

N° d'ordre : 46/2011-M/PH

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



MEMOIRE

présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

PHYSIQUE

Spécialité : Physique Théorique de la Matière et des Hautes Energies

par : FERMOUS Rachid

Etude de l'Expansion d'un Plasma Produit par Ablation Laser

soutenue publiquement le 01/06/2011, devant le jury composé de :

M ^{me} F. Z. IGHEZOU	Professeur à l'USTHB	<i>Présidente</i>
M. M. DJEBLI	Professeur à l'USTHB	<i>Directeur de Mémoire</i>
M. A. KELLOU	Professeur à l'USTHB	<i>Examinateur</i>
M ^{me} Z. DERRAR-KADDOUR	Maître de Conférences à l'USTHB	<i>Examinatrice</i>
M. N. MOUSSAOUI	Maître de Conférences à l'USTHB	<i>Examinateur</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 Madame **F. Z. IGHEZOU**, Professeur à l'USTHB qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.*

*J'exprime ma profonde et respectueuse gratitude à Madame **Z. DERRAR-KADDOUR**, Maître de Conférences à l'USTHB pour l'honneur qu'elle m'a fait en acceptant d'examiner ce travail et de participer au jury*

*J'adresse mes vifs et sincères remerciements à Monsieur **A. KELLOU**, Professeur à l'USTHB pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'examiner ce travail et de participer au jury.*

*Je tiens à remercier Monsieur **N. MOUSSAOUI**, Maître de conférences à l'USTHB d'avoir accepté d'être membre du jury de ce mémoire.*

*Je remercie enfin Monsieur **Mourad Djebli**, Professeur, pour sa patience, sa disponibilité et le rôle de directeur qu'il a assumé à la perfection. Il a su, tout d'abord, préserver ma liberté puis, resserrer la bride pour tirer parti de qualités que je n'aurais pas soupçonnées. Cela n'a pas toujours été facile ni pour lui ni pour moi mais je n'aurais jamais gravi cette montagne si mon guide n'avait pas tiré sur la corde dans certains passages difficiles.*

*Je profite également pour remercier Madame **D. DOUMAZ-BENNACEUR**, pour sa disponibilité et la fertilité des discussions que nous avons pu avoir.*

Je remercie aussi mes collègues du laboratoire de Physique Théorique, étudiants et enseignants, pour leur aide et leur soutien.

*Je remercie ceux qui ont lu le manuscrit, d'avoir su me laisser croire qu'ils l'avaient fait avec plaisir, tout particulièrement **AZZEDINE**, **SOUFIANE** et **TOUFIK**. Je remercie tous mes amis de m'avoir supporté, écouté et motivé. Sans vous, le monde est si terne...*

Enfin, je remercie mes parents qui m'ont toujours soutenu.

Table des matières

Introduction	1
1 L’ablation laser	4
1.1 Historique	4
1.2 Régimes de l’ablation laser	6
1.3 Position du problème	8
1.3.1 Description générale	9
1.3.2 Interaction laser-cible et formation de la vapeur	12
1.3.3 Interaction laser-vapeur et formation du plasma	12
1.3.4 Expansion adiabatique dans le vide	13
2 Approche hydrodynamique de l’expansion unidimensionnelle d’une plume d’ablation laser dans le vide	15
2.1 Présentation physique du problème	15
2.2 Hypothèses	17
2.3 Formulation mathématique du problème	18
2.3.1 Equations de base du modèle à un-fluide	18
2.3.2 Equation d’état des gaz parfaits	19
2.3.3 Équilibre thermodynamique local	20
2.3.4 Condition de quasi-neutralité	22
2.3.5 Conservation de la matière	22
2.4 Formulation self-similaire du problème	23
2.4.1 Variable self-similaire	24
2.4.2 Forme adimensionnelle des équations	25

3	Sur les solutions self-similaires de l'expansion unidimensionnelle	28
3.1	Modèle unidimensionnel de l'expansion	28
3.2	Quelques ordres de grandeur	29
3.3	Expansion de la vapeur	31
3.4	Expansion de la plume d'ablation	39
3.4.1	Modèle d'expansion sans diffusion	39
3.4.2	Résultats numériques et discussion	42
3.4.3	Etude paramétrique	45
3.4.4	Modèle d'expansion avec diffusion	56
3.4.5	Résultats et discussion	57
3.4.6	Etude paramétrique	59
	Conclusion	63
	Bibliographie	65

Introduction

L'expansion des plasmas relève de différentes disciplines de la physique [1]. Elle permet de comprendre l'aspect non-linéaire dans les gaz ionisés. Ces effets non-linéaires résultent de la propagation spontanée d'un plasma dans le vide, produit de façon naturelle ou dans les laboratoires. De tels phénomènes interviennent dans les expériences de la fusion inertielle lorsqu'une cible est bombardée par des rayons lasers [2]. La connaissance de la dynamique du plasma produit autour de la cible permet la détermination de son effet sur l'efficacité de l'implosion nécessaire à la réaction de fusion. L'énergie transportée par le rayonnement est absorbée en premier lieu par les électrons qui deviennent chauds. Leur expansion a lieu à l'intérieur vers le plasma de densité élevée comme à l'extérieur vers le vide. L'expansion à l'intérieur du plasma produit un courant qui chauffe les ions, ainsi ces derniers sont accélérés. L'expansion dans le vide permet aux ions d'acquérir des énergies considérables par le biais du champ électrique [3].

L'expansion fait partie aussi des phénomènes d'accélération des particules dans les plasmas cosmiques [4]. L'expansion peut avoir lieu lorsque le plasma s'étend d'un milieu très dense vers un autre milieu moins dense [5]. L'observation expérimentale de l'expansion remonte aux années 1930, il a été constaté qu'un jet de plasma accéléré dans une chambre à décharge de gaz est éjecté à partir de la cathode [6]. Le jet est soumis à l'action du champ ambipolaire qui résulte de l'accélération des ions par les électrons. Le champ empêche les électrons de sortir de l'enceinte. De même, lorsqu'un solide est soumis à l'étincelle d'une décharge ou d'un laser, un plasma dense chaud apparaît à la surface [7].

Ce travail est orienté vers l'étude de l'expansion des plasmas de laboratoire, produits par ablation laser, et destinés pour le dépôt de couches minces. L'expansion adiabatique de la matière ablatée dans le vide peut se faire avec diffusion si les collisions entre particules sont très fréquentes, et de façon libre (sans diffusion) dans le cas contraire. La méthode de résolution mathématique, appliquée dans les deux cas, se base sur des transformations invariantes du groupe de Lie, dites self-similaires.

Le manuscrit est organisé de la manière suivante : nous commencerons, dans le premier chapitre, par donner un très bref historique sur les débuts de l'ablation laser, tout en mettant l'accent sur le principe de fonctionnement de la technique de dépôt de couches minces par ablation laser. L'avantage essentiel de cette méthode est la souplesse du dispositif expérimental qui permet de changer largement les caractéristiques du plasma, en faisant varier les conditions expérimentales d'irradiation. Ces mêmes conditions initiales vont influencer par la suite l'expansion du plasma, un phénomène largement étudié dans la physique des plasmas et qui représente le problème de base de notre sujet. Les différents régimes d'ablation allant du plus bas flux (irradiance inférieure à 10^5 W/cm^2) jusqu'au plus haut (irradiance supérieure à 10^{13} W/cm^2), tout en passant par le flux intermédiaire (moyen), comportant deux domaines, le premier (irradiance allant de 10^5 à 10^7 - 10^8 W/cm^2) et le deuxième (irradiance supérieure à 10^7 - 10^8 W/cm^2) seront revus. Nous terminerons ce chapitre par poser le problème à étudier, à savoir, "*l'étude de l'expansion d'un plasma produit par ablation laser*". Après une description générale des phénomènes physiques se produisant lors de l'irradiation d'une cible métallique par un faisceau laser pulsé, nous entrons plus en détail en séparant ces derniers en trois catégories :

1. l'interaction laser-cible et la formation d'une vapeur métallique.
2. l'interaction laser-vapeur et la formation d'une plume d'ablation.
3. l'expansion adiabatique du plasma dans le vide.

Dans le deuxième chapitre, afin d'étudier l'expansion adiabatique d'un plasma produit par ablation laser à flux moyen d'une cible métallique dans le vide, nous adopterons une approche hydrodynamique, modèle à un-fluide, correspondant à une étude macroscopique du phénomène. Elle consiste en la résolution d'un système d'équations différentielles (équation de continuité, de mouvement et de conservation de l'énergie) régissant le transport des différentes espèces du plasma. Notons, que les modèles hydrodynamiques permettent de traiter des systèmes ayant un nombre très important de particules avec des temps de calcul nettement court. De plus, pour compléter un modèle hydrodynamique, il suffit d'inclure une équation d'état qui reste valable durant le processus d'expansion. Comme les espèces présentes dans le plasma peuvent être créées par ionisation et détruites par recombinaison, l'équation de Saha, décrivant l'équilibre d'ionisation-recombinaison dans un plasma en équilibre thermodynamique local (ETL), est ajoutée aux équations précédentes. Les équations

régissant le phénomène d'expansion adiabatique d'un plasma dans le vide sont des équations aux dérivées partielles du premier ordre dont la résolution analytique est difficile ou impossible à obtenir dans l'espace réel (\mathbf{z}, \mathbf{t}) , mais une solution asymptotique (self-similaire) est possible en transformant ces équations différentielles en systèmes d'équations algébriques linéaires par le formalisme self-similaire.

La troisième et dernière partie sera consacrée à la recherche des solutions self-similaires du modèle à un-fluide. L'unicité de la transformation self-similaire (autosemblable) sera remise en cause. Ainsi, la validité d'une transformation donnée va être conditionnée par une meilleure reproduction des données expérimentales. Il sera aussi question, dans ce chapitre, de donner une importance primordiale au choix des conditions initiales, nécessaires pour implémenter les codes numériques.

Chapitre 1

L'ablation laser

L'ablation laser représente un champ de recherche en soi, touchant plusieurs secteurs tels que le micro-usinage, la médecine, la restauration d'œuvres d'art et de monuments, la génération d'impulsions X, le dépôt de couches minces et la fabrication de semi-conducteurs.

1.1 Historique

L'interaction laser-matière joue un rôle considérable dans des domaines très variés de la physique [8]. Le mot ablation tient son origine du mot grec "*ablatum*", dont la signification est l'extraction ou l'arrachage d'une quantité considérable de matière de la surface d'un matériau cible, en le bombardant à l'aide d'une source laser très intense. Le début du développement de l'ablation laser a commencé peu après la réalisation du premier laser par Maiman en 1960 [9]. Breech et Cross ont montré, en 1962, qu'il est possible d'éjecter des atomes d'une cible solide en l'irradiant par un faisceau laser [10]. Trois ans après, Smith et Turner publient des travaux sur la croissance de couches minces à partir de l'ablation de cibles solides par un laser pulsé [11], une technique à laquelle on donnera l'appellation PLD (Pulsed Laser Deposition). Mais ce n'est qu'en 1987 que la PLD prend véritablement son essor quand Dijkkamp et *al* réussissent à fabriquer un nouveau type de supraconducteurs ayant une haute température critique, qui n'avait été atteinte, jusque là, par aucune autre méthode de croissance [12]. Le principe de base de cette dernière est schématisé par la figure (Fig. 1.1)

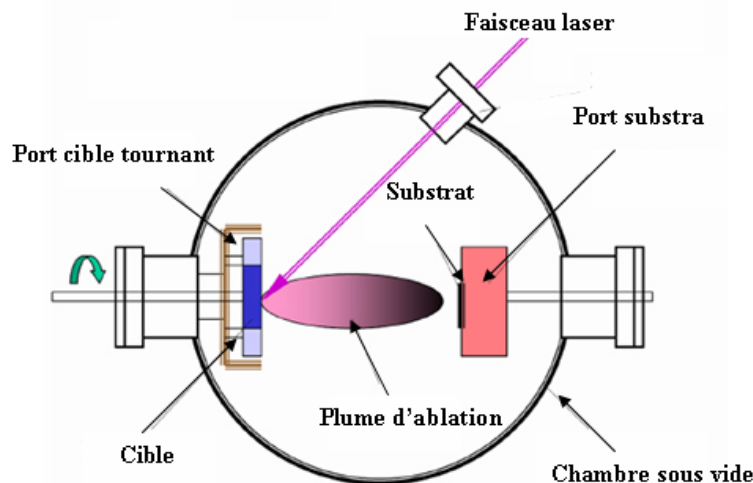


Figure 1.1 – Principe de l'ablation par faisceau laser dans une enceinte sous vide [13].

La technique consiste à focaliser un rayonnement laser intense sur la surface d'une cible où le faisceau est partiellement absorbé. A partir d'une certaine densité de puissance fournie à la cible, une quantité significative de matière est arrachée (ablatée) sous la forme d'une vapeur dense et lumineuse (plasma) dont la forme rappelle celle d'une plume (Fig. 1.2). Le seuil de densité de puissance à partir duquel une telle plume se développe dépend du matériau cible et surtout des caractéristiques de la source laser [14]. Ce seuil d'ablation est de l'ordre de 10 à 50 MW/cm^2 pour des lasers dont la longueur d'onde appartient au domaine de l'ultra-violet (UV)[15]. Un substrat est situé à quelques centimètres face à la cible et les espèces de la plume d'ablation, après plusieurs tirs, viennent se condenser à sa surface. La croissance du film est obtenue impulsion après impulsion [16].

L'ablation laser présente un certain nombre d'avantages pour la croissance de couches minces [17]. D'un point de vue technique par exemple, la source d'énergie est à l'extérieur de la chambre à vide, ce qui procure un maximum de flexibilité quant aux matériaux utilisés [18]. De plus, la plupart des matériaux solides peuvent s'ablater. Les espèces du plasma d'ablation sont très énergétiques et atteignent le substrat avec assez d'énergie pour favoriser une croissance du film sans toutefois provoquer trop de défauts et de contraintes liés aux déplacements atomiques dans la couche [19]. Enfin, les espèces de la plume sont pour la plupart à des niveaux d'excitations électroniques élevés favorisant leur réactivité pour obtenir des matériaux nouveaux aux propriétés originales qu'il serait difficile d'obtenir dans

des conditions d'évaporation thermique simple [20]. Mais, derrière la simplicité de la mise en œuvre de la PLD, les processus physiques impliqués sont très complexes. De nos jours, des films minces de tous types de matériaux ont pu être fabriqués par ablation laser [21]. Néanmoins, la PLD a aussi son propre ensemble de limites parmi lesquelles une surface de dépôt limitée en plus de l'inhomogénéité de la couche déposée [22].

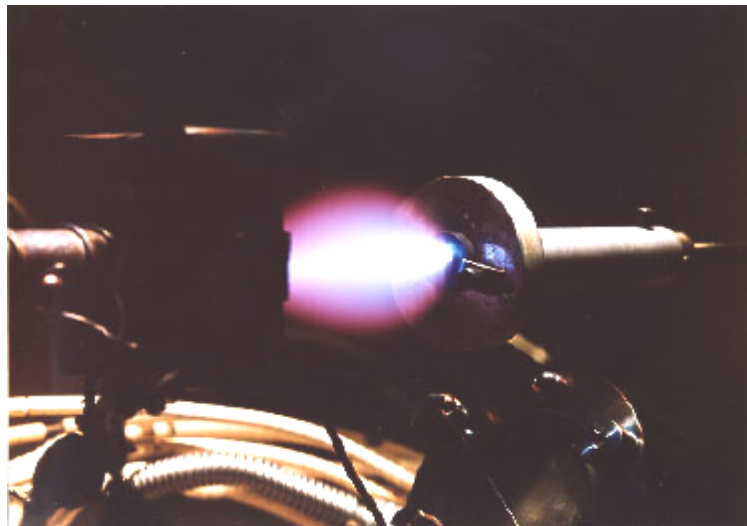


Figure 1.2 – *Plume d'ablation laser* [13].

1.2 Régimes de l'ablation laser

L'analyse du processus d'ablation se base sur une bonne connaissance des mécanismes de couplage entre le faisceau laser incident et la surface du solide irradié [23]. Ces mécanismes dépendent, à la fois, des propriétés du matériau cible et des caractéristiques de l'impulsion laser (longueur d'onde λ , durée de l'impulsion τ et densité d'énergie ou fluence)[24]. Parmi tout cela, nous pouvons distinguer l'irradiance (fluence), elle est donnée en W/cm^2 et correspond à la puissance, fournie par le faisceau laser, ramenée à la surface de la cible. Elle permet de classer l'interaction laser-matière en trois régimes [14] :

- Pour des irradiances inférieures à 10^5 W/cm^2 , la cible est chauffée superficiellement et une faible couche du matériau peut éventuellement être liquéfiée, l'énergie procurée par le laser est donc dissipée dans la cible sous forme de chaleur. Le chauffage superficiel et le refroidissement rapide par conduction permettent ainsi d'effectuer des trempes et des recuits. De plus, la liquéfaction de la cible est utilisée pour le soudage ou, si la phase liquide est soufflée, pour la découpe.

- La température de vaporisation ne peut être atteinte, pendant l'impulsion laser, que si la densité de puissance fournie par le faisceau laser est supérieure à un certain seuil. Ainsi, nous entrons dans un régime d'ablation que nous pouvons scinder en deux domaines :

- ★ Pour des irradiances allant de 10^5 à 10^7 - 10^8 W/cm^2 , la couche superficielle du matériau absorbe l'énergie du laser et se vaporise, la matière est littéralement arrachée de la cible sous forme d'une vapeur qui reste transparente au rayonnement laser.

- ★ Si l'irradiance est supérieure à 10^7 - 10^8 W/cm^2 , la vapeur produite à partir de la matière éjectée de la cible devient plus dense et absorbe une fraction de l'énergie du faisceau laser ce qui aboutit à la création d'une plume lumineuse (plasma partiellement ionisé). Les densités de puissance demandées pour ce régime d'ablation nécessitent l'emploi de lasers pulsés, leurs faisceaux sont émis en impulsions répétées d'une durée limitée dans le temps, de l'ordre de la nanoseconde (10^{-9} s) (Fig. 1.3), ceci afin de limiter le dégagement thermique tout en conservant la puissance. Les applications les plus courantes sont le perçage, l'affaiblissement des structures, le traitement par choc laser, le micro-usinage, les applications médicales, l'analyse multi élémentaire, la micro-gravure, le dépôt de couches minces protectrices anticorrosion et anti-usure.

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

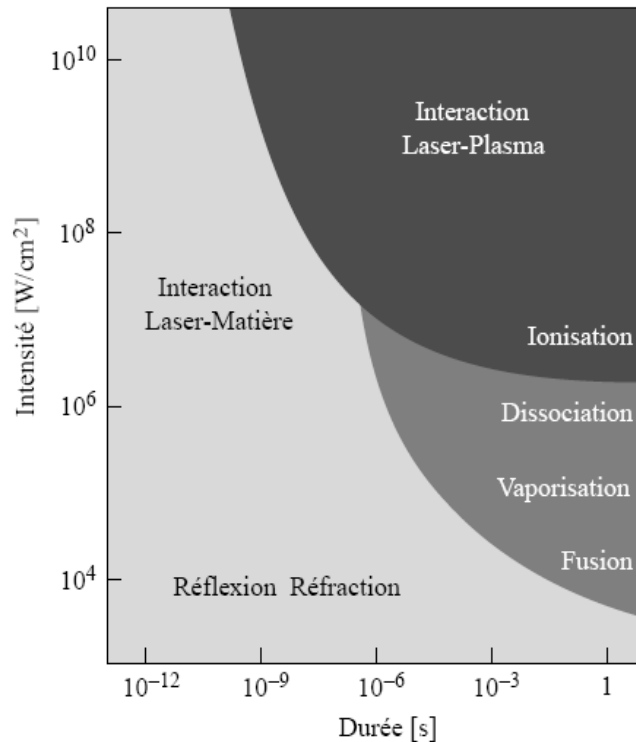


Figure 1.3 – Régimes d'interaction laser-matière [25].

1.3 Position du problème

Le but de ce travail est l'étude des différents modèles d'expansion adiabatique, avec et sans diffusion, d'un plasma induit par l'ablation d'une cible métallique au moyen d'un faisceau laser, tout en adoptant des conditions initiales de formation et d'expansion semblables à celles que l'on pourrait trouver dans les expériences de la PLD (Fig. 1.5).

La formation d'un plasma d'ablation est caractérisée par plusieurs étapes : l'interaction laser-matière avec fusion et évaporation des espèces de la cible, puis la formation du plasma à partir de la vapeur dense et chaude formée au voisinage de la cible, impliquant plusieurs mécanismes pour l'accroissement de son degré d'ionisation. Quant à l'étape d'expansion du plasma, elle peut être décomposée en trois phases : la formation de la couche de Knudsen suivie de l'expansion adiabatique du plasma, d'abord suivant une seule dimension (la normale à la cible), puis, à trois dimensions (Fig. 1.4).

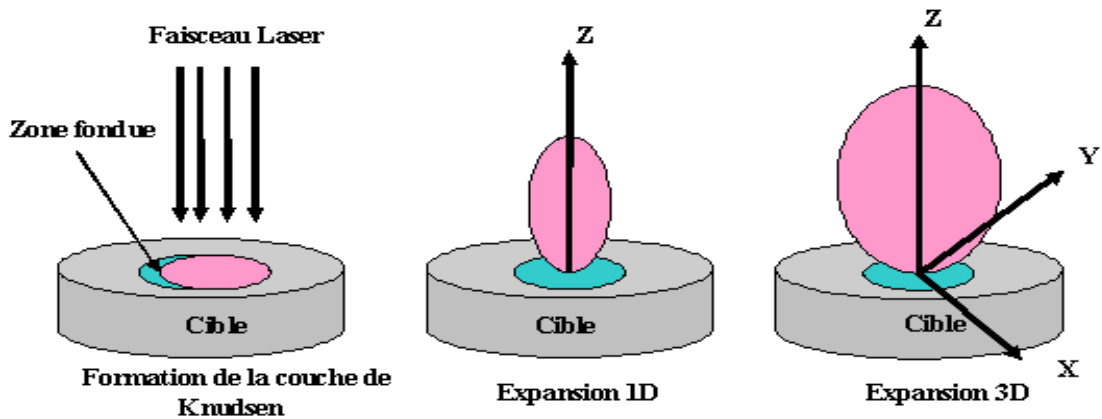


Figure 1.4 – Étapes de l'expansion d'une plume d'ablation laser dans le vide [13].

1.3.1 Description générale

Lorsque les premiers photons du faisceau laser atteignent la surface de la cible métallique, certains sont réfléchis et d'autres y déposent leurs énergies. Le fait que les métaux aient une bande de conduction où les électrons sont pratiquement libres permet d'absorber l'énergie du laser directement par chauffage des électrons sous l'effet du rayonnement de freinage inverse, qui se manifeste par la collision inélastique d'un électron avec un photon dans le champ d'un ion ou d'un atome neutre. L'électron va ainsi gagner de l'énergie cédée par le photon. Au départ le processus s'effectue essentiellement avec les atomes neutres, plus nombreux, puis avec les ions quand ceux-ci sont en nombre suffisant [2].

L'utilisation d'un laser UV à flux moyen ($\simeq 10^9 \text{ W/cm}^2$), permet d'ablater les métaux de façon non thermique [26], c'est-à-dire en brisant directement les liens unissant les atomes de la cible, et par photoionisation (dans ce processus un atome neutre dans l'état fondamental absorbe un photon avec une énergie assez importante pour provoquer l'ionisation). L'énergie d'un photon émis par un laser dépend de la fréquence $\nu(\text{Hz})$, donc de la longueur d'onde $\lambda(\text{m})$ de propagation. L'énergie d'un photon E_{photon} s'exprimant à l'aide de la constante de

Planck h et de la célérité de la lumière c est donné

$$E_{\text{photon}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad , \quad E_{\text{photon}} (eV) = \frac{1,24 \cdot 10^3}{\lambda (nm)} \quad (1.1)$$

Nous adopterons dans ce travail une source laser nanoseconde (laser excimère), couramment utilisée dans les procédés de dépôt de couches minces par ablation laser. Donc, l'utilisation d'un laser excimère KrF (Krypton Fluor) de longueur d'onde $\lambda = 248 \text{ nm}$, procure une énergie approximativement égale à 5 eV pour chaque photon émis. Cette énergie est largement suffisante pour rompre les liaisons inter-atomiques (l'énergie de liaison n'étant que de quelques eV). Le matériau (le cuivre, l'aluminium et le titane dans notre cas) peut donc passer directement de la phase solide à la phase gazeuse. Les énergies d'ionisations U_i des différents matériaux sont données par le tableau suivant

<i>Matériau</i>	<i>Titane</i>	<i>Aluminium</i>	<i>Cuivre</i>
$U_i (eV)$	13,3	14,94	18,94

Cette interaction ne suit pas un schéma classique de transfert de chaleur (fusion puis évaporation). La profondeur de pénétration dans les matériaux étant inférieure avec un rayonnement UV, l'énergie est déposée dans un volume plus petit, augmentant par le fait l'efficacité de l'ablation [27].

Au moment où les premiers atomes, ions et électrons sont éjectés de la cible, le degré d'ionisation du (futur) plasma est encore faible [28]. La vapeur métallique formée n'absorbe que peu d'énergie du laser, lequel chauffe toujours la cible (Fig. 1.5). La distribution en vitesse des particules émises n'est pas maxwellienne dès le départ [29], mais si la densité d'espèces est suffisante, une région collisionnelle près de la cible, appelée couche de Knudsen, se forme et intercepte une partie des particules éjectées [30]. Quelques collisions sont suffisantes pour que les espèces y adoptent une distribution des vitesses maxwellienne (isotrope) dans le référentiel du centre de masse s'éloignant de la cible. La couche de Knudsen n'existe que pendant une durée inférieure à la durée de l'impulsion laser et disparaît à l'allumage proprement dit du plasma [31].

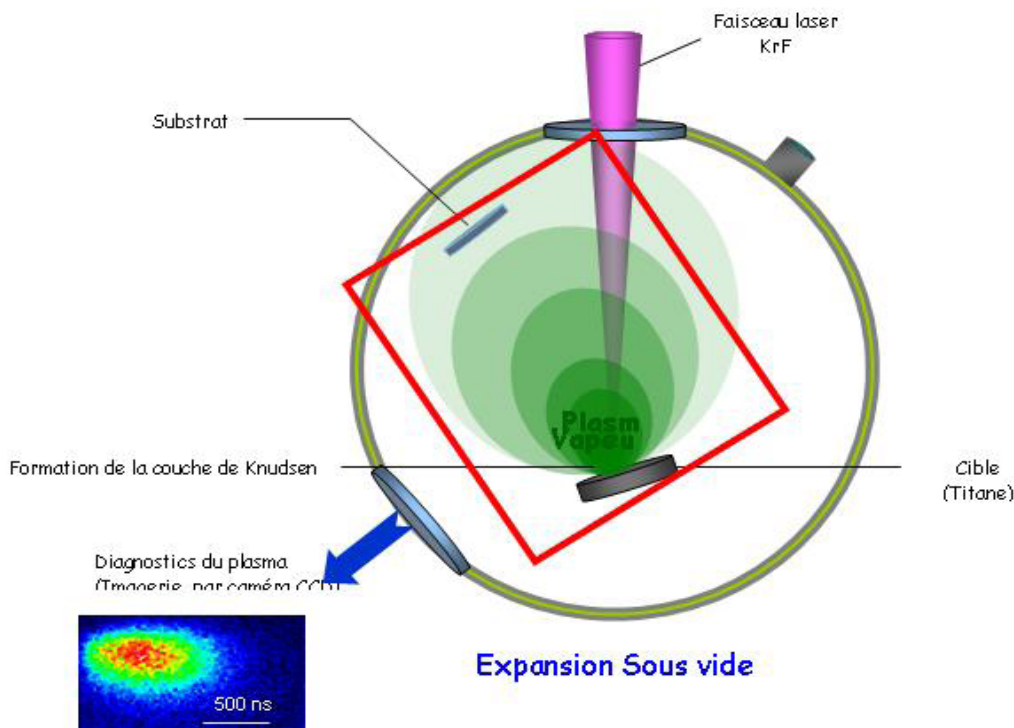


Figure 1.5 – *Formation et expansion d'un plasma produit dans les expériences de dépôt de couches minces par laser pulsé PLD.*

Les électrons libres de la plume d'ablation sont accélérés par le champ électrique du laser (formation d'une population d'électrons rapides qui créent une charge d'espace) et traînent derrière eux les ions les plus massifs (phénomène d'accélération d'ions dans un plasma en expansion). Alors que l'énergie des électrons augmente, le nombre de collisions entre les différentes espèces croît, jusqu'à atteindre un équilibre thermodynamique local [32], conduisant ainsi à un accroissement du degré d'ionisation de la plume (ionisation par collision). Sous l'effet du champ de charge d'espace, les électrons les plus rapides sont rappelés et viennent bombarder la cible, il commence donc à se former un plasma métallique électriquement neutre en avant de la cible [27].

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

1.3.2 Interaction laser-cible et formation de la vapeur

L'interaction laser-cible se limite à l'arrivée d'un rayonnement laser et de son absorption par une couche de la surface de la cible. Le laser frappe la surface du métal et une partie de l'énergie incidente est rapidement absorbée par les électrons libres du métal. Ceux-ci sont amenés dans un niveau d'énergie plus élevé dans la bande de conduction. L'énergie est instantanément convertie sous forme de chaleur. La cible est alors rapidement et localement chauffée jusqu'à vaporisation (Fig. 1.6).

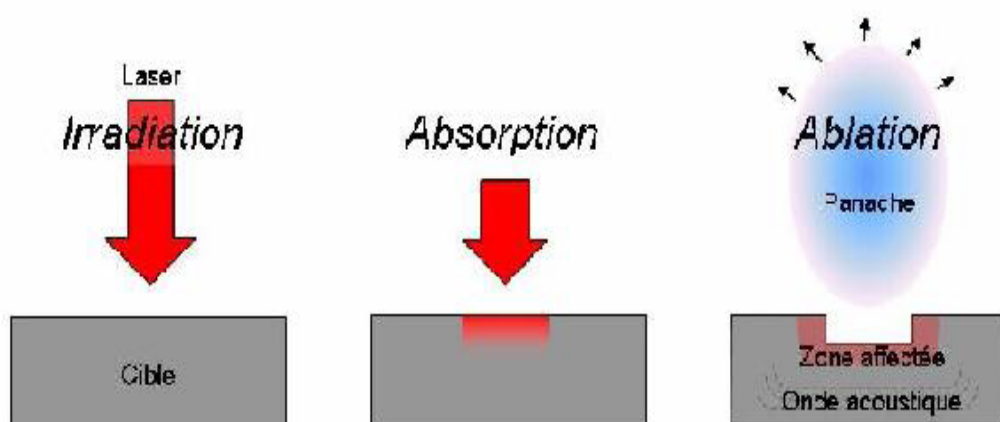


Figure 1.6 – Étapes de l'ablation laser.

1.3.3 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) [28]. 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 [30].

Lorsque de nombreuses collisions ont lieu entre les diverses particules, le plasma peut être considéré dans un équilibre thermodynamique local [32]. Cela signifie que dans une zone suffisamment petite de la plume, les électrons, les ions et les atomes neutres peuvent être caractérisés par une même température.

1.3.4 Expansion adiabatique dans le vide

Cette étape débute juste à l'arrêt de l'impulsion laser (Fig. 1.7). 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 la plume 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 de la plume finissent par avoir une distribution de vitesse maxwellienne (une fois que la couche de Knudsen est franchie).

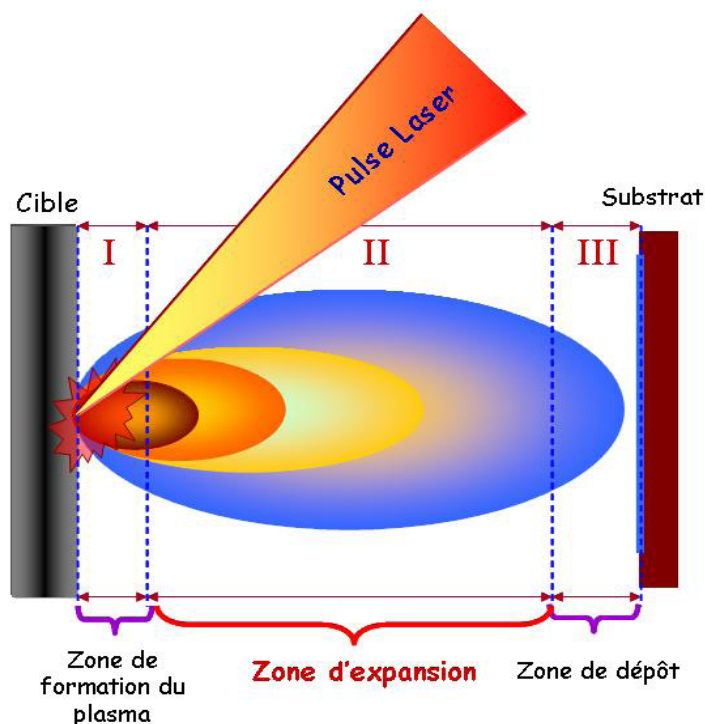


Figure 1.7 – Zone d'expansion d'une plume d'ablation laser dans le vide.

Dès la fin de l'impulsion laser, il n'y a plus d'interaction laser-plume et on observe peu de transfert d'énergie et de masse à la plume d'ablation. Il n'y a plus de particules éjectées depuis la surface. La détente de la plume peut être alors essentiellement considérée comme adiabatique et la température peut être reliée aux dimensions du plasma par une équation d'état. La durée de vie des plasmas 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].

Chapitre 2

Approche hydrodynamique de l'expansion unidimensionnelle d'une plume d'ablation laser dans le vide

Le début de l'étude des fluides parfaits date du XVIIIème siècle, avec les travaux d'Euler (1707 – 1783) et de d'Alembert (1717 – 1783). Les équations d'évolution modélisant la dynamique des gaz sont d'ailleurs appelées équations d'Euler. L'approche hydrodynamique (dynamique des fluides) qui est bien adaptée pour modéliser des phénomènes de grandes échelles, aussi bien d'un point de vue temporel que spatial, a été choisie pour l'étude de l'expansion adiabatique d'un plasma partiellement ionisé, non-magnétisé dans le vide. La plume d'ablation est considérée en équilibre thermodynamique local et la séparation de charge est supposée négligeable (quasi-neutralité).

2.1 Présentation physique du problème

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 " *expansion de plasma*". On peut le 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. Ces plasmas en expansion (Fig. 2.1) sont de gigantesques écoulements pouvant être décrits, au moins partiellement, en résolvant les équations hydrodynamiques [36]. Dans les laboratoires, le phénomène d'expansion 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 où l'expansion a été observée pour la première fois en 1930. L'expansion 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[37].

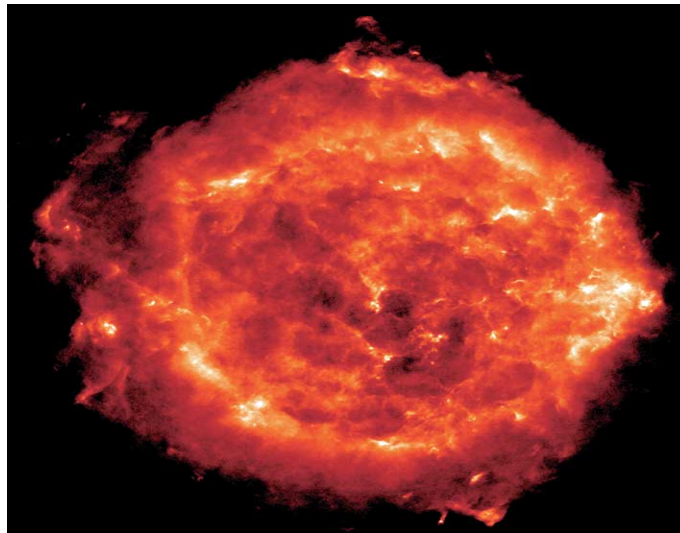


Figure 2.1 – *Étoile en pleine expansion.*

L'interaction d'un faisceau laser suffisamment intense avec une cible solide conduit à la formation d'un nuage de matière appelé plasma ou plume d'ablation se déplaçant rapidement depuis la surface [38]. Ce nuage de matière vaporisée est constitué d'électrons, d'atomes neutres et d'ions. L'expansion de la plume d'ablation a été étudiée soit avec des modèles hydrodynamiques [7, 39, 40], soit avec la méthode de Monte Carlo [27, 41], soit par une combinaison des deux [42, 43]. Une approche classique, basée sur les travaux initiaux de Gurevich [44] et de Dawson [45], puis développée par Singh et *al* [7, 46] consiste à supposer que l'expansion du plasma se fait à température constante (isotherme). Anisimov corrige

ce modèle en considérant plutôt l'expansion du plasma comme isentropique (adiabatique), ce qui signifie l'absence de conduction de chaleur entre les différentes parties de la plume [47, 48]. Ce travail est élaboré à la base de cette dernière approche. La condition d'adiabaticité 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.

2.2 Hypothèses

Durant les premiers instants de l'expansion de la plume d'ablation (les premiers 100 *ns*), la densité initiale des particules n_0 est extrêmement élevée (10^{19} cm^{-3}). Le libre parcours moyen ℓ des atomes, donné par la relation

$$\ell = \frac{1}{\sqrt{2}n_0\sigma} \quad (2.1)$$

est défini, dans le cas d'un gaz en équilibre thermodynamique local, comme étant la distance moyenne parcourue par une particule entre deux collisions successives [25]. Il est donc très petit dans les deux cas suivants :

1. En considérant une section efficace de collision $\sigma = 10^{-15} \text{ cm}^2$, il en résulte un libre parcours moyen des atomes de l'ordre de 0.1 μm . L'expansion est alors supposée se produire librement dans le vide (modèle sans diffusion).
2. En considérant maintenant une section efficace de collision $\sigma = 10^{-14} \text{ cm}^2$, il en résulte un libre parcours moyen de l'ordre de 0.01 μm . L'expansion est alors supposée, cette fois-ci, se faire avec diffusion des atomes après collisions coulombiennes dans le vide (modèle avec diffusion).

Dès la fin de l'impulsion laser jusqu'à une centaine de nanosecondes, la majeure partie de l'énergie laser est convertie directement en énergie cinétique. Les particules composant la plume d'ablation sont éjectées à des vitesses proches de 10^5 cm.s^{-1} , pouvant atteindre 10^7 cm.s^{-1} , et contribuent à l'accélération rapide de l'expansion adiabatique du plasma [49]. La distance parcourue par les particules pendant la durée ($\tau = 25 \text{ ns}$) de l'impulsion laser est alors grande devant le libre parcours moyen [50], le plasma se comporte comme un seul fluide continu (modèle à un-fluide) constitué essentiellement de neutres (atomes à l'état fondamental), d'atomes ionisés une seule fois (ions positifs) et d'électrons. Le plasma initial

est alors considéré comme une masse globale caractérisée par sa taille, sa densité et son énergie, qui est soumise à une expansion adiabatique après l'impulsion laser [47].

La direction perpendiculaire à la cible est privilégiée [51]. En fait, on considère que la dimension du spot laser ($\simeq 1 \text{ mm}$ de diamètre) est beaucoup plus grande que l'épaisseur (taille) de la plume lumineuse ($\simeq 1 \text{ }\mu\text{m}$). A ce moment précis, le gradient de pression dans la direction perpendiculaire à la surface est beaucoup plus élevé que dans les directions parallèles [52]. Ceci entraîne une expansion unidimensionnelle de la plume jusqu'à ce que les gradients de pression dans les trois directions de l'espace soient équilibrés. Le plasma entre alors dans une phase d'expansion à trois dimensions [53]. Ce chapitre sera consacré à l'étude des deux modèles d'expansion unidimensionnelle d'une plume d'ablation dans le vide.

2.3 Formulation mathématique du problème

L'expansion d'un plasma dans le vide est décrite par les équations de continuité, de mouvement et de conservation de l'énergie. Comme les espèces présentes dans le plasma peuvent être créées par ionisation et détruites par recombinaison (par un processus chimique), l'équation de Saha, décrivant l'équilibre d'ionisation-recombinaison dans un plasma en équilibre thermodynamique local (ETL), est ajoutée aux équations précédentes [54]. 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'expansion par rapport à l'inverse des fréquences de collisions et des temps caractéristiques des espèces présentes.

2.3.1 Equations de base du modèle à un-fluide

Les équations d'Euler de la mécanique des fluides parfaits expriment les lois fondamentales de conservation des grandeurs physiques (masse, énergie, ...), l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique et des hypothèses phénoménologiques sur le comportement du fluide. Le comportement d'un fluide parfait satisfait à des hypothèses très simples : viscosité nulle et pas de transfert de chaleur. Nous supposons aussi, qu'aucun champ extérieur n'est imposé. Dans ces conditions, aucun terme de dissipation n'est présent dans le bilan de masse,

d'impulsion et d'énergie. Alors, les lois de conservation s'expriment par des équations aux dérivées partielles du premier ordre.

En suivant cette approche, nous avons considéré que le plasma produit à la fin de l'impulsion laser, composé d'ions, d'électrons et d'atomes neutres, se comporte comme un seul fluide. Une telle approche n'est valable qu'à partir d'un certain seuil de densité n_0 , pour lequel les collisions se font dans un temps assez court. Cela revient à dire que pendant le temps d'investigation, toutes les espèces ont eu suffisamment de temps pour subir des collisions et avoir une température moyenne commune. Ainsi, pour une densité de masse volumique ρ ayant une vitesse fluide v , les équations d'Euler de l'hydrodynamique (pas d'effets dissipatifs ni de conduction thermique), exprimant la conservation de la densité de masse (ρ), la quantité de mouvement (ρv) et l'énergie totale $\rho (v^2/2 + \varepsilon)$ d'un plasma, pendant son expansion unidimensionnelle (suivant l'axe z) dans le vide, sont données respectivement sous leurs formes conservatives suivantes [55]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v) = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v^2 + P_e) = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} [v (E + P_e)] = 0 \quad (2.4)$$

Les paramètres : P_e , E et ε représentent respectivement : la pression électronique, l'énergie totale et l'énergie interne du plasma.

2.3.2 Equation d'état des gaz parfaits

L'équation d'état est essentielle pour la modélisation hydrodynamique de l'expansion. Lorsqu'un plasma contenant des espèces à faible charge électrique est en équilibre thermodynamique, il peut être régi par l'équation d'état des gaz parfaits, donnant la relation qui relie les grandeurs thermodynamiques locales : densité, pression et température (ρ, P_e, T), à la fraction d'ionisation électronique η_e par la relation [56]

$$P_e = \frac{\rho}{M} k_B T (1 + \eta_e) \quad (2.5)$$

L'énergie interne ε est donnée par [57]

$$\rho\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\rho}{M} k_B T (1 + \eta_e) + \frac{\rho}{M} U_i \eta_i \quad (2.6)$$

Pour un gaz parfait monoatomique, le coefficient d'adiabacité est donné par : $\gamma = c_p/c_v = 5/3$, où c_p et c_v représentent respectivement les capacités calorifiques à pression et à volume constants. U_i est l'énergie d'ionisation au premier ordre et $k_B = 8.617343 \cdot 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$ est la constante de Boltzman. Les fractions d'ionisations électronique et ionique sont données respectivement par : $\eta_e = n_e/n$, $\eta_i = n_i/n$ où $n = \rho/M$. M étant la masse totale de la matière ablatée, elle est donnée par

$$M = \int_{\mathbf{V}} \rho d\mathbf{V} \quad , \quad d\mathbf{V} \text{ étant un élément de volume, } \mathbf{V} \text{ le volume totale du plasma.}$$

Portons maintenant (2.5), (2.6) dans les équations (2.2), (2.3) et (2.4), nous obtenons

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (nv) = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (nv) + \frac{\partial}{\partial z} \left[nv^2 + n \frac{k_B T}{M} (1 + \eta_e) \right] = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[n \left(\frac{v^2}{2} + \frac{3}{2} \frac{k_B T}{M} (1 + \eta_e) + \frac{U_i}{M} \eta_i \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[nv \left(\frac{v^2}{2} + \frac{5}{2} \frac{k_B T}{M} (1 + \eta_e) + \frac{U_i}{M} \eta_i \right) \right] = 0 \quad (2.9)$$

2.3.3 Équilibre thermodynamique local

Les collisions électrons-électrons sont pratiquement toujours suffisamment nombreuses pour que les électrons soient en équilibre entre eux, on peut donc définir une température électronique T_e pour l'ensemble des électrons. De la même façon, les ions sont aussi facilement en équilibre de Maxwell, on détermine alors une température ionique T_i . Par contre, l'équilibre entre électrons, ions et neutres du plasma ainsi que le rayonnement émis lors de la recombinaison radiative des électrons et des ions, est rarement réalisé. Un plasma est en équilibre thermodynamique (ET) si et seulement si les phénomènes collisionnels et les phénomènes radiatifs sont réversibles. Néanmoins, dans le cas de plasmas induits par ablation laser, l'ET n'est jamais atteint à cause du fait qu'une grande partie du rayonnement émis n'est pas réabsorbé par le plasma. Cependant, lorsque la densité électronique de la plume est suffisamment élevée ($n_e \simeq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), les phénomènes collisionnels (ionisation

collisionnelle-recombinaison à trois corps) deviennent prépondérants devant les processus radiatifs (photoionisation-recombinaison radiative) [58]. On peut alors supposer que l'équilibre thermodynamique est établi localement en chaque point du plasma. Une approche consiste à diviser le plasma en plusieurs régions au sein desquelles un équilibre thermodynamique est atteint, c'est le concept d'équilibre thermodynamique local (ETL). Le système unique initial est remplacé par un ensemble de sous-systèmes caractérisés par une densité et une température locale, commune aux différentes espèces constituant le plasma (Fig. 2.2).

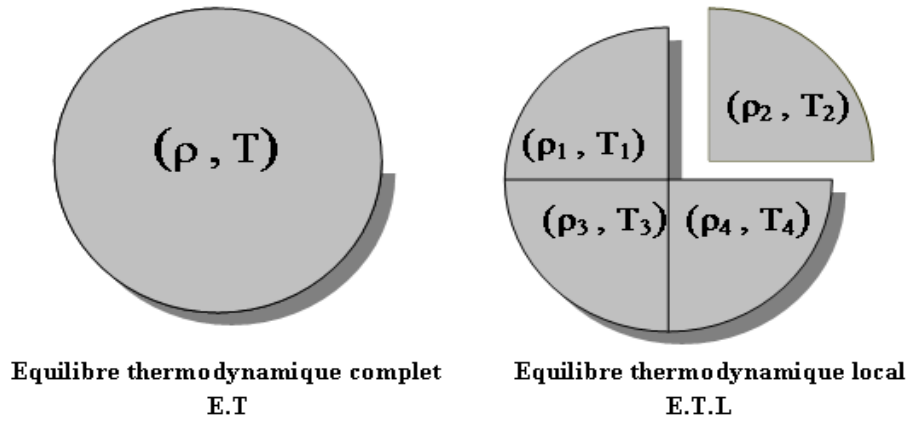
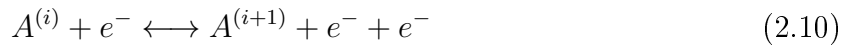


Figure 2.2 – Représentation schématique du concept d'équilibre thermodynamique local [59].

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 [60]

$$\frac{\eta_e \eta_i}{\eta_0} = \frac{2 U_+}{n U_0} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{U_i}{k_B T} \right) \quad (2.11)$$

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

2.3.4 Condition de quasi-neutralité

Le plasma produit est électriquement neutre au niveau macroscopique et se comporte comme un fluide conducteur. Les électrons oscillent naturellement à la fréquence du plasma donnée par [25]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{M}} \quad , \quad e \text{ étant la charge de l'électron.}$$

L'équation de conservation de la charge est donnée par :

$$Z_i n_i = n_e$$

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

$$\eta_e = \eta_i \tag{2.12}$$

2.3.5 Conservation de la matière

L'équation de conservation de la matière est donnée par :

$$Z_i \eta_i + \eta_0 = 1$$

On peut alors écrire

$$\eta_0 = 1 - \eta_i \tag{2.13}$$

Posons $\eta_i = \eta$, donc l'équation (2.11) devient

$$\frac{\eta^2}{1 - \eta} = \frac{2 U_+}{n U_0} \left(\frac{2\pi m_e T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{U_i}{T}\right) \tag{2.14}$$

En remplaçant (2.12) dans les équations (2.8) et (2.9), l'expansion de la plume d'ablation peut être décrite par les équations suivantes

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (nv) = 0 \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (nv) + \frac{\partial}{\partial z} \left[nv^2 + n \frac{T}{M} (1 + \eta) \right] = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[n \left(\frac{v^2}{2} + \frac{3T}{2M} (1 + \eta) + \frac{U_i}{M} \eta \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[nv \left(\frac{v^2}{2} + \frac{5T}{2M} (1 + \eta) + \frac{U_i}{M} \eta \right) \right] = 0 \quad (2.17)$$

Précisons que la variable T , contenue dans les équations (2.14), (2.15), (2.16) et (2.17) a les dimensions d'une énergie thermique, c'est-à-dire qu'elle est du même d'ordre de grandeur que $k_B T$ donnée en eV .

2.4 Formulation self-similaire du problème

La résolution de l'ensemble des équations (système d'équations **I** : 2.14, 2.15, 2.16, 2.17) est très difficile ou impossible à obtenir dans l'espace réel (\mathbf{z}, \mathbf{t}) . Résoudre des équations aux dérivées partielles (équations fluides) 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 (autosimilaires) [44].

Les transformations autosimilaires permettent d'obtenir, à partir d'un système d'équations aux dérivées partielles non linéaires (EDP), un système d'équations ordinaires (ODE) [61]. Les solutions ainsi obtenues ne sont que des solutions aux limites qui donnent des informations sur le comportement asymptotique du phénomène physique. Elles reflètent l'absence d'une grandeur de temps caractéristique [62]. Lorsqu'une équation est la combinaison du rapport \mathbf{z}/\mathbf{t} seulement, toutes les grandeurs qui dépendent de \mathbf{z} varient en fonction du temps mais leur profil reste le même. Les courbes ainsi obtenues ressemblent à des images figées par rapport au temps. Un tel mouvement où la variable reste similaire à elle même quand le temps change est dit self-similaire [63].

Les solutions self-similaires existent lorsque les grandeurs initiales ne possèdent pas de longueur ou de temps caractéristiques. Cette caractéristique découle des propriétés de l'al-

gèbre de Lie [64]. Le groupe de Lie est un cas particulier des groupes ayant des éléments dépendant d'un paramètre qui s'exprime à l'aide d'une fonction différentielle.

2.4.1 Variable self-similaire

Suivant le raisonnement de Sack et Schamel [63], dans le cas le plus simple d'expansion unidimensionnelle d'un gaz parfait dans le vide, les équations hydrodynamiques régissant la dynamique de l'expansion sont représentées par l'équation de continuité et l'équation de mouvement suivantes

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(nv) = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(nv) + \frac{\partial}{\partial z}\left(nv^2 + \frac{P}{M}\right) = 0 \quad (2.19)$$

Les variables (\mathbf{z}, \mathbf{t}) interviennent dans les équations (2.18, 2.19) uniquement par le biais de leurs dérivées. Une translation spatio-temporelle $(\mathbf{z}' = \mathbf{z} + \mathbf{z}_o, \quad \mathbf{t}' = \mathbf{t} + \mathbf{t}_o)$ ne changent pas la forme des équations. Seul le temps, la distance et la pression sont des variables fondamentales, les autres sont des combinaisons de ces trois paramètres. Le système admet alors trois transformations indépendantes. Posons la transformation de groupe [65]

$$G : \begin{cases} \tilde{t} = a^{\alpha_1} t, & \tilde{z} = a^{\alpha_2} z \\ \tilde{n} = a^{\beta_1} n, & \tilde{v} = a^{\beta_2} v \end{cases} \quad (2.20)$$

où a est une constante positive. $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ et β_2 sont des paramètres à déterminer pour que la transformation soit absolument invariante et vérifie la propriété pour toute fonction F dépendant de y ,

$$F(y) = f(a)F(\tilde{y}) \quad (2.21)$$

où $f(a)$ est une fonction du paramètre a . En appliquant ces nouvelles variables aux équations (2.18) et (2.19), et en remplaçant P par nT , nous obtenons pour un choix de $f(a) = 1$

$$a^{\alpha_1 - \beta_1} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \tilde{t}} + a^{\alpha_2 - \beta_1 - \beta_2} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}}(\tilde{n}\tilde{v}) = 0 \quad (2.22)$$

$$a^{\alpha_1 - \beta_1 - \beta_2} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{t}} + a^{\alpha_1 - \beta_1 - \beta_2} \frac{\tilde{v}}{\tilde{n}} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \tilde{t}} + a^{\alpha_2 - \beta_1 - 2\beta_2} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}}(\tilde{v}\tilde{v}) + \frac{a^{\alpha_2 - \beta_1}}{\tilde{n}} \left(a^{-2\beta_2} \tilde{v}^2 + \frac{T}{M} \right) \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (2.23)$$

Ces équations conservent leur forme si et seulement si $\alpha_1 = \alpha_2$, $\beta_2 = \beta_1 = 0$. Dans ce cas, nous obtenons la variable self-similaire ξ , donnée par

$$\xi(z, t) = \frac{z}{t} = \frac{\tilde{z}}{\tilde{t}} \quad (2.24)$$

Pour écrire les équations (2.18) et (2.19) avec des grandeurs sans dimensions, on pose

$$v = b\tilde{V} \quad , \quad \xi = \frac{z}{bt} \implies \frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\xi}{t} \frac{\partial}{\partial \xi} \quad , \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{bt} \frac{\partial}{\partial \xi}$$

$$\text{et} \quad \begin{cases} n = n_0\tilde{N} \longrightarrow \text{modèle d'expansion sans diffusion.} \\ n = n_0\tilde{N}/\alpha t \longrightarrow \text{modèle d'expansion avec diffusion.} \end{cases}$$

où b et α sont des constantes. On trouve finalement les équations sans dimensions

– **Modèle sans diffusion**

$$(\tilde{V} - \xi) \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \xi} + \tilde{N} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \xi} = 0$$

$$(\tilde{V} - \xi) \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \xi} + \frac{k_B T}{Mb^2} \frac{1}{\tilde{N}} \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \xi} = 0$$

– **Modèle avec diffusion**

$$(\tilde{V} - \xi) \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \xi} + \tilde{N} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \xi} - \tilde{N} = 0$$

$$(\tilde{V} - \xi) \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \xi} + \frac{k_B T}{Mb^2} \frac{1}{\tilde{N}} \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \xi} = 0$$

b ayant la dimension d'une vitesse, on peut aisément choisir $b^2 = k_B T/M$ qui représente le carré d'une vitesse acoustique. La constante α est choisie égale à ω_p .

2.4.2 Forme adimensionnelle des équations

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 [63]. En effet ceci est justifié quand la condition de quasi-neutralité de la charge du milieu est vérifiée. La longueur de Debye donnée par

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_0 e^2}} \quad (2.25)$$

perd son importance comme longueur caractéristique du plasma. La transformation self-similaire permet de réécrire les conditions initiales et les équations régissant l'expansion adiabatique sans grandeurs caractéristiques [25]. Les solutions self-similaires ainsi obtenues après résolution numérique, décrivent le comportement asymptotique d'un problème libre. En général, on s'arrange à ce que les dimensions de l'enceinte de confinement soit suffisamment larges pour que l'expansion se termine avant d'atteindre les limites du système, comme d'ailleurs c'est le cas dans les plasmas naturels ou de laboratoire [66]. La variable self-similaire ξ prend, dans un repère espace-temps (\mathbf{z}, \mathbf{t}) la forme suivante

$$\xi = \frac{z}{c_s t} \quad (2.26)$$

ou $c_s = \sqrt{\gamma P/\rho} = \sqrt{\gamma k_B T/M}$, et elle est égale à $\sqrt{5T/3M}$ pour un gaz parfait monoatomique ($\gamma = 5/3$).

Pour trouver des solutions self-similaires pour le système d'équations **I**, nous avons suivi la procédure de calcul décrite dans la section précédente. En introduisant les normalisations

$$v(z, t) = c_s V(\xi) \quad \text{et} \quad \begin{cases} n(z, t) = n_0 N(\xi) \longrightarrow \text{modèle sans diffusion} \\ n(z, t) = n_0 N(\xi)/\omega_p t \longrightarrow \text{modèle avec diffusion} \end{cases} \quad (2.27)$$

on déduit, après quelques manipulations mathématiques, que le système d'équations **I** admet une solution self-similaire si et seulement si, la température et l'énergie d'ionisation U_i sont normalisées de la manière suivante

$$\begin{cases} T(z, t) = M c_s^2 \tilde{T} \\ U_i(z, t) = M c_s^2 \tilde{U}_i \end{cases} \quad (2.28)$$

Nous obtenons finalement les deux systèmes d'équations différentielles ordinaires : **II** (2.29, 2.30, 2.31, 2.32) et **III** (2.33, 2.34, 2.35, 2.32), régissant l'expansion unidimensionnelle (avec/sans diffusion) d'une plume d'ablation dans le vide.

2.4.2.1 Modèle d'expansion sans diffusion

Les équations sans dimensions sont écrites sous la forme [67]

$$\frac{(V - \xi)}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \xi} = 0 \quad (2.29)$$

$$\frac{\tilde{T}}{N}(1+\eta)\frac{\partial N}{\partial \xi} + (V-\xi)\frac{\partial V}{\partial \xi} + (1+\eta)\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \tilde{T}\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0 \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} & \left[(V-\xi) + \frac{1}{V} \left(\frac{5}{2}\tilde{T}(1+\eta) + \tilde{U}_i\eta \right) \right] \frac{\partial V}{\partial \xi} + \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) (1+\eta)\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T} \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \right] \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T}(1+\eta) + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i\eta \right] \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} = 0 \end{aligned} \quad (2.31)$$

$$\frac{\eta}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} - \frac{\eta}{\tilde{T}} \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \frac{2-\eta}{1-\eta} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0 \quad (2.32)$$

2.4.2.2 Modèle d'expansion avec diffusion

Les équations sans dimensions sont écrites sous la forme [68]

$$\frac{(V-\xi)}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 \quad (2.33)$$

$$\frac{\tilde{T}}{N}(1+\eta)\frac{\partial N}{\partial \xi} + (V-\xi)\frac{\partial V}{\partial \xi} + (1+\eta)\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \tilde{T}\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0 \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} & \left[(V-\xi) + \frac{1}{V} \left(\frac{5}{2}\tilde{T}(1+\eta) + \tilde{U}_i\eta \right) \right] \frac{\partial V}{\partial \xi} + \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) (1+\eta)\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T} \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \right] \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T}(1+\eta) + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i\eta \right] \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ & = \frac{1}{V} \left[\frac{3\tilde{T}}{2}(1+\eta) + \tilde{U}_i\eta \right] \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$\frac{\eta}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} - \frac{\eta}{\tilde{T}} \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \frac{2-\eta}{1-\eta} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = -\frac{\eta}{\xi} \quad (2.36)$$

Nous tenons à préciser que le mot "*diffusion*" n'implique pas forcément la présence de termes de diffusion dans les équations de mouvement. Cette terminologie est empruntée dans le seul but de distinguer entre les deux cas d'expansion. Mais ceci n'empêche pas que cette même transformation self-similaire (avec diffusion) est utilisée par beaucoup d'auteurs pour décrire justement la diffusion des particules chargées dans un plasma en expansion à travers des modèles mathématiques très complexes [69].

Chapitre 3

Sur les solutions self-similaires de l'expansion unidimensionnelle

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les équations régissant le phénomène d'expansion adiabatique d'un plasma dans le vide, sont des équations aux dérivées partielles (EDP) du premier ordre, dont la résolution analytique, dans l'espace réel (z, t) , n'est pas facile voir même impossible pour certains cas plus généraux. Mais une solution asymptotique (self-similaire) peut être possible en transformant ces équations différentielles en un système d'équations algébriques linéaires (ODE) par le formalisme self-similaire. On s'intéresse dans ce chapitre au problème de Cauchy en mécanique des fluides, c'est-à-dire à la description mathématique de l'évolution d'un fluide (plasma) dont on est supposé connaître les propriétés thermodynamiques (densité et température) et cinétique (vitesse) au temps $t = 0$.

3.1 Modèle unidimensionnel de l'expansion

Le problème de l'expansion a été largement étudié par différentes approches analytiques ou numériques. Les profils des grandeurs macroscopiques régissant l'expansion d'un gaz ou d'un plasma sont très bien connus de nos jours. Il est aussi communément admis, depuis les premiers travaux de Gurevich [44] que, lors de l'expansion d'un gaz ou d'un plasma dans une enceinte sous vide, une onde raréactive se propage dans le sens opposé à l'expansion, causant la décroissance de la densité jusqu'à ce qu'elle perde complètement son sens (la densité étant très faible pour pouvoir parler d'un gaz ou d'un plasma). A cet instant, on suppose que la densité tend vers zéro.

L'expansion d'un gaz (vapeur métallique) est régie par l'inhomogénéité de sa pression avec celle du milieu extérieur (vide). Un tel phénomène se transpose à un plasma pour lequel la pression dominante est celle des particules les plus chaudes, les électrons (Eq. 2.5). Dans un plasma quasi-neutre disposant initialement d'électrons chauds tendent à s'échapper de leur volume initial créant ainsi une séparation de charges. Le champ électrique associé tire les ions dans la même direction que l'expansion thermique des électrons. C'est à travers ce modèle simple que s'élaborent les différentes théories d'expansion de plasma. On comprend aisément qu'au sein de la détente, l'énergie qu'acquière les ions pendant leur accélération provient nécessairement de l'énergie thermique des électrons. L'expansion sera d'autant plus rapide (ou l'accélération d'autant plus efficace) que la température initiale des électrons sera plus importante. Durant l'expansion adiabatique unidimensionnelle d'une plume d'ablation dans le vide, l'énergie cinétique est transportée essentiellement par les ions qui leur a été transférée par les électrons à travers les collisions coulombiennes. Les ions, ayant subi des diffusions après collisions (ou pas), localisés au front du plasma acquièrent la plus grande énergie durant l'accélération hydrodynamique.

Notre contribution dans ce travail, consiste essentiellement à comparer les solutions self-similaires (asymptotiques) des deux systèmes d'équations **II** (Section 2.4.2.1) et **III** (Section 2.4.2.2) régissant les deux modèles d'expansion du plasma dans le vide. La raison principale qui a motivé cette étude est que, d'un point de vue mathématique, les deux changements de variables self-similaires destinés à adimensionner la densité de la plume d'ablation sont tous les deux faisables. Mais d'un point de vue physique, il n'y a que celui qui garantit une décroissance de la densité qui peut être accepté.

3.2 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. La table (3.1) montre une évolution caractéristique des ordres de grandeur des densités électroniques n_e et de la température électronique T_e d'une plume d'ablation laser à une distance d'environ 1 à 2 *mm* d'une cible métallique irradiée par un faisceau laser émettant dans l'UV.

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

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)*[70].

Le nombre d'atomes ablatés est typiquement de 10^6 particules par chaque tirs. Les ordres de grandeur pour les vitesses des différentes espèces sont : $v_e = 10^7 cm.s^{-1}$ pour les électrons, $v_i = 10^6 cm.s^{-1}$ pour les ions et $v_n = 10^5 cm.s^{-1}$ pour les neutres. La vitesse de la vapeur ablatée est estimée à $v_{vap} = 10^6 cm.s^{-1}$. L'existence d'électrons très rapides a été mise en évidence lors des observations de spectroscopie d'émission [70].

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 Techniques Avancées* CDTA) [68]. A la fin du pulse laser, la plume d'ablation est supposée occuper la moitié de l'espace $\mathbf{z} < 0$. Elle est caractérisée par une densité de particules initiale $n_0 = 10^{19} cm^{-3}$ et une température égale à la température de vaporisation $T_v = 3562 K$. N'ayant plus aucun apport d'énergie, la quantité de matière arrachée acquiert une vitesse moyenne initiale v_0 , approximativement égale à la vitesse acoustique c_s . Compte tenu de toutes ces données, les valeurs initiales $\{N_0, V_0, \tilde{T}_0\}$ des variables sans dimensions $\{N(\xi), V(\xi), \tilde{T}(\xi)\}$, valables pour les deux modèles d'expansion (avec et sans diffusion), sont données pour chacun des cas d'expansion (à chaque cas correspond un temps initial $t = t_0$ bien approprié) :

– Expansion de la vapeur métallique :

$$\text{à } t_0 \geq 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} V_0 = V(\xi_0) = 1 \\ N_0 = N(\xi_0) = 1 \\ \tilde{T}_0 = \tilde{T}(\xi_0) = 2 \end{array} \right. \quad (3.1)$$

- Expansion de la plume d'ablation : Quand la température croît, la vapeur se transforme en plasma.

$$\text{à } 0 < t_0 < 100 \text{ ns} \quad \begin{cases} V_0 = V(\xi_0) = 1 \\ N_0 = N(\xi_0) = 1 \\ \tilde{T}_0 = \tilde{T}(\xi_0) = 3 \end{cases} \quad (3.2)$$

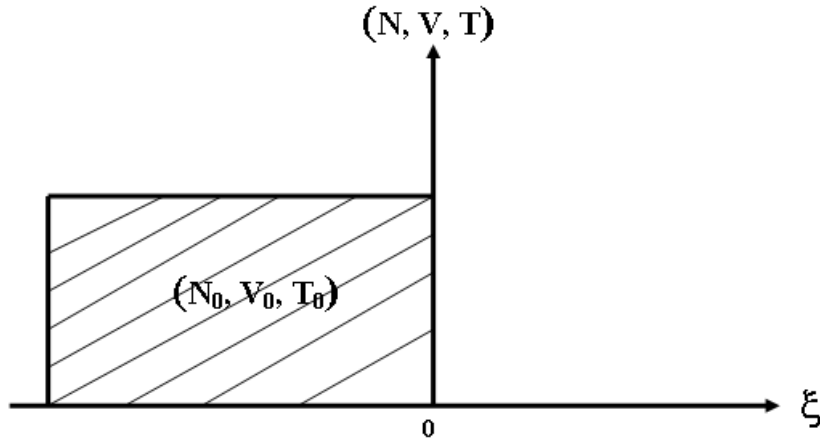


Figure 3.1 – Position spatiale des densités, vitesses et températures initiales.

3.3 Expansion de la vapeur

Pour une irradianance du flux laser allant de 10^5 W/cm^2 à $10^7\text{-}10^8 \text{ W/cm}^2$, il est possible d'évaporer la matière sans produire de plasma. Dans ce cas, la majorité des particules de la matière évaporée sont des atomes neutres dans l'état fondamental.

I. Modèle d'expansion sans diffusion :

En faisant tendre $\eta \mapsto 0$ et en posant $\tilde{U}_i = 0$ dans les équations (2.29), (2.30), (2.31) et (2.32) on retombe sur les équations du modèle sans diffusion régissant l'expansion adiabatique de la vapeur métallique dans le vide. Elles sont données par

$$\frac{(V - \xi)}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \xi} = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\tilde{T}}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + (V - \xi) \frac{\partial V}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = 0 \quad (3.4)$$

$$\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V}\right) \frac{\tilde{T}}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \left(V - \xi + \frac{5\tilde{T}}{2V}\right) \frac{\partial V}{\partial \xi} + \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V}\right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = 0 \quad (3.5)$$

Ces équations peuvent être réécrites sous la forme matricielle suivante

$$H\vec{Y} = \vec{0} \quad (3.6)$$

$$H = \begin{pmatrix} \phi_1 & \mu_1 & \chi_1 \\ \phi_2 & \mu_2 & \chi_2 \\ \phi_3 & \mu_3 & \chi_3 \end{pmatrix}, \quad \vec{Y} = \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \end{bmatrix}, \quad \vec{0} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\text{ou } \begin{cases} \phi_1 = \frac{V-\xi}{N} \\ \phi_2 = \frac{\tilde{T}}{N} \\ \phi_3 = \frac{\tilde{T}}{N} \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V}\right) \end{cases}, \quad \begin{cases} \mu_1 = 1 \\ \mu_2 = V - \xi \\ \mu_3 = V - \xi + \frac{5\tilde{T}}{2V} \end{cases}, \quad \begin{cases} \chi_1 = 0 \\ \chi_2 = 1 \\ \chi_3 = \frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \end{cases}$$

Pour que le système vectoriel (3.6) ait une solution non triviale, il faudrait que le déterminant

$$\det H = \phi_1 (\mu_2 \chi_3 - \mu_3 \chi_2) - \mu_1 (\phi_2 \chi_3 - \phi_3 \chi_2)$$

soit égal à zéro. Donc,

$$\frac{V - \xi}{N} \left[(V - \xi) \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V}\right) - \left(V - \xi + \frac{5\tilde{T}}{2V}\right) \right] - \left[\frac{\tilde{T}}{N} \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V}\right) - \frac{\tilde{T}}{N} \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V}\right) \right] = 0$$

La résolution de cette équation donne deux solutions pour la vitesse, elles sont données par

$$V - \xi = \pm \sqrt{\frac{5\tilde{T}}{3}} \quad (3.7)$$

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

$$V - \xi = \sqrt{\frac{5\tilde{T}}{3}} \quad (3.8)$$

la dérivée de (3.8) est donnée

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{3\tilde{T}}} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \quad (3.9)$$

Portons (3.9) dans (3.3) et (3.4), nous obtenons

$$\frac{\partial N}{\partial \xi} = \frac{1}{\delta} (\mu_2 \chi_4 - \chi_5) \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = \frac{1}{\delta} (\phi_2 - \mu_2 \phi_1) \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = \frac{\chi_4}{\delta} (\phi_2 - \mu_2 \phi_1) \quad (3.12)$$

$$\delta = \phi_1 \chi_5 - \phi_2 \chi_4 \quad , \quad \begin{cases} \chi_4 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{3\tilde{T}}} \\ \chi_5 = 1 + \mu_2 \chi_4 \end{cases}$$

I.1. Méthode de résolution numérique :

L'intégration numérique des équations (3.10), (3.11) et (3.12) est effectuée par la méthode Runge Kutta d'ordre 4 (RK-4) [71]. Cette dernière est explicitée en considérant le problème aux conditions initiales (problème de Cauchy) suivant

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

$$\text{Où } t = \xi \quad , \quad y' = \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \end{bmatrix} \quad , \quad f(\xi, y(\xi)) = \begin{pmatrix} \frac{1}{\delta} (\mu_2 \chi_4 - \chi_5) \\ \frac{\chi_4}{\delta} (\phi_2 - \mu_2 \phi_1) \\ \frac{1}{\delta} (\phi_2 - \mu_2 \phi_1) \end{pmatrix} \quad , \quad y_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 2 \end{bmatrix}$$

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

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k_1 = h_0 f(t_n, y_n) \\ k_2 = h_0 f(t_n + \frac{h_0}{2}, y_n + \frac{k_1}{2}) \\ k_3 = h_0 f(t_n + \frac{h_0}{2}, y_n + \frac{k_2}{2}) \\ k_4 = h_0 f(t_n + h_0, y_n + k_3) \end{cases} \quad (3.13)$$

où h_0 est le pas de d'itération et $(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)/6$ représente la pente. La valeur (y_{n+1}) est approchée par la somme de la valeur (y_n) et du produit de la taille de l'intervalle h_0

par la pente estimée. L'erreur commise est de l'ordre de h_0^5 . Il est important de noter que la méthode RK-4 est caractérisée par une bonne précision pour un temps de calcul assez réduit. Cependant, elle peut bien générer des instabilités numériques qu'il faut déceler. Un compromis entre convergence et précision est à rechercher [66].

I.2. Résultats et discussion :

La résolution numérique des équations (3.10), (3.11) et (3.12) nous a permis de représenter sur les figures (Fig 3.2), (Fig 3.3), (Fig 3.4) l'évolution des profils de la densité, température et vitesse normalisées en fonction de la variable self-similaire. Ces dernières reproduisent exactement des profils d'expansion bien connus. L'expansion se termine lorsque $n \sim 0$. L'expansion se termine pour $\xi \sim 6.27$ avec une vitesse qui augmente quasi-linéairement comme conséquence de la pression thermique exercée à la source.

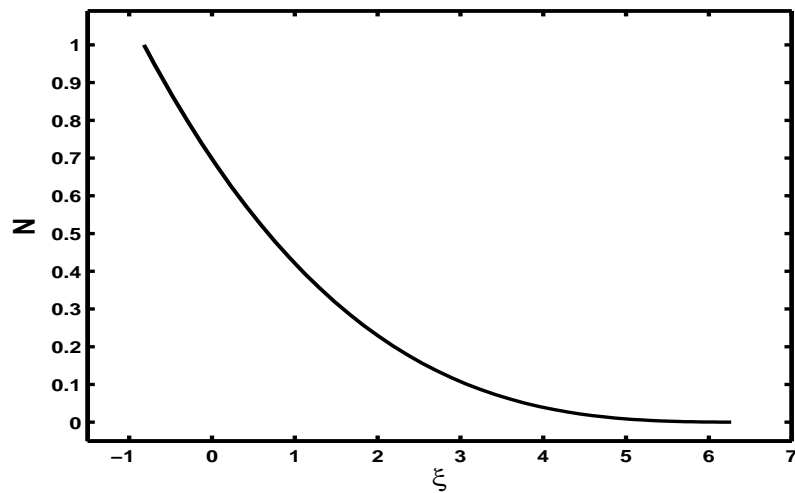


Figure 3.2 – Profil de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix imposé du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [-0.82, 6.27]$.

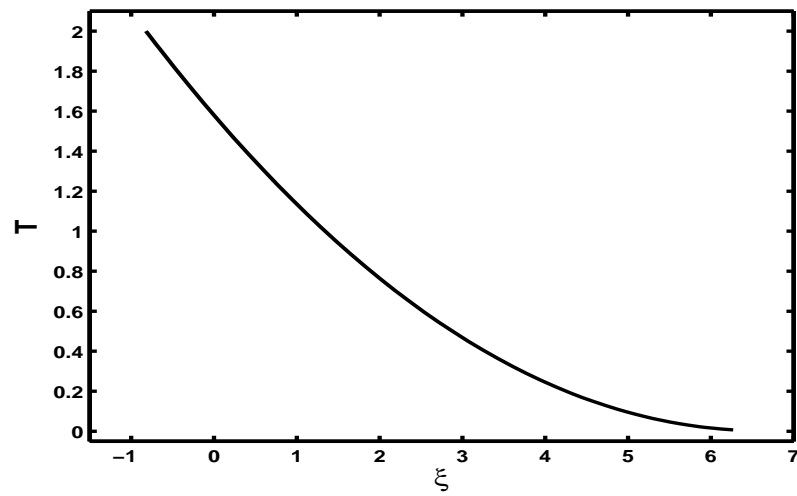


Figure 3.3 – Profil de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix imposé du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [-0.82, 6.27]$.

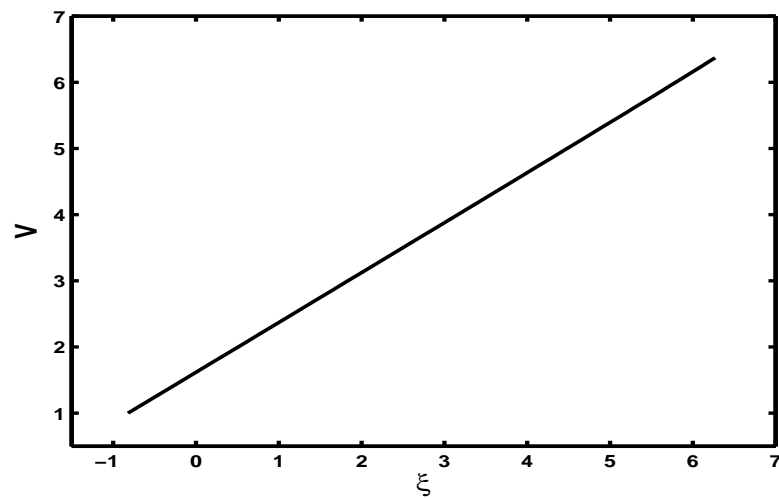


Figure 3.4 – Profil de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix imposé du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [-0.82, 6.27]$.

II. Modèle d'expansion avec diffusion :

Les équations régissant le modèle d'expansion sans diffusion de la vapeur métallique sont obtenues en faisant tendre η vers zéro dans les équations (2.33), (2.34), (2.35) et (2.36). Elles sont données par

$$\frac{(V - \xi)}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 \quad (3.14)$$

$$(V - \xi) \frac{\partial V}{\partial \xi} + \frac{\tilde{T}}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = 0 \quad (3.15)$$

$$\frac{\tilde{T}}{N} \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \frac{\partial N}{\partial \xi} + \left(V - \xi + \frac{5\tilde{T}}{2V} \right) \frac{\partial V}{\partial \xi} + \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = \frac{3\tilde{T}}{2V} \quad (3.16)$$

La résolution de ce système d'équations nous donne enfin

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta_0^*} (K_0^* Q_0^* - Z_0^* R_0^*) \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta_0^*} (S_0^* Z_0^* - J_0^* K_0^*) \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial N}{\partial \xi} = \frac{N}{V - \xi} \left[1 + \frac{1}{\Delta_0^*} (K_0^* Q_0^* - Z_0^* R_0^*) \right] \quad (3.19)$$

Avec

$$\Delta_0^* = S_0^* Q_0^* - J_0^* R_0^*$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_0^* = V - \xi - \frac{\tilde{T}}{V - \xi} \\ R_0^* = 1 \\ K_0^* = -\frac{\tilde{T}}{V - \xi} \end{array} \right. , \quad \left\{ \begin{array}{l} J_0^* = V - \xi + \frac{5\tilde{T}}{2V} - \frac{\tilde{T}}{V - \xi} \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \\ Q_0^* = \frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \\ Z_0^* = \frac{3\tilde{T}}{2V} - \frac{\tilde{T}}{V - \xi} \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \end{array} \right.$$

II.1. Résultats et discussion :

Pour résoudre numériquement les équations (3.17), (3.18) et (3.19) régissant le modèle de détente avec diffusion de la vapeur métallique dans le vide, nous avons fait appel à la méthode RK-4. Le problème aux conditions initiales à résoudre est défini par

$$y' = \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \end{bmatrix} , \quad f(\xi, y(\xi)) = \begin{pmatrix} \frac{N}{V - \xi} \left[1 + \frac{1}{\Delta_0^*} (K_0^* Q_0^* - Z_0^* R_0^*) \right] \\ \frac{1}{\Delta_0^*} (K_0^* Q_0^* - Z_0^* R_0^*) \\ \frac{1}{\Delta_0^*} (S_0^* Z_0^* - J_0^* K_0^*) \end{pmatrix} , \quad y_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 2 \end{bmatrix}$$

En regardant les profils des figures (3.5), (3.7) et (3.6), on peut remarquer deux choses : d'abord l'expansion se termine beaucoup plus tôt par rapport au cas de l'expansion sans diffusion d'une vapeur métallique ($\xi \sim 1.11$), en plus de la concavité observée dans le profil de la densité normalisée (Fig. 3.5). Cette dernière est associée à l'augmentation de la densité. Étant donné qu'il s'agit bien d'une vapeur métallique, où l'ionisation n'a aucune contribution ($\eta = 0$), on peut à priori, dire que la transformation sans diffusion est bien appropriée pour étudier l'expansion de la vapeur. Le profil de la vitesse normalisée montre pratiquement la même croissance linéaire (Fig. 3.7).

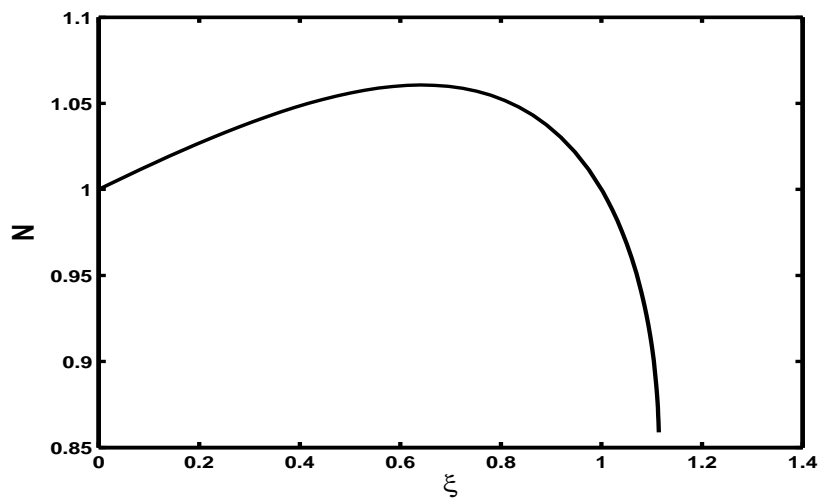


Figure 3.5 – Profil de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix arbitraire du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [0, 1.11]$.

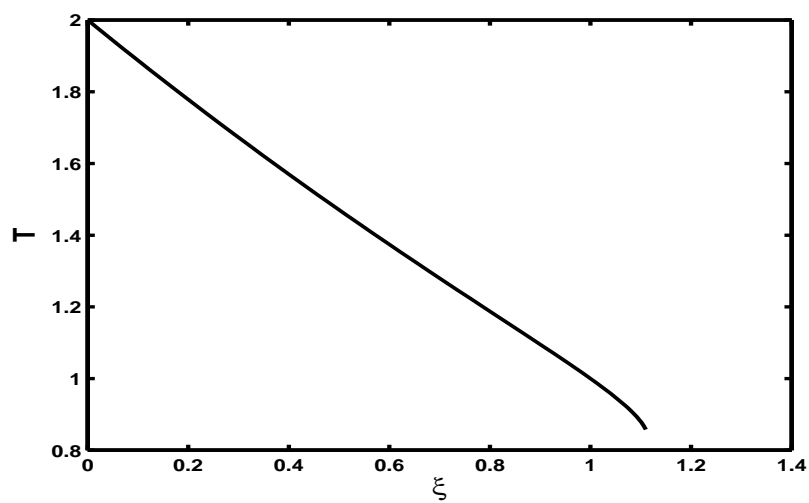


Figure 3.6 – Profil de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix arbitraire du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [0, 1.11]$.

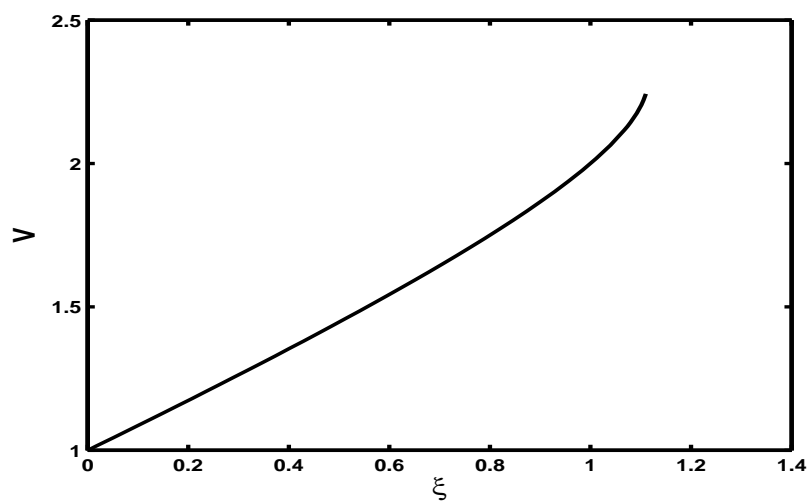


Figure 3.7 – Profil de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix arbitraire du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [0, 1.11]$.

3.4 Expansion de la plume d'ablation

Lorsque l'irradiance du flux laser est supérieure à 10^7 - 10^8 W/cm^2 , la température croît et la vapeur se transforme progressivement en plasma. A la fin de l'impulsion, la longueur de la plume est typiquement plus courte que les dimensions de la surface irradiée. Le gradient de pression est donc plus élevé dans la direction normale à la surface de la cible. Ainsi, l'expansion peut être vue comme unidimensionnelle.

S'il est vrai qu'au début, l'expansion est essentiellement conduite par cette pression, il est aussi vrai que le champ électrostatique peut jouer un rôle important. D'ailleurs, c'est justement la présence de ce même champ, dû essentiellement à l'existence de particules chargées qui rend l'expansion d'un plasma si différente de celle d'une vapeur. Néanmoins, lorsque la séparation de charge n'est pas importante (quasi-neutralité de charge du milieu), un modèle à un-fluide est utilisé et la contribution de ce champ peut être alors négligée. Notons que cette approximation ne peut être valable qu'aux premiers instants de l'expansion. D'ailleurs l'objet du présent travail est de trouver la limite de validité de l'approche hydrodynamique (modèle à un-fluide), en d'autres termes, trouver le domaine de la variable self-similaire pour lequel la condition de quasi-neutralité reste vérifiée.

3.4.1 Modèle d'expansion sans diffusion

Le modèle d'expansion sans diffusion d'une plume dans le vide est décrit par les équations sans dimensions (2.29), (2.30), (2.31) et (2.32), qu'on peut réécrire sous la forme vectorielle suivante

$$G\vec{X} = \vec{0} \tag{3.20}$$

$$G = \begin{pmatrix} \theta_1 & \theta_2 & \theta_3 & \theta_4 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 & \lambda_4 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 & \gamma_4 \\ \delta_1 & \delta_2 & \delta_3 & \delta_4 \end{pmatrix}, \quad \vec{X} = \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \end{bmatrix}, \quad \vec{0} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

avec

$$\begin{cases} \theta_1 = \frac{V-\xi}{N} \\ \theta_2 = 1 \\ \theta_3 = 0 \\ \theta_4 = 0 \end{cases}, \quad \begin{cases} \lambda_1 = \frac{\tilde{T}}{N}(1+\eta) \\ \lambda_2 = V - \xi \\ \lambda_3 = 1 + \eta \\ \lambda_4 = \tilde{T} \end{cases}, \quad \begin{cases} \delta_1 = \frac{\eta}{N} \\ \delta_2 = 0 \\ \delta_3 = -\frac{\eta}{T} \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{T} \right) \\ \delta_4 = \frac{2-\eta}{1-\eta} \end{cases}$$

$$\text{et } \begin{cases} \gamma_1 = \frac{1}{N} \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T}(1 + \eta) + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \eta \right] \\ \gamma_2 = V - \xi + \frac{1}{V} \left[\frac{5}{2} \tilde{T}(1 + \eta) + \tilde{U}_i \eta \right] \\ \gamma_3 = \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) (1 + \eta) \\ \gamma_4 = \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T} + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \end{cases}$$

Le système vectoriel (3.20) admet des solutions non triviales, si et seulement si :

$$\det G = \theta_1 \det \begin{pmatrix} \lambda_2 & \lambda_3 & \lambda_4 \\ \gamma_2 & \gamma_3 & \gamma_4 \\ \delta_2 & \delta_3 & \delta_4 \end{pmatrix} - \theta_2 \det \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_3 & \lambda_4 \\ \gamma_1 & \gamma_3 & \gamma_4 \\ \delta_1 & \delta_3 & \delta_4 \end{pmatrix}$$

est égale à zéro. Donc,

$$A(V - \xi)^2 - B = 0 \quad , \quad \begin{cases} B = \left(\frac{5}{2} \tilde{T}(1 + \eta) + \tilde{U}_i \eta \right) \left[(1 + \eta) \frac{2-\eta}{1-\eta} + \eta \left(\frac{3}{2} + \frac{U_i}{T} \right) \right] \\ + U_i \eta \left[\eta - (1 + \eta) \frac{2-\eta}{1-\eta} + \left(\frac{5}{2} + \frac{U_i}{T} \right) \right] \\ A = \frac{3}{2} (1 + \eta) \frac{2-\eta}{1-\eta} + \eta \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{T} \right)^2 \end{cases} \quad (3.21)$$

On voit que si on fait tendre $\eta \mapsto 0$, on retombe sur le résultat (3.7), ce qui prouve que le déroulement des calculs menés jusqu'ici n'est pas entaché d'erreurs. C'est une façon de vérifier nos calculs avant d'entamer l'investigation numérique. D'après (3.21), le système (3.20) admet deux solutions

$$V - \xi = \pm \sqrt{\frac{B}{A}} \quad (3.22)$$

Lorsque la densité de puissance est suffisante pour vaporiser une couche de la surface du matériau cible, et créer une plume d'ablation, le vide comprimé par l'éjection de matière provenant de la zone irradiée provoque la formation d'une onde de raréfaction (solution ayant un signe négatif), cette dernière se propage en sens inverse du faisceau laser [72]. La solution physique donnant l'expression de la vitesse normalisée $V(\xi)$ en fonction de la variable self-similaire ξ est donnée

$$V - \xi = \sqrt{\frac{B}{A}} \quad (3.23)$$

En dérivant maintenant la vitesse normalisée (Eq. 3.23) par rapport à ξ , on trouve

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{AB}} \left[\frac{\partial B}{\partial \xi} - \frac{B}{A} \frac{\partial A}{\partial \xi} \right] \quad (3.24)$$

Sachant que

$$\frac{\partial A}{\partial \xi} = A_1 \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + A_2 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \quad , \quad \begin{cases} A_1 = \frac{3}{2} \left[\frac{2-\eta}{1-\eta} + \frac{1+\eta}{1-\eta} \left(\frac{2-\eta}{1-\eta} - 1 \right) \right] + \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right)^2 \\ A_2 = -2\eta \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}^2} \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \end{cases} \quad (3.25)$$

et

$$\frac{\partial B}{\partial \xi} = B_1 \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + B_2 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \quad (3.26)$$

avec

$$\begin{aligned} B_1 = & \left(\frac{5}{2} \tilde{T} + \tilde{U}_i \right) \left[(1+\eta) \frac{2-\eta}{1-\eta} + \eta \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \right] + \left(\frac{5}{2} \tilde{T} (1+\eta) + \tilde{U}_i \eta \right) \left[\frac{2-\eta}{1-\eta} + \frac{1+\eta}{1-\eta} \times \right. \\ & \left. \left(\frac{2-\eta}{1-\eta} - 1 \right) + \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \right] + \tilde{U}_i \left[2\eta - \eta \frac{2-\eta}{1-\eta} + \eta \frac{1+\eta}{1-\eta} \left(1 - \frac{2-\eta}{1-\eta} \right) \right. \\ & \left. - (1+\eta) \frac{2-\eta}{1-\eta} + \left(\frac{5}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \right] \\ B_2 = & \frac{5}{2} (1+\eta) \left[(1+\eta) \frac{2-\eta}{1-\eta} + \eta \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \right] - \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}^2} \eta \left(\frac{5}{2} \tilde{T} (1+\eta) + \tilde{U}_i \eta \right) - \frac{\tilde{U}_i^2}{\tilde{T}^2} \eta \end{aligned}$$

En remplaçant (3.25) et (3.26) dans (3.24), on trouve

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 + F_1 \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + F_2 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \quad , \quad \begin{cases} F_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{AB}} \left(B_1 - \frac{BA_1}{A} \right) \\ F_2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{AB}} \left(B_2 - \frac{BA_2}{A} \right) \end{cases} \quad (3.27)$$

Si l'on porte maintenant (3.27) dans (2.29), (2.30), (2.31) et (2.32) on obtient les expressions finales des équations qui vont nous servir comme base pour l'écriture du code numérique.

Ces dernières sont données par

$$\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta} (KQ - RZ) \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta} (SZ - JK) \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 + \frac{F_1}{\Delta} (KQ - RZ) + \frac{F_2}{\Delta} (SZ - JK) \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial N}{\partial \xi} = -\frac{1}{\theta_1} \left[1 + \frac{F_1}{\Delta} (KQ - RZ) + \frac{F_2}{\Delta} (SZ - JK) \right] \quad (3.31)$$

Avec

$$\Delta = SQ - JR \quad , \quad \begin{cases} S = \left(\lambda_2 - \frac{\lambda_1}{\theta_1} \right) F_1 + \lambda_4 \\ R = \left(\lambda_2 - \frac{\lambda_1}{\theta_1} \right) F_2 + \lambda_3 \\ K = - \left(\lambda_2 - \frac{\lambda_1}{\theta_1} \right) \end{cases} \quad , \quad \begin{cases} J = \left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1}{\theta_1} \right) F_1 + \gamma_4 \\ Q = \left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1}{\theta_1} \right) F_2 + \gamma_3 \\ Z = - \left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1}{\theta_1} \right) \end{cases}$$

3.4.2 Résultats numériques et discussion

D'après les multiples travaux élaborés sur l'expansion self-similaire d'un plasma dans le vide, il existe deux façons différentes de choisir les valeurs initiale et maximale de la variable self-similaire. Le ξ peut être choisi soit arbitrairement dans le domaine $[0, 4]$. L'effet des conditions initiales étant négligé, ξ_0 est alors posé égale à 0. Par ailleurs, le domaine de la variable self-similaire est borné par une valeur supérieure ξ_{max} égale à 4, pour la simple raison qu'un nombre important de travaux, qu'on peut trouver dans la littérature, supposent que l'expansion se termine bien avant cette valeur [73, 68, 74, 33]. D'autre part, la variable self-similaire peut être choisie dans un l'intervalle $[\xi_0, \xi_{max}]$, où le choix des valeurs de ξ_0 est dicté à la fois par les valeurs initiales des variables sans dimensions (Eq. 3.2) et par la condition d'existence de solutions non triviales (Eq. 3.23). Les valeurs de ξ_{max} sont, quant à elles, obtenues à partir du tracé de $\log_{10}(N)$ en fonction de la variable self-similaire [75].

3.4.2.1 Choix du domaine adéquat de la variable self-similaire

Commençons par le cas où la variable self-similaire est choisie de façon arbitraire. Les profils de densité normalisée (Fig. 3.8) nous permettent, à priori, de dire que le fait de ne pas prendre en considération l'effet des conditions initiales ($\xi \in [0, 4]$), donne un résultat non physique. En effet, au lieu d'avoir un profil de densité qui décroît en fonction de la variable self-similaire, la figure (3.8) montre que la densité augmente sans qu'il y ait de terme source dans le système d'équations **II**. De ce fait, nous n'allons plus parler de choix arbitraire du domaine de la variable self-similaire pour le cas sans diffusion.

Afin de comprendre la physique du problème d'expansion d'un plasma dans le vide, l'investigation paramétrique sera faite tout en imposant à la variable self-similaire d'appartenir au domaine $[\xi_0, \xi_{max}]$, dont les valeurs ξ_0 et ξ_{max} diffèrent d'un cas à l'autre en fonction de la nature du paramètre qu'on fait varier, afin de voir son effet sur les autres grandeurs de la plume en expansion. Autrement dit, on est tenté de voir l'effet que pourraient avoir les conditions initiales des variables adimensionnelles sur les profils d'expansion, qui d'habitude étaient choisies arbitrairement.

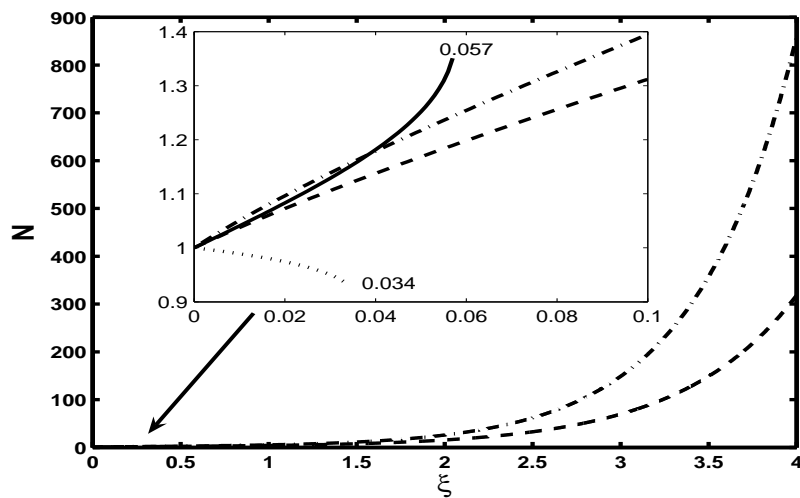


Figure 3.8 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($- - -$), $\eta_0 = 0.75$ ($—$) et $\eta_0 = 0.95$ ($\cdot \cdot \cdot$).

3.4.2.2 Choix du pas d'intégration de la méthode numérique

L'investigation paramétrique est faite pour une plume d'ablation laser d'une cible de Titane. L'intégration numérique des équations (3.34), (3.35), (3.36) et (3.37) est faite par la méthode d'Euler. Cette dernière est explicitée, comme pour la méthode Runge Kutta, en considérant le problème aux conditions initiales suivant

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

Avec

$$y' = \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \end{bmatrix}, \quad y_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 3 \\ 0.50 \end{bmatrix}$$

$$f(\xi, y(\xi)) = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\theta_1} \left[1 + \frac{F_1}{\Delta} (KQ - RZ) + \frac{F_2}{\Delta} (SZ - JK) \right] \\ 1 + \frac{F_1}{\Delta} (KQ - RZ) + \frac{F_2}{\Delta} (SZ - JK) \\ \frac{1}{\Delta} (SZ - JK) \\ \frac{1}{\Delta} (KQ - RZ) \end{pmatrix}$$

L'algorithme généralisé de cette dernière est donné par

$$y_{j+1} = y_j + h_0 f(t_j, y_j) \quad (3.32)$$

Bien que la méthode d'Euler soit moins forte en terme de précision par rapport à la méthode RK-4, utilisée pour l'investigation numérique des deux modèles d'expansion de la vapeur métallique (*Sections 3.3 et 3.3*), elle présente, néanmoins, une très bonne alternative du moment qu'elle converge dans la plupart des cas. Alors, pour atteindre la précision requise, nous étions contraints de réduire le pas d'intégration, qui n'a, en fait, de répercutions que sur le temps de calcul de la machine (augmentation du nombre d'itérations) [66]. La figure (3.9), donnant les profils de la densité normalisée pour différentes valeurs du pas d'intégration, montre qu'un pas d'intégration égal à $h_0 = 0.001$ est largement suffisant pour avoir des solutions numérique stables.

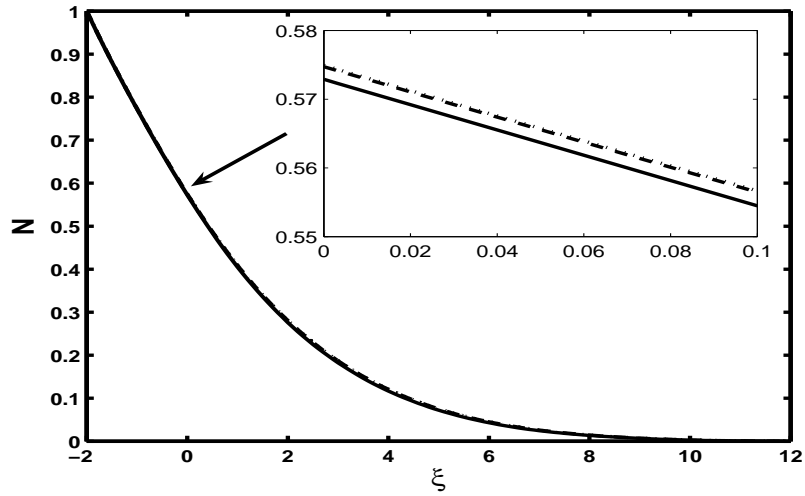


Figure 3.9 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du pas d'intégration $h_0 = 0.1$ (—), $h_0 = 0.01$ (---) et $h_0 = 0.001$ (···). La valeur du paramètre d'ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0,95$.

3.4.3 Etude paramétrique

Maintenant que l'on a tranché sur la question du choix du domaine de la variable self-similaire et du pas d'intégration, faisons varier le paramètre d'ionisation η_0 , la température T_0 , la vitesse V_0 et l'énergie d'ionisation U_i dans le but de voir leurs effets respectifs sur la limite de validité du modèle à un-fluide obéissant à la condition de quasi-neutralité.

3.4.3.1 Effet du paramètre d'ionisation sur les profils d'expansion

Dans un premier temps nous allons commencer par regarder l'effet du paramètre d'ionisation sur les profils d'expansion. Le choix du domaine de la variable self-similaire n'étant pas arbitraire, les valeurs de ξ_0 et ξ_{max} obtenues sont rassemblées dans la table (3.2).

η_0	0,25	0,50	0,75	0,95
ξ_0	-1,30	-1,50	-1,72	-1,997
ξ_{max}	9,18	10,47	11,38	11,96

TABLE 3.2 – *Domaine des valeurs initiales et limites $[\xi_0, \xi_{max}]$ de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial η_0 .*

Les valeurs de ξ_0 sont obtenues en remplaçant (Eq. 3.2) dans la condition d'existence de solutions non nulles (Eq. 3.23), tout en faisant varier la valeur du paramètre d'ionisation initial η_0 . Alors que les valeurs de ξ_{max} sont obtenues à partir de la figure (3.10), 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^{-4} pour tous 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 (violation de la condition de quasi-neutralité, donc il y a nécessité d'introduire une cinquième équation, l'équation de Poisson, afin de pouvoir prendre en compte la contribution de la séparation de charge).

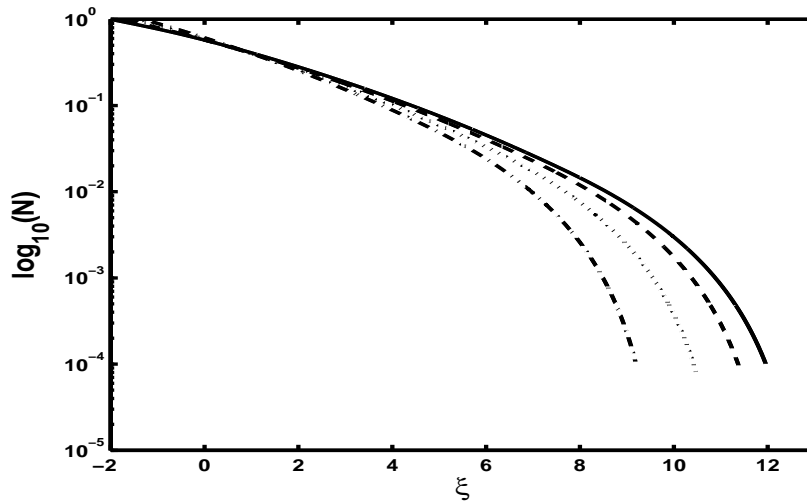


Figure 3.10 – *Profils de $\log_{10}(N)$ en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($-\cdot-$), $\eta_0 = 0.50$ (\cdots), $\eta_0 = 0.75$ ($---$) et $\eta_0 = 0.95$ ($—$).*

En regardant les profils de densité (Fig. 3.11) et de température (Fig. 3.12), on peut dire que lorsque l'ablation laser est effectuée dans le vide, le plasma se refroidit rapidement dans la première phase d'expansion collisionnelle (au voisinage immédiat de la source, $\xi \in [-1.99, 0.867]$). Ceci est perçu par une chute rapide de la densité et de la température. Au voisinage de la source et en présence d'une densité élevée de particules chargés, les collisions coulombiennes sont très importantes. La décroissance de la densité, comme on peut le voir sur la figure (3.11), est plus importante lorsque le taux d'ionisation est très élevé ($\eta = 0.95$).

Par la suite, quand le plasma est assez loin de la source ($\xi \in [0.867, 12]$), la densité de particules chargées est suffisamment faible pour qu'il y ait des collisions, le plasma passe à une phase d'expansion dominée par les processus de recombinaison. La densité et la température décroissent plus lentement par rapport à la première phase. Le refroidissement dû à l'expansion est compensé par un gain d'énergie causé par les recombinaisons.

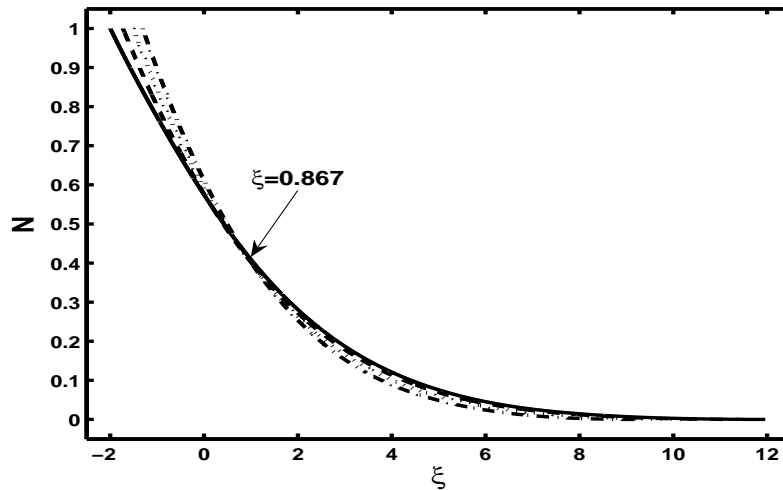


Figure 3.11 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($\cdot \cdot \cdot$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($—$).

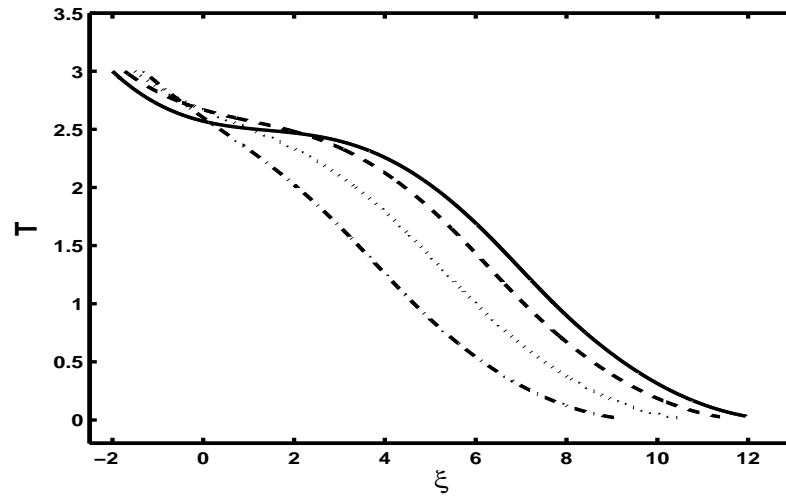


Figure 3.12 – Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($\cdot \cdot \cdot$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($-$).

La figure (3.13) montre que la vitesse maximale V_{max} augmente au fur à mesure que le paramètre d'ionisation augmente. Durant l'expansion adiabatique de la plume d'ablation, l'énergie cinétique est transportée essentiellement par les ions à qui elle a transférée par les électrons à travers les collisions coulombiennes. Les ions localisés au front du plasma acquièrent alors la plus grande énergie durant l'accélération hydrodynamique. Pour un plasma partiellement ionisé ($\eta_0 = 0.25, 0.50, 0.75$), l'énergie des ions est transférée aux neutres par collisions. Les ions sont alors freinés et la vitesse maximum du front est réduite par rapport à celle d'un plasma presque complètement ionisé ($\eta_0 = 0.95$).

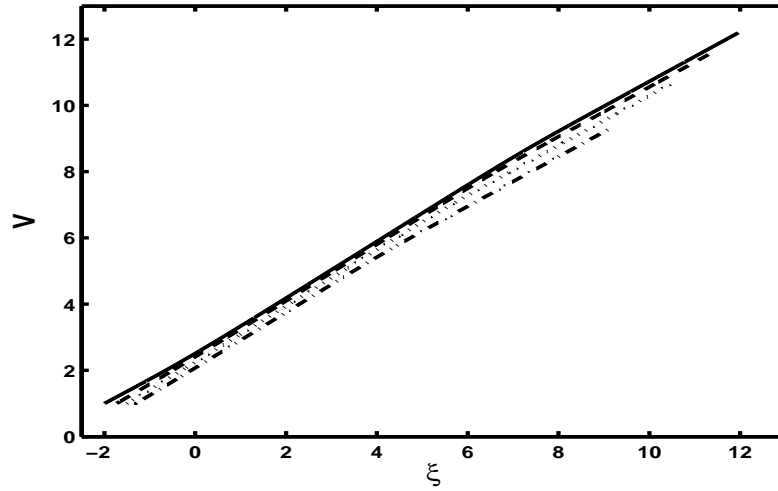


Figure 3.13 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($\cdot \cdot \cdot$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($—$).

On remarque que pour tous les profils, la limite de l'expansion self-similaire croit au fur à mesure que le paramètre d'ionisation augmente.

3.4.3.2 Effet de la température initiale T_0 sur les profils d'expansion

Dans un deuxième temps, on cherche à déterminer l'effet de la température initiale sur les profils d'expansion. En fixant la valeur du paramètre d'ionisation initial à $\eta_0 = 0.50$ (plume ionisée à 50%), on fait varier la valeur de la température initiale T_0 tout en maintenant les valeurs initiales de la densité et de la vitesse égales à $N_0 = 1$ et $V_0 = 1$. Les valeurs de ξ_0 et de ξ_{max} ainsi obtenues sont rassemblées dans la table (3.3). Notons que la méthode de calcul est la même que précédemment.

T_0	3	5	10	15
ξ_0	-1,507	-2,369	-3,917	-5,073
ξ_{max}	10,47	12,28	16,05	18,88

TABLE 3.3 – Domaine des valeurs initiales et limites $[\xi_0, \xi_{max}]$ de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale T_0 .

La figure (3.14) nous montre que les profils de densité ont les mêmes tendances que ceux de l'étude paramétrique précédente. On peut voir sur cette dernière que la densité diminue en fonction de ξ et que cette décroissance est caractérisée par une chute rapide suivie d'une décroissance plus lente. L'explication d'un tel comportement peut être fait de la même façon que pour la figure (3.11), sauf que cette fois-ci le point d'intersection commun à tous les profils se situe à une distance $\xi = 0.737$ de la source. On a l'impression que c'est le point d'intersection de l'étude précédente ($\xi = 0.867$) qui s'est décalé (a glissé) sous l'effet de l'élargissement du domaine de validité du modèle à un-fluide utilisé. C'est comme si la température initiale à la source agit comme une force qui s'exerce sur les deux extrémités du domaine de la variable self-similaire causant son prolongement des deux cotés. La température initiale à la source joue le rôle de catalyseur, la formation de l'onde de raréfaction est alors favorisée au détriment de la formation de structures en pics (un signe de violation de la condition de quasi-neutralité).

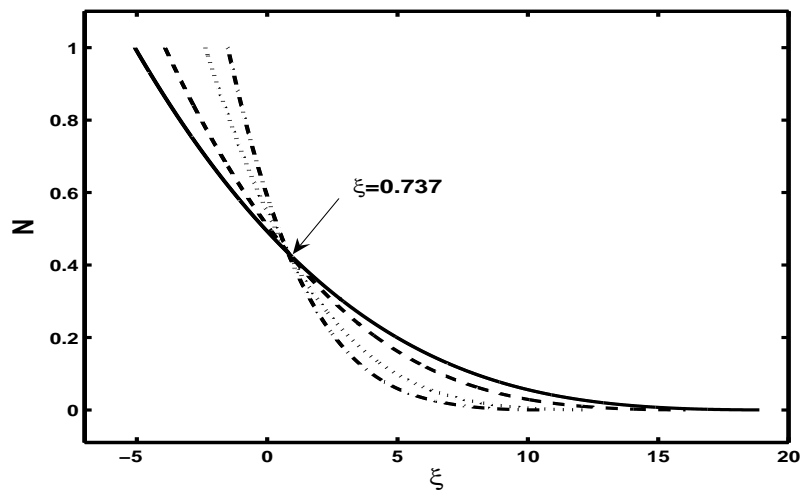


Figure 3.14 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ (- · -), $T_0 = 5$ (· · ·), $T_0 = 10$ (- - -) et $T_0 = 15$ (—). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

La figure (3.15) montre que l'expansion est d'autant plus rapide (l'accélération des ions situés au front est d'autant plus efficace) lorsque la température initiale à la source est importante. En effet l'augmentation de T_0 induit forcément l'augmentation de la pression thermique à la source, favorisant ainsi l'expansion qui devient plus rapide. D'ailleurs, même

la limite de l'expansion devient plus importante pour tous les profils par l'effet de l'énergie emmagasinée.

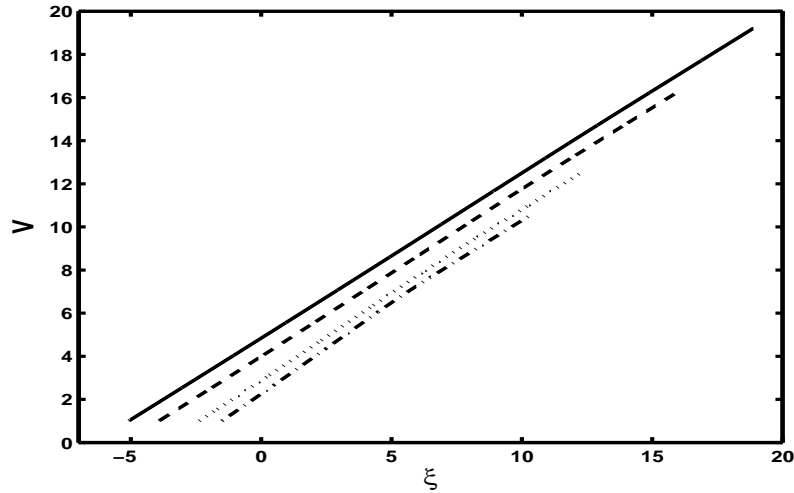


Figure 3.15 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ (- · -), $T_0 = 5$ (· · ·), $T_0 = 10$ (- - -) et $T_0 = 15$ (—). La valeur du paramètre d'ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

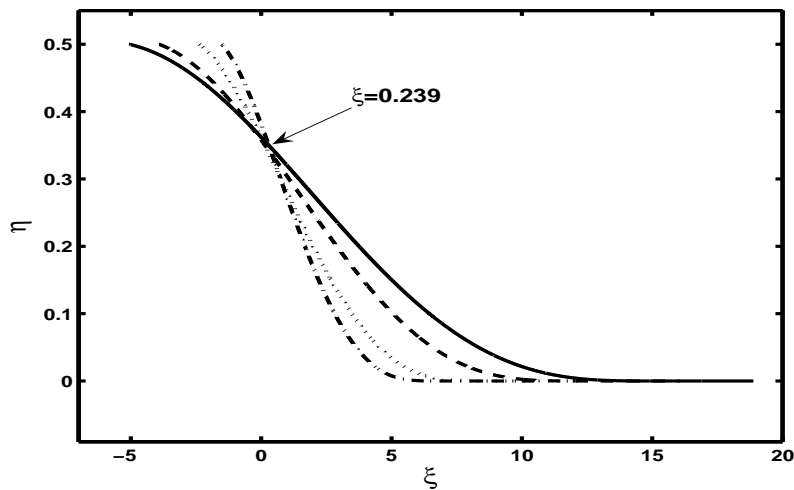


Figure 3.16 – Profils du paramètre d'ionisation en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ (- · -), $T_0 = 5$ (· · ·), $T_0 = 10$ (- - -) et $T_0 = 15$ (—). La valeur du paramètre d'ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

3.4.3.3 Effet de la vitesse initiale V_0 sur les profils d'expansion

Dans un troisième temps on s'intéresse à l'effet de la vitesse initiale sur les profils d'expansion de la plume d'ablation dans le vide. La valeur du paramètre d'ionisation initial étant toujours fixée à $\eta_0 = 0.50$, on fait varier cette fois-ci la valeur de V_0 tout en maintenant les valeurs initiales de la densité et de la température égales à $N_0 = 1$ et $T_0 = 3$. Les valeurs de ξ_0 et de ξ_{max} obtenues sont rassemblées dans la table (3.4).

V_0	1	3	5	10
ξ_0	-1, 50	0.49	2.49	7, 49
ξ_{max}	10, 41	12, 36	14, 32	19, 43

TABLE 3.4 – *Domaine des valeurs initiales et limites $[\xi_0, \xi_{max}]$ de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la vitesse initiale V_0 .*

En regardant les profils des densité, température et paramètre d'ionisation qui sont représentés respectivement sur les figures (3.17), (3.18) et (3.19), la première observation qui peut être faite est que l'augmentation de la vitesse initiale augmente les valeurs ξ_0 et ξ_{max} de la variable self-similaire, et de ce fait, prolonge le domaine d'expansion. Il est aussi à noter que le degré d'ionisation de la plume d'ablation décroît loin de la source, du fait qu'aucune énergie supplémentaire n'est fournie pour produire l'ionisation (Fig. 3.19). La majeure partie de l'énergie reçue au niveau de la source est transformée progressivement en énergie cinétique.

La vitesse V_0 est normalisée par rapport à la vitesse acoustique. On sait très bien que l'expansion est un phénomène supersonique, le front d'expansion se déplace avec une vitesse supérieure à la vitesse acoustique. La vitesse initiale a été choisie de façon arbitraire pour étudier son effet. Cependant, pour faire le calcul de façon rigoureuse, on aurait dû résoudre l'équation de conservation de l'énergie tout au début. Mais, le manque de données expérimentales ne permet pas de résoudre ce problème.

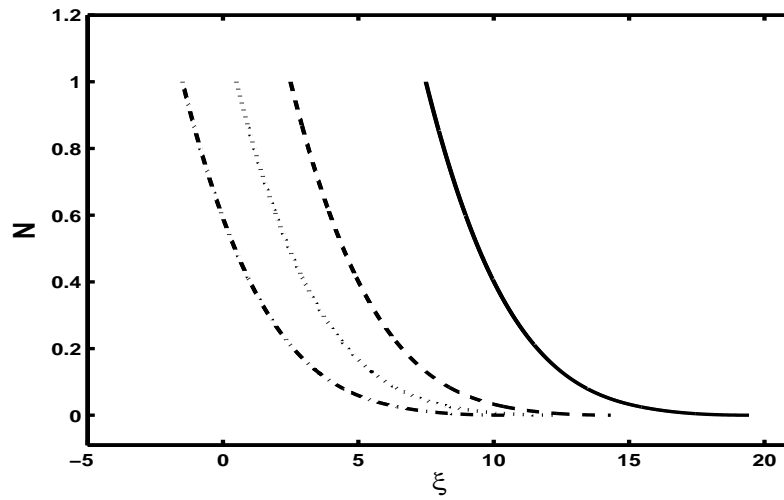


Figure 3.17 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs la vitesse initiale $V_0 = 1$ ($- \cdot -$), $V_0 = 3$ (\dots), $V_0 = 5$ ($- - -$) et $V_0 = 10$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

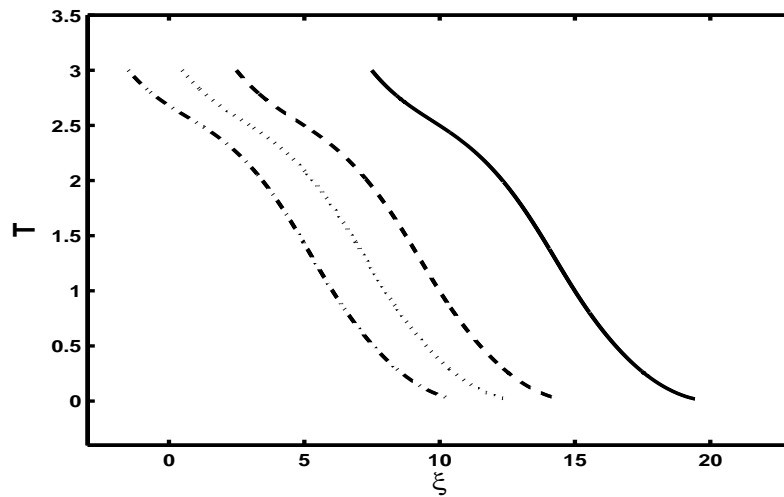


Figure 3.18 – Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs la vitesse initiale $V_0 = 1$ ($- \cdot -$), $V_0 = 3$ (\dots), $V_0 = 5$ ($- - -$) et $V_0 = 10$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

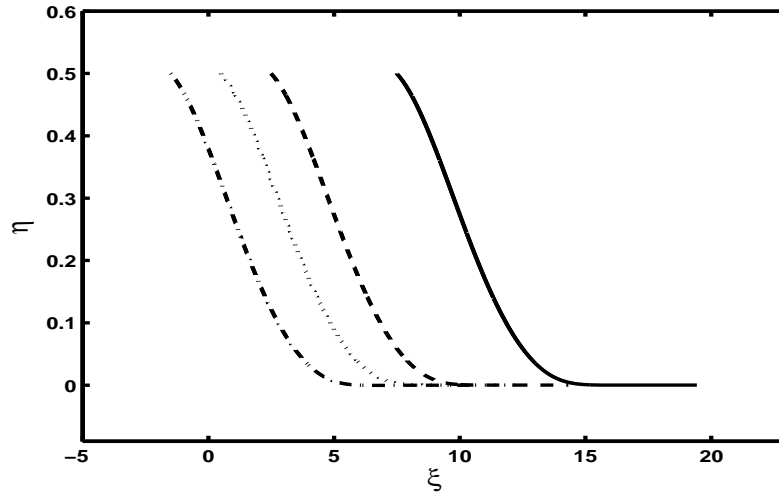


Figure 3.19 – Profils du paramètre d'ionisation en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs la vitesse initiale $V_0 = 1$ ($- \cdot -$), $V_0 = 3$ (\dots), $V_0 = 5$ ($- - -$) et $V_0 = 10$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

3.4.3.4 Effet de la nature chimique de la cible sur le profil de température

Pour finir, on voudrait étudier l'effet de la nature chimique de la cible sur les profils d'expansion. En fixant les valeurs initiales des densité, vitesse et température à $N_0 = 1$, $V_0 = 1$ et $T_0 = 3$, ainsi que la valeur du paramètre d'ionisation à $\eta_0 = 0.95$ (plasma presque complètement ionisé), on obtient les valeurs de ξ_0 et de ξ_{max} suivantes (Tab. 3.5)

Cible	Titane	Aluminium	Cuivre
U_i	13, 3	14,94	18,94
ξ_0	-1,99	-1,97	-1,91
ξ_{max}	11,99	12,18	12,69

TABLE 3.5 – Domaine des valeurs initiales et limites $[\xi_0, \xi_{max}]$ de la variable self-similaire pour différentes natures chimiques des matériaux cibles.

Les profils de température d'un plasma fortement ionisé dépendent d'une façon critique du potentiel d'ionisation du matériau cible (Fig. 3.20). Ainsi, pour un paramètre d'ionisation très élevé ($\eta_0 = 0.95$), il y a peu d'énergie qui se transforme en énergie cinétique. Le

refroidissement de la plume d'ablation dans la phase d'expansion où les recombinaisons sont dominantes est d'autant plus lent que le potentiel d'ionisation est plus grand ($U_i = 18.94$).

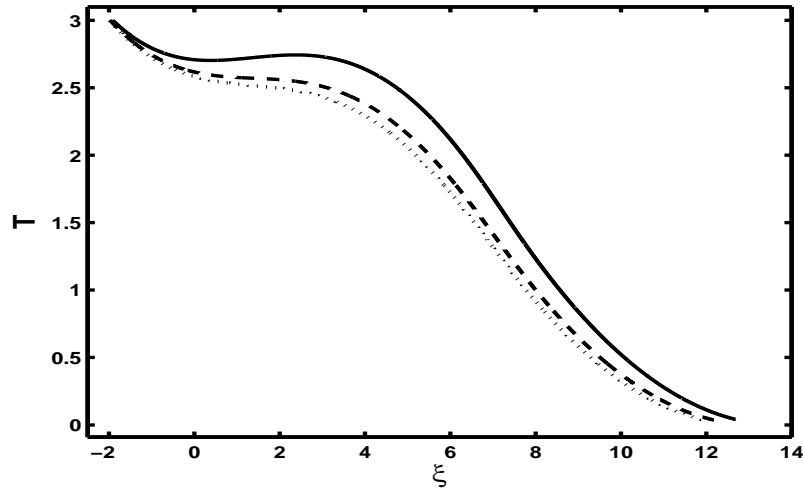


Figure 3.20 – Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de l'énergie d'ionisation $U_i = 13.3$ ($\cdot \cdot \cdot$), $U_i = 14.94$ ($- - -$) et $U_i = 18.94$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.95$.

Bien que cette étude soit réalisée à la base de conditions très simplifiées par rapport à ce qui se passe réellement dans les procédés de dépôt de couches minces par ablation laser, l'étude paramétrique faite dans cette partie, nous a permis de mettre en évidence comment les valeurs initiales à la source peuvent influencer les profils d'expansion d'un plasma dans le vide.

3.4.4 Modèle d'expansion avec diffusion

Le modèle d'expansion avec diffusion est décrit par les équations (2.33), (2.34), (2.35) et (2.36). Elles peuvent être réécrites sous la forme matricielle donnée ci-dessous [74]

$$\begin{pmatrix} \theta_1 & \theta_2 & \theta_3 & \theta_4 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 & \lambda_4 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 & \gamma_4 \\ \delta_1 & \delta_2 & \delta_3 & \delta_4 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \Omega \\ \Sigma \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

$$\begin{cases} \Omega = \frac{1}{V} \left[\frac{3\tilde{T}}{2}(1 + \eta) + \tilde{U}_i \eta \right] \\ \Sigma = -\frac{\eta}{\xi} \end{cases}$$

L'expression finale des dérivées des variables adimensionnelles (N, V, \tilde{T}, η) par rapport à la variable ξ

$$\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta^*} (K^* Q^* - R^* Z^*) \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta^*} (S^* Z^* - J^* K^*) \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 + \frac{\theta_1}{\delta_1} \Omega + \frac{\delta_3}{\delta_1} \frac{\theta_1}{\Delta^*} (S^* Z^* - J^* K^*) + \frac{\delta_4}{\delta_1} \frac{\theta_1}{\Delta^*} (K^* Q^* - R^* Z^*) \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial N}{\partial \xi} = - \left[\frac{\Omega}{\delta_1} + \frac{\delta_3}{\delta_1 \Delta^*} (S^* Z^* - J^* K^*) + \frac{\delta_4}{\delta_1 \Delta^*} (K^* Q^* - R^* Z^*) \right] \quad (3.37)$$

Avec

$$\Delta^* = S^* Q^* - J^* R^*$$

$$\begin{cases} S^* = \theta_1 \frac{\delta_4}{\delta_1} \left(\lambda_2 - \frac{\lambda_1}{\theta_1} \right) + \lambda_4 \\ R^* = \theta_1 \frac{\delta_3}{\delta_1} \left(\lambda_2 - \frac{\lambda_1}{\theta_1} \right) + \lambda_3 \\ K^* = -\frac{\lambda_1}{\theta_1} - \left(\lambda_2 - \frac{\lambda_1}{\theta_1} \right) \left(1 - \frac{\lambda_1}{\theta_1} \Sigma \right) \end{cases}, \quad \begin{cases} J^* = \theta_1 \frac{\delta_4}{\delta_1} \left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1}{\theta_1} \right) + \gamma_4 \\ Q^* = \theta_1 \frac{\delta_3}{\delta_1} \left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1}{\theta_1} \right) + \gamma_3 \\ Z^* = \Omega - \frac{\gamma_1}{\theta_1} - \left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1}{\theta_1} \right) \left(1 - \frac{\gamma_1}{\theta_1} \Sigma \right) \end{cases}$$

3.4.5 Résultats et discussion

On cherche à présent, à étudier l'effet du paramètre d'ionisation sur les profils d'expansion. Comme nous l'avons déjà vu dans la section précédente, il existe deux façons de choisir le domaine de la variable self-similaire. Commençons par le cas où les valeurs de ξ sont imposées par les conditions initiales des variables sans dimensions.

3.4.5.1 Choix du domaine adéquat de la variable self-similaire

Bien que les profils de densité correspondent, bel et bien, au cas d'une expansion self-similaire dans un milieu raréfié (en présence d'une onde de raréfaction qui est à l'origine de la chute de la densité) (Fig. 3.21). Ajouter à ça, il y a la formation de structures en pointes (pics), apparaissant au voisinage de $\xi \sim 0$. La formation de ces structures pourrait être interprétée comme étant un signe de la limite de validité de la condition de quasi-neutralité. Les profils de vitesse viennent confirmer cette hypothèse, on remarque sur la figure (3.22) un saut brusque de la vitesse dans la région $\xi \sim 0$. Rappelons que ces structures ont déjà été observées expérimentalement et obtenues par simulation [63, 76].

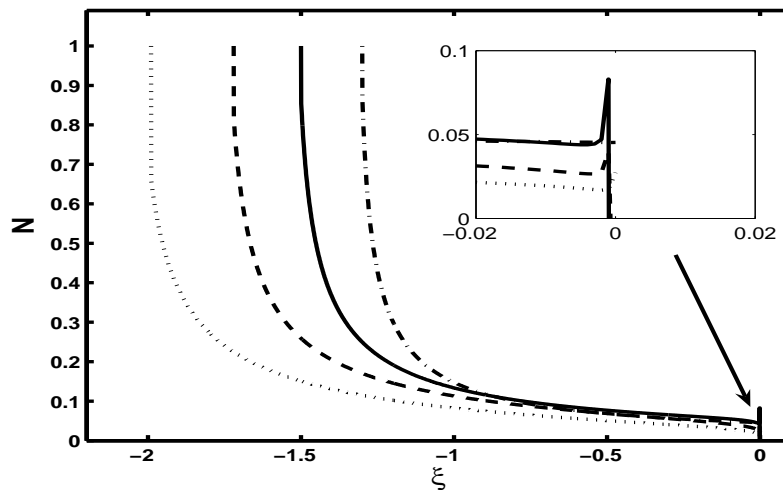


Figure 3.21 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($-\cdot-$), $\eta_0 = 0.50$ ($-$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($\cdot\cdot\cdot$).

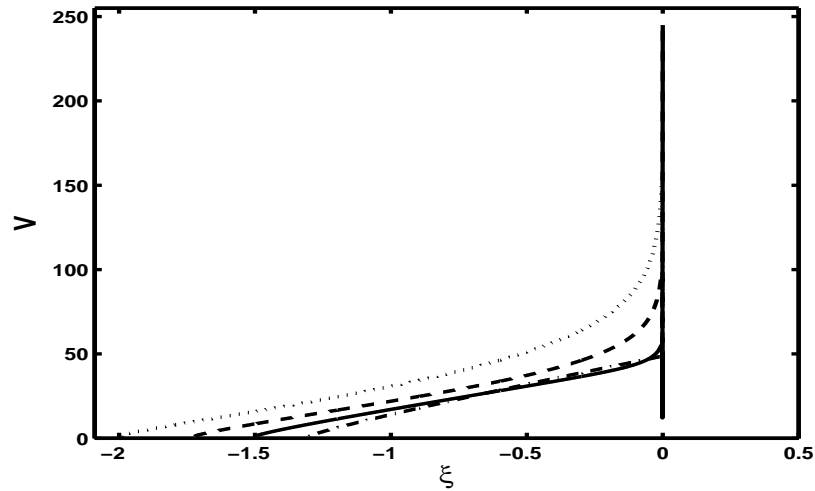


Figure 3.22 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($—$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($\cdot \cdot \cdot$).

La figure (3.23) montre une augmentation excessive de la température au voisinage de $\xi \sim 0$. Il s'agit là d'un résultat aberrant du moment qu'il n'y a aucune explication physique qui puisse expliquer un tel comportement. La température est sensée exhiber un profil semblable à celui de la densité. Donc, on peut conclure qu'un choix imposé du domaine de la variable self-similaire n'est pas approprié pour l'obtention de profils ayant un sens physique. L'étude paramétrique sera faite alors pour un choix arbitraire du domaine de la variable self-similaire.

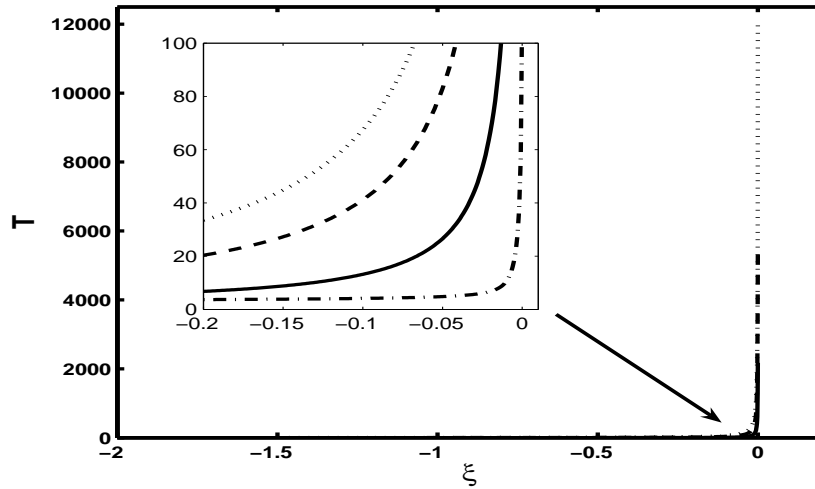


Figure 3.23 – Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($—$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($\cdot \cdot \cdot$).

3.4.6 Étude paramétrique

Comme pour le cas d'expansion sans diffusion, la résolution des équations (3.34), (3.36), (3.37) et (3.35) est faite par la méthode d'Euler. Nous avons choisi de travailler avec cette méthode qui, rappelons-le, est moins précise (d'ordre 2) par rapport à la méthode RK-4 (d'ordre 4), vu que nous avons constaté que l'utilisation de la méthode de RK-4 présentait beaucoup d'instabilités numériques. La figure (3.24) montre que l'utilisation d'une méthode d'Euler avec une valeur du pas d'intégration égale à $h_0 = 0.001$, est suffisante pour avoir des profils qui ne divergent pas.

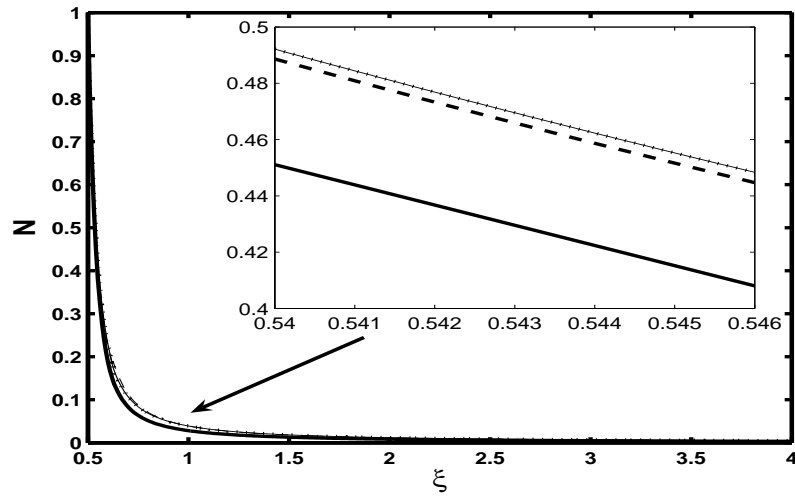


Figure 3.24 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du pas d'intégration $h = 0.01$ (—), $h = 0.001$ (---) et $h = 0.0001$ (···). La valeur du paramètre d'ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0,40$.

Bien que les profils de densité (Fig. 3.25) et de vitesse (Fig. 3.26) soient acceptables, l'augmentation de la température (Fig. 3.27) au voisinage immédiat de la source nous laisse perplexes. Les profils des densité, vitesse et température représentés sur les figures (3.25), (3.26) et (3.27) ne seront pas discutés dans ce mémoire. Ils seront alors laissés comme perspectives pour des études que l'on effectuera ultérieurement.

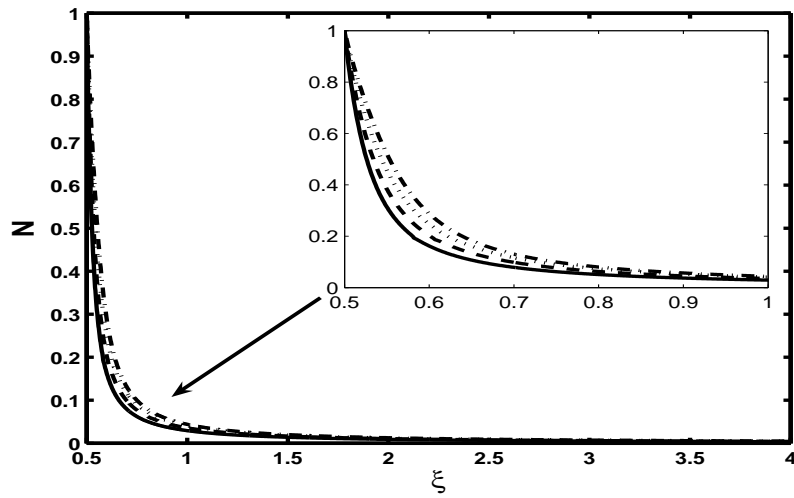


Figure 3.25 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ (—) , $\eta_0 = 0.35$ (---), $\eta_0 = 0.45$ (···) et $\eta_0 = 0.52$ (-·-·).

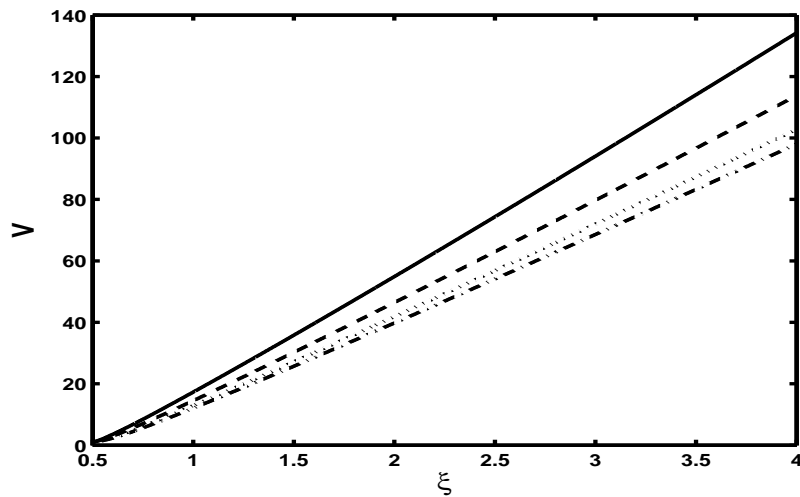


Figure 3.26 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ (—) , $\eta_0 = 0.35$ (---), $\eta_0 = 0.45$ (···) et $\eta_0 = 0.52$ (-·-·).

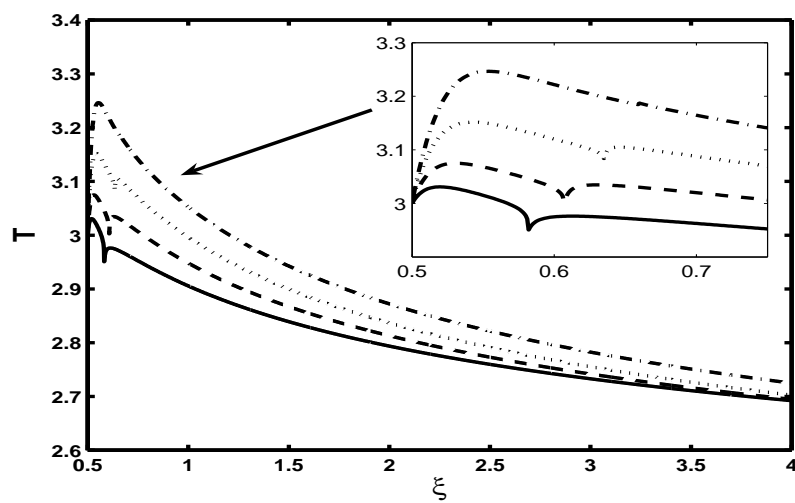


Figure 3.27 – Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ (—), $\eta_0 = 0.35$ (---), $\eta_0 = 0.45$ (···) et $\eta_0 = 0.52$ (-·-·).

Conclusion

Nous nous sommes intéressés dans ce travail à l'étude de l'expansion adiabatique dans le vide d'un plasma produit par ablation laser, en nous basant sur un modèle mathématique à un-fluide. Le plasma étant partiellement ionisé, les phénomènes d'ionisation et de recombinaison se produisant lors de l'expansion ont été pris en compte à travers l'équation de Saha. Ayant supposé que les électrons sont en équilibre thermodynamique tout au long de l'expansion, le système d'équations différentielles non linéaires décrivant l'expansion d'un plasma ou d'un gaz, a été résolu numériquement suivant une approche self-similaire.

Étant donné que la solution self-similaire est une solution asymptotique, elle ne peut être acceptée que si elle est compatible avec des résultats obtenus expérimentalement, ou si elle reproduit exactement les solutions obtenues par le formalisme de Lagrange. La transformation self-similaire étant un cas particulier des transformations du groupe de Lie, l'objectif primordiale de ce présent travail était de discuter l'unicité de cette dernière. Pour ce faire, nous avons étudié deux classes de transformations self-similaires. La première étant généralement utilisée pour l'étude de l'expansion d'un plasma ou d'un gaz, lorsque l'équation de continuité de ceux-ci ne contient ni des termes source ni des termes de perte. La deuxième transformation qui est plus générale, et qui s'applique aussi bien au premier cas, est utilisée dans le cas où il y'aurait des termes auxquels on pourrait associer la diffusion.

En partant des équations d'Euler couplées à l'équation de Saha et de la condition de quasi-neutralité, le système d'équations aux dérivées ordinaire régissant l'expansion d'un gaz ou d'un plasma a été obtenu pour les deux transformations self-similaires. Dès lors, les résultats numériques nous ont contraints à introduire des conditions initiales pour implanter les codes de calcul. Un autre travail de recherche nous a été imposé par la nature du problème. Le choix des conditions initiales est fait de deux façons différentes. La première est basée sur un choix arbitraire des valeurs du domaine de la variable self-similaire. Le deuxième choix suit l'approche d'Anderson [62, 75]. Cette dernière stipule que la valeur initiale de la variable self-similaire ξ_0 n'est plus choisie arbitrairement mais doit être

trouvée. Cette diversité du choix du domaine de la variable self-similaire, nous a amenés à utiliser deux méthodes numériques : la méthode RK-4 et la méthode d'Euler afin d'assurer la convergence et la stabilité des solutions self-similaires.

L'étude paramétrique nous a montré que les profils d'expansion d'un plasma ou d'une vapeur métallique, dépendent aussi bien du choix de la transformation que celui du choix des conditions initiales. La transformation self-similaire utilisée dans le cas sans diffusion donne des résultats ayant un sens physique dans le seul cas où le choix du domaine de la variable self-similaire est dicté par les conditions initiales, que ce soit pour l'expansion de la plume d'ablation ou de la vapeur métallique. Par contre, la transformation avec diffusion ne peut s'appliquer que pour une plume d'ablation, dans le cas où le domaine de la variable self-similaire est choisi arbitrairement. D'autre part, l'étude paramétrique a révélé que les valeurs initiales des températures et des vitesses des particules à la source affectent de façon drastique les profils d'expansion.

D'un point de vue pratique, l'approche hydrodynamique faite dans une géométrie 1D est justifiée par le fait que, pendant les premiers instants de l'expansion, la dimension du spot laser est beaucoup plus grande que la taille de la plume d'ablation. Le modèle à un fluide présenté dans ce travail a plusieurs avantages à faire valoir : il est très peu coûteux en temps de calcul, simple à mettre en oeuvre (la résolution du système d'équations aux dérivées ordinaires du premier ordre est faite par des méthodes numériques très simples), et permet d'obtenir des profils en accord avec les résultats expérimentaux. Cependant, certains inconvénients de ce modèle ne permettent pas son utilisation pour créer un outil de développement. En particulier, le fait qu'il s'agisse d'un modèle 1D, la possibilité de prendre en compte le couplage entre les directions longitudinales et transverse n'est pas envisageable dans ces conditions. Dans le cas général, l'étude doit être étendue aux cas 2D et 3D. C'est une perspective qui est en cours.

Bibliographie

- [1] B. M. Smirnov, *Physics of Ionized Gases*, Russian Academy of Sciences, 2001.
- [2] J. F. Ready, *Effects of High Power Laser Radiation*, Academic Press, New York, 1971.
- [3] S. S. Mao, X. Mao, R. Greif, and R. E. Russo, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2464 (2000).
- [4] C. Chan, *Phys. Fluids.* **27**, 266 (1984).
- [5] M. Widner, I. Alexeef, and W. D. Jones, *Phys. Fluids.* **14**, 765 (1971).
- [6] V. G. Eselevich and V. G. Fainshtein, *Sov. Phys. JETP.* **52**, 441 (1980).
- [7] R. K. Singh and J. Narayan, *Phys. Rev. B* 41. **13**, 8843 (1990).
- [8] S. Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*, IOP, UK, 2002.
- [9] T. H. Maiman, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 564 (1960).
- [10] F. Breech and L. Cross, *Appl. Spectrosc.* **16** (1962).
- [11] H. M. Smith and A. F. Turner, *Appl. Opt.* **4**, 147 (1965).
- [12] D. Dijkkamp, T. Venkatesan, X. D. Wu, S. A. Shaheen, and N. Jisrawi, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 619 (1987).
- [13] T. Delage, *Optimisation du Dépôt de Films Minces*, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [14] S. I. Anisimov and V. A. Khokhlov, *Instabilities in Laser-Matter Interaction*, Russian Academy for Science, Moscow, 1995.
- [15] P. Schaaf, *Prog. Mater Sci.* **47**, 1 (2002).
- [16] S. Bakalova, A. Szekeres, S. Grigorescu, and E. Axente, *Appl. Phys A.* **85**, 99 (2006).
- [17] P. R. Willmott and J. R. Huber, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 315 (2000).
- [18] J. Meijer, *J. Mater. Process. Technol.* **194**, 2 (2004).
- [19] M. Gower, *Opt. Express.* **7**, 56 (2000).

- [20] M. R. H. Knowles, G. Rutterford, D. Karnakis, and A. Ferguson, *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* **33**, 95 (2007).
- [21] D. B. Chrisey and K. G. Hubler, *Pulsed Laser Deposition of Thin Films*, John Wiley and Sons, Inc, 1994.
- [22] K. A. Nowakowski, *Laser beam Interaction with Materials for Microscale Applications*, Thèse de Doctorat, Worcester Polytechnic Institute, 2005.
- [23] J. Schou, S. Amoruso, and J. G. Lunney, *Laser Ablation and its Applications, Chapter 4 : Plume Dynamics, Volume 129*, Springer, 2007.
- [24] J. G. Lunney and R. Jordan, *Appl. Surf. Sci.* **127**, 941 (1998).
- [25] J. M. Rax, *Physique Des Plasmas*, Dunod, Paris, 2005.
- [26] L. J. Radziemski, D. A. Cremers, and M. Dekker, *Laser-Induced Plasmas and Application*, New York, 1989.
- [27] F. Garrelie, J. Aubreton, and A. Catherinot, *J. Appl. Phys.* **83**, 5075 (1998).
- [28] B. LeDrogoff, J. Margot, F. Vidal, S. Laville, and M. Chaker, *Plasma Sources Science and Technology.* **13**, 223 (2004).
- [29] D. Bennaceur-Doumaz and M. Djebli, *Physics of Plasmas.* **17**, 1 (2010).
- [30] R. Kelly and R. W. Dreyfus, *Surface Science.* **198**, 263 (1988).
- [31] T. E. Itina, W. Marine, and M. Autric, *J. Appl. Phys.* **85**, 7905 (1999).
- [32] A. Vertes, P. Juhasz, M. DeWolf, and R. Gibels, *International Journal of Mass Spectroscopy and Ion Processes.* **94**, 63 (1989).
- [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, *J. Appl. Phys.* **101**, 083301 (2007).
- [35] M. Bolshov, Y. Kasyanov, R. Feshchenko, and V. Krivzun, *Spectrochimica Acta Part B.* **63**, 324 (2008).
- [36] F. Peng, A. Konigl, and J. Granot, *The Astrophysical Journal.* **626**, 966 (2005).
- [37] A. Kar and J. Mazumder, *Phys. Rev. E* **49**, 1, 410 (1994).
- [38] Z. Zhang, Z. X. Han, and G. S. Dulikravich, *J. Appl. Phys.* **90**, 5889 (2001).
- [39] S. Amoruso, *Appl. Phys. A.* **69**, 323 (1999).

- [40] A. V. Bulgakov and N. M. Bulgakova, *J. Phys. D.* **28**, 1710 (1995).
- [41] F. Garrelie, C. Champeaux, and A. Catherinot, *Appl. Phys. A.* **69**, 45 (1999).
- [42] T. E. Itina, J. Hermann, P. Delaporte, and M. Sentis, *Phys. Rev. E.* **66**, 066406 (2002).
- [43] T. E. Itina, J. Hermann, P. Delaporte, and M. Sentis, *Appl. Surf. Sci.* **208**, 27 (2003).
- [44] A. V. Gurevich, L. V. Pariskaya, and L. P. Pitaevsky, *Sov. Phys. JETP.* **22**, 449 (1966).
- [45] J. Dawson, P. Kaw, and B. Green, *Phys. Fluids.* **4**, 875 (1969).
- [46] R. K. Singh, O. W. Holland, and J. Narayan, *J. Appl. Phys.* **68**, 233 (1990).
- [47] S. I. Anisimov, D. Bäuerle, and B. S. Luk'yanchuk, *Phys. Rev. B* **48**, 12 076 (1993).
- [48] S. I. Anisimov, B. S. Luk'yanchuk, and A. Luches, *Appl. Surf. Sci.* **96**, 24 (1996).
- [49] A. DeGiacomo, *Spectrochimica Acta - Part B Atomic Spectroscopy.* **58**, 71 (2003).
- [50] S. I. Anisimov, *Sov. Phys. JETP.* **27**, 182 (1968).
- [51] J. C. S. Kools, E. V. D. Riet, and J. Dileman, *Appl. Surf. Sci.* **69**, 133 (1993).
- [52] X. Tan, D. Zhang, G. L. Z. Li, Lili, and R. Fan, *Physics Letters A.* **370**, 64 (2007).
- [53] X. Tan, D. Zhang, X. Li, Z. Li, and R. Fang, *J. Phys. D.* **41**, 035210 (2008).
- [54] L. Balazs, R. Gijbels, and A. Verts, *Analytical Chemistry.* **63**, 4 (1991).
- [55] P. Germain, *Cours de Mécanique des Milieux Continus, Théorie Générale*, Masson, Paris, 1973.
- [56] J. N. Leboeuf, K. R. Chen, J. M. Donato, D. B. Geohegan, and C. L. Liu, *Physics of Plasmas.* **3**, 5 (1996).
- [57] Z. Y. Chen and A. Bogaerts, *J. Appl. Phys.* **97**, 063305 (2005).
- [58] J. L. Wever, U. Feldman, A. N. Mostovych, J. F. Seely, and D. Colombant, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 5084 (2003).
- [59] V. N. Silvert, *Validation Expérimentale des Codes de Physique Atomique des Plasmas hors Equilibre Thermodynamique Local*, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2004.
- [60] S. Eliezer, A. Ghatak, and H. Hora, *Fundamentals of Equations of State*, World Scientific Publishing, 2002.
- [61] H. C. S. Hsuan, K. E. Lonngren, and W. F. Ames, *Journal of Engineering Math.* **8**, 303 (1974).

- [62] D. Anderson, J. Faulkner, and H. Wilhelmsson, *Physica Scripta*. **18**, 141 (1978).
- [63] C. Sack and H. Schamel, *Phys. Reports*. **156**, 311 (1987).
- [64] H. Reichardt, *Petite Encyclopedie Des Mathématiques*, VEB Bibliographies Institut Leipzig, 1980.
- [65] W. F. Ames, *Nonlinear Partial Differential Equations in Engineering*, Academic Press, New York, Vol II, 1972.
- [66] M. Djebli, *Expansion des Plasmas Poussiéreux en Géométrie Sphérique*, Thèse de Doctorat, USTHB, 2004.
- [67] *On The Self-Similar Solution of Laser Ablated Plasma Expansion*, International Conference on Fundamentals of Laser Assisted Micro-and Nanotechnologies, M. Djebli, R. Fermous et D. Bennaceur-Doumaz, St. Petersburg - Pushkin, Russia, July 5-8, 2010.
- [68] D. Bennaceur-Doumaz and M. Djebli, *Appl. Surf. Sci.* **225**, 4595 (2009).
- [69] A. V. Ivlev, *Journal of Physics*. **48**, 287 (1998).
- [70] J. Hermann, *Diagnostic des Plasmas Produits par Interaction Laser-Matière*, Thèse de Doctorat, 1998.
- [71] F. Jędrzejewski, *Introduction Aux Méthodes Numériques*, Springer, Paris, 2001.
- [72] J. Cheng, W. Perrie, B. Wub, and S. Tao, *Appl. Surf. Sci.* **255**, 8171 (2009).
- [73] J. B. Singh, *Astrophys. Space Sci.* **93**, 15 (1983).
- [74] *Dynamique de l'Expansion d'une Plume Plasma Créée par Ablation Laser*, 5ème Séminaire National sur le Laser et ses Applications, D. Bennaceur-Doumaz et M. Djebli, Ouargla, Decembre 16-17, 2009.
- [75] D. Anderson, M. Bonnedal, and M. Lisak, *Physica Scripta*. **22**, 507 (1980).
- [76] M. Djebli, S. Bahamida, and R. Annou, *Physics of Plasmas*. **9**, 4107 (2002).