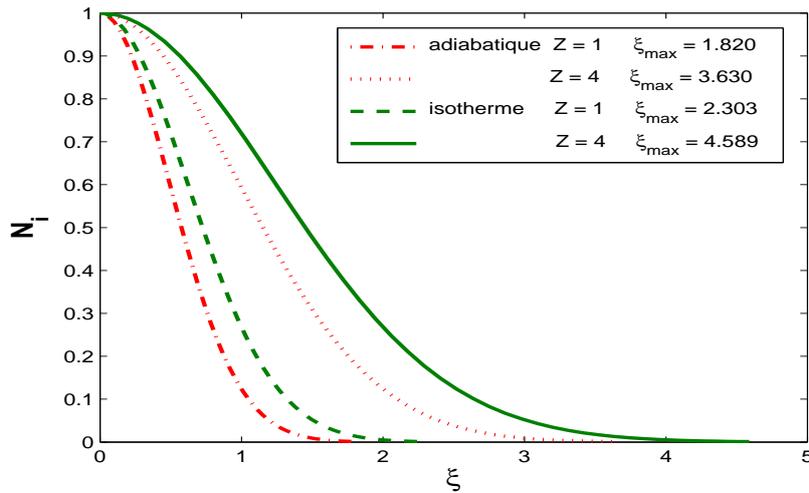


Figure 2.8 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire combinant les deux effet (cas isotherme et adiabatique) pour différentes valeurs de Z , cas adiabatique $Z = 1(- \cdot -)\xi = 1.82$, $Z = 4(\cdot \cdot \cdot)\xi = 3.63$, cas isotherme $Z = 1(- -)\xi = 2.303$, $Z = 4(- -)\xi = 4.589$ précision 10^{-3} .

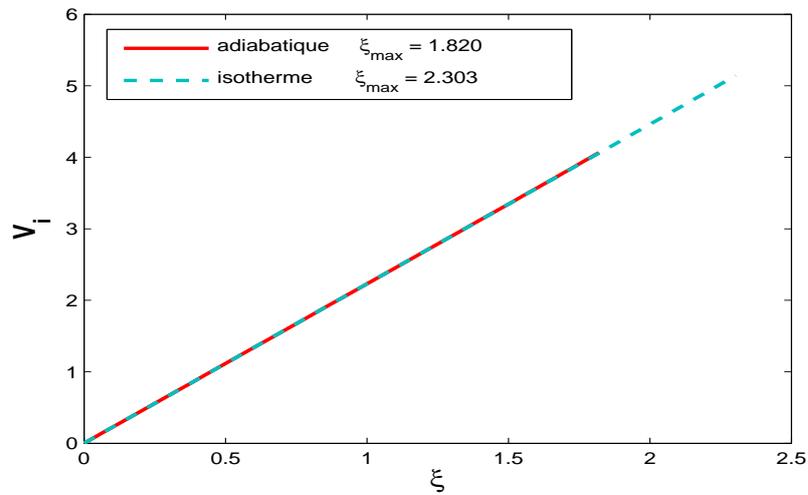


Figure 2.9 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire combinant les deux effet, cas isotherme (---) $\xi = 1.82$, cas adiabatique (—) $\xi = 2.303$ précision 10^{-3} .

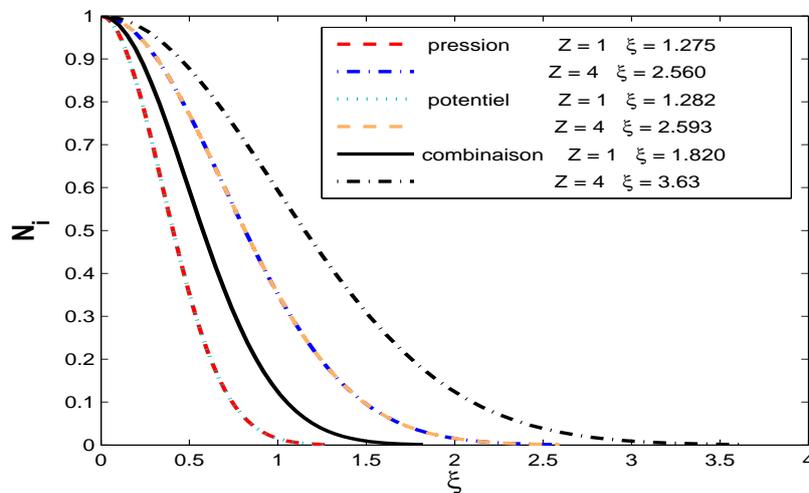


Figure 2.10 – Comparaison des profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire, cas adiabatique.

2.7.2 Rôle de la température initiale T_{e0}

Nous allons voir l'effet de la température initiale sur les profils d'explosion, ainsi que l'influence de la présence du terme de pression thermique, du potentiel électrostatique et de la combinaison des deux. En fixant la valeur de l'état d'ionisation $Z = 1$, on fait varier la valeur de la température initiale T_{e0} tout en maintenant les valeurs initiales de la densité, de la vitesse et du potentiel les mêmes ($N_0 = 1$, $V_0 = 0.0000075$ et $\Phi_0 = 0$). Les valeurs de ξ_{max} obtenues sont rassemblées dans la table (la précision utilisée dans ce travail est de l'ordre de 10^{-4}). Notons que la méthode de calcul est la même que précédemment. Il est à noter que le plasma est supposé évolué à partir de l'équilibre. La valeur initiale de v est en principe égale à zéro. Cependant, Pour éviter toute indétermination dans le code numérique on a pris $v \sim 0$, en restant dans la limite de la précision de la méthode (10^{-3}).

$T_{e0}(eV)$	1	2	6	10
$\xi_{max}(pression)$	5.137	7.333	12.790	16.590
$\xi_{max}(potentiel)$	5.281	7.499	12.900	16.720
$\xi_{max}(combinaison)$	7.497	10.590	18.350	23.590

TABLE 2.2 – Valeurs limite ξ_{max} de la variable *self-similaire* pour différentes valeurs de la température initiale T_{e0} .

La figure (FIG. 2.11) montre que la densité des ions décroît plus rapidement lors de l'explosion pour les trois cas (avec pression, avec potentiel, et combinaison les deux effets au même temps). La température augmente le nombre des électrons arrachés et rend plus élevée la densité ionique. Par conséquent, l'expansion s'étale d'avantage.

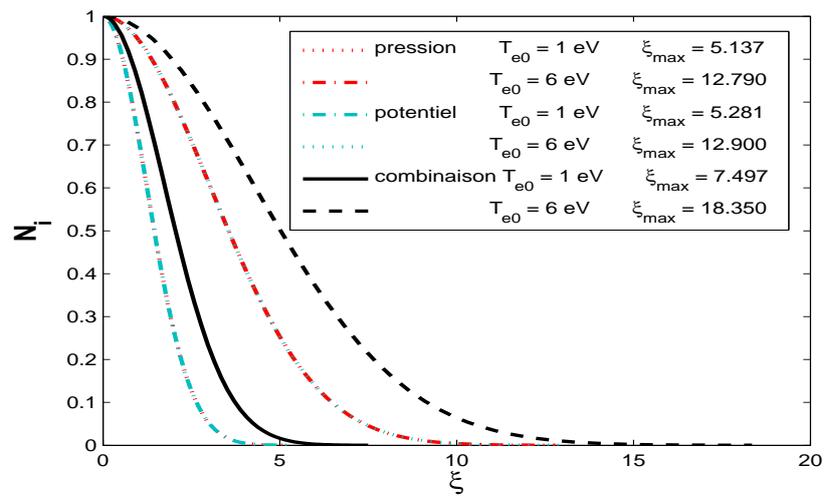


Figure 2.11 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire combinaison les trois cas pour différentes valeurs de la température initiale T_{e0} .

Chapitre 3

Ionisation partielle :

3.1 Introduction

L'ionisation est l'action qui consiste à enlever ou ajouter des charges à un "atome" ou à une "molécule". Un atome (ou une molécule) perdant ou gagnant des charges n'est plus électriquement neutre, il est alors appelé "ion". Toute particule électriquement chargée ; dans son interaction électromagnétique avec le milieu qu'elle pénètre, produit des ions positifs et des électrons. La première étude du processus d'initiation d'un plasma a été faite dans le cas des lasers dans le domaine de l'ultra-violet (UV). Un laser UV, cohérent intense et brillant fonctionnant à haute cadence est en voie de constituer un instrument prometteur pour des applications aussi diverses que la chimie, la biologie, "la physique des plasmas", et la science des matériaux [61].

En 1989, Vertes présente un modèle hydrodynamique à une dimension tenant compte du mécanisme d'initiation d'un plasma au voisinage de la surface du solide par l'effet de Bremsstrahlung Inverse [62]. L'effet Bremsstrahlung ou le rayonnement continu de freinage est un rayonnement électromagnétique à spectre large créé par le ralentissement de charges électriques lors de sa décélération dans un champ coulombien. Cet effet est appelé "refroidissement par Bremsstrahlung". En considérant que l'avalanche est d'autant plus efficace que le potentiel d'ionisation est réduit par la présence d'un plasma fortement ionisé (effet de Debye) et par le champ électrique du rayon laser [63]. Le degré d'ionisation d'un gaz est défini par le rapport

$$\alpha = \frac{n}{n + n_0}$$

n_0 est la densité des atomes neutres (molécules) et n représente la densité des électrons (ou des ions positifs). La valeur du degré d'ionisation des divers types de gaz ionisés varie : valeurs très faibles $\alpha < 1$; inférieures à 10^{-4} (les gaz faiblement ionisés), comme les plasmas industriels et l'ionosphère, des valeurs proches de 1 ; $\alpha \approx 1$ (les plasmas fortement ionisés) peuvent être trouvés dans les plasmas thermonucléaires et les plasmas stellaires [15]. Les plasmas peuvent aussi être classés en fonction du rapport de leur énergie cinétique à leur énergie potentielle. Les plasmas dont la température est $T < 10^5 K$ sont appelés plasmas froids et ceux dont la température est $T > 10^6 K$ sont appelés chauds. La fusion thermonucléaire n'est possible qu'avec des plasmas de température $T > 10^8 K$ [29].

3.2 Mécanismes d'ionisation

Il existe trois mécanismes principaux d'ionisation d'un gaz

- **Ionisation thermique** : Si on apporte suffisamment d'énergie thermique à un gaz, son énergie moyenne peut devenir égale ou supérieure à son énergie d'ionisation. L'ionisation thermique est basée sur l'agitation thermique provoquée par collisions tels qu'un atome peut donner naissance à un couple électron-ion positif. Ce couple est instable et a tendance à se recombiner. Mais si la température est assez élevée et la densité suffisamment grande, chaque recombinaison est rapidement suivie par une nouvelle ionisation et le plasma se maintient. Le plasma peut alors se maintenir, sans qu'il soit nécessaire d'envoyer des UV, des faisceaux d'électrons ou bien des arcs électriques. Il suffit pour maintenir cet équilibre que le plasma soit assez chaud. Il faut quand même une température de plusieurs dizaines de milliers de degrés. En effet, l'écart d'énergie typique entre deux particules dans un plasma de 11000K est de 1 eV, et il faut plusieurs eV pour les réactions d'ionisations. La température requise pour cela est au minimum de 10^4 °C. L'ionisation thermique est rencontrée surtout dans les gaz à haute pression. Dans ce cas, l'ionisation ne se produit pas au cours d'un seul choc, mais elle est le résultat d'excitations successives. En effet, la forte densité des particules rend la fréquence des chocs élevée. Le temps moyen entre deux chocs successifs est inférieur à la durée de vie de l'atome excité, si bien que les excitations se cumulent pour arriver à la valeur d'ionisation [61].

- **Ionisation électrique** : Ce phénomène se produit lorsqu'un champ électrique intense est appliqué à un gaz. Les électrons arrachés par les forces électrostatiques sont alors accélérés et acquièrent une grande énergie cinétique qui leur permet, par collision avec d'autres atomes, de propager l'ionisation. Un bon exemple de création d'un plasma de ce type est fourni par l'éclair d'un orage.
- **Ionisation radiative** : Elle se produit lorsque les atomes sont soumis à un rayonnement électromagnétique dont les photons ont une énergie supérieure au seuil d'ionisation.

3.2.1 Quelques ordres de grandeur

Lors de l'irradiation d'une cible par un faisceau laser, le premier phénomène se produisant est la production d'électrons. Le tableau 3.2 montre une évolution caractéristique des ordres de grandeur des densités électroniques et de la température électronique d'un plasma produit par laser à une distance d'environ 1 à 2 mm d'une cible irradiée par un faisceau laser émettant dans l'UV [64].

$t(ns)$	$n_e(cm^{-3})$	$KT_e(eV)$
$0 < t < 100$	10^{20}	$KT_e > 3eV$
$t < 100$	10^{18}	$1eV < KT_e < 3eV$
$100 < t < 500$	10^{17}	$KT_e \approx 1eV$
$500ns < t < 1\mu s$	10^{16}	$KT_e \approx 1eV$
$t > 1\mu s$	10^{15}	$KT_e \approx 1eV$

TABLE 3.1 – *Ordre de grandeur de l'évolution temporelle de la densité électronique et de la température électronique proche de la cible (de 1 à 2 mm) [64] .*

Ce tableau montre qu'à l'allumage du plasma, la densité électronique est très importante, d'environ $10^{22}cm^{-3}$, et la température électronique ne peut être estimée que par calcul à une valeur supérieure à 3 eV. Le nombre d'atomes ablatés est typiquement de 10^6 part/tir. Les ordres de grandeur pour les vitesses des différentes espèces sont $v_e = 10^7$ cm/s pour les électrons, $v_i = 10^6$ cm/s pour les ions et $v_n = 10^5$ cm/s pour les neutres. La vitesse de la masse ablatée est estimée à $v_{vap} = v_m = 10^6$ cm/s. L'existence d'électrons très rapides a été

mise en évidence lors des observations de spectroscopie d'émission [64].

Les conditions initiales d'expansion adoptées dans ce travail correspondent à celles récoltées lors de l'ablation d'une cible de Titane (expérience faite au niveau du Centre de Développement des Technologie Avancées CDTA) [52]. A la fin du pulse laser, la plume d'ablation est supposée occuper la moitié de l'espace $x < 0$. Elle est caractérisée par une densité de particules initiale $n_0 = 10^{19} \text{cm}^{-3}$, et une température égale à la température de vaporisation $T_v = 3562 \text{K}$. N'ayant plus aucun apport d'énergie, la quantité de matière arrachée acquière une vitesse moyenne initiale v_0 , approximativement égale à la vitesse acoustique c_s . Compte tenu de toutes ces données, les valeurs initiales $[N_0, V_0, \Phi_0, \eta_0]$ des variables sans dimensions $[N(\xi), V(\xi), \Phi(\xi), \eta(\xi)]$, sont données pour chacun des cas d'expansion (à chaque cas correspond un temps initial $t = t_0$ bien approprié) :

à $t_0 > 0$ $[N_0 = 1, V_0 = 75.10^{-7}, \Phi_0 = 0, \eta_0 : 0 \rightarrow 1]$

3.3 Équilibre thermodynamique

L'équilibre thermodynamique peut être défini comme l'état que tout système isolé atteint après un temps suffisamment long, et qui est caractérisé par un certain nombre de paramètres macroscopiques qui ne varient que très lentement par rapport à l'échelle de temps de l'expérience. C'est au fait, l'existence et la stabilité de ces paramètres qui définissent un état d'équilibre. Le processus conduisant à l'équilibre thermodynamique est appelé "thermalisation".

Les particules du plasma se déplacent avec des vitesses différentes. Si l'équilibre thermodynamique est établi, la distribution des vitesses des différents espèces du plasma sont décrits suivent une distribution Boltzmannienne [31].

- **L'équilibre thermodynamique global (ETG)** : Signifie que les paramètres du plasma sont homogènes dans tout le système, c'est-à-dire les densités et les températures des espèces du plasma sont constantes (ne varient pas avec \vec{r} et t). En plus, les températures de toutes les espèces du plasma sont égales [31]. Dans ce cas , l'intensité du rayonnement du plasma correspond à l'intensité du rayonnement du corps noir à la température du plasma [65]. En réalité, cet état n'est jamais atteint dans les plasmas de laboratoire.

- **L'équilibre thermodynamique local (ETL)** : Signifie que les paramètres du plasma, N_α et T_α , peuvent varier dans l'espace (\vec{r}) et le temps (t), mais que cette variation est tellement lente, qu'on peut supposer, qu'il existe un voisinage en équilibre [31, 66]. En chaque point du plasma, il y a une seule valeur de la température qui caractérise toutes les espèces du plasma et détermine toutes les fonctions de distribution microscopiques. Dans ce cas, l'intensité du rayonnement du plasma est très inférieure à l'intensité du rayonnement du corps noir ayant la température du plasma. La condition pour l'établissement de l'ETL est que les taux des collisions d'électrons pour une transition donnée soient d'un ordre de grandeur supérieur au taux radiatif correspondant [66].
- **L'équilibre thermodynamique local partiel(ETLP)** : En raison d'une différence importante de leurs masses, le transfert d'énergie lors des collisions entre les électrons et les particules lourdes (atomes, ions) est très faible. En conséquence, l'état d'équilibre thermodynamique qui s'établit assez rapidement dans les plasmas est l'équilibre thermodynamique local partiel (ETLP) [31, 66]. Dans ce cas, les différentes espèces du plasma sont caractérisées par des valeurs de température différentes. La température des électrons est significativement supérieure à celle des particules lourdes.

En général, les plasmas sont classifiés en trois catégories :

1. **Plasmas en équilibre thermodynamique global** : plasmas des étoiles.
2. **Plasmas hors équilibre thermodynamique local**, aussi appelés plasmas froids ($T_e \gg T_i$) : ou encore "plasma non thermique" "plasma bitempérature" seuls les électrons ont acquis assez d'énergie pour effectuer des réactions (essentiellement chimiques) décharge à la basse pression, réacteurs capacitifs RF ou micro onde...
Les plasmas formés lors de l'ablation laser sont caractérisés par une densité électronique dans un intervalle de 10^{22} - $10^{25} m^{-3}$ et par une température dans un intervalle de 10^4 - $10^5 K$:
3. **Plasmas en équilibre thermodynamique local**($T_e = T_i$) [67] : plasmas chauds ; ou encore "plasma thermique" les électrons, mais aussi les ions sont assez énergétiques pour influencer le comportement du plasma, plasmas de fusion (tokamaks, stellarators, fusion inertielle).

3.3.1 Loi de Saha

La loi de Saha décrit l'équilibre entre les ionisations par collisions (électron avec un atome neutre) et les recombinaisons à trois corps (ion avec deux électrons)



Dans notre cas, on suppose que sous l'effet de l'énergie de la source laser appliquée, les atomes neutres A^0 (ou tout simplement A) subissent une ionisation au premier ordre ($i = 0$). Le plasma étant supposé partiellement ionisé, contient une fraction $\eta_0 = n_0/n$ d'atomes neutres A qui ne sont pas encore touchés par le processus d'ionisation, une fraction $\eta_i = n_i/n$ d'ions A^+ , et une fraction $\eta_e = n_e/n$ d'électrons. La relation entre les densités des électrons, des atomes et des ions (une fois ionisés) peut être décrite par l'équation de Saha [68]

$$\frac{\eta_e \eta_i}{\eta_0} = \frac{2 U_+}{n U_0} \left(\frac{2\pi m_e K T_e(t)}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{U_i}{k_B T_e(t)} \right) \quad (3.2)$$

U_0, U_+ sont respectivement les fonctions de partitions des atomes neutres et des ions.

- $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{Kg}$ la masse électronique.
- $K = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{JK}^{-1}$ constante de Boltzmann.
- $T_e(t)$ température électronique dependent du temps.
- U_i l'énergie d'ionisation.
- h constante de Planck.

3.3.2 Condition de quasi-neutralité

Les plasmas relèvent du domaine macroscopique électriquement neutre, spatialement et temporellement. A tout instant, chaque élément de volume contient approximativement autant de porteurs de charges positifs que de porteurs négatifs [29].

L'énergie cinétique des particules d'un plasma est grande comparée à leur énergie potentielle, due à une densité locale de charge. La condition de "quasi-neutralité" peut être écrite comme suit [46]

$$n_e(x, t) \approx Z n_i(x, t) \quad (3.3)$$

Le plasma se comporte comme un fluide conducteur. Les électrons oscillent naturellement à la fréquence du plasma donnée par [15, 40]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m}}$$

n_0 densité du plasma non perturbé, $|e| = 1.6 \cdot 10^{-19} C$ charge élémentaire de l'électron.

L'équation de conservation de la charge est donnée par

$$n_e = Z_i n_i$$

Z_i détermine le nombre de charge des ions (une fois ionisés $Z_i = 1$). En divisant les deux membres de cette dernière équation par n on trouve

$$\eta_e = \eta_i \tag{3.4}$$

L'équation de Saha, décrivant l'équilibre d'ionisation-recombinaison dans un plasma en équilibre thermodynamique local (ETL), est ajoutée aux équations précédentes [69]. L'ETL revient à considérer que les processus radiatifs sont négligeables devant les processus collisionnels, une seule température est alors définie pour caractériser les différentes espèces constituant le plasma. Il est très important de noter que tout ce qui vient d'être dit dépend essentiellement de l'échelle temporelle. En d'autres termes, il faut toujours comparer le temps caractéristique de l'explosion par rapport à l'inverse des fréquences de collisions et des temps caractéristiques des espèces présentes.

L'équation de Saha devient

$$\frac{\eta^2}{1 - \eta} = \frac{2 U_+}{n U_0} \left(\frac{2\pi m_e T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{U_i}{T_e}\right) \tag{3.5}$$

3.4 Explosion d'un plasma partiellement ionisé

On peut la voir chaque fois qu'il existe une frontière libre à travers laquelle un plasma peut se déplacer. De telles situations surgissent dans des environnements de l'espace où les plasmas ne sont pas confinés. A titre d'exemple, l'explosion des étoiles pendant leur évolution génère un plasma qui se dilate dans le vide, de même le plasma de l'atmosphère solaire

s'étend dans le vide, constituant ce qu'on appelle le vent solaire. Dans les laboratoires, le phénomène d'explosion des plasmas est observé au voisinage de la surface de métaux éclairés par une lumière laser, dans les expériences de fusion par confinement inertiel aussi bien que dans les chambres à décharge de gaz. L'explosion des plasmas a suscité beaucoup d'intérêt pour de nombreuses études, dues principalement à la nécessité de mieux comprendre la physique de l'accélération d'ions lors de l'interaction d'une lumière laser avec un plasma pour donner une description quantitative de cette accélération [11]. L'interaction d'un faisceau laser suffisamment intense avec un matériau conduit à la formation d'un nuage de matière appelé plasma se déplaçant rapidement suivant toutes les directions depuis la surface [70]. Ce nuage de matière vaporisée est constitué d'électrons, d'atomes neutres et d'ions. L'explosion du plasma a été étudiée avec les modèles hydrodynamiques [71, 72, 73], qui consiste à supposer que l'explosion se fait à température constante (isotherme). Anisimov a corrigé ce modèle en considérant plutôt l'explosion du plasma comme adiabatique (adiabatique), ce qui signifie l'absence de conduction de chaleur entre les différentes parties du plasma [74, 75]. Ce travail est élaboré à la base de cette dernière approche. La condition d'adiabacité permet donc de simplifier considérablement les équations régissant la détente du plasma dans le vide. Mais avant, intéressons nous de près aux hypothèses de base du modèle à un-fluide.

3.4.1 Equations de base du modèle à un-fluide

Les équations du modèle régissant l'explosion adiabatique des ions est décrite par les équations de continuité et de mouvement. Elles sont données par

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x} = 0 \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i^2 + P)}{\partial x} + \frac{Ze}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (3.7)$$

Dans ce modèle nous garderons l'hypothèse d'une population électronique en équilibre avec le potentiel électrostatique :

$$n_e(x, t) = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi(x, t)}{T_e(t)}\right) \quad (3.8)$$

L'équation de conservation d'énergie des gaz parfaits s'écrit

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[v_i (E + P) \right] = 0 \quad (3.9)$$

Les paramètres P , E et ε représentent respectivement, la pression électrostatique, l'énergie totale et l'énergie interne du plasma.

Sachant que

$$E = \rho \left(\frac{v_i^2}{2} + \varepsilon \right)$$

La relation qui relie les grandeurs thermodynamiques locales (densité ρ , pression P et température T), à la fraction d'ionisation (η) donnée par l'équation d'état suivante [76, 77].

$$P = \frac{\rho}{m_i} K (1 + \eta) T_e(t)$$

L'énergie interne ε est donnée par

$$\rho \varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\rho}{m_i} K_B (1 + \eta) T_e(t) + \frac{\rho}{m_i} U_i \eta$$

Dans tout ce qui suit, on adopte les notations suivantes

P , E ($E = \rho(v^2/2 + \varepsilon)$), ε , γ , ρ et v_i désignent, respectivement, la pression, l'énergie totale, l'énergie interne, le coefficient adiabatique du gaz, la densité ionique et la vitesse des ions.

Où $n_i = \rho/m_i$ m_i étant la masse totale de la matière ablatée, elle est donnée par

$$m_i = \int \rho dV$$

dV étant un élément de volume

En remplaçant l'expression de la pression par

$$P = \frac{\rho}{m_i} (\eta + 1) T_e(t) = n_i (\eta + 1) T_e(t)$$

Remplaçons maintenant P et $\rho \varepsilon$ dans les équations précédentes, nous obtenons [53]

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial (n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{Z}{n_i m_i} \frac{\partial (n_i T_e(t)(\eta + 1))}{\partial x} + \frac{Ze}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[v(n_i m_i \frac{v^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} n_i T_e(t)(1 + \eta) + n_i U_i \eta + n_i T_e(t)(1 + \eta)) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial t} \left[n_i m_i \frac{v^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} n_i T_e(1 + \eta) + n_i U_i \eta \right] = 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

Les grandeurs de normalisation sont données par

$$U_i = m_i c_s^2 \tilde{U}_i \quad , \quad T_e(t) = T_{e0} \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} \quad , \quad n_i = \frac{n_{i0} R_0}{Z} N_i(\xi)$$

3.4.2 Forme adimensionnelle des équations

La résolution de l'ensemble des équations (système d'équations précédent) est très difficile ou impossible à obtenir dans l'espace réel (\mathbf{x}, \mathbf{t}) . Résoudre des équations aux dérivées partielles (équations fluides) et la fonction de distribution de Boltzmann couplées à l'équation de Saha nécessite la connaissance des conditions aux limites. Mais dans la plupart des problèmes de la physique des plasmas, beaucoup de situations concernent des systèmes ouverts ou semi ouverts avec une frontière en mouvement. On fait alors appel aux transformations "self-similaires" [60].

Lorsqu'une équation est la combinaison du rapport $\mathbf{x}/\mathbf{R}(\mathbf{t})$ seulement, toutes les grandeurs qui dépendent de \mathbf{x} varient en fonction du temps mais leur profil reste le même. Les courbes ainsi obtenues ressemblent à des images figées par rapport au temps. En dérivant l'équation de Saha par rapport à ξ , on trouve

$$\frac{d\eta}{d\xi} = - \frac{\eta(1 - \eta)}{(2 - \eta)} \frac{1}{N_i} \frac{dN_i}{d\xi} \quad (3.13)$$

En remplaçant les valeurs de n_i , v_i , $T_e(t)$ et les dérivées partielles $(\partial/\partial x, \partial/\partial t)$ dans l'équation de mouvement (3.11), on obtient

$$\frac{dN_i}{d\xi} = N_i^2 \left[\frac{C(a + 1) + N_i \left(\xi + b \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} \left[\frac{d\eta}{d\xi} + \frac{d\Phi}{d\xi} \right] \right)}{aC^2 - (\eta + 1)b \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} N_i^2} \right] \quad (3.14)$$

En remplaçant dans l'équation $v_i = \dot{R}(\xi + \frac{C}{N_i})$ on trouve

$$\frac{dv_i}{d\xi} = \left(\frac{v_i}{\xi + \frac{C}{N_i}} \right) \left(1 - C \frac{N_i \left(\xi + b \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} \left[\frac{d\eta}{d\xi} + \frac{d\Phi}{d\xi} \right] \right) + C(a+1)}{aC^2 - (\eta+1)b \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} N_i^2} \right) \quad (3.15)$$

En dérivant l'équation de distribution de Maxwell-Boltzmann par rapport ξ on trouve

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = N_i \left[\frac{C(a+1) + N_i \left(\xi + b \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} \left[\frac{d\eta}{d\xi} + \frac{d\Phi}{d\xi} \right] \right)}{aC^2 - (\eta+1)b \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} N_i^2} \right] \quad (3.16)$$

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -\frac{(1-\eta)\eta}{1} N_i \left[\frac{C(a+1) + N_i \left(\xi + b \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} \frac{d\Phi}{d\xi} \right)}{a(2-\eta)C^2 - 2b \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} N_i^2} \right] \quad (3.17)$$

Pour résoudre numériquement le système des équations sans dimensions (3.14)-(3.15)-(3.16)-(3.17) gouvernant le modèle de ionisation du plasma dans le vide, nous avons fait appel à la méthode RK-4, le system final à résoudre est

$$\frac{dN_i}{d\xi} = \frac{N_i^2}{\left[aC^2 - (1+\eta)bdN_i^2 \right]} \left[1 - \frac{(1-\eta)\eta bdN_i^2}{(2-\eta)aC^2 - 2bdN_i^2} \right] \left[C(a+1) + N_i\xi + N_i bd \frac{d\Phi}{d\xi} \right] \quad (3.18)$$

$$\frac{dv_i}{d\xi} = \left(\frac{v_i}{\xi + \frac{C}{N_i}} \right) \left[1 - \frac{C}{aC^2 - (1+\eta)bdN_i^2} \left(1 - \frac{(1-\eta)\eta bdN_i^2}{(2-\eta)aC^2 - 2bdN_i^2} \right) \left(C(a+1) + N_i\xi + N_i bd \frac{d\Phi}{d\xi} \right) \right] \quad (3.19)$$

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -\frac{(1-\eta)\eta}{1} N_i \left[\frac{C(a+1) + N_i \left(\xi + bd \frac{d\Phi}{d\xi} \right)}{a(2-\eta)C^2 - 2bdN_i^2} \right] \quad (3.20)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{N_i \left[C(a+1) + N_i\xi \right] \left[a(2-\eta)C^2 - bd(2 + (1-\eta)\eta)N_i^2 \right]}{\left[aC^2 - (\eta+2)bdN_i^2 \right] \left[a(2-\eta)C^2 - 2bdN_i^2 \right] + \eta(1-\eta)(bd)^2 N_i^4} \quad (3.21)$$

Pour simplifier le système d'équations précédent, nous substituons les constantes F, G, H, I, J, K, L, M, P, Q par leurs valeurs respectives :

$$F = C(a+1) + N_i\xi \quad , \quad G = (2-\eta)aC^2 - [2 + (1-\eta)\eta]bdN_i^2 \quad , \quad H = (2-\eta)aC^2 - 2bdN_i^2$$

$$I = aC^2 - (2+\eta)bdN_i^2 \quad , \quad J = \eta(1-\eta)(bd)^2N_i^4 \quad , \quad K = aC^2 - (1+\eta)bdN_i^2 \quad , \quad L = (1-\eta)\eta bdN_i^2$$

$$M = N_i bd \quad , \quad P = (1-\eta)\eta N_i \quad , \quad Q = \frac{v_i}{\xi + \frac{C}{N_i}}$$

Ainsi, le système réduit devient

$$\frac{dN_i}{d\xi} = \frac{N_i^2}{K} \left(1 - \frac{L}{H}\right) \left(F + M \frac{d\Phi}{d\xi}\right) \quad (3.22)$$

$$\frac{dv_i}{d\xi} = Q \left[1 - \frac{C}{K} \left(1 - \frac{L}{H}\right) \left(F + M \frac{d\Phi}{d\xi}\right)\right] \quad (3.23)$$

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -\frac{P}{H} \left[F + M \frac{d\Phi}{d\xi}\right] \quad (3.24)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{N_i FG}{HI + J} \quad (3.25)$$

Ces équations peuvent être réécrites sous la forme

$$\frac{K}{N_i^2} \frac{dN_i}{d\xi} - M \frac{d\Phi}{d\xi} - M \frac{d\eta}{d\xi} = F \quad (3.26)$$

$$\frac{K}{Q} \frac{dv_i}{d\xi} + CM \frac{d\Phi}{d\xi} + CM \frac{d\eta}{d\xi} = K - CF \quad (3.27)$$

$$\left(\frac{K}{N_i} - M\right) \frac{d\Phi}{d\xi} - M \frac{d\eta}{d\xi} = F \quad (3.28)$$

$$\frac{H}{P} \frac{d\eta}{d\xi} + M \frac{d\Phi}{d\xi} = -F \quad (3.29)$$

ou sous la forme vectorielle :

$$A\vec{X} = \vec{B} \quad (3.30)$$

tel que

$$\begin{pmatrix} \frac{K}{N_i^2} & 0 & -M & -M \\ 0 & \frac{K}{Q} & CM & CM \\ 0 & 0 & \frac{K}{N_i} - M & -M \\ 0 & 0 & M & \frac{H}{P} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{dN_i}{d\xi} \\ \frac{dv_i}{d\xi} \\ \frac{d\Phi}{d\xi} \\ \frac{d\eta}{d\xi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F \\ K - CF \\ F \\ -F \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

\vec{X} est un vecteur à quatre composantes $(\frac{dN_i}{d\xi}, \frac{dv_i}{d\xi}, \frac{d\Phi}{d\xi}, \frac{d\eta}{d\xi})$.

La solution de la troisième et la quatrième équation de ce système aboutit à

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = -\frac{H}{PM} \frac{d\eta}{d\xi} - \frac{F}{M} \quad (3.32)$$

En remplaçant dans la troisième équation on trouve

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -PF \left[\frac{(K - MN_i) + MN_i}{PM^2N_i + H(K - MN_i)} \right] \quad (3.33)$$

et dans la quatrième équation on trouve

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{F}{M} \left[H \frac{(K - MN_i) + MN_i}{PM^2N_i + H(K - MN_i)} - 1 \right] \quad (3.34)$$

En remplace $\frac{d\Phi}{d\xi}, \frac{d\eta}{d\xi}$ dans le première et la deuxième équations on trouve

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{d\xi} = & \frac{N_i^2}{K \left[PM^2N_i + H(K - MN_i) \right]} \left[\frac{F}{M} \left[H(K - MN_i) + HMN_i - PM^2N_i - H(K - MN_i) \right] \right. \\ & \left. - MP \left[F(K - MN_i) + FMN_i \right] + F \left[PM^2N_i + H(K - MN_i) \right] \right] \end{aligned} \quad (3.35)$$

$$\frac{dv_i}{d\xi} = -\frac{CMQ}{K} \left[-PF \frac{\left[F(K - MN_i) + FMN_i \right]}{\left[PM^2N_i + H(K - MN_i) \right]} + \frac{F}{M} \left[\frac{H(K - MN_i) + HMN_i}{PM^2N_i + H(K - MN_i)} - 1 \right] \right] + (K - CF) \frac{Q}{K} \quad (3.36)$$

Pour simplifie l'écriture on pose

$$O = (K - MN_i) + MN_i \quad , \quad R = PM^2N_i + H(K - MN_i)$$

Finalement on écrit

$$\frac{dN_i}{d\xi} = \frac{N_i^2}{K} \left[\frac{-MPFO + \frac{F}{M}(HO - R) + FR}{R} \right] \quad (3.37)$$

$$\frac{dv_i}{d\xi} = -\frac{CMQ}{K} \left[\frac{-PFO + \frac{F}{M}(HO - R)}{R} \right] + \frac{(K - CF)Q}{k} \quad (3.38)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{F}{M} \left[\frac{(HO - R)}{R} \right] \quad (3.39)$$

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -\frac{PFO}{R} \quad (3.40)$$

3.4.3 Evolution de l'ionisation lors de l'explosion

La figure (FIG.3.1) montre que la densité des ions décroît rapidement, la limite maximale de ξ est décalée vers des valeurs plus élevées à mesure que le degré d'ionisation initial η_0 augmente (l'hypothèse "self-similaire" est valable si la quasi-neutralité de la charge est vérifiée, elle perd sa validité pour les valeurs de $\xi > \xi_{max}$) [78]. Le résultat montre que le degré d'ionisation η augmente plus rapidement dans le cas adiabatique, en diminuant ainsi la valeur de limite maximale de ξ à partir de laquelle le plasma deviendra totalement ionisé. Pour une valeur fixe de ξ , plus η augmente plus la densité augmente. La limite de l'explosion est plus étalée quand η augmente. Nous avons montré que même pour un plasma quasi-neutre le potentiel électrostatique joue un rôle important dans l'expansion. Or un degré d'ionisation plus important implique une présence plus importante de particules chargées. L'augmentation de la densité de particules chargées se traduit par un potentiel ambipolaire plus important. L'effet de l'ionisation est plus marqué pour un plasma adiabatique et proche du voisinage de la source (FIG.3.3).

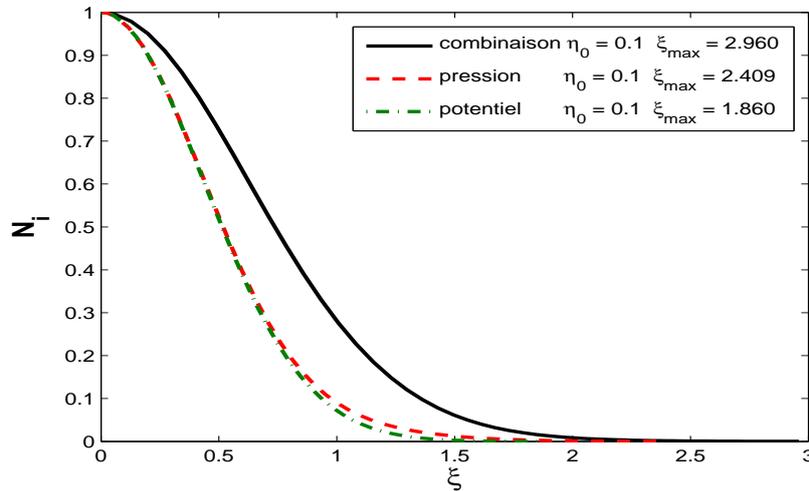


Figure 3.1 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire.

La figure (3.2) montre une croissance linéaire de la vitesse des ions en fonction de la variable de similarité ξ . On constate que dans le cas de présence des deux effets (avec

pression et potentiel) l'explosion est plus accélérée. Pour le cas avec pression on remarque que la vitesse croît lentement en fonction de ξ , ça veut dire que l'explosion est moins accélérée et la pression joue le rôle de ralentisseur de l'explosion.

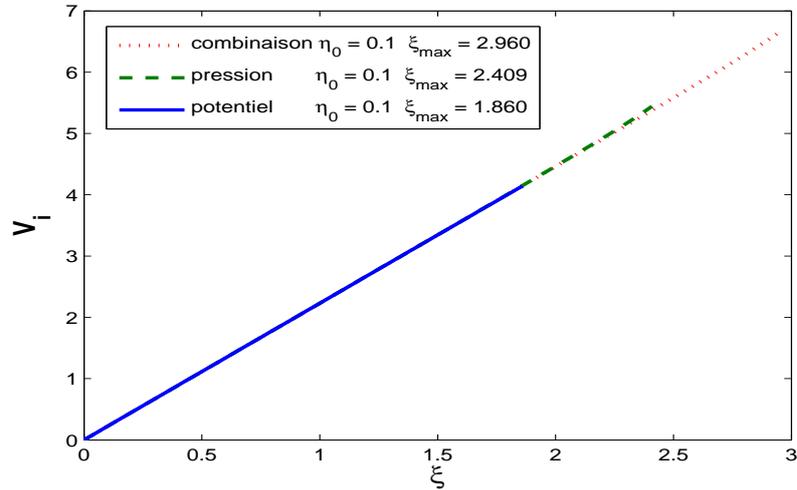


Figure 3.2 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire.

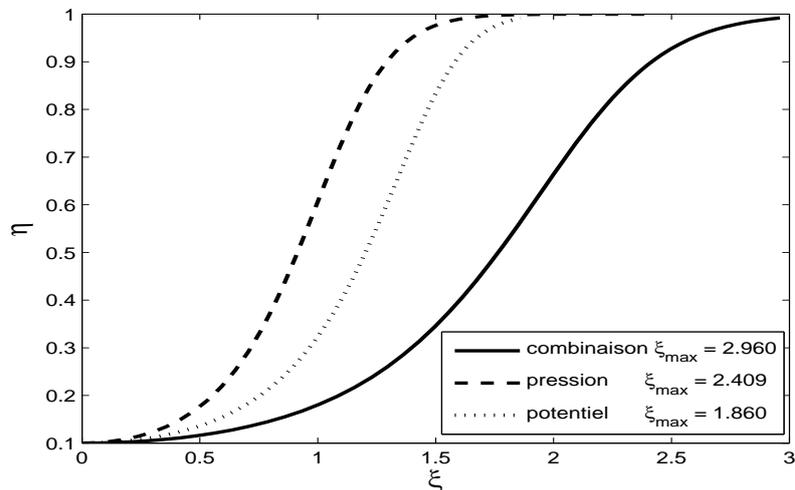


Figure 3.3 – Profils du degré d'ionisation η en fonction de la variable self-similaire.

Il est clair que l'ionisation apporte un supplément d'énergie qui va affecter l'expansion self-similaire.

3.4.3.1 Effet du degré d'ionisation initiale η_0 sur l'explosion

Nous allons commencer par voir l'effet du degré d'ionisation initial η_0 sur la densité, la vitesse et le potentiel électrostatique. On prend différentes valeurs de η_0 , tout en fixant la température initiale T_{e0} . Les valeurs de η_0 et ξ_{max} obtenues sont rassemblées dans le tableau (3.2).

η_0	0.1	0.9
$\xi_{max}(potentiel)$	1.86	1.86
$\xi_{max}(pression)$	2.409	2.629
$\xi_{max}(combinaison)$	2.96	3.237

TABLE 3.2 – Les valeurs maximales ξ_{max} de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial η_0 .

Dans la majorité des cas, le phénomène d'expansion est supposé se produire essentiellement sous l'action de la pression thermique. La figure (FIG.3.4) montre que pour une faible fraction d'ionisation ($\eta_0 = 0.1$), l'effet de la pression thermique et du potentiel sont du même ordre de grandeur. De ce fait, rien ne justifie le fait de négliger l'effet du potentiel électrostatique. Si ceci est acceptable pour un gaz neutre, il ne l'est pas pour un plasma partiellement ionisé ($\eta_0 < 0.9$). La figure (FIG. 3.4) montre que l'élément qui affecte le plus l'expansion est le terme de pression thermique, sans autant négliger l'effet du potentiel. Il est clair qu'en présence des deux termes, la limite de l'expansion self-similaire s'étale (FIG. 3.4). Comme le plasma se comporte comme un gaz parfait ($P \sim nT$), augmenter la fraction d'ionisation revient à augmenter le nombre d'ions ainsi que leur température. Cette dernière, n'est que la manifestation de l'énergie cinétique. En effet, l'ionisation se fait par impact d'électrons au sien du plasma et rend le transfert de moment inéluctable, alors la température augmente. Ainsi, l'effet de la pression thermique devient prépondérant au voisinage de la source. Le tableau 3.3 résume l'effet de l'adiabacité sur la limite de l'expansion en présence des deux effets. Dans tous les cas de figures, le refroidissement des ions accélère la fin de l'expansion self-similaire.

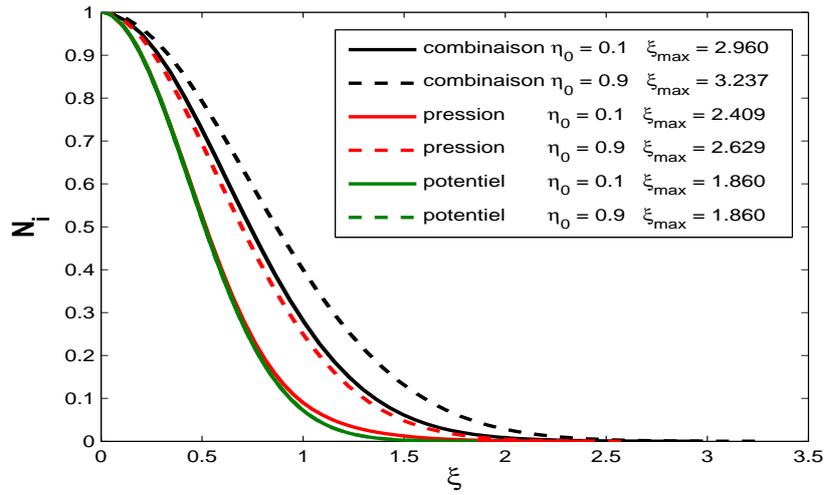


Figure 3.4 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du degré d'ionisation initial η_0 .

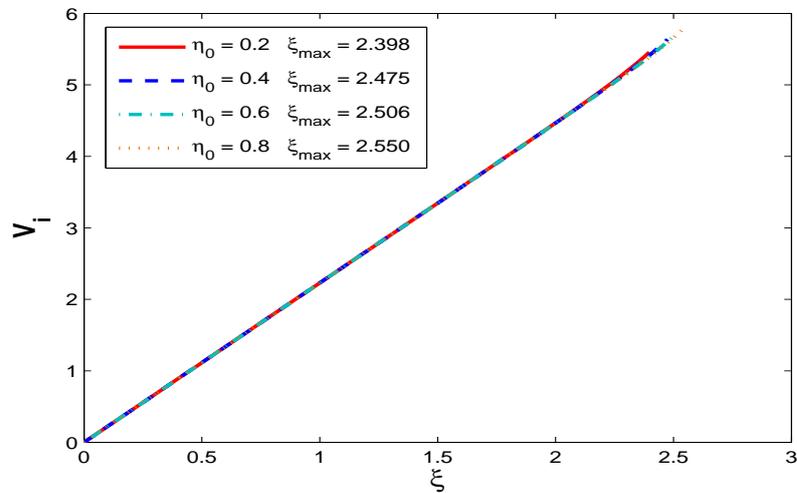


Figure 3.5 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du degré d'ionisation initial, $\eta_0 = 0.2$ (—), $\eta_0 = 0.4$ (---), $\eta_0 = 0.6$ (-·-·-), $\eta_0 = 0.8$ (···) .

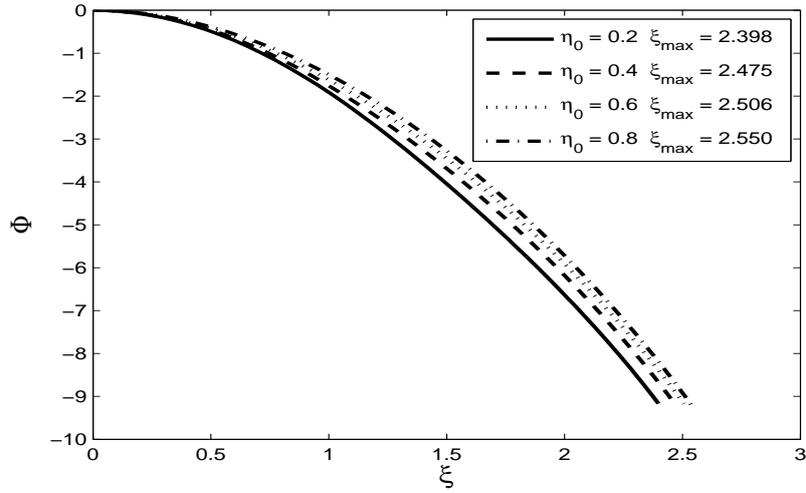


Figure 3.6 – Profils du potentiel électrostatique normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs du degré d'ionisation initial η_0 , $\eta_0 = 0.2$ (—), $\eta_0 = 0.4$ (---), $\eta_0 = 0.6$ (···), $\eta_0 = 0.8$ (- · -).

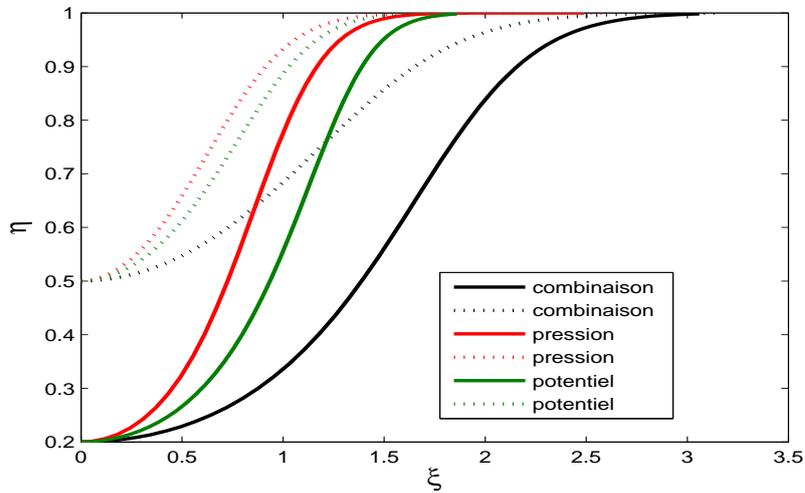


Figure 3.7 – Profils du degré d'ionisation η en fonction de la variable self-similaire.

3.4.3.2 Effet de la température sur les profils d'explosion

Nous voulons voir l'effet de la température T_{e0} sur les profils d'explosion. En fixant la valeur du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.3$ (plasma ionisée à 30%), le potentiel électro-

statique initiale $\Phi_0 = 0$, on fait varier la valeur de la température T_{e0} , tout en maintenant les valeurs initiales de la densité et de la vitesse égales à $N_0 = 1$ et $V_0 = 0.0000075$. Les valeurs de ξ_{max} ainsi obtenues sont rassemblées dans la table 3.3.

$T_{e0}(eV)$	1	2	6	10
ξ_{max}	8.726	12.400	21.390	27.650

TABLE 3.3 – Les valeurs maximales ξ_{max} de la variable self-similaire correspondent aux différentes valeurs de la température.

La figure (FIG. 3.8) montre que la densité des ions décroît rapidement en fonction de la variable de similarité ξ lors de l'explosion. Autant la température augmente, le nombre des électrons arrachés est plus élevé, la densité augmente plus rapidement (ξ_{max} augmente) augmentation de la validité de condition "quasi-neutralité".

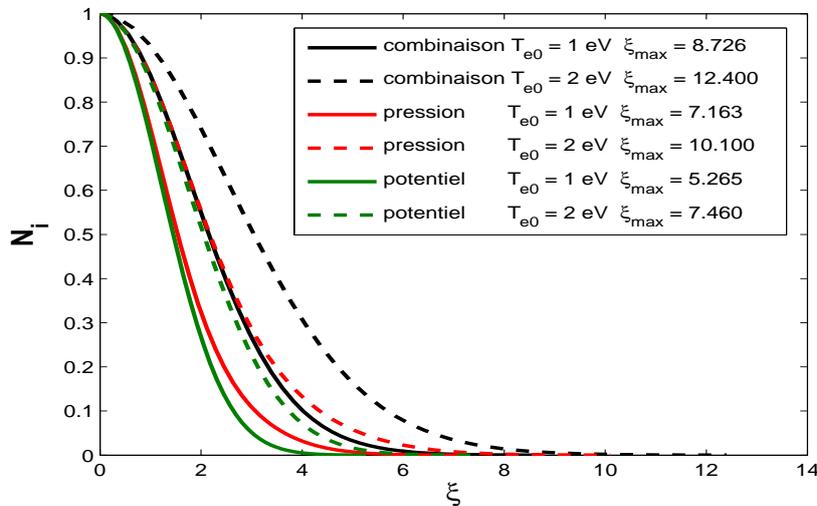


Figure 3.8 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs de la température initiales T_{e0} .

La figure 3.9 montre que, lors de l'explosion, le degré d'ionisation croît rapidement pour de faibles valeurs de la température initiale. Quant la température augmente, le degré d'ionisation η croît plus lentement.

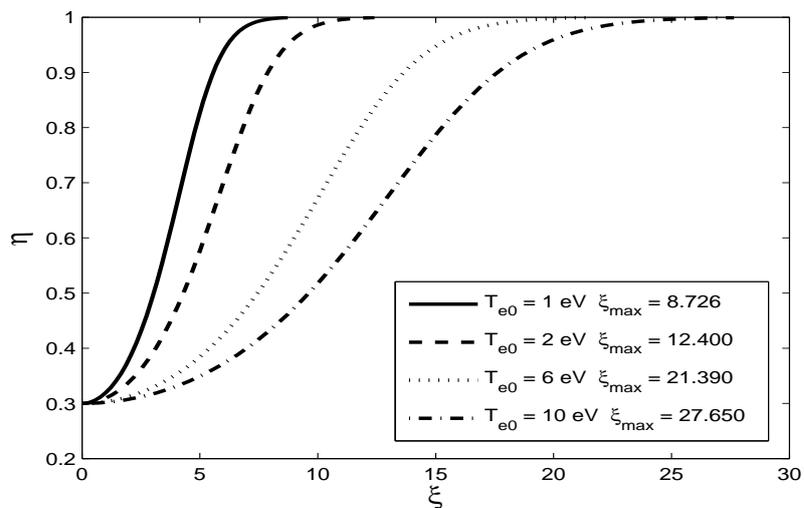


Figure 3.9 – Profils du degré d'ionisation η en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs de la température initiales T_{e0} .

Conclusion :

L'interaction laser-matière est un domaine en pleine croissance qui n'a pas encore livré tous ces secrets. Au vu de la diversité des problèmes physiques, dépendant d'une large gamme de fréquences laser et autres applications potentielles (dépôts des couches minces, soudage, etc), beaucoup de domaines, de nos jours, font l'objet de diverses investigations. Ces dernières sont généralement décrites par des descriptions cinétique ou fluide.

Le but de ce présent travail est l'étude de l'explosion d'une masse finie, soumise à un rayonnement laser. L'explosion est un phénomène physique qui ne relève pas uniquement du domaine des plasmas de laboratoires, mais peut être rencontré dans le domaine de l'astrophysique (processus suivant la formation des étoiles, éruption solaire, etc). Notre étude se restreint à des systèmes finis de dimensions faibles (échelle de laboratoire), où deux exemples sont à citer, à savoir (i) l'explosion d'un plasma issue d'une cible bombardée par des radiations intenses (fusion), et (ii) un plasma produit par source ultra-violet intense. Le plasma est composé d'ions, d'électrons et d'atomes neutres. En absence de confinement, ce dernier se déplace dans toutes les directions.

La connaissance des profils des grandeurs physiques est un élément clé pour la compréhension du phénomène d'expansion. Étant donné que les sondes utilisées pour le diagnostic des plasmas produits par ablation laser d'une cible métallique, donnent des informations concernant uniquement les électrons, la modélisation et la simulation numérique présentent, quant à elles, une alternative pour avoir les données ioniques. Ainsi, l'approche hydrodynamique (fluide) est adoptée pour décrire l'expansion du plasma. Les électrons et les ions sont considérés comme deux fluides différents mais ayant une même température. Les mesures expérimentales ne fournissent que la température électronique. La température ionique n'a été, à ce jour, qu'estimée. La résolution des équations différentielles non linéaires a été faite par une approche self-similaire faisant appel à une nouvelle classe de transformations. Un phénomène physique est dit self-similaire, si la distribution spatiale de ces propriétés peut être obtenue, à des instants différents, par une certaine transformation qui préserve la forme des équations régissant le phénomène. Cette méthode permis d'une part d'addimensionner

tous les paramètres et d'autre part, réduire le système d'équations différentielles en un système d'équations ordinaires. Cette transformation est spécifique à une géométrie sphérique caractérisée par le rayon de la masse en expansion.

La première partie concerne l'évolution d'une masse finie d'un plasma en expansion. L'approximation d'une évolution isotherme, ne peut pas être justifiée que si le plasma est relié à une source thermique. Du point de vue expérimental, ceci veut dire que l'expansion se produit durant un temps supérieure aux temps caractéristiques des échanges thermiques. Alors, nous avons pris une situation plus générale dans laquelle l'expansion se produit de façon adiabatique. En gardant la même transformation self-similaire, proposée par Kumar et *co-auteurs*, à savoir celle qui décrit la variation du rayon d'une masse finie, nous avons constaté que la température initiale liée à l'intensité du rayonnement laser, permet d'étaler l'expansion, dont la limite augmente quand la température augmente. Ceci est un résultat très important pour le choix de l'emplacement du substrat dans les procédés du dépôt de couches minces par ablation laser.

En partant de modèles physiques dédiés aux gaz neutres, ou aux plasmas partiellement ionisés, nous avons considéré, dans un premier temps, un plasma totalement ionisé. Comparer à d'autres études, où les termes de pression thermique et de force électrostatique sont pris séparément, dans notre modèle les deux termes sont inclus simultanément dans l'équation de mouvement des ions. Le potentiel électrostatique résulte de la séparation locale de charge. Bien que la pression thermique a été prise comme cause de facto, dans certains travaux, notre étude a montré que le potentiel ambipolaire, dans la limite de la quasi-neutralité, peut avoir une contribution du même ordre de grandeur que la pression thermique. Généralement, le potentiel électrostatique est pris en compte uniquement lors des explosions coulombiennes (particules chargées d'une seule espèce).

La deuxième partie de notre travail a porté sur l'étude d'un gaz partiellement ionisé. Lors de l'explosion, des réactions d'ionisation-recombinaison peuvent se produire par différents mécanismes (collision électron-ion, ionisation radiative...). Alors, nous avons inclus l'équation de Saha dans le modèle fluide. Nos résultats montrent que les profils en expansion sont affectés non seulement par la fraction ionisée évoluant dans le temps, mais aussi par la valeur initiale, qui correspond à un pourcentage de densité ionique faible ou important. Un taux d'ionisation plus important étale la limite de la solution self-similaire, conséquence du transfert d'énergie se produisant lors de l'ionisation-recombinaison.

Ce travail est basé essentiellement sur des données expérimentales, correspondant à l'ablation d'une cible métallique par un laser avec des pulses dans la gamme du nanoseconde. Nous espérons que cette contribution permettrait de mieux comprendre l'évolution des profils en expansion lorsque la géométrie est sphérique.

Le transfère d'énergie entre les différentes espèces constituant le plasma a été négligé tout au long de ce travail. Pour tenir compte de ce dernier, il faut déterminer le spectre d'énergie en fonction de la variable self-similaire. D'autres part, notre plasma est supposé thermique, *i. e.* les électrons et les ions ont la même température. Cette hypothèse, d'un point de vue experimental, n'est pas valable que sous certaines conditions. La masse des ions et des électrons, étant très différentes, il faut prendre en compte cet effet dans les équations fluide. Nous comptons réaliser ces tâches dans un future très proche.

Bibliographie

- [1] P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasmas Physics*, IOP Publishing, 2002.
- [2] D. Strickland and G. Mourou, optics communications. **56**, 219 (1985).
- [3] P. Maine, D. Strickland, P. Dabo, M. Pessot, and G. Mourou, IEEE J. Quant. Elec. **24**, 398 (1988).
- [4] G. Mourou and D. Umstadter, Phys. Fluids. **B4**, 2315 (1992).
- [5] M. Widner and I. W. D. Jones, Phys. Fluids. **14**, 765 (1971).
- [6] V. I. Derzhiev, A. Y. Zakharov, and G. I. Ramendik, Sov. Phys. Tech. Phys. **23**, 1068 (1978).
- [7] C. Chan and al, Phys. Fluids. **27**, 266 (1984).
- [8] G. Manfredi, S. Mola, and R. Feix, Phys. Fluids. **5**, 388 (1993).
- [9] A. V. Gurevich, D. Anderson, and H. Wilhelmsson, Phy. Rev .Lett **42**, 767 (1979).
- [10] J. B. Singh, Astrophys. Space. Sci. **93**, 15 (1983).
- [11] A. Kar and J. Mazumder, Phys. Rev. E49. **1**, 410 (1994).
- [12] R. Dendy, *Plasma Physics, An Introduction Course*, Cambridge University Press, Cambridge., 1993.
- [13] M. Djebli, *Expansion des Plasmas Poussiéreux en Géométrie Sphérique*, Thèse de Doctorat, USTHB, 2004.
- [14] C. Sack and H. Schamel, Phys. Reports. **156**, 311 (1987).
- [15] J. M. Rax, *Physique Des Plasmas*, Dunod, Paris, 2005.
- [16] H. Hora, *Plasmas at High Temperature Density*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1991.

- [17] T. H. Maiman, *British Communications and Electronics*. **7**, 674 (1960).
- [18] M. Bounichou, *Desorption/Ionization on self-Assembled Monolayer Surface Une nouvelle technique de désorption ionisation laser sans matrice pour la Spectrométrie de Masse*, Thèse de Doctorat, UNIVERSITE D'ANGERS, 2010.
- [19] V. Burakov, A. F. Bokhonov, M. I. Nedel'ko, and N. V. Tarasenko, *Appl. Surf. Science*. **138**, 350 (1999).
- [20] C. C. Garacia, M. Corral, J. M. Vadillo, and J. J. Laserna, *Appl. Spectrosc.* **54**, 1027 (2000).
- [21] A. Rouse, *Sources de rayonnement X ultrabref générées par interaction laser-matière et leurs applications*, Habilitation à Diriger des Recherches, laboratoire LOA, CNRS-Ecole Polytechnique-ENSTA, 2004.
- [22] M. Cirisan, *dynamique d'expansion de la plume du plasma formée lors d'un impact laser Nd :YAG nanoseconde sur une surface métallique en milieu atmosphérique : caractérisation expérimentale et simulation numérique*, Thèse de Doctorat, Université de Bourgogne, Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, 2010.
- [23] A. Aubreton, *Modelisation et Etude experimentale d'un Plasma Metalique cree par ablation laser*, Thèse de Doctorat, Université de Paul Sabatier III, 2002.
- [24] T. Grismayer, *Etude théorique et numérique de l'expansion d'un plasma créée par laser : Accélération d'ions à haute énergie*, Thèse de Doctorat, Centre de Physique Théorique(CPHT)-UMR CNRS/Ecole Polytechnique7644, 2006.
- [25] B. LeDrogoff, J. Margot, F. Vidal, S. Laville, and M. Chaker, *Plasma Sources Science and Technology*. **13**, 223 (2004).
- [26] R. Kelly and R. W. Dreyfus, *Surface Science*. **198**, 263 (1988).
- [27] Y. Glinec et al., *Med. Phys.* **33**, 155 (2006).
- [28] S. V. Bulanov and V. S. Khoroshkov, *Plasma Phys. Rep.* **28**, 453 (2002).
- [29] H. Stocker, F. Jundt, and G. Guillaume, *Toute la Physique*, Dunod, Paris, 1999.
- [30] S. Gurlui, M. Agop, P. Nica, M. Ziskind, and C. Focsa, *Physical Review*. **E69**, 99 (1999).
- [31] B. Milic, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 135002 (1977).

- [32] L. Philippet, *Amplification de l'énergie d'une source VUV cohérente à 125 nm dans une plume d'ablation de mercure*, Thèse de Doctorat, Université Paris XIII, 2009.
- [33] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Russian Academy of Sciences, 2001.
- [34] D. Bleinera and A. Bogaerts, *Journal of Applied Physics* **101**, 083301 (2007).
- [35] M. Bolshov, Y. Kasyanov, R. Feshchenko, and V. Krivzun, *Spectrochimica Acta Part B*. **63**, 324 (2008).
- [36] T. Delage, *Optimisation du Dépôt de Films Minces*, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [37] K. Yamanouchi, D. Charalambidis, and D. Normand, *Plasma Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011.
- [38] R. C. Davidson, *Methods in Nonlinear plasma Theory*, Academic press, New York., 1972.
- [39] M. Murakami and M. Basco, *Phys. Plasmas*. **13**, 012105 (2006).
- [40] U. Inan and M. Golkowski, *Plasma Physics*, Combridge University Press, 2011.
- [41] J. Psikal, *Ion Acceleration in Small-size Targets by Ultra-intense Short Laser Pulses (Simulation and Theory)*, Theses Doctorat of Philosophy (PhD), Czech Technical University in Prague and Université Bordeaux 1, 2009.
- [42] P. R. Willmott and J. R. Huber, *Reviews of Modern Physics*. **72**, 315 (2000).
- [43] Y. Sentoku, *Phys. Plasmas*. **10**, 2009 (2003).
- [44] X. Zhang, *Phys. Plasmas*. **14**, 123108 (2007).
- [45] O. Klimo, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **11**, 031301 (2008).
- [46] M. Murakami and M. Tanaka, *Physics of Plasmas*. **15**, 082702 (2008).
- [47] M. Murakami, Y.-G. Kang, K. Nishihara, S. Fujioka, and H. Nishimura, *Phys. Plasmas*. **12**, 062706 (2005).
- [48] V. Arsigny, *Processing Data in Lie Groups : An Algebraic Approach. Application to Non-Linear Registration and Diffusion Tensor MRI*, Thèse de Doctorat, Ecole doctorale de l'École polytechnique, 2006.
- [49] P. Levy, G. McNinch, and D. M. Testerman, *C. R. Acad. Sci. Paris. Ser. I*, 347 (2009).

- [50] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Russian Academy of Sciences, New York and London, 1967.
- [51] T. Ditmire et al., *Physical Review A*. **57**, 1 (1998).
- [52] D. Bennaceur-Doumaz and M. Djebli, *Appl. Surf. Sci.* **225**, 4595 (2009).
- [53] L. N. Pyatnitsky, *Turbulence Nature and the Inverse Problem*, Springer Science. Business Media B. V, 2009.
- [54] M. Murakami and K. Mima, *Physics of Plasmas*. **16**, 103108 (2009).
- [55] N. Kumar and A. Pukhov, *Physics of Plasmas*. **15**, 053103 (2008).
- [56] E. Isaacson and H. Keller, *Analysis of Numerical Methods*, Dover Publication Inc, New York, 1994.
- [57] P. Ye, A. Takata, M. Nunami, M. Murakami, and K. Nishihara, *Plasma and Fusion Research*. **3**, 035 (2008).
- [58] P. Yeates, J. T. Costello, and E. T. Kennedy, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 043305 (2010).
- [59] B. Ilyas, A. H. Dogar, S. Ullah, and A. Qayyum, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **44**, 295202 (2011).
- [60] A. V. Gurevich, L. V. Pariskaya, and L. P. Pitaevsky, *Sov. Phys. JETP*. **22**, 449 (1966).
- [61] K. Cassou, *Etudes d'amplificateurs plasma laser à haute cadence dans le domaine- UV et applications*, Thèse de Doctorat en sciences de l'Université Paris Sud XI., 2006.
- [62] A. Vertes and al, *Anal. Chem.* **61**, 1029 (1989).
- [63] J. Hermann, *diagnostic des plasmas produit par interaction laser-matière etude des mécanismes intervenants dans la croissance des couches minces par ablation laser*, Doctorat des Sciences d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université d'Orléans, 1998.
- [64] J. Hermann, *Caractérisation du plasma créé lors de l'interaction laser-cible métallique. Rôle du plasma dans le transfert d'énergie entre le faisceau laser et le métal*, Thèse de Doctorat de l'Université d'Orléans, 1991.
- [65] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press, 2002.
- [66] H. R. Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, Cambridge., 1997.

- [67] D. Bennaceur-Doumaz and M. Djebli, *Phys. Plasmas*. **18**, 084507 (2011).
- [68] S. Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*, IOP, UK., 2002.
- [69] L. Balazs, R. Gijbels, and A. Verts, *Analytical Chemistry*. **63**, 4 (1991).
- [70] Z. Zhang, Z. X. Han, and G. S. Dulikravich, *J. Appl. Phys.* **90**, 5889 (2001).
- [71] R. K. Singh and J. Narayan, *Phys. Rev. B* 41. **13**, 8843 (1990).
- [72] S. Amoroso, *Appl. Phys. A*. **69**, 323 (1999).
- [73] A. V. Bulgakov and N. M. Bulgakova, *J. Phys.* **D 28**, 1710 (1995).
- [74] S. I. Anisimov, D. Bäuerle, and B. S. Luk'yanchuk, *Phys. Rev. B* 48. **16**, 12076 (1993).
- [75] S. I. Anisimov, B. S. Luk'yanchuk, and A. Luches, *Appl. Surf. Sci.* **96**, 24 (1996).
- [76] J. N. Leboeuf, K. R. Chen, J. M. Donato, D. B. Geohegan, and C. L. Liu, *Physics of Plasmas*. **3**, 5 (1996).
- [77] Z. Y. Chen and A. Bogaerts, *J. Appl. Phys.* **97**, 063305 (2005).
- [78] D. Bennaceur-Doumaz, D. Bara, and M. Djebli, *Advanced Materials Research*. **227**, 53 (2011).