

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENNE
FACULTÉ DE PHYSIQUE



THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de grade de DOCTEUR en SCIENCES

En : PHYSIQUE

Spécialité : Physique Théorique

Par : **Rachid FERMOUS**

Thème :

**Etude des Profils en Expansion d'un Plasma Produit par
Interaction d'un Laser avec une Cible Métallique**

Soutenue publiquement le 28/02/2016, devant le jury composé de :

M. M. NEMOUCHI	Professeur à l'USTHB	Président
M. M. DJEBLI	Professeur à l'USTHB	Directeur de thèse
M. W. W. MOSLEM	Professeur à l'U. Prt-Said	Examineur
Mme L. AMIROUCHE	Professeur à l'USTHB	Examinatrice
Mme D. BENNACEUR-DOUMAZ	Maitre de Recherche (CDTA)	Examinatrice
Mme S. ABDELLI-MESSACI	Maitre de Recherche (CDTA)	Examinatrice

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 remercie tout d'abord Monsieur **M. DJEBLI**, Professeur à l'USTHB, pour sa patience, sa disponibilité et le rôle de directeur qu'il a assumé à la perfection.*

*Je tiens particulièrement à remercier Monsieur **M. NEMOUCHI**, Professeur à l'USTHB qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.*

*J'adresse mes vifs et sincères remerciements à Monsieur **W. W. MOSLEM**, Professeur à l'U. Port-Said pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'examiner ce travail et de participer au jury. Je profite également pour remercier Madame **S. ABDELLI MESSACI**, Directeur de recherche au CDTA d'avoir accepté d'être membre du jury de thèse.*

*J'exprime ma profonde et respectueuse gratitude à Madame **L. AMIROUCHE**, Professeur à l'USTHB pour l'honneur qu'elle m'a fait en acceptant d'examiner ce travail et de participer au jury.*

*Je remercie enfin Madame **D. BENNACEUR-DOUMAZ**, Directeur de recherche au CDTA, d'une part pour avoir accepté de faire partie des membres du jury mais surtout pour sa disponibilité et ses réponses avisées à mes nombreux questionnements.*

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

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

Table des matières

Table des matières	3
Introduction générale	1
I Expansion d'un Plasma Partiellement Ionisé	5
1 Interaction d'un laser nanoseconde avec une cible métallique	7
1.1 Les débuts de l'interaction laser-matière	7
1.2 Les différents régimes de l'interaction laser-cible métallique	8
1.3 Application de l'ablation laser	10
1.4 Étapes de formation et d'expansion du plasma	12
2 Expansion d'un plasma classique non-relativiste	17
2.1 Introduction	17
2.2 Présentation physique du problème	18
2.3 Hypothèses de base	20
2.4 Formulation mathématique du problème	21
2.5 Formulation self-similaire du problème	26
3 Profils en expansion d'un plasma partiellement ionisé	33
3.1 Introduction	33
3.2 Modèle unidimensionnel de l'expansion	34
3.3 Quelques ordres de grandeur	35
3.4 Profils en expansion de la vapeur métallique	37
3.5 Profils en expansion de la plume d'ablation	43
3.6 Conclusion	67

II	Expansion d'un Plasma Complètement Ionisé	69
4	Contribution des effets quantique et relativiste à l'expansion d'un plasma complètement ionisé	71
4.1	Introduction	71
4.2	Plasmas classiques et plasmas quantiques	73
4.3	Profils en expansion d'un plasma faiblement dense	76
4.4	Profils en expansion d'un plasma dense	84
4.5	Conclusion	91
	Conclusion	93
	Bibliographie	105

Introduction générale

Contexte général

L'expansion des plasmas relève de différentes disciplines de la physique [Smirnov01]. 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 [Ready71]. La connaissance de la dynamique d'un plasma, produit au voisinage d'une cible, permet la détermination de son effet sur l'efficacité de l'implosion nécessaire à la réaction de fusion [Djebli04]. L'énergie transportée par le rayonnement est absorbée en premier lieu par les électrons qui deviennent chauds. Leur expansion a lieu à l'intérieur, vers le plasma de densité élevée, comme à l'extérieur, vers le vide. L'expansion à l'intérieur du plasma produit un courant qui chauffe les ions, ainsi ces derniers sont accélérés. L'expansion sous vide permet aux ions d'acquérir des énergies considérables par le biais du champ électrique [Mao00].

L'expansion fait partie aussi des phénomènes d'accélération des particules dans les plasmas cosmiques [Chan84]. L'expansion peut avoir lieu lorsque un plasma s'étend d'un milieu très dense vers un autre milieu moins dense [Widner71]. 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 [Eselevich80]. Le jet est soumis à l'action du champ ambipolaire qui résulte de l'accélération des ions par les électrons. Le champ empêche les électrons de sortir de l'enceinte. De même, lorsqu'un solide est soumis à l'étincelle d'une décharge ou d'un laser, un plasma dense et chaud apparaît à la surface [Singh90b].

Dans le cas d'une interaction faible entre les différentes espèces (électrons et ions) constituant un plasma complètement ionisé, chaque type de particules peut être considéré comme étant un fluide indépendant ayant une température caractéristique. Le mouvement des électrons peut être alors décrit séparément de celui des ions en utilisant un modèle à deux fluides [Djebli04]. Dans le cas d'une interaction forte entre les différents types de particules (électrons, ions et atomes neutres), comme c'est le cas dans un plasma partiellement ionisé en équilibre thermodynamique local (ETL), les différents fluides sont tellement couplés entre eux qu'un seul fluide, doté d'une seule et même température, suffit pour décrire un tel plasma.

L'expansion adiabatique ou isotherme d'un plasma, sous vide produit par interaction laser-matière, peut se faire avec diffusion si les collisions entre particules sont très fréquentes, et de façon libre (sans diffusion) dans le cas contraire. La présence des phénomènes de diffusion est due aux collisions qui se produisent essentiellement entre les électrons et les neutres, dont la section efficace de collision est la plus importante.

Lorsque la vitesse des ions ou des électrons $v_{e,i}$ constituant un plasma, est proche de la vitesse de la lumière, les effets relativistes commencent à se manifester. La présence de ces derniers, engendre des comportements non linéaires. De nos jours, les lasers constituent le moyen le plus efficace pour la production d'ondes électromagnétiques. L'interaction d'une source laser suffisamment intense avec un matériau cible, permet la création de plasmas relativistes [Niknam09]. Récemment, Sylla et *al* ont mené une expérience sur la production d'un plasma non-collisionnel, créé par un laser intense [Sylla13]. Ils ont démontré qu'un traitement faiblement relativiste peut être adopté pour la description de l'espèce électronique. La deuxième partie de notre travail est basée essentiellement sur les résultats de cette expérience.

Souvent pour des raisons de simplicité, on a toujours tendance à considérer que les électrons évoluent comme étant des particules indépendantes. Or, pour se rapprocher plus des conditions expérimentales, l'étude d'un plasma avec une très grande densité de particules, nécessite la prise en compte des interactions qui se produisent entre les particules de même espèce. A très hautes températures, la matière se trouve sous la forme d'un plasma entièrement ionisé. Lorsque cette dernière est comprimée, les distances entre les atomes se réduisent induisant des corrélations. Un traitement quantique s'impose. La formation de plasmas denses ne concerne pas uniquement les électrons, mais peut s'étendre aux ions. Les modèles théoriques décrivant les plasmas denses font souvent

l'objet de débats [Shukla12, Bonitz13]. De nos jours, l'étude des plasmas denses est un élément clé dans la compréhension des phénomènes physiques qui se produisent au sein des objets astrophysiques.

Objectifs de la thèse

La première partie de ce travail a pour objectif de décrire les profils en expansion d'un plasma produit par l'interaction d'un laser avec une cible métallique sous vide. Pour ce faire, nous nous basons sur un modèle mathématique à un seul 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 du plasma, a été résolu numériquement suivant l'approche self-similaire.

Le but de la deuxième partie est l'étude des profils en expansion d'un plasma, en utilisant une approche hydrodynamique à deux fluides. Nous utiliserons alors un modèle hydrodynamique classique pour l'étude d'un plasma faiblement dense, et un modèle hydrodynamique quantique pour l'étude d'un plasma dense. Le premier étant constitué d'électrons classiques faiblement relativistes et d'ions H^+ , le deuxième est constitué d'électrons dégénérés faiblement relativistes et d'ions He^+ . Cette partie est motivée par les récents progrès enregistrés au niveau des intensités des lasers utilisés, qui ne cessent d'augmenter de jour en jour [Ridgers12].

Première partie

Expansion d'un Plasma Partiellement Ionisé

1

Interaction d'un laser nanoseconde avec une cible métallique

1.1 Les débuts de l'interaction laser-matière

L'interaction laser-matière joue un rôle considérable dans des domaines très variés de la physique [Eliezer02a]. Le mot ablation tient son origine du mot grec "*ablatus*", 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 intense. Le début du développement de l'ablation laser a commencé peu après la réalisation du premier laser par Maiman en 1960 [Maiman60]. 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 [Breech62]. 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 [Smith65], une technique à laquelle on donnera l'appellation PLD (Pulsed Laser Deposition). Mais ce n'est qu'en 1987 que la PLD prend véritablement son essor quand Dijkkamp et *al*

réussirent à fabriquer un nouveau type de supraconducteurs ayant une haute température critique, qui n'avait été atteinte, jusque là, par aucune autre méthode de croissance [Dijkkamp87].

Ce chapitre est organisé de la manière suivante : nous commencerons, dans un premier temps, par donner un très bref historique sur les débuts de l'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 flux (irradiance supérieure à 10^{13} W/cm^2), tout en passant par le flux intermédiaire (moyen), comportant deux domaines, le premier (irradiance allant de 10^5 à 10^7 - 10^8 W/cm^2) et le deuxième (irradiance supérieure à 10^8 W/cm^2) seront revus. Nous terminerons ce chapitre en posant le problème à étudier, à savoir, l'expansion d'un plasma produit par 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 détails en séparant ces derniers en trois catégories : (i) l'interaction laser-cible et la formation d'une vapeur métallique, (ii) l'interaction laser-vapeur et la formation d'une plume d'ablation (panache) et (iii) l'expansion adiabatique du plasma sous vide.

1.2 Les différents régimes de l'interaction laser-cible métallique

L'analyse du processus d'ablation se base sur une bonne connaissance des mécanismes de couplage entre le faisceau laser incident et la surface du solide irradié [Schou07]. 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) [Lunney98]. Parmi tout cela, nous pouvons distinguer l'irradiance (intensité), elle est donnée en W/cm^2 et correspond à la puissance, fournie par le faisceau laser, ramenée à la surface de la cible. Elle permet de classer l'interaction laser-matière en trois régimes [Anisimov95] (Fig. 1.1) :

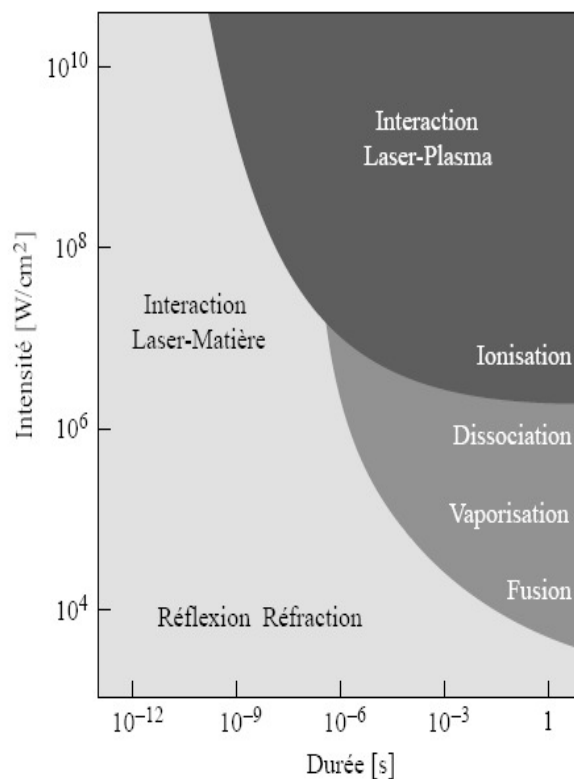


Figure 1.1 – Régimes d'interaction laser-matière [Rax05].

- Pour des irradiances inférieures à 10^5 W/cm^2 , la cible est chauffée superficiellement et une faible couche du matériau peut éventuellement être liquéfiée. La liquéfaction de la cible est utilisée pour le soudage ou, si la phase liquide est soufflée, pour la découpe.
- La température de vaporisation ne peut être atteinte, pendant l'impulsion laser, que si la densité de puissance fournie par le faisceau laser est supérieure à un certain seuil. Ainsi, nous entrons dans un régime d'ablation que nous pouvons scinder en deux domaines :

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

★ Si l'irradiance est supérieure à 10^8 W/cm^2 , la vapeur produite à partir de la matière éjectée de la cible devient plus dense et absorbe une fraction de l'énergie du faisceau laser ce qui aboutit à la création d'une plume lumineuse (plasma partiellement ionisé). Les densités de puissance demandées pour ce régime 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 ($10^{-9}s$), ceci afin de limiter le dégagement thermique tout en conservant la puissance. Les applications les plus courantes sont le perçage, les applications médicales et le dépôt de couches minces protectrices anticorrosion et anti-usure.

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

1.3 Application de l'ablation laser

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

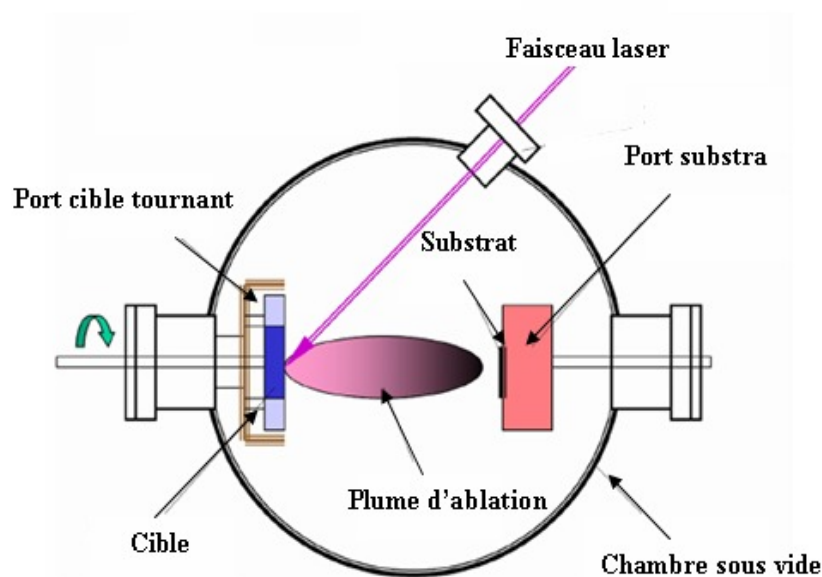


Figure 1.2 – *Principe de l'ablation par faisceau laser sous vide* [Delage03].

La technique consiste à focaliser un rayonnement laser intense sur la surface d'une cible où le faisceau est partiellement absorbé. À 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. 1.3). 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 [Anisimov95].

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)[Schaaf02]. 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 [Bakalova06].

L'ablation laser présente un certain nombre d'avantages pour la croissance de couches minces [Willmott00]. 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 [Meijer04]. 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 [Gower00]. 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 [Knowles07]. Mais, derrière la simplicité de la mise en œuvre de la PLD, les processus physiques impliqués sont très complexes.

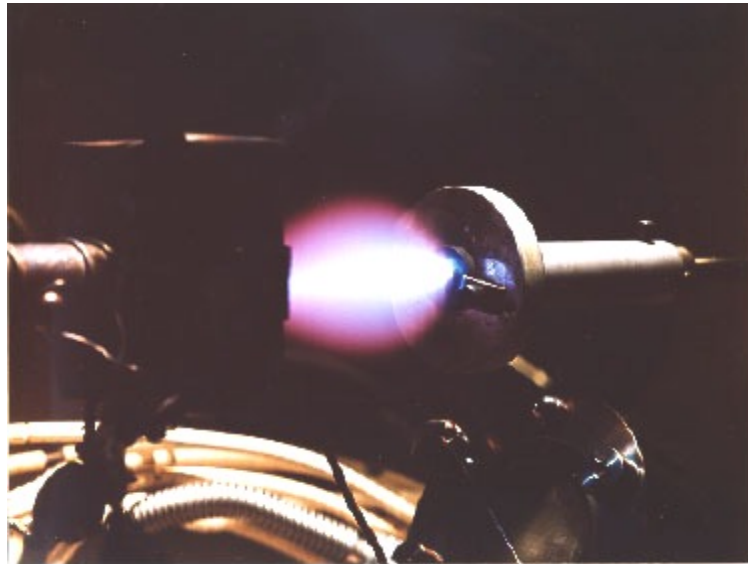


Figure 1.3 – *Plume d'ablation laser (panache)* [Delage03].

De nos jours, des films minces de tous types de matériaux ont pu être fabriqués par ablation laser [Chrissey94]. 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 [Nowakowski05].

1.4 Étapes de formation et d'expansion du plasma

Lorsque les premiers photons du faisceau laser atteignent la surface de la cible métallique, certains sont réfléchis et d'autres y déposent leurs énergies. Le fait que les métaux aient une bande de conduction où les électrons sont pratiquement libres permet d'absorber l'énergie du laser directement par chauffage des électrons sous l'effet du rayonnement de freinage inverse, qui se manifeste par la collision inélastique d'un électron avec un photon dans le champ d'un ion ou d'un atome neutre. L'électron va ainsi gagner de l'énergie cédée par le photon. Au départ le processus s'effectue essentiellement avec les atomes neutres, plus nombreux, puis avec les ions quand ceux-ci sont en nombre suffisant [Ready71].

L'utilisation d'un laser à flux moyen ($\simeq 10^9 \text{ W/cm}^2$), permet d'ablater les métaux en brisant directement les liens unissant les atomes de la cible, et par photoionisation. Dans ce processus, un atome neutre dans l'état fondamental absorbe un photon avec une énergie assez importante pour provoquer l'ionisation [Radziemski89]. 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

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

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 :

Matériau	Aluminium	Titane	Cuivre
$U_i(\text{eV})$	5,99	6,83	7,73

Au moment où les premiers atomes, ions et électrons sont éjectés de la cible, le degré d'ionisation du (futur) plasma est encore faible [LeDrogoff04]. La vapeur métallique formée n'absorbe que peu d'énergie du laser, lequel chauffe toujours la cible. La distribution en vitesse des particules émises n'est pas maxwellienne dès le départ [Bennaceur-Doumaz10], 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 [Kelly88]. Quelques collisions sont suffisantes pour que les espèces y adoptent une distribution des vitesses maxwelliennes (isotrope) dans le référentiel du centre de masse s'éloignant de la cible. La couche de Knudsen n'existe que pendant une durée inférieure à la durée de l'impulsion laser et disparaît à l'allumage proprement dit du plasma [Itina99]. 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 [Vertes89], 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. De ce fait, un plasma métallique électriquement neutre commence à se former en avant de la cible [Garrelie98].

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.

1.4.1 Interaction laser-cible et formation de la vapeur

L'interaction laser-cible se limite à l'arrivée d'un rayonnement laser et de son absorption par une couche de la surface de la cible. Le laser frappe la surface du métal et une partie de l'énergie incidente est rapidement absorbée par les électrons libres du métal. Ceux-ci sont amenés dans un niveau d'énergie plus élevé dans la bande de conduction. L'énergie est instantanément convertie sous forme de chaleur. La cible est alors rapidement et localement chauffée jusqu'à vaporisation (Fig. 1.4).

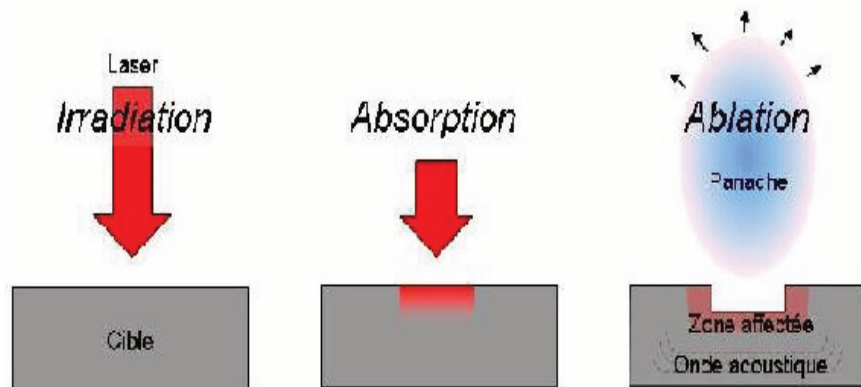


Figure 1.4 – Étapes de l'ablation laser.

1.4.2 Interaction laser-vapeur et formation du plasma

Le volume chauffé est éjecté du métal mais continue à absorber l'énergie du laser incident. Ceci conduit à atténuer fortement cette énergie avant qu'elle n'atteigne la surface et à réduire l'efficacité de chauffage et de vaporisation (écranage du plasma) [LeDrogoff04]. 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 [Kelly88]. Lorsque de nombreuses collisions ont lieu entre les diverses particules, le plasma peut être considéré dans un équilibre thermodynamique local [Vertes89]. 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.

1.4.3 Expansion adiabatique sous vide

Cette étape débute juste à l'arrêt de l'impulsion laser (Fig. 1.5). Compte tenu de la très forte densité électronique, le plasma métallique existant en fin d'impulsion laser est caractérisé par une température de surface de l'ordre de 10^4 à 10^5 K [Zel'dovich01]. 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 [Bleinera07]. Dans le vide, les atomes de la plume finissent par avoir une distribution de vitesse maxwellienne (une fois que la couche de Knudsen est franchie).

Dès la fin de l'impulsion laser, il n'y a plus d'interaction laser-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 sous vide, se refroidir et s'éteindre [Bolshov08].

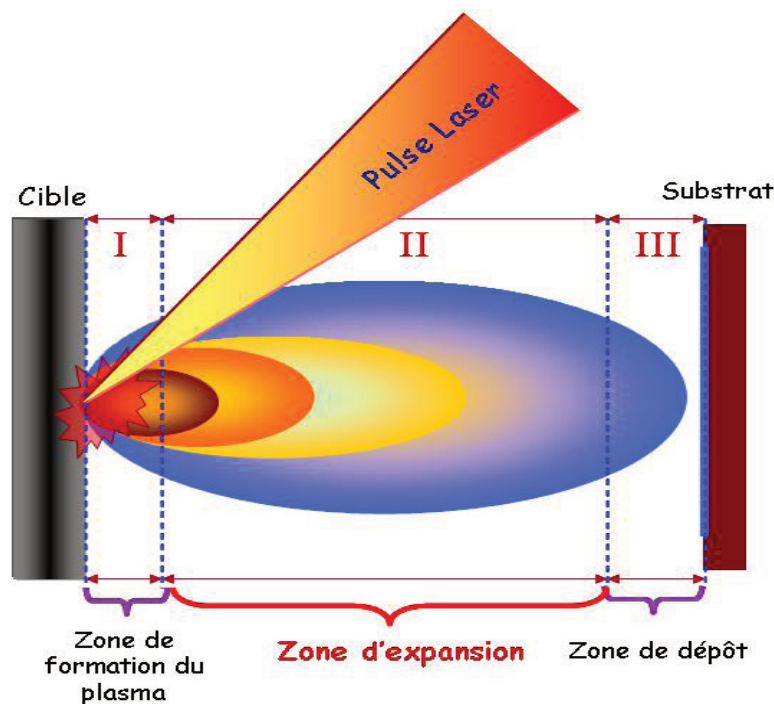


Figure 1.5 – Zone d'expansion du panache d'ablation sous vide.

2

Expansion d'un plasma classique non-relativiste

2.1 Introduction

Le début de l'étude des fluides parfaits date du $XVIII^{eme}$ 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 sous vide. Les particules qui se trouvent au front du plasma d'ablation sont considérées en équilibre thermodynamique local et la séparation de charge est supposée négligeable (quasi-neutralité).

Dans ce deuxième chapitre, afin d'étudier l'expansion adiabatique d'un plasma produit par ablation laser à flux moyen d'une cible métallique sous vide, nous adopterons une

approche hydrodynamique, modèle à un seul 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. 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 sous vide sont des équations aux dérivées partielles du premier ordre dont la résolution analytique est difficile ou impossible à obtenir dans l'espace réel (z, 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.

2.2 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 à 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 que 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 [Peng05]. Dans les laboratoires, le phénomène d'expansion des plasmas est observé au voisinage de la surface de métaux irradiés 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, dûs 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 [Kar94].

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 [Zhang01]. 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 [Singh90b, Amoruso99, Bulgakov95], soit avec la méthode de Monte Carlo [Garrelie98, Garrelie99], soit par une combinaison des deux [Itina02, Itina03].

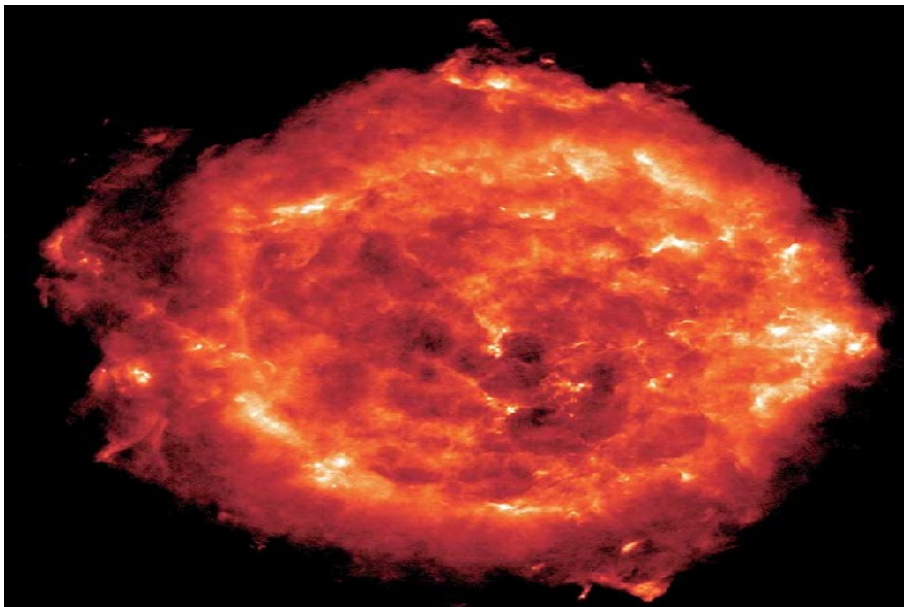


Figure 2.1 – *Étoile en plein expansion.*

Une approche classique, basée sur les travaux initiaux de Gurevich [Gurevich66a] et de Dawson [Dawson69], puis développée par Singh et *al* [Singh90b, Singh90a] 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 du plasma [Anisimov93, Anisimov96]. Ce travail est élaboré à la base de cette dernière approche. La condition d'adiabacité permet donc de simplifier considérable-

ment les équations régissant la détente du plasma sous vide. Mais avant, intéressons nous de près aux hypothèses de base du modèle à un seul fluide.

2.3 Hypothèses de base

Durant les premiers instants de l'expansion (les premières 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 [Rax05]. 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 $0.1 \text{ } \mu\text{m}$. 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 $0.01 \text{ } \mu\text{m}$. L'expansion est supposée, alors 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 le plasma d'ablation sont éjectées à des vitesses proches de 10^5 cm.s^{-1} , et pouvant atteindre 10^7 cm.s^{-1} , qui contribuent à l'accélération rapide de l'expansion adiabatique du plasma [DeGiacomo03]. 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 [Anisimov68], le plasma se comporte comme un seul fluide continu (modèle à un seul 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 [Anisimov93].

La direction perpendiculaire à la cible est privilégiée [Kools93]. En fait, on considère que la dimension du spot laser ($\simeq 1 \text{ mm}$ de diamètre) est beaucoup plus grande que l'épaisseur 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 [Tan07]. Ceci entraîne une expansion unidimensionnelle de la plasma 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 [Tan08]. Ce chapitre sera consacré à l'étude des deux modèles d'expansion (avec/sans diffusions) d'un plasma d'ablation sous vide.

2.4 Formulation mathématique du problème

L'expansion d'un plasma sous 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 [Balazs91]. 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.

2.4.1 Équations de base du modèle à un seul 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 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) sous vide, sont données respectivement sous leurs formes conservatives suivantes [Germain73] :

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

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

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

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

2.4.2 Équation 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 [Leboeuf96]

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

L'énergie interne $\rho\varepsilon$ est donnée par [Chen05]

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

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

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

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

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

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

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

2.4.3 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) [Wever03]. On peut alors supposer que l'équilibre thermodynamique est établi localement en chaque point du plasma. L'approche qui consiste à diviser le plasma en plusieurs régions au sein desquelles un équilibre thermodynamique est atteint, définit le concept d'équilibre thermodynamique local (ETL). Le système unique initial est alors 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).

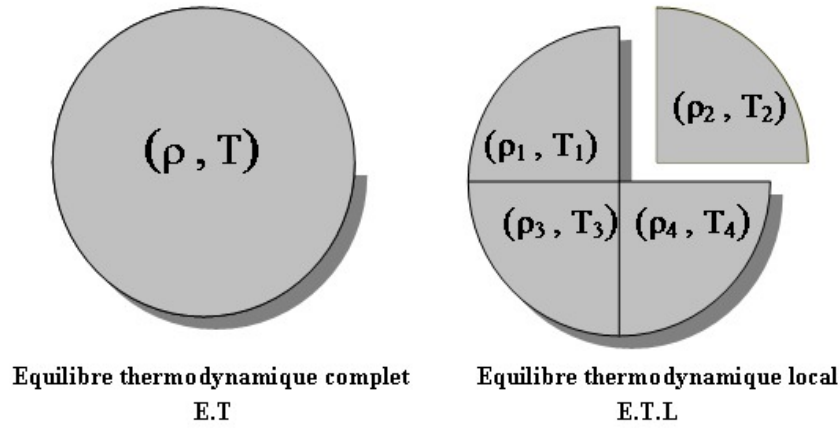


Figure 2.2 – Représentation schématique du concept d'équilibre thermodynamique local [Silvert04].

L'équilibre Thermodynamique Local (ETL) est décrit par les quatre lois de Maxwell, de Boltzmann, de Saha et de Planck [Eliezer02b] :

2.4.3.1 Distribution de Maxwell :

Pour un plasma à l'ETL, les particules sont thermalisées grâce à un nombre suffisant de collisions. La distribution de ces particules est donnée par la distribution de Maxwell $f(E)$. Pour une température donnée, cette dernière dépend uniquement de l'énergie E de la particule :

$$f(E)dE = 2\sqrt{\frac{E}{\pi}} \frac{\exp(-E/k_B T_e)}{(k_B T_e)^{3/2}} dE \quad (2.10)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T_e la température électronique.

2.4.3.2 Loi de Boltzmann :

Elle décrit l'équilibre des populations entre les niveaux excités au sein d'un ion :

$$\frac{N_z^j}{N_z^i} = \frac{g_z^j}{g_z^i} \exp\left(-E_z^{ij}/k_B T_e\right) \quad (2.11)$$

avec N_z^i, N_z^j les densités de population des niveaux excités i, j de l'espèce avec la charge z , et E_z^{ij} l'énergie d'excitation entre ces niveaux.

2.4.3.3 Loi de Planck :

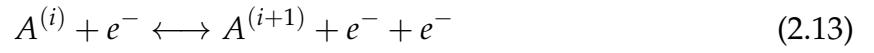
La densité d'énergie photonique (ρ_ν) par unité de volume et de fréquence est donnée par :

$$\rho_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3 \exp(h\nu/k_B T_e) - 1} d\nu \quad (2.12)$$

où c est la vitesse de la lumière.

2.4.3.4 Loi de Saha :

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



Dans notre cas, on suppose que sous l'effet de l'énergie de la source laser appliquée, les atomes neutres A^0 (ou tout simplement A) subissent une ionisation au premier ordre ($i = 0$). Le plasma étant supposé partiellement ionisé, contient une fraction $\eta_0 = n_0/n$ d'atomes neutres A qui ne sont pas encore touchés par le processus d'ionisation, une fraction $\eta_i = n_i/n$ d'ions A^+ , et une fraction $\eta_e = n_e/n$ d'électrons. La relation entre les densités des électrons, des atomes et des ions (une fois ionisés) peut être décrite par l'équation de Saha [Eliezer02b]

$$\frac{\eta_e \eta_i}{\eta_0} = \frac{2}{n} \frac{U_+}{U_0} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{U_i}{k_B T} \right) \quad (2.14)$$

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

2.4.4 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 [Rax05]

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

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

$$\eta_e = \eta_i \quad (2.15)$$

2.4.5 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

$$\eta_0 = 1 - \eta_i \quad (2.16)$$

Posons $\eta_i = \eta$, donc l'équation (2.14) devient

$$\frac{\eta^2}{1 - \eta} = \frac{2}{n} \frac{U_+}{U_0} \left(\frac{2\pi m_e T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{U_i}{T} \right) \quad (2.17)$$

En remplaçant (2.15) dans les équations (2.8) et (2.9), l'expansion du plasma d'ablation peut être décrite par les équations suivantes

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

$$\frac{\partial}{\partial t} (nv) + \frac{\partial}{\partial z} \left[nv^2 + n \frac{T}{M} (1 + \eta) \right] = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[n \left(\frac{v^2}{2} + \frac{3T}{2M} (1 + \eta) + \frac{U_i}{M} \eta \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[nv \left(\frac{v^2}{2} + \frac{5T}{2M} (1 + \eta) + \frac{U_i}{M} \eta \right) \right] = 0 \quad (2.20)$$

Précisons que la variable T , contenue dans les équations (2.17), (2.18), (2.19) et (2.20) 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 .

2.5 Formulation self-similaire du problème

La résolution de l'ensemble des équations (système d'équations **(I)** : 2.17, 2.18, 2.19, 2.20) 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) [Gurevich66a].

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) [Hsuan74]. 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 [Anderson78]. Lorsqu'une équation est la combinaison du rapport z/t seulement, toutes les grandeurs qui dépendent de 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 [Sack87b].

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'algèbre de Lie [Reichardt80]. 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.

2.5.1 Variable self-similaire

Suivant le raisonnement de Sack et Schamel [Sack87b], dans le cas le plus simple d'expansion unidimensionnelle d'un gaz parfait sous vide, les équations hydrodynamiques régissant la dynamique de l'expansion sont représentées par l'équation de continuité et l'équation de mouvement suivantes

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(nv) = 0 \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(nv) + \frac{\partial}{\partial z}\left(nv^2 + \frac{P}{M}\right) = 0 \quad (2.22)$$

Les variables (z, t) interviennent dans les équations (2.21, 2.22) uniquement par le biais de leurs dérivées. Une translation spatio-temporelle ($z' = z + z_0$, $t' = t + t_0$) 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 [Ames72]

$$G : \begin{cases} \tilde{t} = a^{\alpha_1} t, & \tilde{z} = a^{\alpha_2} z \\ \tilde{n} = a^{\beta_1} n, & \tilde{v} = a^{\beta_2} v \end{cases} \quad (2.23)$$

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 ,

$$F(y) = f(a)F(\tilde{y}) \quad (2.24)$$

où $f(a)$ est une fonction du paramètre a . En appliquant ces nouvelles variables aux équations (2.21) et (2.22), et en remplaçant P par nT , nous obtenons pour un choix de $f(a) = 1$

$$a^{\alpha_1 - \beta_1} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \tilde{t}} + a^{\alpha_2 - \beta_1 - \beta_2} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} (\tilde{n} \tilde{v}) = 0 \quad (2.25)$$

$$a^{\alpha_1 - \beta_1 - \beta_2} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{t}} + a^{\alpha_1 - \beta_1 - \beta_2} \frac{\tilde{v}}{\tilde{n}} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \tilde{t}} + a^{\alpha_2 - \beta_1 - 2\beta_2} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} (\tilde{v} \cdot \tilde{v}) + \frac{a^{\alpha_2 - \beta_1}}{\tilde{n}} \left(a^{-2\beta_2} \tilde{v}^2 + \frac{T}{M} \right) \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (2.26)$$

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

$$\xi(z, t) = \frac{z}{t} = \frac{\tilde{z}}{\tilde{t}} \quad (2.27)$$

Pour écrire les équations (2.21) et (2.22) 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

$$\begin{aligned}
(\tilde{V} - \xi) \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \xi} + \tilde{N} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \xi} - \tilde{N} &= 0 \\
(\tilde{V} - \xi) \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \xi} + \frac{k_B T}{M b^2} \frac{1}{\tilde{N}} \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \xi} &= 0
\end{aligned}$$

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 .

2.5.2 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 [Sack87b]. En effet ceci est justifié quand la condition de quasi-neutralité de la charge du milieu est vérifiée. La longueur de Debye donnée par

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_0 e^2}} \quad (2.28)$$

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 [Rax05]. 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 [Djebli04]. La variable self-similaire ξ prend, dans un repère espace-temps $(\mathbf{z}, t)$ la forme suivante

$$\xi = \frac{z}{c_s t} \quad (2.29)$$

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

$$v(z, t) = c_s V(\xi) \text{ et } \begin{cases} n(z, t) = n_0 N(\xi) \longrightarrow \text{modèle sans diffusion} \\ n(z, t) = n_0 N(\xi) / \omega_p t \longrightarrow \text{modèle avec diffusion} \end{cases} \quad (2.30)$$

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

$$\begin{cases} T(z, t) = Mc_s^2 \tilde{T} \\ U_i(z, t) = Mc_s^2 \tilde{U}_i \end{cases} \quad (2.31)$$

Nous obtenons finalement les deux systèmes d'équations différentielles ordinaires : **(II)** (2.32, 2.33, 2.34, 2.35) et **(III)** (2.36, 2.37, 2.38, 2.35), régissant l'expansion unidimensionnelle (avec/sans diffusion) d'un plasma d'ablation sous vide.

2.5.2.1 Modèle d'expansion sans diffusion

Les équations sans dimensions sont écrites sous la forme [Fermous12]

$$\frac{(V - \xi)}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \xi} = 0 \quad (2.32)$$

$$\frac{\tilde{T}}{N} (1 + \eta) \frac{\partial N}{\partial \xi} + (V - \xi) \frac{\partial V}{\partial \xi} + (1 + \eta) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \tilde{T} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0 \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} & \left[(V - \xi) + \frac{1}{V} \left(\frac{5}{2} \tilde{T} (1 + \eta) + \tilde{U}_i \eta \right) \right] \frac{\partial V}{\partial \xi} + \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) (1 + \eta) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T} \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \right] \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T} (1 + \eta) + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \eta \right] \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} = 0 \end{aligned} \quad (2.34)$$

$$\frac{\eta}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} - \frac{\eta}{\tilde{T}} \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \frac{2 - \eta}{1 - \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0 \quad (2.35)$$

2.5.2.2 Modèle d'expansion avec diffusion

Les équations sans dimensions sont écrites sous la forme [Bennaceur-Doumaz09]

$$\frac{(V - \xi)}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 \quad (2.36)$$

$$\frac{\tilde{T}}{N} (1 + \eta) \frac{\partial N}{\partial \xi} + (V - \xi) \frac{\partial V}{\partial \xi} + (1 + \eta) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \tilde{T} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0 \quad (2.37)$$

$$\begin{aligned}
& \left[(V - \xi) + \frac{1}{V} \left(\frac{5}{2} \tilde{T}(1 + \eta) + \widetilde{U}_i \eta \right) \right] \frac{\partial V}{\partial \xi} + \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) (1 + \eta) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T} \right. \\
& \quad \left. + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \widetilde{U}_i \right] \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T}(1 + \eta) + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \widetilde{U}_i \eta \right] \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\
& \quad = \frac{1}{V} \left[\frac{3\tilde{T}}{2} (1 + \eta) + \widetilde{U}_i \eta \right]
\end{aligned} \tag{2.38}$$

$$\frac{\eta}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} - \frac{\eta}{\tilde{T}} \left(\frac{3}{2} + \frac{\widetilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \frac{2 - \eta}{1 - \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = -\frac{\eta}{\xi} \tag{2.39}$$

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 [Ivlev98].

3

Profils en expansion d'un plasma partiellement ionisé

3.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les équations régissant le phénomène d'expansion adiabatique d'un plasma sous 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 voire 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) où on est supposé connaître les propriétés thermodynamiques (densité et température) et cinétique (vitesse) au temps $t = 0$.

Le troisième et dernier chapitre de cette première partie sera consacré à la recherche des

solutions self-similaires du modèle à un seul fluide. L'unicité de la transformation self-similaire (autosemblable) sera remise en cause. Il sera aussi question, dans ce chapitre, de donner une importance primordiale au choix des conditions initiales, nécessaires pour implémenter les codes numériques.

3.2 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 [Gurevich66a] 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 thermiques 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'acquièrent 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'un plasma d'ablation sous 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 sous vide. La raison principale qui a motivé cette étude est que, d'un point de vue mathématique, les deux transformations self-similaires destinés à adimensionner la densité sont tous les deux faisables. Mais d'un point de vue physique, seule la transformation donnant des profils de densité décroissants est acceptée.

3.3 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)*[Hermann98].

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 [Hermann98].

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 Technologies Avancées* CDTA) (Fig.3.1).

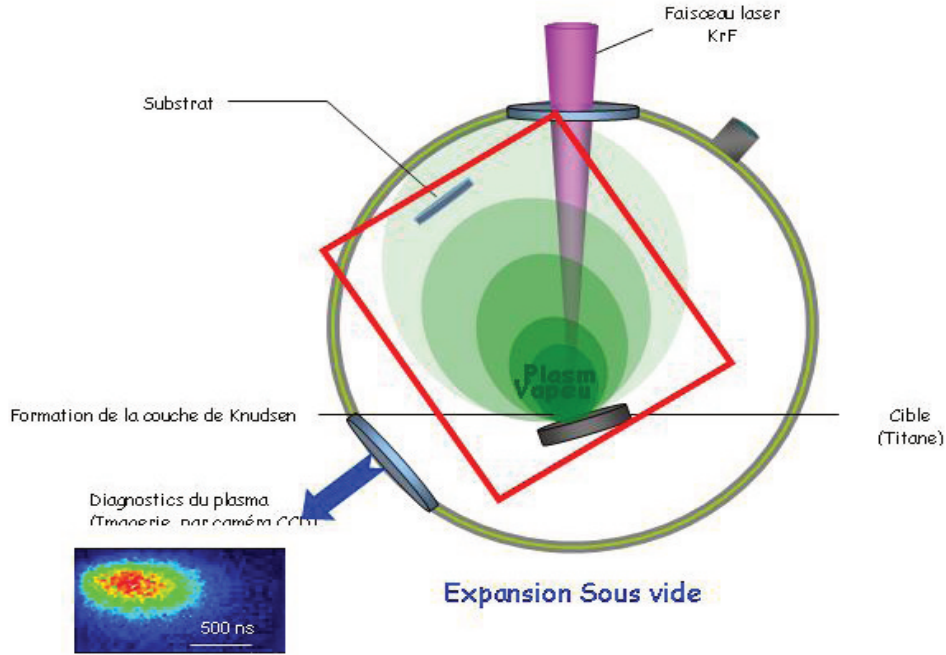


Figure 3.1 – Formation et expansion d'un plasma produit dans les expériences de dépôt de couches minces par laser pulsé (PLD).

A la fin du pulse laser, la plume d'ablation est supposée occuper la moitié de l'espace $z < 0$. Elle est caractérisée par une densité de particules initiale $n_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et une température égale à la température de vaporisation $T_v = 3562 \text{ K}$. N'ayant plus aucun apport d'énergie, la quantité de matière arrachée acquiert une vitesse moyenne initiale v_0 , approximativement égale à la vitesse acoustique c_s [Bennaceur-Doumaz09].

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 :

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

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

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

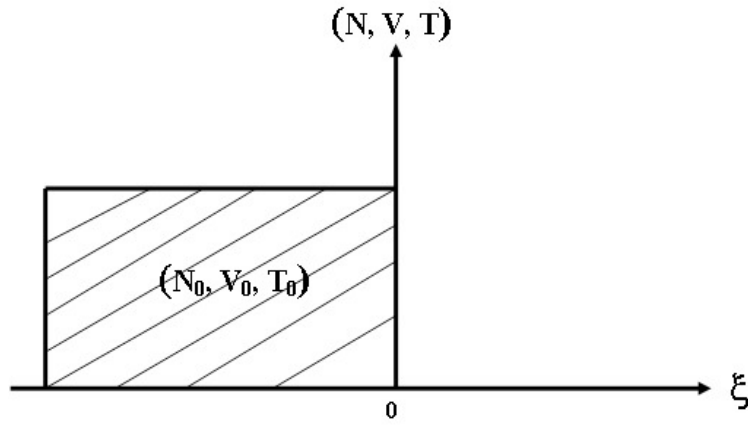


Figure 3.2 – Position spatiale des densités, vitesses et températures initiales.

3.4 Profils en expansion de la vapeur métallique

Pour une irradiance du flux laser allant de 10^5 W/cm^2 à 10^7 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 $\eta \rightarrow 0$ et en posant $\tilde{U}_i = 0$ dans les équations (2.32), (2.33), (2.34) et (2.35) on retombe sur les équations du modèle sans diffusion régissant l'expansion adiabatique de la vapeur métallique sous vide. Elles sont données par

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

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

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

Ces équations peuvent être réécrites sous la forme matricielle suivante

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

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

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

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

$$\det H = \phi_1 (\mu_2 \chi_3 - \mu_3 \chi_2) - \mu_1 (\phi_2 \chi_3 - \phi_3 \chi_2) + \chi_1 (\phi_2 \mu_3 - \phi_3 \mu_2)$$

soit égal à zéro. Donc,

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

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

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

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

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

la dérivée de (3.8) est donnée

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

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

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

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

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

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

I^o.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) [Jedrzejewski01]. 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 [Djebli04].

I^o.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 3.3), (Fig 3.4), (Fig 3.5) l'évolution des profils de la densité, température et vitesse normalisées en fonction de la variable self-similaire.

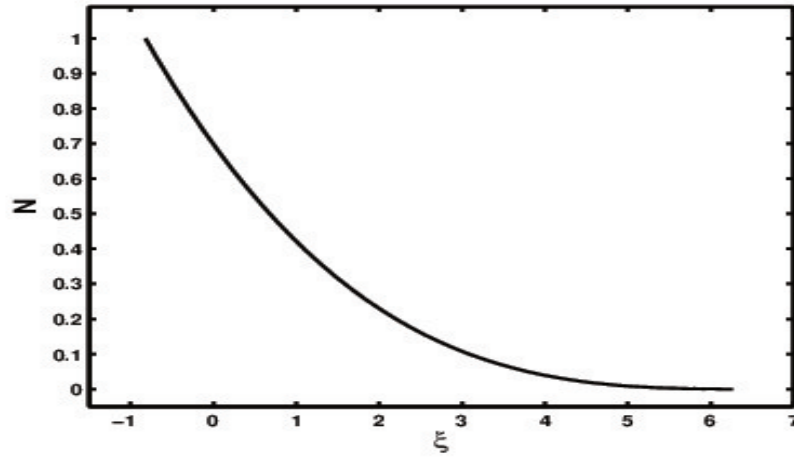


Figure 3.3 – Profil de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix imposé du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [-0.82, 6.27]$.

Ces dernières reproduisent exactement des profils d'expansion bien connus [Gurevich66b]. L'expansion prend fin 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.

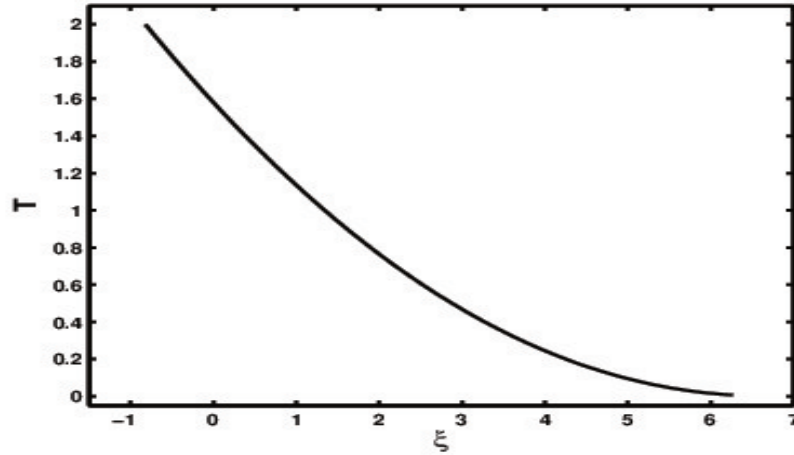


Figure 3.4 – Profil de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix imposé du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [-0.82, 6.27]$.

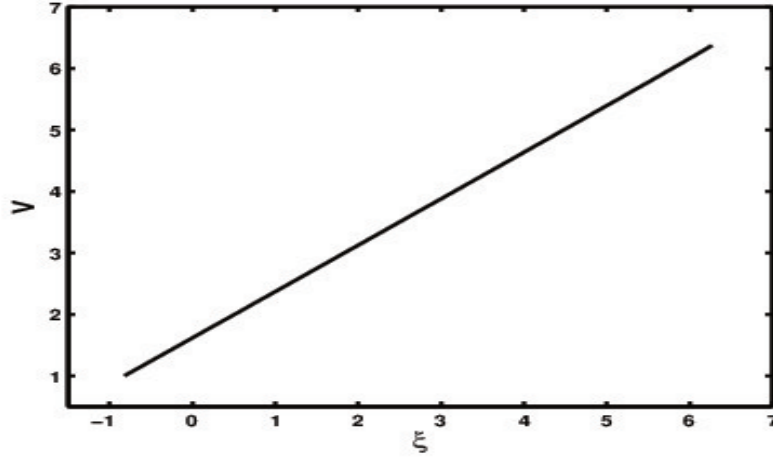


Figure 3.5 – Profil de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix imposé du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [-0.82, 6.27]$.

II° / Modèle d'expansion avec diffusion :

Les équations régissant le modèle d'expansion avec diffusion de la vapeur métallique sont obtenues en faisant tendre η vers zéro dans les équations (2.36), (2.37), (2.38) et (2.39).

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

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

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

II^o.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 sous 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 (3.6), (3.7) et (3.8), 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. 3.6). 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. 3.8).

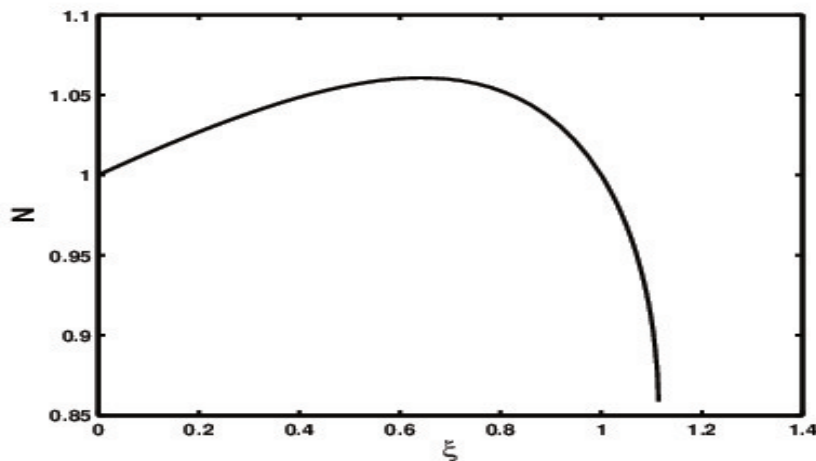


Figure 3.6 – Profil de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix arbitraire du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [0, 1.11]$.

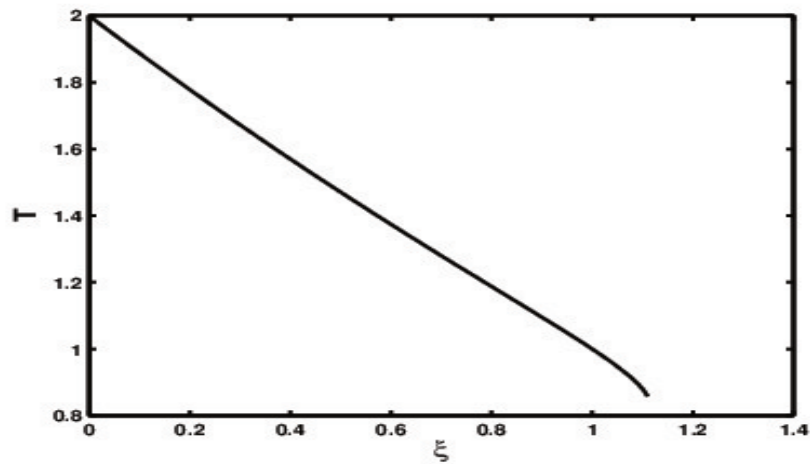


Figure 3.7 – Profil de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix arbitraire du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [0, 1.11]$.

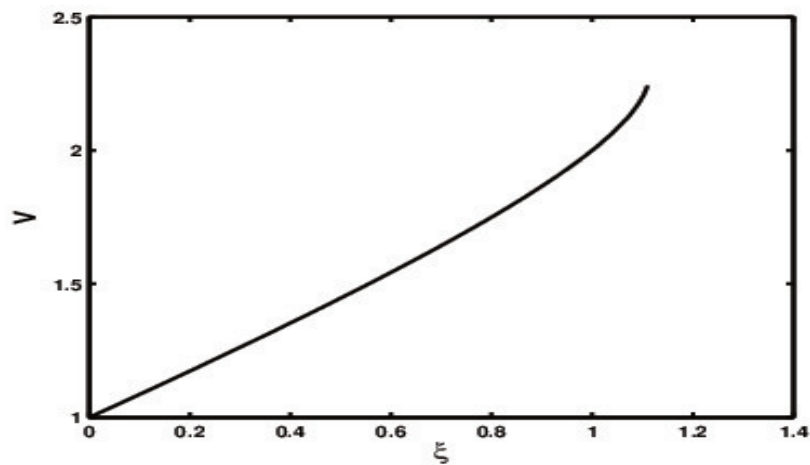


Figure 3.8 – Profil de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour un choix arbitraire du domaine de la variable self-similaire $\xi \in [0, 1.11]$.

3.5 Profils en 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 seul 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 seul fluide), en d'autres termes, trouver le domaine de la variable self-similaire pour lequel la condition de quasi-neutralité reste vérifiée.

III^o / Modèle d'expansion sans diffusion :

Le modèle d'expansion sans diffusion d'un plasma sous vide est décrit par les équations sans dimensions (2.32), (2.33), (2.34) et (2.35), qu'on peut réécrire sous la forme vectorielle suivante

$$\begin{aligned}
 G \vec{X} &= \vec{0} \tag{3.20} \\
 G &= \begin{pmatrix} \theta_1 & \theta_2 & \theta_3 & \theta_4 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 & \lambda_4 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 & \gamma_4 \\ \delta_1 & \delta_2 & \delta_3 & \delta_4 \end{pmatrix}, \quad \vec{X} = \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \end{bmatrix}, \quad \vec{0} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\
 \text{avec} \quad & \begin{cases} \theta_1 = \frac{V-\xi}{N} \\ \theta_2 = 1 \\ \theta_3 = 0 \\ \theta_4 = 0 \end{cases}, \quad \begin{cases} \lambda_1 = \frac{\tilde{T}}{N}(1+\eta) \\ \lambda_2 = V - \xi \\ \lambda_3 = 1 + \eta \\ \lambda_4 = \tilde{T} \end{cases}, \quad \begin{cases} \delta_1 = \frac{\eta}{N} \\ \delta_2 = 0 \\ \delta_3 = -\frac{\eta}{\tilde{T}} \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \\ \delta_4 = \frac{2-\eta}{1-\eta} \end{cases} \\
 \text{et} \quad & \begin{cases} \gamma_1 = \frac{1}{N} \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T}(1+\eta) + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \eta \right] \\ \gamma_2 = V - \xi + \frac{1}{V} \left[\frac{5}{2} \tilde{T}(1+\eta) + \tilde{U}_i \eta \right] \\ \gamma_3 = \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) (1+\eta) \\ \gamma_4 = \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T} + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \end{cases}
 \end{aligned}$$

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,

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

On voit que si on fait tendre $\eta \rightarrow 0$, 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 [Cheng09]. 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

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

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 (2.32), (2.33), (2.34) et (2.35) 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

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

III^o.1 / Résultats et discussion :

D'après les multiples travaux élaborés sur l'expansion self-similaire d'un plasma sous 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 [Singh83, Bennaceur-Doumaz09, Zel'dovich01]. 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 [Anderson80].

III^o.1.1 / 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. 3.9) 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 (3.9) 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 sous 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.

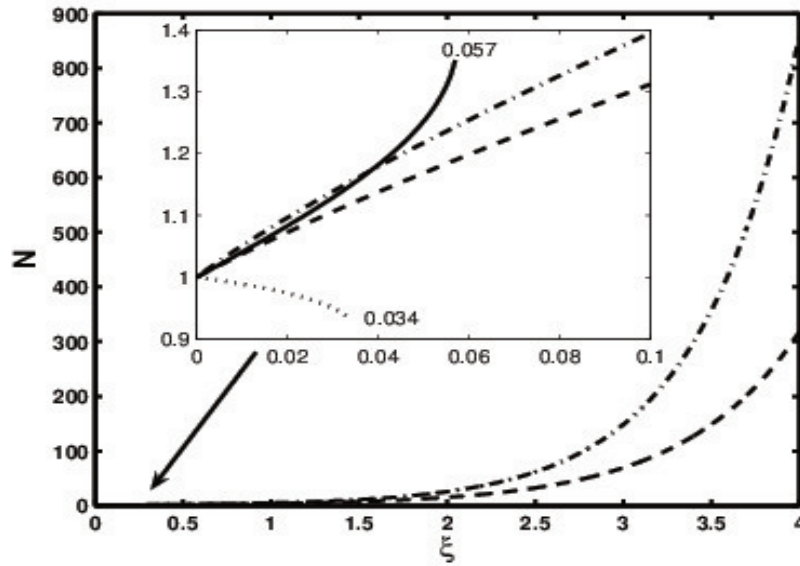


Figure 3.9 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($-\cdot-$), $\eta_0 = 0.50$ ($--$), $\eta_0 = 0.75$ ($—$) et $\eta_0 = 0.95$ ($\cdots$).

III°.1.2/ 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

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

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

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 3.4 et 3.4), 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 répercussions que sur le temps de calcul de la machine (augmentation du nombre d'itérations) [Djebli04]. La figure (3.10), 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.

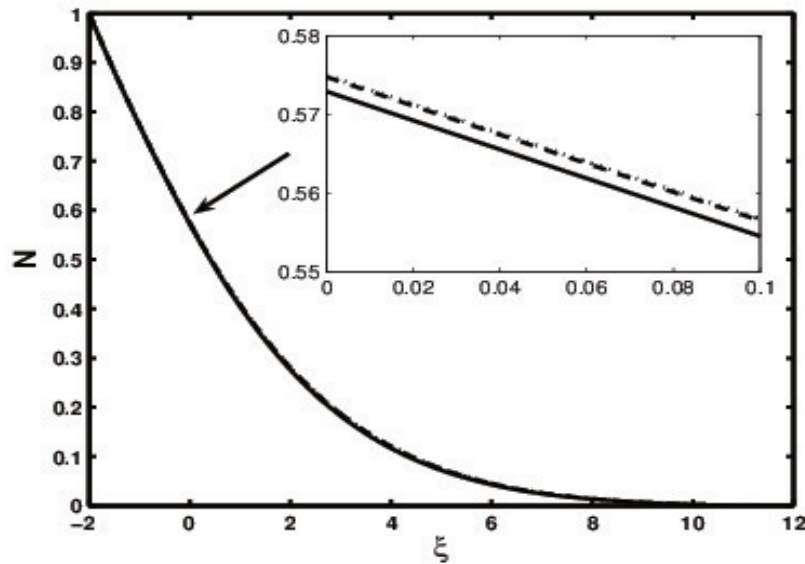


Figure 3.10 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du pas d'intégration $h_0 = 0.1$ (—), $h_0 = 0.01$ (---) et $h_0 = 0.001$ (···). La valeur du paramètre d'ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0,95$.

III°.2/ Effet du paramètre d'ionisation sur les profils en expansion :

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 seul fluide obéissant à la condition de quasi-neutralité.

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 (3.11), 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 tout les profils). Ce point donne la valeur maximale ξ_{max} que peut prendre la variable self-similaire, au delà de laquelle le modèle à un seul 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).

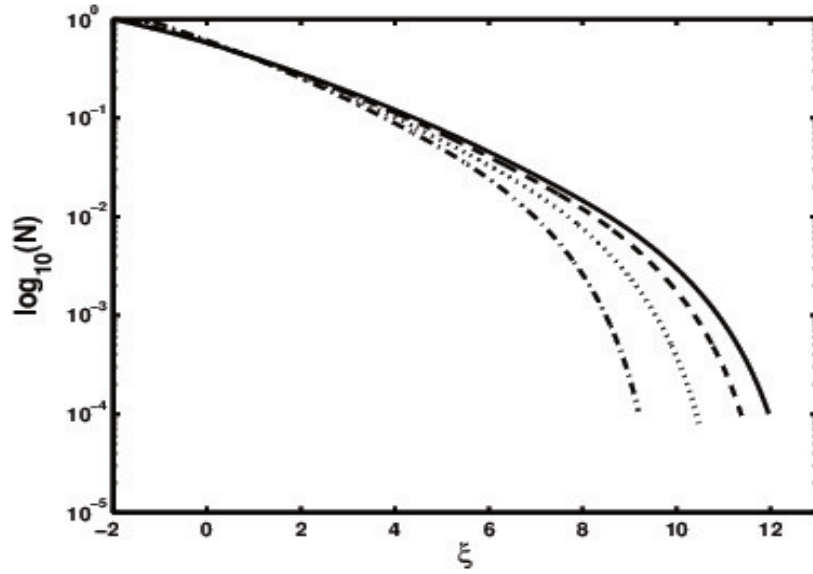


Figure 3.11 – Profils de $\log_{10}(N)$ en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($\cdot \cdot \cdot$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($—$).

III°.2.1 / Effet du paramètre d'ionisation sur les profils de densité :

D'après la figure (Fig. 3.12), les profils de densité sont caractérisés par deux phases :

Première phase : Au voisinage immédiat de la source $\xi \in [-2, 0.86]$

Cette étape est appelée "phase d'expansion collisionnelle sans diffusion". Cette phase est caractérisée par une chute rapide de la densité. On peut remarquer que cette chute est d'autant plus importante lorsque le plasma est fortement ionisé ($\eta = 0.95$). En effet, en présence d'une densité élevée de particules chargées, les collisions coulombiennes deviennent très fréquentes, ce qui rend la décroissance de la densité plus rapide [Fermous12].

Deuxième phase : loin de la source $\xi \in [0.86, 12]$

Si, maintenant, 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 décroît plus lentement par rapport à la première phase.

La fin de l'expansion ne peut être connue au préalable à cause de la difficulté d'acquisition des conditions aux limites dans les expériences de dépôt de couche minces produites par ablation laser. Pour y remédier à ce problème, la fin de l'expansion est représentée mathématiquement par $N_I \rightarrow 0$. Par exemple, on peut constater sur la figure (Fig. 3.12),

que l'expansion prend fin lorsque $\xi = 8.12$, pour une valeur du paramètre d'ionisation $\eta_0 = 0.25$, et une valeur $\xi = 10$ lorsque $\eta_0 = 0.95$.

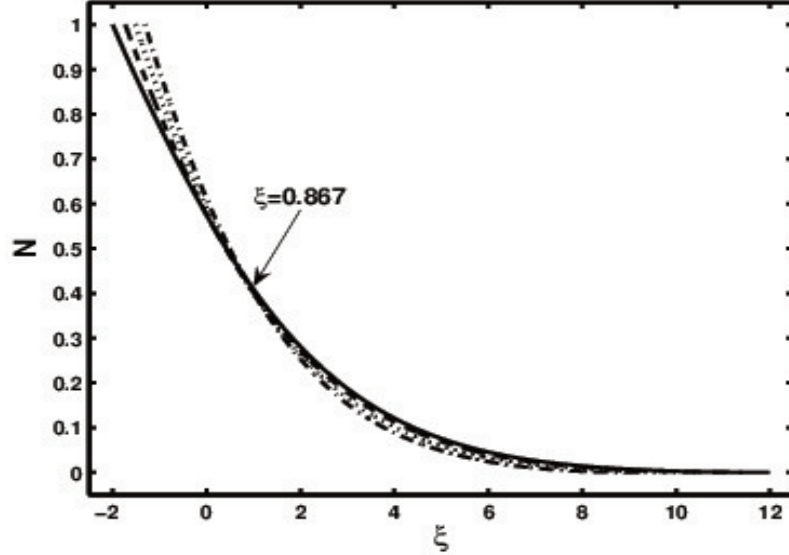


Figure 3.12 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($-\cdot-$), $\eta_0 = 0.50$ ($\cdot\cdot\cdot$), $\eta_0 = 0.75$ ($- \cdot -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($---$).

La largeur du domaine de la variable self-similaire, donc du domaine de validité du modèle fluide dans la limite de quasi-neutralité, est d'autant plus large pour un plasma fortement ionisé.

Il y a lieu de mentionner que tous les profils de densité passent par un point commun $\xi \simeq 0.86$. Ce point est appelé "le point sonique" [Chen05]. Les profils de densité, dans les deux phases d'expansion collisionnelle et de recombinaison, adoptent une forme concave. Ceci, pourrait être une conséquence de l'absence de diffusion des particules après collisions coulombiennes.

Pour résumer, on peut dire que lorsque l'ablation laser est effectuée sous vide, le plasma se refroidit rapidement dans la première phase d'expansion collisionnelle (au voisinage immédiat de la source (Fig. 3.13)). 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 (3.12), 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, 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.

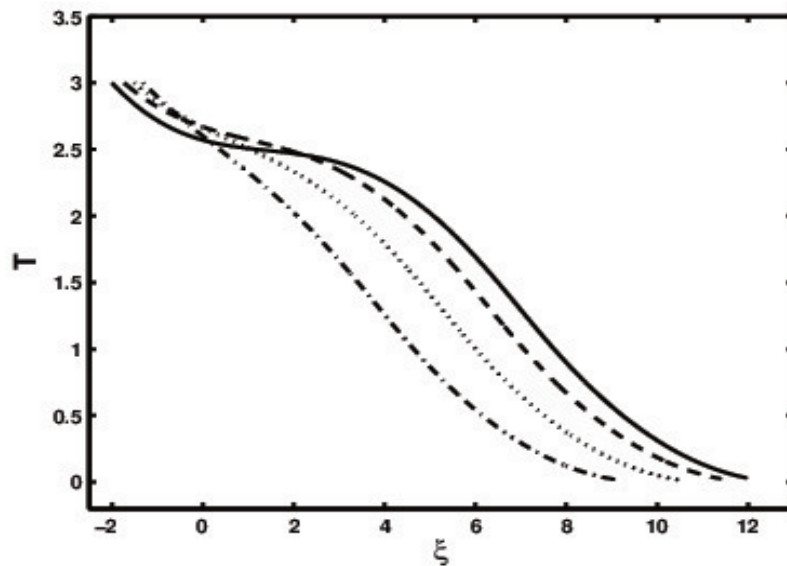


Figure 3.13 – Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($-\cdot-$), $\eta_0 = 0.50$ ($\cdots$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($—$).

III°.2.2/ Effet du paramètre d'ionisation sur les profils de vitesse :

D'après la figure (3.14), les profils de la vitesse normalisée augmentent en fonction de la fraction d'ionisation initial η_0 . On peut remarquer, sur cette dernière, que pour un plasma ayant un degré d'ionisation égale à $\eta_0 = 0.25$, les ions qui se trouvent au front acquièrent une vitesse réduite par rapport à celle des ions du front d'un plasma fortement ionisé ($\eta = 0.95$). Un tel comportement peut être expliqué par le fait que durant l'expansion adiabatique, l'énergie cinétique est transportée essentiellement par les ions. Cette dernière leur a été 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. Il y a lieu de mentionner que tous les profils de la vitesse normalisée

montrent un comportement linéaire (pas de diffusion des particules après collision). On remarque que pour tous les profils, la limite de l'expansion self-similaire croît au fur à mesure que le paramètre d'ionisation augmente.

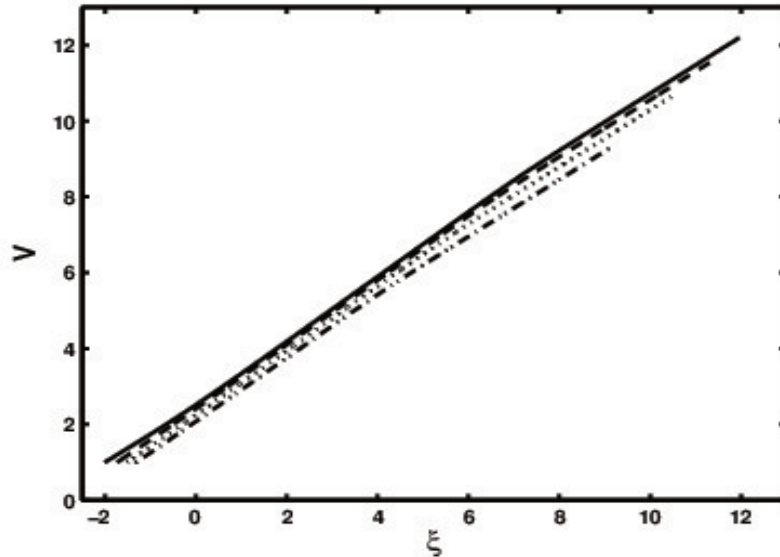


Figure 3.14 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($\cdot \cdot \cdot$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($—$).

En résumé, on peut dire 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. Cette dernière leur a été 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 atomes 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 ($\eta_0 = 0.95$).

III°.3/ Effet de la température initiale T_0 sur les profils en 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 (3.15) 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 (3.12), 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.

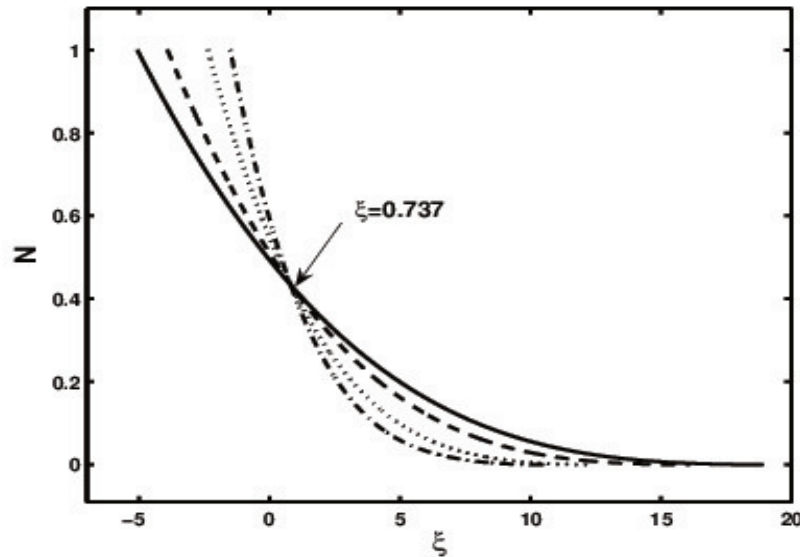


Figure 3.15 – *Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ ($- \cdot -$), $T_0 = 5$ ($\cdot \cdot \cdot$), $T_0 = 10$ ($- - -$) et $T_0 = 15$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 =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

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 seul 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). La figure (3.16) 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.

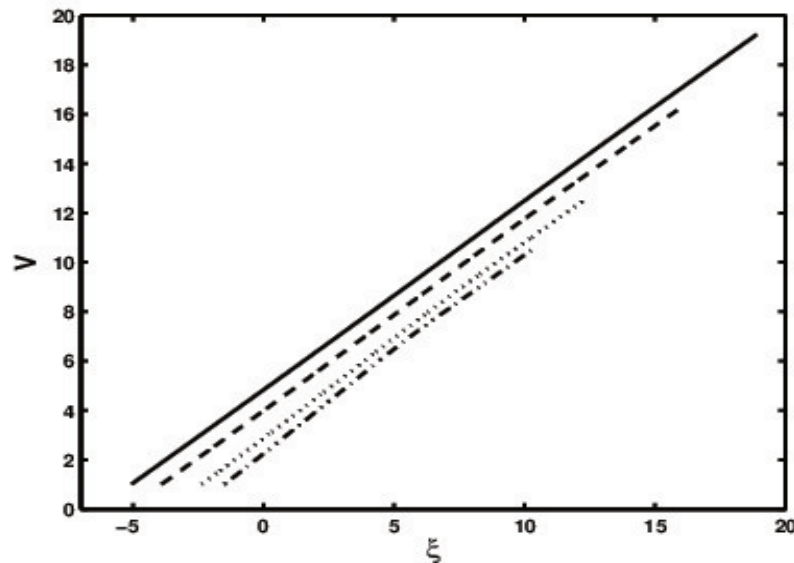


Figure 3.16 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ ($-\cdot-$), $T_0 = 5$ ($\cdots$), $T_0 = 10$ ($---$) et $T_0 = 15$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

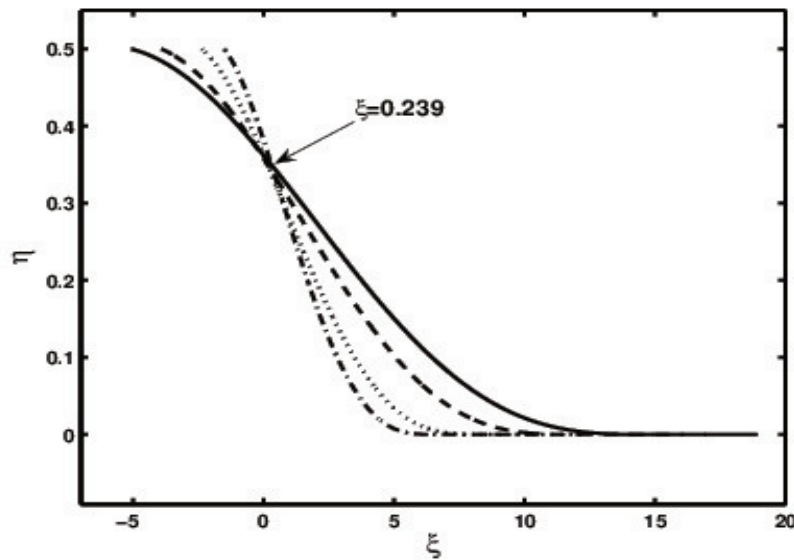


Figure 3.17 – Profils du paramètre d’ionisation en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ ($- \cdot -$), $T_0 = 5$ ($\cdot \cdot \cdot$), $T_0 = 10$ ($- - -$) et $T_0 = 15$ ($—$). La valeur du paramètre d’ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

III°.4/ Effet de la vitesse initiale V_0 sur les profils en 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 (3.18), (3.19) et (3.20), 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. 3.20). La majeure partie de l'énergie reçue au niveau de la source est transformée progressivement en énergie cinétique.

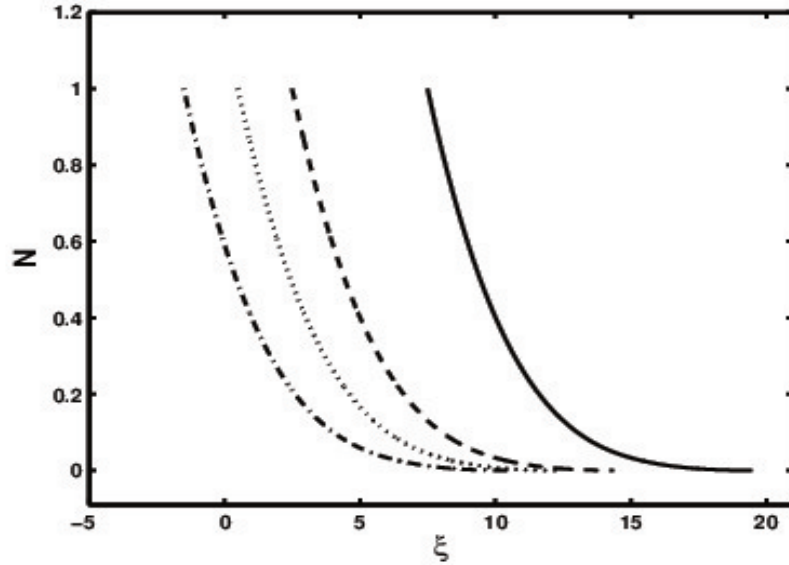


Figure 3.18 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs la vitesse initiale $V_0 = 1$ ($- \cdot -$), $V_0 = 3$ ($\cdot \cdot \cdot$), $V_0 = 5$ ($- - -$) et $V_0 = 10$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

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.

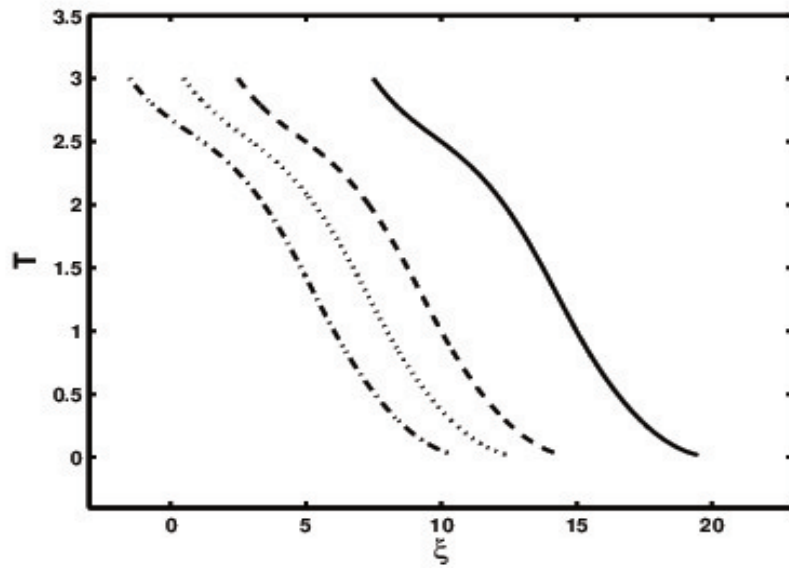


Figure 3.19 – Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs la vitesse initiale $V_0 = 1$ ($- \cdot -$), $V_0 = 3$ ($\cdot \cdot \cdot$), $V_0 = 5$ ($- - -$) et $V_0 = 10$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

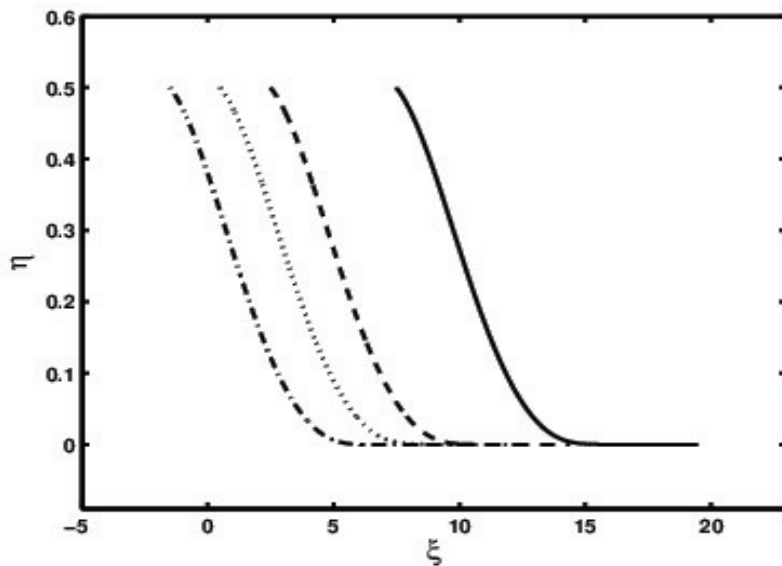


Figure 3.20 – Profils du paramètre d'ionisation en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs la vitesse initiale $V_0 = 1$ ($- \cdot -$), $V_0 = 3$ ($\cdot \cdot \cdot$), $V_0 = 5$ ($- - -$) et $V_0 = 10$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

III°.5/ *Effet de la nature chimique de la cible sur les profils 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	Aluminum	Titane	Cuivre
U_i	5,99	6,83	7,73
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 dependent d'une façon critique du potentiel d'ionisation du matériau cible (Fig. 3.21).

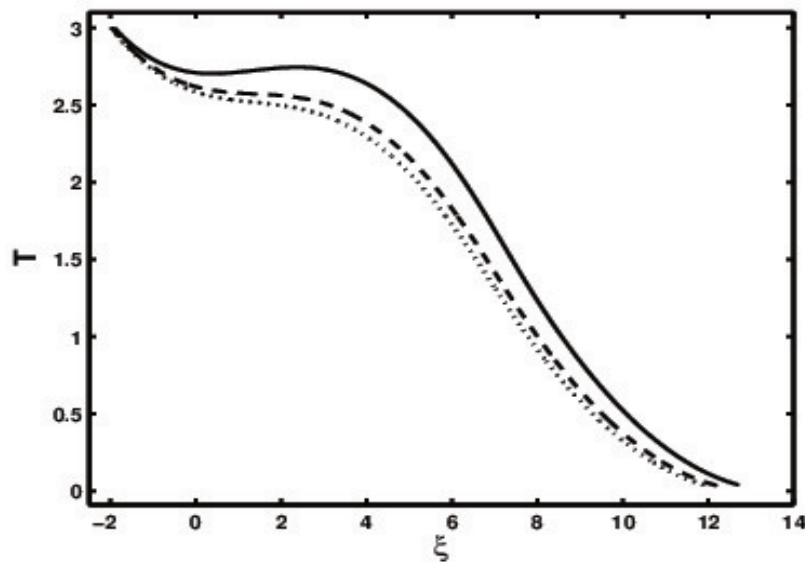


Figure 3.21 – *Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de l'énergie d'ionisation $U_i = 5,99$ ($\cdots$), $U_i = 6,83$ ($---$) et $U_i = 7,73$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.95$.*

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 ($U_i = 7,73$).

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 sous vide.

IV^o / Modèle d'expansion avec diffusion :

Le modèle d'expansion avec diffusion est décrit par les équations (2.36), (2.37), (2.38) et (2.39). Elles peuvent être réécrites sous la forme matricielle donnée ci-dessous [Bennaceur-Doumaz09]

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

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

L'expression finale des dérivées des variables adimensionnelles ($N, V, \tilde{T}, \eta$) 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

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

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

IV^o.1/ Méthode de résolution :

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.

IV^o.1.1/ Choix du domaine adéquat de la variable self-similaire :

Les profils de densité représentés sur la figure (3.22) 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).

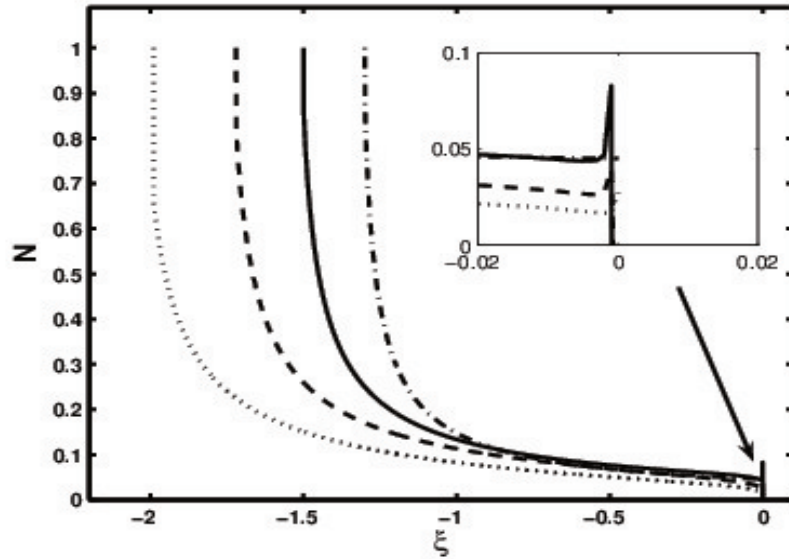


Figure 3.22 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($-\cdot-$), $\eta_0 = 0.50$ ($—$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($\cdots$).

La formation de structures en pointes (pics), apparaissant au voisinage de $\xi \sim 0$, 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 (3.23) 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 [Sack87b, Djebli02].

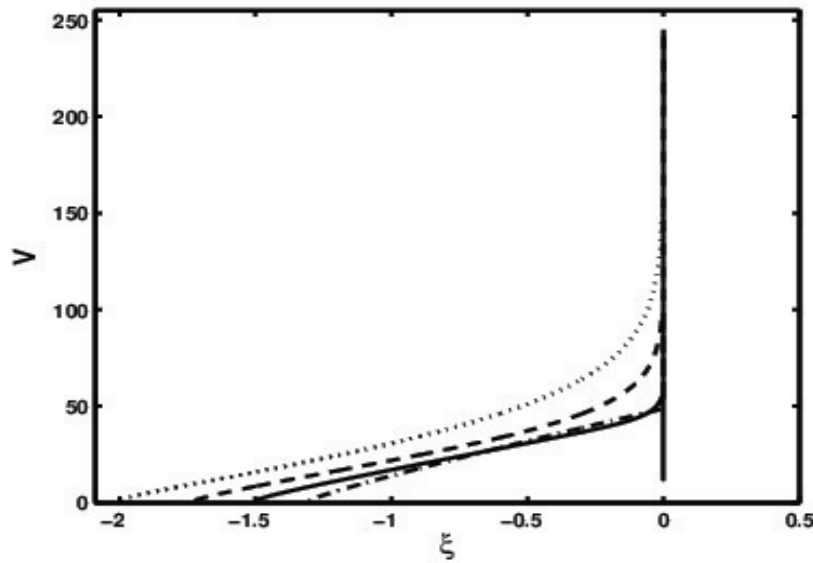


Figure 3.23 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($—$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($\cdot \cdot \cdot$).

Contrairement aux profils de densité (3.22) et de vitesse (3.23) qui donnent des résultats acceptables, la figure (3.24) 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.

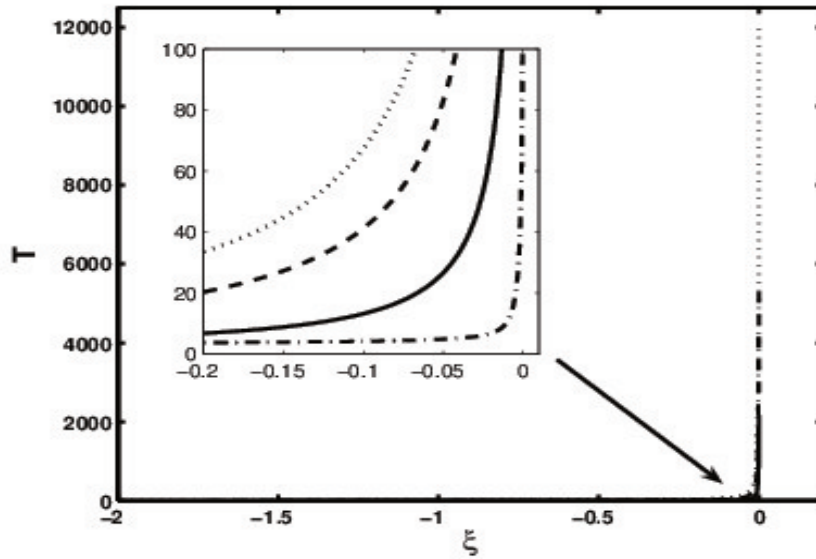


Figure 3.24 – Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($—$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($\cdot \cdot \cdot$).

IV^o.1.2/ Méthode numérique :

Comme pour le cas d'expansion sans diffusion, la résolution des équations (3.34), (3.35), (3.36) et (3.37) est faite par la méthode d'Euler avec une valeur du pas d'intégration égale à $h_0 = 0.001$. 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.

IV^o.2/ Effet du paramètre d'ionisation sur les profils d'expansion :

IV^o.2.1/ Profils de densité :

Afin d'expliquer le comportement asymptotique des profils de la densité normalisée, représentés sur la figure (Fig. 3.25), on procédera de la même façon que précédemment. On peut remarquer que les profils de densité sont caractérisés par deux phases :

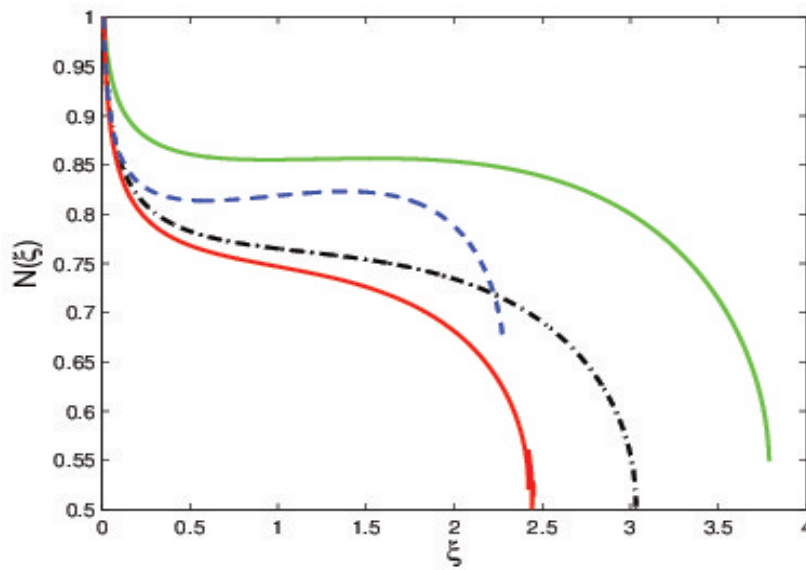


FIGURE 3.25 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire ξ , pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation : $\eta_o = 0.25$ (— — —) (trait bleu), $\eta_o = 0.50$ (—) (trait rouge), $\eta_o = 0.75$ (— · —) (trait noir) et $\eta_o = 0.95$ (—) (trait vert).

Première phase : Au voisinage immédiat de la source $\xi \in [0, 0.45]$

Cette étape est appelée "phase d'expansion collisionnelle avec diffusion". Durant cette phase, les collisions Coulombiennes s'accompagnent d'une diffusion des particules après collision, rendant au passage, la chute de la densité beaucoup plus rapide comparée à celle de la phase d'expansion collisionnelle sans diffusion. Les phénomènes de diffusion donnent naissance à un lot supplémentaire de particules chargées. Ils jouent, donc, le rôle d'une source qui va nourrir le plasma pendant son expansion. D'après la figure (Fig. 3.25), la chute de la densité est d'autant plus importante lorsque le plasma est faiblement ionisé ($\eta = 0.25$). En effet, plus le nombre de particules chargées est faible, même en présence de diffusions, plus la chute de la densité est rapide comparé au cas d'un plasma fortement ionisé, pour lequel les phénomènes de diffusion jouent le rôle d'un frein pour la chute de la densité.

Deuxième phase : loin de la source $\xi \in [0.45, 3.75]$

Même étant relativement loin de sa source de production, le plasma, du fait de la présence des diffusions, possède suffisamment d'énergie lui permettant de s'auto-nourrir et de résister à la chute de sa densité ($\xi \in [0.45, 2]$). Ceci est perçu par une évolution plus au moins linéaire des profils de la densité normalisée (en forme de plateau).

Cette phase est suivie d'une décroissance rapide de la densité ($\xi \in [2, 3.75]$). Étant très loin de la source et en présence de particules chargées ayant subi des diffusions après un nombre considérablement suffisant de collisions, le plasma passe à une phase d'expansion dominée par les processus de recombinaison, où la densité décroît plus lentement par rapport à la phase collisionnelle avec diffusion.

Notons que tous les profils de la densité normalisée passent par un point commun $\xi \simeq 0.45$. Ce point est appelé "le point d'inflexion". On peut remarquer que les profils de densité, dans la première phase d'expansion collisionnelle adopte une forme concave, tandis qu'ils adoptent une forme convexe dans la deuxième phase d'expansion recombinautoire. Ce comportement, pourrai être une conséquence de la présence des phénomènes de diffusion.

IV^o.2.1 / Profils de vitesse :

D'après la figure (Fig. 3.26), les profils de la vitesse normalisée augmentent en fonction du paramètre d'ionisation initial η_o .

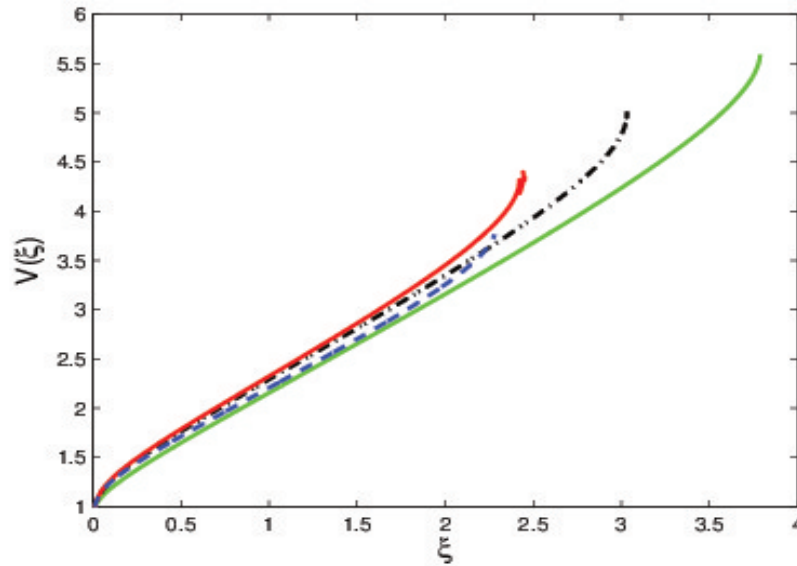


FIGURE 3.26 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire ξ , pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation $\eta_o = 0.25$ (---) (trait bleu), $\eta_o = 0.50$ (—) (trait rouge), $\eta_o = 0.75$ (- · -) (trait noir) et $\eta_o = 0.95$ (—) (trait vert).

On peut remarquer, sur cette dernière, que pour un plasma fortement ionisé ($\eta_o = 0.95$), les ions qui se trouvent au front acquièrent une vitesse importante par rapport à celle des ions se trouvant au front d'un plasma faiblement ionisé ($\eta = 0.25$).

Contrairement à l'allure quasi-linéaire des profils de la vitesse normalisée vu précédemment (voir la figure Fig. 3.26), ceux en présence de diffusion sont initialement concaves, puis quasi-linéaires et enfin de formes convexes. L'explication d'un tel comportement est justifié par la présence des phénomènes de diffusion.

3.6 Conclusion

L'étude paramétrique montre 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.

Deuxième partie

Expansion d'un Plasma Complètement Ionisé

4

Contribution des effets quantique et relativiste à l'expansion d'un plasma complètement ionisé

4.1 Introduction

Comprendre ce qui se passe réellement lors de l'expansion d'un plasma, reste un défi majeur de la physique théorique contemporaine. Ce phénomène physique est à l'origine de diverses applications, allant des expériences de dépôt de couches minces par ablation laser (Voir la partie I), relevant du simple domaine de l'industrie, à la compréhension des mystères régissant la matière, lorsque cette dernière est soumise à des conditions extrêmes de densité et de température. Ces conditions, qu'on retrouve généralement à l'intérieur des planètes, peuvent être reproduites artificiellement grâce à des lasers hyperpuissants. Ces derniers ont ouvert une fenêtre sur un monde nouveau "l'astrophysique de laboratoire" [Bulanov09].

Dans un tas de situations relevant du domaine de la physique des plasmas, les particules constituant la matière peuvent acquérir des vitesses proches de celle de la lumière c . A ce stade, les effets relativistes ne peuvent plus être ignorés, du fait que ces derniers ont un impact direct sur les propriétés du plasma [Lyubarsky08]. A titre d'exemple, on peut citer les plasmas de l'atmosphère terrestre où les effets relativistes peuvent avoir des conséquences sur les rayons cosmiques [Fleishman13].

De nos jours, les lasers constituent le moyen le plus efficace pour la production d'ondes électromagnétiques. L'interaction d'une source laser suffisamment intense avec un matériau cible, permet la création de plasmas relativistes [Niknam09, Sylla13].

A très hautes températures, la matière se trouve sous la forme d'un plasma entièrement ionisé. Il s'agit typiquement des plasmas créés dans les expériences de fusion thermonucléaire par confinement magnétique [Smirnov01]. Lorsque la matière est comprimée, les distances entre les atomes se réduisent induisant des corrélations, ce qui modifie considérablement le comportement de la matière. Les électrons, étant des fermions, sont soumis au principe d'exclusion de Pauli et ils sont contraints de peupler les différents états quantiques liés de l'atome [Haas11]. Or, lorsque la pression et donc la densité augmentent, le potentiel coulombien de chaque noyau est fortement perturbé par celui de son voisin et les états quantiques liés sont alors en nombre limité. Si la densité continue d'augmenter, le nombre d'états liés disponibles ne permet plus de contenir l'ensemble des électrons de l'atome [Cracknell73]. Il y a alors ionisation de l'atome qui devient un ion. Il s'en suit la formation d'un plasma dense. Il est alors indispensable de tenir compte des effets quantiques pour déterminer le comportement thermodynamique du plasma [Manfredi05]. L'étude des plasmas denses est un domaine d'un grand intérêt pour la compréhension des phénomènes physiques qui se produisent au sein des objets astrophysiques, notamment à l'intérieur des planètes géantes, souvent assimilées à des plasmas d'hydrogène et d'hélium [Shapiro83].

Le but de cette deuxième partie est l'étude des profils en expansion d'un plasma complètement ionisé sous vide, lorsque ce dernier est dense ou faiblement dense. Cette partie est consacrée à l'étude de l'expansion unidimensionnelle d'un plasma à deux espèces. Ce dernier, est constitué d'électrons faiblement relativistes et d'ions positifs. L'évolution du plasma sera décrite par un modèle à deux fluides. L'approche hydrodynamique utilisée change selon que le plasma est dense ou faiblement dense. Nous utiliserons alors un modèle hydrodynamique classique pour l'étude d'un plasma faiblement dense,

constitué d'électrons classiques faiblement relativistes et d'ions H^+ et un modèle hydrodynamique quantique pour l'investigation d'un plasma dense, constitué d'électrons dégénérés faiblement relativistes et d'ions He^+ . Chaque constituant du plasma subit une détente sous vide sous l'action de deux gradients. L'un émanant des forces électriques et l'autre des forces de pression. En plus de ces deux forces, un plasma dense peut être soumis à un potentiel de confinement (d'échange et de corrélation) résultant des collisions entre les particules de même espèces [Macchi13].

4.2 Plasmas classiques et plasmas quantiques

Le choix du modèle physique à utiliser est un paramètre essentiel pour une bonne description du phénomène d'expansion d'un plasma. Ce dernier passe par une comparaison des différents ordres de grandeur caractérisant un plasma (Fig. 4.1) :

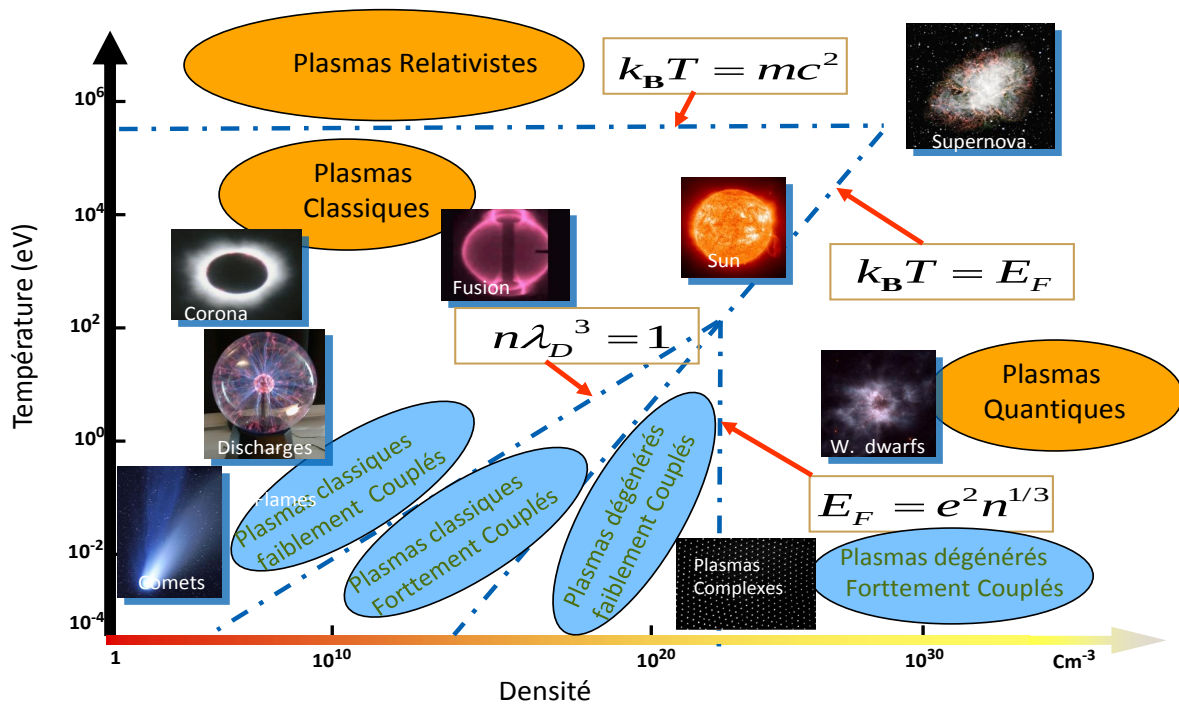


Figure 4.1 – Plasmas classiques, quantiques et relativistes.

Commençons par définir la densité caractéristique de particule par unité de volume, n . Cette dernière permet de calculer la distance moyenne entre particules. Elle est donnée par

$$d = n^{-1/3} \quad (4.1)$$

Par la suite, nous allons rappeler les paramètres essentiels permettant de classier la matière en termes de dégénérescence et de couplage.

Les plasmas peuvent être classés selon deux grandes catégories, les plasmas classiques et les plasmas dégénérés ou quantiques. Chacun de ces domaines, peut être scindé en deux catégories : plasmas fortement couplés et plasmas faiblement couplés. Ces notions sont définies par l'introduction des paramètres sans dimension suivant [Haas11]

- Le paramètre de dégénérescence χ distingue les plasmas classiques des plasmas dégénérés.
- Le paramètre de corrélation, noté Γ dans le domaine classique et Γ_Q dans le domaine dégénéré, différencie les plasmas fortement et faiblement couplés.

4.2.1 Paramètre de dégénérescence

Ce paramètre est lié à la nature quantique des électrons. Un électron libre de vecteur d'onde k possède une énergie

$$\epsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (4.2)$$

En considérant les électrons comme étant des ondes, une longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$ appelée longueur de de Broglie leur est associée. Un électron libre n'est soumis à aucun potentiel, son énergie est cinétique. Pour une population électronique ayant une température T_e , la longueur d'onde thermique de de Broglie est définie [Haas11]

$$\lambda_B = \sqrt{\frac{h^2}{2m_e k_B T_e}} \quad (4.3)$$

Si la distance qui sépare les électrons est plus petite que λ_B , leurs fonctions d'ondes se recouvrent et les électrons entrent dans un régime dégénéré. D'après la relation (Eq. 4.3), plus la température est élevée, plus la longueur d'onde est petite donc les électrons sont moins dégénérés.

Le paramètre de dégénérescence est défini comme suit

$$\chi = \lambda_B n_e^{1/3} \quad (4.4)$$

avec n_e représente la densité électronique.

Pour $\chi \ll 1$, le plasma est classique et les électrons sont décrit par la distribution de Maxwell-Boltzmann. Ils interagissent entre eux principalement par le biais de l'interaction coulombienne.

En revanche, pour $\chi \gg 1$, les électrons sont dégénérés. Le principe d'exclusion de Pauli s'applique et les électrons sont décrits par la statistique de Fermi-Dirac [Hansen13].

Il existe une manière plus directe pour définir le paramètre de dégénérescence. Cette dernière consiste à comparer la température électronique par rapport à la température de Fermi. En effet, comme la température de Fermi n'est fonction que de la densité $T_{Fe} \sim n_e^{2/3}$, le paramètre de dégénérescence peut s'écrire $\chi = T_{Fe}/T_e$. Les électrons sont alors classiques si $T_e \gg T_{Fe}$ et quantique dans le cas contraire.

4.2.2 Paramètre de corrélation

4.2.2.1 Plasma classique

La longueur de Landau, dans le cas de plasmas classiques à l'équilibre thermodynamique, est définie comme étant la distance minimale d'approche entre deux électrons animés d'une vitesse v_e . Cette dernière a pour expression

$$r_o = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T_e} \quad (4.5)$$

Le paramètre de corrélation est défini comme étant le rapport de la longueur de Landau par la distance inter-électronique. Il est donné par

$$\Gamma = \frac{r_o}{d_e} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{n_e^{1/3}}{k_B T_e} \quad (4.6)$$

d_e représente la distance inter-électronique. Le critère devient donc :

- $\Gamma \ll 1$ correspond aux plasmas cinétiques classiques faiblement corrélés.
- En revanche, lorsque $\Gamma \gg 1$, le plasma est fortement corrélé.

4.2.2.2 Plasma dégénéré

Selon la théorie de Sommerfeld [Hansen13], le paramètre de corrélation s'écrit

$$\Gamma = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 d_e} \frac{5}{3E_{Fe}} \sim n_e^{1/3} \quad (4.7)$$

$E_{Fe} = (\hbar^2/2m_e)(3\pi^2 n_e)^{2/3}$ représente l'énergie de Fermi.

- $\Gamma_Q \ll 1$ correspond aux plasmas dégénérés faiblement couplés.
- En revanche, lorsque $\Gamma_Q \gg 1$, le plasma est dégénéré fortement couplé.

4.3 Profils en expansion d'un plasma faiblement dense

En se basant sur un modèle hydrodynamique à deux fluides, nous nous proposons d'étudier l'expansion du plasma dans la limite classique. L'approche unidimensionnelle est valable lorsque les dimensions du plasma sont très inférieures devant la largeur de la tache focale [Gnedovets99]. Au de là de cette distance, il y a l'apparition des effets multidimensionnels et la génération de champs magnétiques intenses [Sarri12].

4.3.1 Modèle hydrodynamique

Lorsque la vitesse des ions ou des électrons $v_{e,i}$ constituant un plasma, est proche de la vitesse de lumière c , les effets relativistes commencent à se manifester. La présence de ces derniers, engendre des comportements non linéaires. Les électrons du fait de leurs masses négligeables, sont les plus favorisés à atteindre des vitesses relativistes, comparé aux ions qui sont plus massifs. Dans notre démarche, les effets relativistes vont être uniquement inclus dans l'équation de mouvement des électrons, tandis que le mouvement des ions est considéré non-relativiste. Les équations différentielles régissant l'expansion sont données par [Fermous15] :

Les équations fluides décrivant les ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i v_i) = 0 \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{e}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{m_i n_i} \frac{\partial P_i}{\partial x} \quad (4.9)$$

$$P_i = k_B T_i n_{i0} \left(\frac{n_i}{n_{i0}} \right)^{\gamma_i} \quad (4.10)$$

Les équations fluides décrivant les électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e) = 0 \quad (4.11)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_e \frac{\partial}{\partial x} \right) (\Gamma_e v_e) = \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{m_e n_e} \frac{\partial P_e}{\partial x} \quad (4.12)$$

$$P_e = k_B T_e n_{e0} \left(\frac{n_e}{n_{e0}} \right)^{\gamma_e} \quad (4.13)$$

ou n_{i0} et n_{e0} représentent respectivement les densité initiales des ions et des électrons. $m_{i,e}$, $n_{i,e}$, $v_{i,e}$, $P_{i,e}$ et $T_{i,e}$ sont les masse, densité, vitesse, pression et température des ions (électrons), respectivement. Le facteur de Lorentz correspondant aux électrons est noté Γ_e . Les chaleurs spécifiques des ions et des électrons sont désignées par γ_i et γ_e . Notons que l'expression générale du coefficient de la chaleur spécifique est donnée par $\gamma = (N + 2)/N$, ou N représente le nombre de degré de liberté. A une dimension, $N = 1$ ceci donne une valeur de $\gamma = 3$ pour le cas adiabatique. Il sera question dans la suite de ce travail, d'étudier les profils en expansion d'un plasma dans les deux cas isotherme et adiabatique. Le cas isotherme correspond au cas d'un plasma occupant la moitié de l'espace $x < 0$ et ayant une température constante. Le cas adiabatique, quant à lui, correspond au cas d'un plasma caractérisé par un transfert d'énergie des électrons vers les ions [Mora05].

Le cas isotherme, d'un point de vu physique, est un cas idéal. Le fait de postuler que la température ne varie pas (ne subit pas de diminution) durant l'expansion isotherme d'un plasma sous vide, ceci revient à dire que ce dernier est supposé relié en permanence à un réservoir d'énergie (source). Le cas adiabatique est le cas qui se rapproche plus de la réalité, la température du système physique (le plasma en expansion) diminue lors de son évolution. Pour donner un sens à cette diminution, le plasma est considéré complètement isolé du milieu extérieur (pas de présence de terme source).

Considérons le régime faiblement relativiste. Le facteur de Lorentz peut être réécrit sous cette forme

$$\Gamma_e = \frac{1}{\sqrt{1 - v_e^2/c^2}} \simeq 1 + \frac{v_e^2}{2c^2} + \frac{3}{8} \frac{v_e^4}{c^4} \quad (4.14)$$

Dans ce cas, nous nous limitons au premier ordre en v_e . L'erreur commise est égale de 1% lorsque le rapport v_e/c est égale à 0.4.

Pour s'assurer que la condition de la quasi-neutralité de la charge soit vérifié, nous supposons que les dimensions du système sont assez larges devant la longueur de Debye. L'équation de quasi-neutralité est donnée par

$$n_i - n_e = 0 \quad (4.15)$$

Au début de l'expansion, le plasma est supposé en équilibre. A cet instant, la condition de quasi-neutralité est donnée par $n_{i0} - n_{e0} = 0$. Cette dernière peut être réécrite sous la forme $n_{i0} = n_{e0} = n_0$. Initialement la densité de particules constituant le plasma est très élevée, de ce fait les dimensions de l'espace associé à l'équation de Poisson devien-

nent très petites [Degond03]. Donc, ceci nous permet de remplacer l'équation de Poisson par la l'équation de quasi-neutralité de la charge. En éliminant n_e (ou n_i) des équations de mouvement électronique et ionique, nous pouvons avoir un système d'équations différentielles consistant.

Sachant que le phénomène d'expansion est supposé se produire sous vide, ce modèle peut être appliqué à différentes situations. A titre d'exemple, on peut citer les plasmas de l'atmosphère terrestre et les plasmas de laboratoire induits par des lasers intenses [Allen14]. Mais, il ne peut pas être généralisé au cas d'une expansion dans un autre milieu à cause du risque de formation des ondes de chocs [Sarri11].

4.3.2 Changements de variables

Afin d'avoir des équations sans dimensions, la variable t représentant le temps est normalisée par rapport à la fréquence ionique du plasma ω_{pi} , et la variable x représentant la coordonnée spatiale est normalisée par rapport à l'inverse de la longueur de Debye

$$\begin{aligned} X_C &= x/\lambda_{De}, & \lambda_{De} &= \sqrt{k_B T_e / 4\pi n_0 e^2} \\ T &= \omega_{pi} t, & \omega_{pi} &= \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m_i} \end{aligned}$$

La variable self-similaire ζ prends la forme suivante

$$\zeta = X_C / T = x / c_{sc} t, \quad c_{sc} = \sqrt{k_B T_e / m_i} \quad (4.16)$$

ou c_{sc} est la vitesse acoustique ionique dans la limite classique. Notons qu'il existe différentes façons de choisir la variable self-similaire [Fermous12].

Les densités, vitesses, vitesse de lumière et potentiel électrostatique ϕ sont normalisés comme suit

$$N_{i,e} = n_{i,e} / n_0, \quad V_{i,e} = v_{i,e} / c_{sc}, \quad C = c / c_{sc}, \quad \Phi = k_B T_e \phi / e \quad (4.17)$$

ou n_0 et T_e représentent la densité initiale des ions et la température des électrons respectivement. Quand $v \ll c$, l'expansion est dite non-relativiste. Dans ce cas, le plasma se comporte comme s'il est produit par un laser nano-seconde (les électrons ne peuvent atteindre des vitesses relativistes). Ces derniers adoptent un comportement relativiste lorsque la source laser utilisée est caractérisée par une longueur d'onde égale à $1\mu m$ et une irradiance de 10^{18} W/cm^2 [Drake09].

En utilisant la transformation (4.17) et la normalisation (4.16), le système des équations différentielles (4.8-4.15) régissant l'expansion du plasma, nous obtenons le système

d'équations sans dimension suivant

$$(V_{i,e} - \xi) \frac{\partial N_{i,e}}{\partial \xi} + N_{i,e} \frac{\partial V_{i,e}}{\partial \xi} = 0 \quad (4.18)$$

$$\left(1 + \frac{V_e^2}{2C^2}\right) (V_e - \xi) \frac{\partial V_e}{\partial \xi} + \gamma_e \frac{m_i}{m_e} N_e^{(\gamma_e-2)} \frac{\partial N_e}{\partial \xi} - \frac{m_i}{m_e} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (4.19)$$

$$(V_i - \xi) \frac{\partial V_i}{\partial \xi} + \gamma_i \frac{T_i}{T_e} N_i^{(\gamma_i-2)} \frac{\partial N_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (4.20)$$

$$N_i - N_e = 0 \quad (4.21)$$

4.3.3 Investigation numérique

Notre modèle s'inspire des résultats de l'expérience, menée récemment par Sylla *et al*, sur la production d'un plasma non-collisionnel créé par un laser intense [Sylla13]. On a remarqué, au cours de cette dernière, que l'expansion du plasma se fait à une vitesse $\sim c/3 < 0.4$. A cette vitesse, on dit que l'expansion se fait dans le régime faiblement relativiste.

Pour une densité initiale de particules de l'ordre de 10^{19}cm^{-3} , le système d'équations différentielles ordinaires (4.18-4.21) est résolu en utilisant la méthode de Rung-Kutta, ayant un temps de convergence adéquat. Les conditions initiales correspondent à l'instant où le plasma commence à se détendre. La vitesse initiale du fluide d'électrons faiblement relativiste est choisie de sorte qu'elle soit un multiple de la vitesse acoustique [Fermous12]. Étant donné que la condition de quasi-neutralité est vérifiée au tout début de l'expansion, l'expression du champ électrique initial est donnée par $E_o = (n_o k_B T_e / \epsilon_o)$ [Mora03]. Alors, le potentiel électrostatique initial correspond à $\phi(\xi) = -E_o \xi$. Cette dernière expression est traduite numériquement dans le code de calcul par : $\phi(\xi = \xi_o) = 0$.

4.3.4 Résultats et discussions

L'expansion du plasma est étudiée juste à l'arrêt de l'impulsion laser. Le plasma de départ est constitué d'ions d'hydrogène H^+ et d'électrons d'énergie cinétique $E_{ke} < 100 \text{ keV}$. Cette dernière nous permet de considérer les électrons comme étant faiblement relativistes. Dans notre étude, les électrons sont supposés avoir une température $T_e < 50 \text{ Kev}$ [Gupta14].

4.3.4.1 Expansion isotherme

Pour le cas isotherme ($\gamma = 1$), dans le régime non-relativiste (Fig. 4.2), nous retrouvons un résultat bien connu, où la décroissance de la densité est associée à la présence d'une

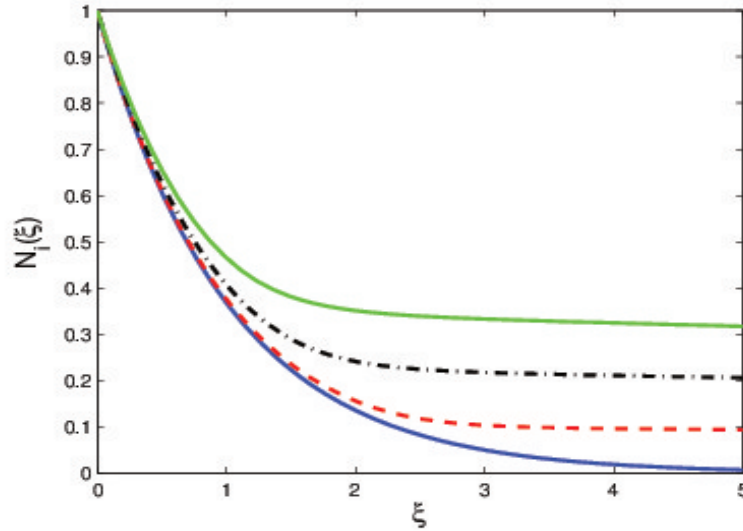


FIGURE 4.2 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs du paramètre : $V_{e0}/C = 0$ (—) (trait bleu), $V_{e0}/C = 0.05$ (---) (trait rouge), $V_{e0}/C = 0.1$ (- · -) (trait noir) et $V_{e0}/C = 0.15$ (—) (trait vert). Avec $n_{e0} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Cas isotherme.

onde raréfactive qui se propage dans le sens contraire à l'expansion [Gurevich66b, Fermous12]. L'accélération des ions, dans la figure (4.3), est due à la contribution des termes du champ électrique et de la pression thermique, inclus dans les équations de base.

La contribution des effets relativistes devient plus significative à partir de $\xi > 0.5$. Dans les premiers instants, l'expansion est essentiellement gouvernée par les forces de pression. Mais quand la séparation de charge commence à devenir importante, la densité tend à décroître. A ce moment, on dit que l'effet dominant provient du champ électrique. La valeur de ce dernier augmente, lorsque la vitesse initiale des électrons relativistes devient plus grande. Ceci a pour conséquence d'augmenter la largeur du domaine d'expansion.

D'après la figure (4.3), la solution self-similaire dans le cas non-relativiste donne des profils de vitesse divergents, ie : la vitesse augmente indéfiniment [Sack87a]. Quand T_i

$= T_e$, le mouvement des ions n'est pas affecté par le champ électrique. Mais lorsque $T_e \gg T_i$, les ions du front, se trouvent sous l'effet d'un champ électrique infini. Ce dernier est à l'origine de l'accélération infinie des ions.

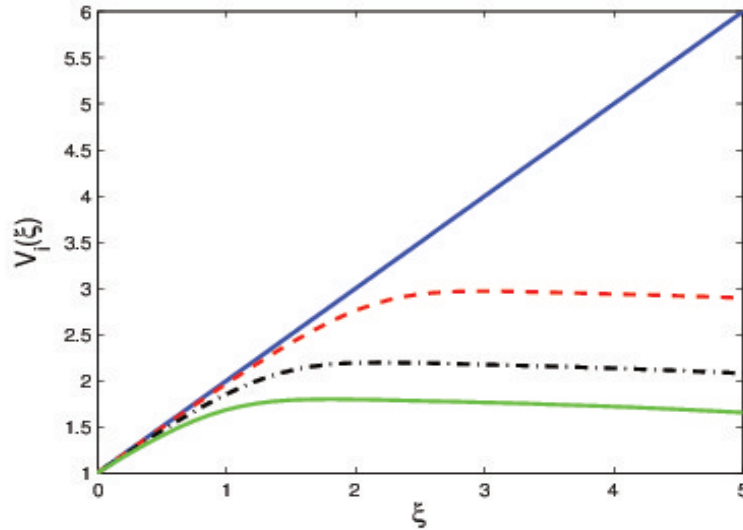


FIGURE 4.3 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs du paramètre : $V_{e0}/C = 0$ (—) (trait bleu), $V_{e0}/C = 0.05$ (---) (trait rouge), $V_{e0}/C = 0.1$ (- · -) (trait noir) et $V_{e0}/C = 0.15$ (—) (trait vert). Avec $n_{e0} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Cas isotherme.

4.3.4.2 Expansion adiabatique

Pour le cas adiabatique ($\gamma = 3$) (Fig. 4.4), la valeur limite de la variable self-similaire ξ_l diminue considérablement par rapport au cas isotherme. Le cas adiabatique est le cas qui se rapproche le plus de la réalité, vu que pour ce cas aucun réservoir d'énergie n'alimente le plasma pendant son expansion sous vide.

D'après la figure (4.5), l'expansion self-similaire prend fin bien avant la diminution totale de la densité. A cet instant la vitesse des ions $V_i \rightarrow 0$. Les profils de vitesse présentent deux phases. Au début, les profils de vitesse augmentent à cause de l'accélération des ions et du transfert d'énergie des électrons aux ions. Puis, les ions ralentissent à cause de l'augmentation de la séparation de charge.

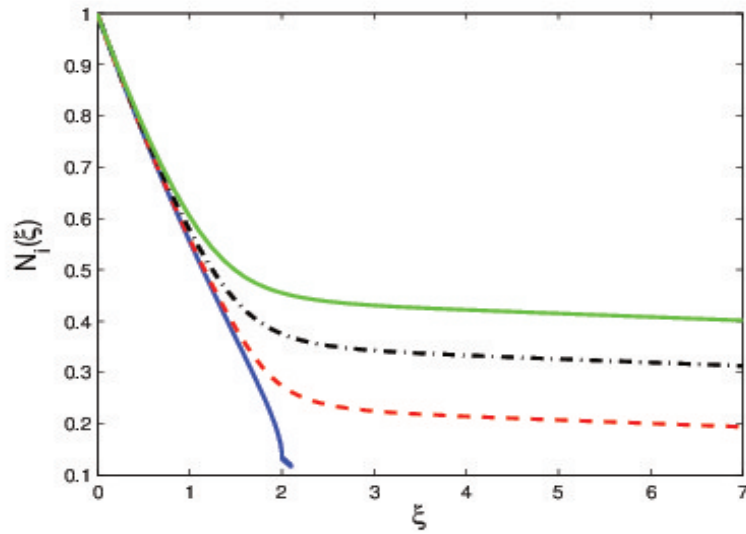


FIGURE 4.4 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire ξ , pour différentes valeurs du paramètre : $V_{eo}/C = 0$ (—) (trait bleu), $V_{eo}/C = 0.05$ (---) (trait rouge), $V_{eo}/C = 0.1$ (- · -) (trait noir) et $V_{eo}/C = 0.15$ (—) (trait vert). Avec $n_{eo} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Cas adiabatique.

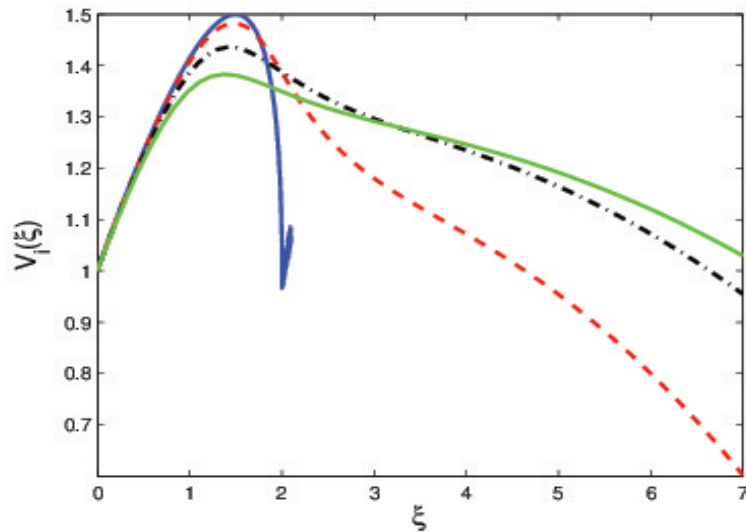


FIGURE 4.5 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire ξ , pour différentes valeurs du paramètre : $V_{eo}/C = 0$ (—) (trait bleu), $V_{eo}/C = 0.05$ (---) (trait rouge), $V_{eo}/C = 0.1$ (- · -) (trait noir) et $V_{eo}/C = 0.15$ (—) (trait vert). Avec $n_{eo} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Cas adiabatique.

4.3.4.3 Profils du potentiel électrostatique

La figure (4.6) montre que, lorsque la vitesse des électrons $v_{eo} \geq 5.5 c_{sc}$, l'allure des profils du potentiel électrostatique deviennent constants (en forme de plateau). Ceci se produit pour des valeurs maximales ξ_l dépendantes de la vitesse initiale des électrons. Pour une vitesse initiale $V_{eo}/C = 0.05$, la variation du potentiel électrostatique en fonction de la variable self-similaire tends vers zéro ($\frac{d\Phi}{d\xi} \rightarrow 0$). Ceci se produit à $\xi_l \sim 2$. Cette dernière correspond à la valeur limite de l'accélération des ions. A ce stade, le front du plasma subit une expansion à vitesse constante. Augmenter d'avantage la vitesse des électrons provoque la formation du plateau en $\xi_l \sim 1.2$ (trait en vert).

Dans le régime faiblement relativiste, les profils du potentiel électrostatique ont tendance à être uniformes dans les deux cas isotherme (Fig. 4.6) et adiabatique (Fig. 4.7). L'accélération des ions devient effective à partir de $\xi < \xi_l$. Des résultats similaires sont obtenus pour un plasma constitué d'électrons relativistes obéissant à la distribution de Maxwell-Jüttner [Huang13].

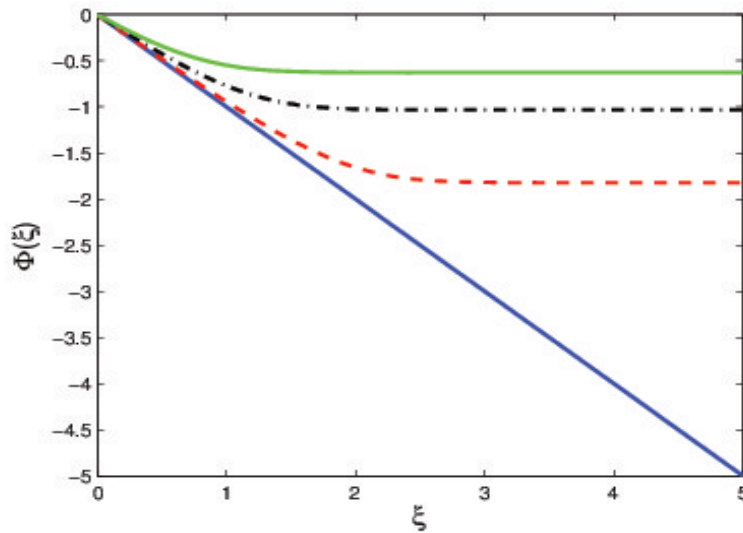


FIGURE 4.6 – Profils du potentiel électrostatique normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs du paramètre : $V_{eo}/C = 0$ (—) (trait bleu), $V_{eo}/C = 0.05$ (---) (trait rouge), $V_{eo}/C = 0.1$ (- · -) (trait noir) et $V_{eo}/C = 0.15$ (—) (trait vert). Avec $n_{eo} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Cas isotherme.

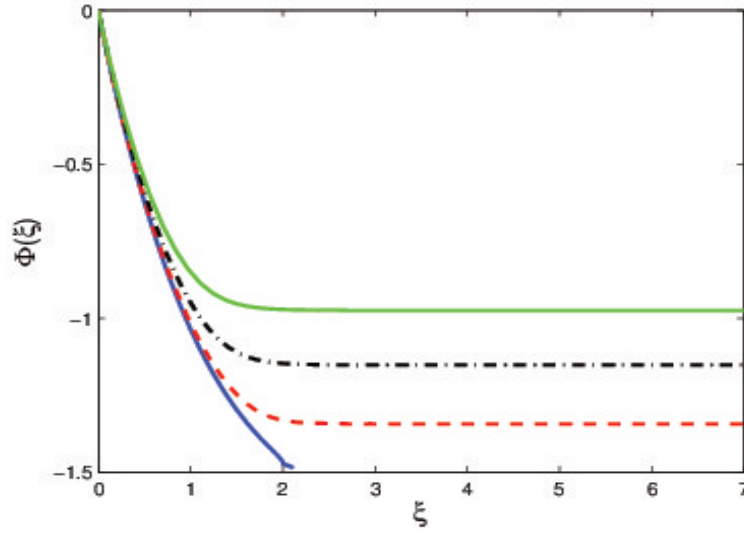


FIGURE 4.7 – Profils du potentiel électrostatique normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs du paramètre : $V_{eo}/C = 0$ (—) (trait bleu), $V_{eo}/C = 0.05$ (---) (trait rouge), $V_{eo}/C = 0.1$ (- · -) (trait noir) et $V_{eo}/C = 0.15$ (—) (trait vert). Avec $n_{eo} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Cas adiabatique.

Dans notre modèle, les électrons sont considérés comme étant un seul fluide. Les effets relativistes sont inclus dans leur équation de mouvement. Notre approche est différente de celles utilisant les équations cinétiques pour avoir les fonctions de distribution [Baitin98].

4.4 Profils en expansion d'un plasma dense

Dans cette section, quatre situations vont être considérés séparément pour le cas d'un plasma dense en absence d'effets relativistes. En premier lieu, il sera question d'étudier le cas d'un plasma dégénéré (seule la pression quantique est prise en compte) tout en négligeant l'apport des potentiels d'échange et de corrélation. En deuxième lieu, on considérera en plus de la pression quantique l'effet du potentiel d'échange (l'apport du potentiel de corrélation étant négligé). Comme troisième situation, on considérera en plus de la pression quantique, l'effet du potentiel de corrélation tout en négligeant le potentiel d'échange. Pour terminer, on va étudier le cas d'un plasma dégénéré en présence des deux potentiels d'échange et de corrélations en même temps. Il y a lieu de mentionner

que cette analyse sera généralisée au cas d'un plasma dense en présence des effets relativistes. Rappelons que la technique de recherche des profils en expansion est basée sur l'approche self-similaire.

4.4.1 Modèle hydrodynamique quantique

Depuis maintenant plusieurs décennies, l'étude théorique des plasmas denses est menée par plusieurs modèles analytiques ou semi-analytiques avec plus ou moins d'approximations [Mola93, Manfredi05, Haas11]. Souvent pour des raisons de simplicité, on a toujours tendance à considérer que les électrons évoluent comme étant des particules indépendantes. Or, pour se rapprocher plus des conditions expérimentales, l'étude d'un plasma avec une très grande densité de particules, nécessite la prise en compte des interactions qui se produisent entre les particules de même espèces (exemple : interactions électron-électron). Afin d'éviter de résoudre des problèmes à N-corps, dont la résolution est très difficile voire impossible, on utilise le modèle hydrodynamique quantique, qui est une généralisation du modèle hydrodynamique classique [Crouseilles08, Djebli13, Manfredi05, Moslem12]. La masse des ions est relativement très grande devant celle des électrons, alors on supposera que les ions ont un comportement classique et leur mouvement est décrit par les équations fluides (4.8-4.10). Tandis que les électrons sont supposés fortement dégénérés, leur statistique est décrite par la distribution de Fermi-Dirac et leur mouvement est décrit par les équations suivantes

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e) = 0 \quad (4.22)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_e \frac{\partial}{\partial x} \right) (\Gamma_e v_e) = \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{m_e n_e} \frac{\partial P_e}{\partial x} + \frac{1}{m_e} \frac{\partial V_{xc}^e}{\partial x} \quad (4.23)$$

L'expression de la pression des électrons dégénérés dans le domaine faiblement relativiste est donnée par [Shukla11].

$$P_e = \frac{k_B T_{Fe}}{n_{e0}^2} n_e^3, \quad T_{Fe} = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n_{e0})^{2/3}}{2m_e} \quad (4.24)$$

Les effets quantiques sont présents à travers la constante de Planck dans l'équation de mouvement des électrons. Le potentiel d'échange-corrélation est donné par [Crouseilles08, Brey90]

$$V_{xc}^e = -0.985 \frac{e^2}{\epsilon} n_e^{1/3} - 0.033 \frac{e^2}{\epsilon a_B^*} \ln \left(1 + 18.37 a_B^* n_e^{1/3} \right) \quad (4.25)$$

ou $a_B^* = \epsilon \hbar^2 / m_e e^2$, ϵ représente la perméabilité dielectrique du matériau. Le potentiel d'échange-corrélation est en fait la somme de deux potentiels : un potentiel d'échange et un potentiel de corrélation (voir équation Eq.4.25). Ces derniers sont dûs aux forces d'échanges et de corrélations entre des particules de même nature quand le nombre de celles-ci est très grand. Dans le cas de plasmas denses, le potentiel d'échange-corrélation joue un rôle important sur le mouvement des particules. Récemment dans leurs articles, Moslem et Djebli, ont démontré que l'expansion d'un plasma est conjointement gouvernée par l'effet de la pression quantique des électrons et du potentiel d'échange-corrélation. Ils ont aussi démontré que ces derniers sont à l'origine de l'augmentation de la vitesse du front d'expansion [Moslem12, Djebli13].

4.4.2 Effet de la dégénérescence

La résolution des équations différentielles (4.22-4.25) passe impérativement par une écriture sans dimensions de ces dernières. Pour ce faire, nous utilisons, les normalisations suivantes

$$\begin{aligned} X_Q &= x / \lambda_{Fe}, & \lambda_{Fe} &= \sqrt{2k_B T_{Fe} / 4\pi n_0 e^2} \\ T &= \omega_{pi} t, & \omega_{pi} &= \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m_i} \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$\xi = X_Q / T = x / c_{sq} t, \quad c_{sq} = \sqrt{2k_B T_{Fe} / m_i} \quad (4.27)$$

$$N_{i,e} = n_{i,e} / n_0, \quad V_{i,e} = v_{i,e} / c_{sq}, \quad C = c / c_{sq}, \quad \Phi = 2k_B T_{Fe} \phi / e \quad (4.28)$$

λ_{Fe} représente la longueur d'onde de Fermi, ω_{pi} la fréquence ionique du plasma et c_{sq} la vitesse acoustique ionique d'un plasma quantique. Alors, l'écriture addimentionnelle du système d'équations différentielles gouvernant l'expansion d'un plasma quantique faiblement relativiste est donnée par

$$(V_{i,e} - \xi) \frac{\partial N_{i,e}}{\partial \xi} + N_{i,e} \frac{\partial V_{i,e}}{\partial \xi} = 0 \quad (4.29)$$

$$\left(1 + \frac{V_e^2}{2C^2}\right) (V_e - \xi) \frac{\partial V_e}{\partial \xi} + \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{3}{2} N_e - \frac{\overline{V_{xc}^e}}{2k_B T_{Fe}}\right) \frac{\partial N_e}{\partial \xi} - \frac{m_i}{m_e} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (4.30)$$

$$(V_i - \xi) \frac{\partial V_i}{\partial \xi} + \frac{3T_i}{2T_{Fe}} N_i \frac{\partial N_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (4.31)$$

$$N_i - N_e = 0 \quad (4.32)$$

$$\overline{V_{xc}^e} = -\frac{e^2 n_0^{1/3}}{\epsilon N_e^{2/3}} \left(0.32 + \frac{0.2}{1 + 18.7 a_B^* n_0^{1/3} N_e^{1/3}}\right) \quad (4.33)$$

4.4.3 Méthode de résolution numérique

La méthode de résolution numérique est adaptée à un plasma produit par un pulse laser ultra-intense (atto-seconde) [Gonoskov11]. A partir d'une densité supérieure à 10^{21} cm^{-3} , les effets quantiques deviennent significatifs (Fig. 4.8). Cette valeur représente la limite du régime faiblement dense [Djebli13].

Le paramètre de dégénérescence quantique, donné par

$$\chi = \frac{T_{Fe}}{T_e} = \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right) \frac{(3\pi^2 n_o N)^{2/3}}{T_e} \quad (4.34)$$

montre l'importance des effets quantiques au sein d'un plasma. Quand $\chi \geq 1$, un traitement quantique s'impose [Manfredi05]. Pour des électrons ayant une température de quelques eV , la densité du plasma atteint une valeur $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Par contre à très hautes températures, la dégénérescence quantique nécessite une très grande valeur de densité, pouvant atteindre celle du solide [Cao07, Glenzer07].

Notre étude numérique est menée pour un plasma non-relativiste ayant une énergie supérieure à 250 keV . Cette dernière correspond à celle de l'espèce ionique He^+ [Sylla13]. La température de Fermi est de l'ordre $\sim 200 \text{ K}$ [Ma11].

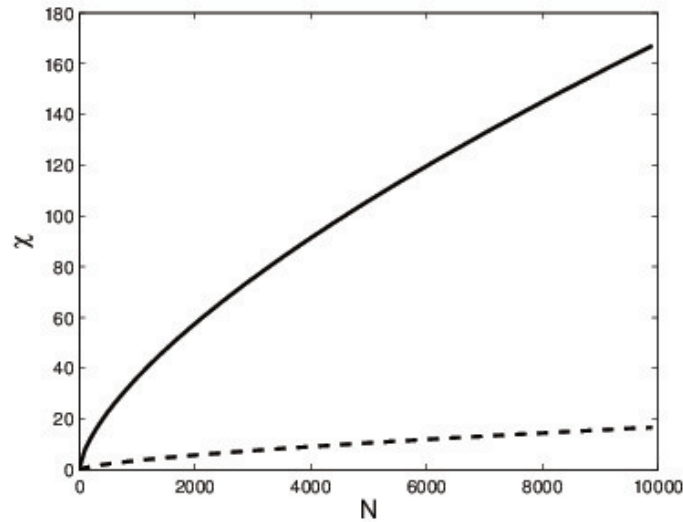


FIGURE 4.8 – Paramètre de dégénérescence quantique en fonction de la densité normalisée. $n_o = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, pour différentes valeurs de la température électronique : $T_e = 1 \text{ eV}$ (— — —) et $T_e = 10 \text{ eV}$ (—).

4.4.4 Résultats et discussions

4.4.4.1 Profils de densité

Pour un plasma dense (Fig. 4.9), le fait de négliger l'effet du potentiel de confinement (échange-corrélation), sous entend que l'origine des effets quantiques provient de la pression dégénérée des électrons (cas : en trait rouge). Si l'on compare ce dernier avec celui d'un plasma confiné, on trouve que l'effet dominant provient des potentiels d'échange et de corrélation (trait en bleu). Le potentiel d'échange résulte des conditions de symétrie imposées aux fonctions d'onde, lorsque des particules identiques sont échangées. (dans notre cas on parle des électrons). L'origine des phénomènes d'échange et de corrélation est purement quantique. Physiquement, le potentiel d'échange représente le travail fourni par un électron, en mouvement de l'infini jusqu'à atteindre sa position finale, pour s'opposer au champ total créé par toute la distribution de charge entourant ce dernier [Harbola89]. Alors le potentiel d'échange peut être associé à une force attractive qui tend à réduire l'expansion des électrons, tout en causant le freinage du mouvement des ions, lorsque le plasma est assez loin de la source.

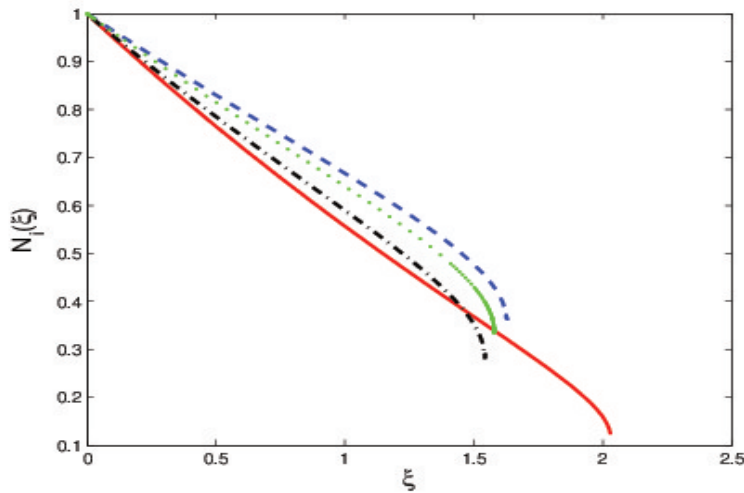


FIGURE 4.9 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs du potentiel de confinement : (i) pression quantique (—) (trait rouge), (ii) pression & potentiel d'échange (--) (trait bleu), (iii) pression & potentiel de corrélation (- · -) (trait noir) et (iv) pression & potentiel échange-corrélation (· · ·) (trait vert). Avec $n_0 = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et $V_{eo}/C = 0$.

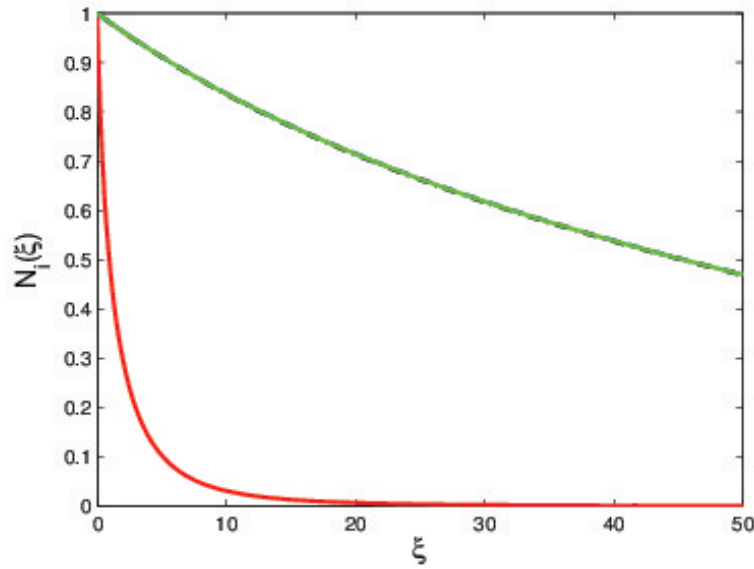


FIGURE 4.10 – Profils de densité normalisée en fonction de la variable self-similaire , pour différentes valeurs du potentiel de confinement : (i) pression quantique (—) (trait rouge), (ii) pression & potentiel d'échange (--) (trait bleu), (iii) pression & potentiel de corrélation (- · -) (trait noir) et (iv) pression & potentiel échange-corrélation (· · ·) (trait vert). Avec $n_o = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et $V_{eo}/C = 5 \cdot 10^{-2}$.

Tandis que le potentiel de corrélation tient son origine des corrélations électriques et des corrélations cinétiques [Qian00].

Comme on peut le voir sur la figure (4.9), l'apparition de profils de densité convexes dans le cas d'un plasma dense, peut être attribué à la lenteur de la vitesse d'expansion.

Lorsque tous les effets quantiques sont inclus, la contribution des effets relativistes devient clairement apparent à partir de $\xi > 0$ (Fig. 4.10). Quand le plasma est assez loin de la source de production, la décroissance de sa densité est totalement différente de celle d'un plasma faiblement dense en absence des effets relativistes (Fig. 4.3). Rappelons que les profils de densité de ce dernier adoptaient une forme concave.

4.4.4.2 Profils de vitesse

L'explication du comportement asymptotique des profils de la vitesse normalisée, représentés sur la figure (Fig. 4.11), peut être fait de la manière suivante :

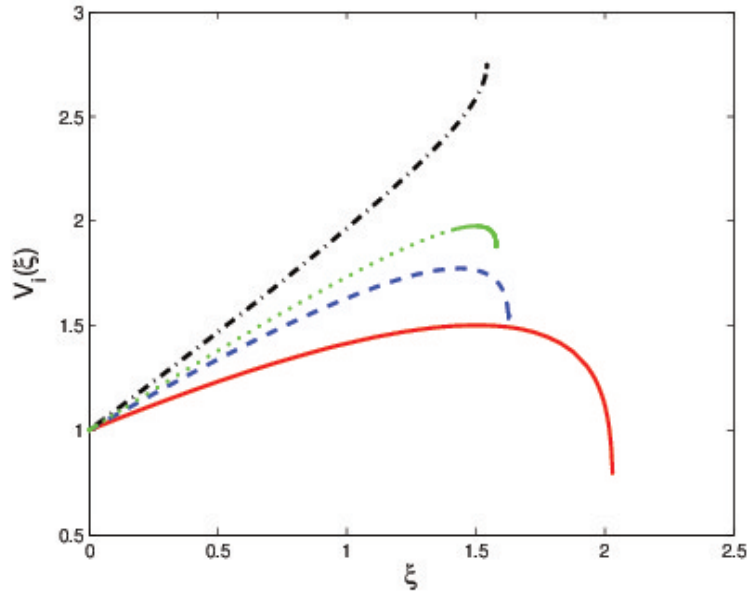


FIGURE 4.11 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du potentiel de confinement : (i) pression quantique (—) (trait rouge), (ii) pression & potentiel d'échange (--) (trait bleu), (iii) pression & potentiel de corrélation (- · -) (trait noir) et (iv) pression & potentiel échange-corrélation (· · ·) (trait vert). Avec $n_o = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et $V_{eo}/C = 0$.

Le potentiel de corrélation agit comme une force de répulsion, causant au passage l'augmentation de la séparation de charge. Cette dernière entraîne l'accélération des ions (voir trait noir). La combinaison des deux potentiels d'échange et de corrélation rend l'expansion plus rapide comparé au cas où seul le potentiel d'échange est considéré (voir trait vert).

Pour des électrons avec des vitesses relativistes initiales égale à $v_{eo} = 50 c_{sq}$, la figure (Fig. 4.12) montre qu'au voisinage immédiat de la source l'expansion est dominée par la pression quantique. Ceci est dû au fait qu'un plasma dense (la densité de particules est très grande) est fortement dégénéré. Comme conséquence, les ions sont plus accélérés. Par contre, lorsque les deux potentiels (échange-corrélation) sont considérés au même temps, ces derniers causent la diminution du front d'expansion.

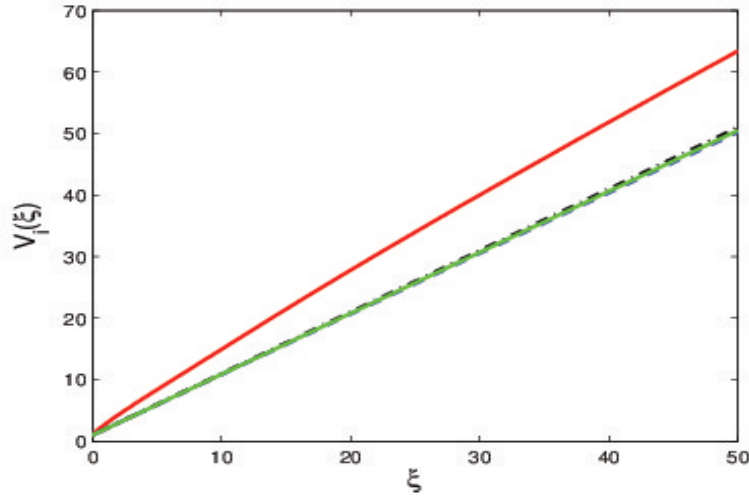


FIGURE 4.12 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du potentiel de confinement : (i) pression quantique (—) (trait rouge), (ii) pression & potentiel d'échange (--) (trait bleu), (iii) pression & potentiel de corrélation (- · -) (trait noir) et (iv) pression & potentiel échange-corrélation (· · ·) (trait vert). Avec $n_0 = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et $V_{e0}/C = 5.10^{-2}$.

4.5 Conclusion

Notre recherche des profils en expansion est basée sur l'approche self-similaire. Nos résultats numériques révèlent que les effets relativistes sont très importants dans le cas d'un plasma faiblement dense. Ces derniers, font augmenter la largeur du domaine de la variable self-similaire. Ceci peut être attribué à la séparation de charge qui permet de maintenir l'intensité du potentiel électrostatique. En présence des effets relativistes, l'expansion d'un plasma faiblement dense se produit avec des vitesses finies, contrairement à ce qu'on l'habitude de voir dans le cas non-relativiste.

L'origine des effets quantiques dans le modèle hydrodynamique quantique décrivant l'expansion d'un plasma dense provient des termes de pression quantique et des potentiels d'échange et de corrélation, inclus dans l'équation de mouvement des électrons. Les effets quantiques provenant de la pression quantique rendent la décroissance de la densité plus accentuée. Si maintenant les effets quantiques proviennent des potentiels d'échange et de corrélation, l'expansion prend fin beaucoup plus tôt.

Pour terminer, il y a lieu de mentionner que l'expansion du plasma dans les deux régimes faiblement dense et dense se produit avec deux vitesses acoustiques ioniques différents.

Conclusion générale

Nous nous sommes intéressés, dans la première partie de 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 seul 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.

La transformation self-similaire étant un cas particulier des transformations du groupe de Lie, l'objectif primordial de cette première partie 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 ces derniers ne contient ni de terme source ni de terme perte. La deuxième transformation, étant plus générale et 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 ordinaires 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 implémenter 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 [Anderson78, Anderson80]. Cette dernière stipule que la valeur initiale de la variable self-similaire ζ_0 n'est plus

choisie arbitrairement mais doit être calculée. Cette diversité du choix du domaine de la variable self-similaire, nous a amenés à utiliser deux méthodes numériques : la méthode Rung-Kutta 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.

Nous nous sommes consacrés, dans la deuxième partie de notre travail, à l'étude des profils en expansion d'un plasma complètement ionisé dans le vide, lorsque ce dernier est dense ou faiblement dense. Notre modèle est inspiré des résultats de l'expérience, menée récemment par Sylla et *al*, sur la production d'un plasma non-collisionnel créé par un laser intense [Sylla13], où l'expansion se fait dans le régime faiblement relativiste. L'évolution unidimensionnelle du plasma est décrite par un modèle à deux fluides. Le plasma étant constitué d'électrons faiblement relativistes et d'ions positifs, l'approche hydrodynamique utilisée change selon que le plasma est dense ou faiblement dense. Nous avons alors utilisé un modèle hydrodynamique classique pour l'étude d'un plasma faiblement dense, constitué d'électrons classiques faiblement relativistes et d'ions H^+ et un modèle hydrodynamique quantique pour l'investigation d'un plasma dense, constitué d'électrons dégénérés faiblement relativistes et d'ions He^+ . Chaque constituant du plasma subit une détente dans le vide sous l'action de deux gradients. L'un émanant des forces électriques et l'autre des forces de pression. En plus de ces deux forces, un plasma dense peut être soumis à un potentiel de confinement (d'échange et de corrélation) résultant des collisions entre les particules de même espèce [Macchi13].

Nos résultats numériques révèlent que les effets relativistes sont très importants dans le cas d'un plasma faiblement dense. Ces derniers, font augmenter la largeur du domaine de la variable self-similaire. Ceci peut être attribué à la séparation de charge qui permet

de maintenir l'intensité du potentiel électrostatique. En présence des effets relativistes, l'expansion d'un plasma faiblement dense se produit avec des vitesses finies, contrairement à ce qu'on l'habitude de voir dans le cas non-relativiste.

L'origine des effets quantiques dans le modèle hydrodynamique quantique décrivant l'expansion d'un plasma dense proviennent des termes de pression quantique et des potentiels d'échange et de corrélation, inclus dans l'équation de mouvement des électrons. Les effets quantiques provenant de la pression quantique rendent la décroissance de la densité plus accentuée. Si maintenant les effets quantiques proviennent des potentiels d'échange et de corrélation, l'expansion prend fin beaucoup plus tôt.

Pour terminer, il y a lieu de mentionner que l'expansion du plasma dans les deux régimes faiblement dense et dense se produit avec deux vitesses acoustiques ioniques différentes.

Perspectives

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, les dimensions du spot laser sont beaucoup plus grandes que la taille de la plume d'ablation. Le modèle à un seul fluide présenté dans ce travail a plusieurs avantages à faire valoir : il est très peu coûteux en temps de calcul, simple à mettre en œuvre (la résolution du système d'équations aux dérivées ordinaires du premier ordre est faite par des méthodes numériques très simples).

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

- [Allen14] J. E. Allen & M. Perego. *Phys. Plasmas*, vol. 21, page 034504, 2014. 78
- [Ames72] W. F. Ames. *Nonlinear partial differential equations in engineering*. Academic Press, New York, Vol II, 1972. 28
- [Amoruso99] S. Amoruso. *Modeling of UV Pulsed-Laser Ablation of Metallic Targets*. *Appl. Phys. A.*, vol. 69, page 323, 1999. 19
- [Anderson78] D. Anderson, J. Faulkner & H. Wilhelmsson. *Physica Scripta.*, vol. 18, page 141, 1978. 27, 93
- [Anderson80] D. Anderson, M. Bonnedal & M. Lisak. *Effect of magnetic field of self-similar plasma expansion into vacuum*. *Physica Scripta.*, vol. 22, page 507, 1980. 47, 93
- [Anisimov68] S. I. Anisimov. *Sov. Phys. JETP.*, vol. 27, page 182, 1968. 20
- [Anisimov93] S. I. Anisimov, D. Bäuerle & B. S. Luk'yanchuk. *Gas Dynamics and Film Profiles in Pulsed-Laser Deposition of Materials*. *Phys. Rev. B* 48., vol. 16, page 12 076, 1993. 19, 20
- [Anisimov95] S. I. Anisimov & V. A. Khokhlov. *Instabilities in laser-matter interaction*. Russian Academy for Science, Moscow, 1995. 8, 10
- [Anisimov96] S. I. Anisimov, B. S. Luk'yanchuk & A. Luches. *An Analytical Model for Three-Dimensional Laser Plume Expansion into Vacuum in Hydrodynamic Regime*. *Appl. Surf. Sci.*, vol. 96, page 24, 1996. 19
- [Baitin98] A. V. Baitin & K. M. Kuzanyan. *J. Plasma Physics*, vol. 59, page 83, 1998. 84

- [Bakalova06] S. Bakalova, A. Szekeres, S. Grigorescu & E. Axente. *Optical properties of aluminium nitride films obtained by pulsed laser deposition : an ellipsometric study*. Appl. Phys A., vol. 85, page 99, 2006. 11
- [Balazs91] L. Balazs, R. Gijbels & A. Verts. *Analytical Chemistry*, vol. 63, page 4, 1991. 21
- [Bennaceur-Doumaz09] D. Bennaceur-Doumaz & M. Djebli. *Appl. Surf. Sci.*, vol. 225, page 4595, 2009. 30, 36, 47, 61
- [Bennaceur-Doumaz10] D. Bennaceur-Doumaz & M. Djebli. *Modeling of Laser Induced Plasma Expansion in The Presence of Non-Maxwellian Electrons*. Physics of Plasmas., vol. 17, page 1, 2010. 13
- [Bleinera07] D. Bleinera & A. Bogaerts. *Laser-induced plasmas from the ablation of metallic targets : The problem of the onset temperature, and insights on the expansion dynamics*. J. Appl. Phys., vol. 101, page 083301, 2007. 15
- [Bolshov08] M. Bolshov, Yu. Kasyanov, R. Feshchenko & V. Krivzun. *Investigation of the Dynamic of an Expanding Laser Plume by a Shadow-graphic technique*. Spectrochimica Acta Part B., vol. 63, page 324, 2008. 15
- [Bonitz13] M. Bonitz, E. Pehlke & T. Schoof. *Phys. Rev. E*, vol. 87, page 033105, 2013. 3
- [Breech62] F. Breech & L. Cross. *Appl. Spectrosc.*, vol. 16, 1962. 7
- [Brey90] L. Brey, J. Dempsey, N. F. Johnson & B. I. Halperin. *Phys. Rev. B*, vol. 42, page 1247, 1990. 85
- [Bulanov09] S. V. Bulanov. *Eur. Phys. J. Special Topics*, vol. 175, page 165, 2009. 71
- [Bulgakov95] A. V. Bulgakov & N. M. Bulgakova. *Dynamics of Laser-Induced Plume Expansion Into an Ambient Gas During Film Deposition*. J. Phys. D., vol. 28, page 1710, 1995. 19
- [Cao07] L. F. Cao, I. Uschmann, F. Zamponi, T. Kämpfer, A. Fuhrmann, E. Förster, A. Holl, R. Redmer, S. Toleikis, T. Tschentscher & S. H. Glenzer. *Laser Part. Beams*, vol. 25, page 239, 2007. 87

- [Chan84] C. Chan. Phys. Fluids., vol. 27, page 266, 1984. 1
- [Chen05] Z. Y. Chen & A. Bogaerts. J. Appl. Phys., vol. 97, page 063305, 2005. 22, 52
- [Cheng09] J. Cheng, W. Perrie, B. Wub & S.Tao. Appl. Surf. Sci., vol. 255, page 8171, 2009. 45
- [Chrisey94] D. B. Chrisey & K. G. Hubler. Pulsed laser deposition of thin films. John Wiley and Sons, Inc, 1994. 11
- [Cracknell73] A. P. Cracknell & K. C. Wong. The fermi surface. Clarendon Press Oxford, 1973. 72
- [Crouseilles08] N. Crouseilles, P. A. Hervieux & G. Manfredi. Phys. Rev. B, vol. 78, page 155412, 2008. 85
- [Dawson69] J. Dawson, P. Kaw & B. Green. *Optical Absorption and Expansion of Laser-Produced Plasmas*. Phys. Fluids., vol. 4, page 875, 1969. 19
- [DeGiacomo03] A. DeGiacomo. *Experimental Characterization of Metallic Titanium-Laser Induced Plasma by Time and Space Resolved Optical Emission Spectroscopy*. Spectrochimica Acta - Part B Atomic Spectroscopy., vol. 58, page 71, 2003. 20
- [Degond03] P. Degond, C. Parzani & M. H. Vignal. Math. Comput. Model., vol. 38, page 1093, 2003. 78
- [Delage03] T. Delage. Optimisation du dépôt de films minces. Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003. 10, 11
- [Dijkkamp87] D. Dijkkamp, T. Venkatesan, X. D. Wu, S. A. Shaheen & N. Jisrawi. Appl. Phys. Lett., vol. 51, page 619, 1987. 8
- [Djebli02] M. Djebli, S. Bahamida & R. Annou. Physics of Plasmas., vol. 9, page 4107, 2002. 63
- [Djebli04] M. Djebli. Expansion des plasmas poussiéreux en géométrie sphérique. Thèse de Doctorat, USTHB, 2004. 1, 2, 29, 39, 49
- [Djebli13] M. Djebli & W. M. Moslem. Phys. Plasmas, vol. 20, page 072702, 2013. 85, 86, 87
- [Drake09] R. P. Drake. Phys. Plasmas, vol. 16, page 055501, 2009. 78

- [Eliezer02a] S. Eliezer. The interaction of high-power lasers with plasmas. IOP, UK, 2002. 7
- [Eliezer02b] S. Eliezer, A. Ghatak & H. Hora. Fundamentals of equations of state. World Scientific Publishing, 2002. 24, 25
- [Eselevich80] V. G. Eselevich & V. G. Fainshtein. Sov. Phys. JETP., vol. 52, page 441, 1980. 1
- [Fermous12] R. Fermous, D. Bennaceur-Doumaz & M. Djebli. Phys. Lett. A, vol. 376, page 500, 2012. 30, 51, 78, 79, 80
- [Fermous15] R. Fermous & M. Djebli. Phys. Plasmas, vol. 22, page 042107, 2015. 76
- [Fleishman13] G. D. Fleishman & I. N. Toptyg. Electrodynamics and magnetic hydrodynamics of cosmic plasmas. Springer, (New York), 2013. 72
- [Garrelie98] F. Garrelie, J. Aubreton & A. Catherinot. *MC Simulation of the Laser Induced Plasma Plume Expansion under Vacuum : Comparison with Experiment*. J. Appl. Phys., vol. 83, page 5075, 1998. 13, 19
- [Garrelie99] F. Garrelie, C. Champeaux & A. Catherinot. *Study by a Monte Carlo Simulation of the Influence of a Background Gas on the Expansion Dynamics of a Laser-Induced Plasma Plume*. Appl. Phys. A., vol. 69, page 45, 1999. 19
- [Germain73] P. Germain. Cours de mécanique des milieux continus, théorie générale. Masson, Paris, 1973. 22
- [Glenzer07] S. H. Glenzer, O. L. Landen, P. Neumayer, R. W. Lee, K. Widmann, S. W. Pollaine & R. J. Wallace. Phys. Rev. Lett., vol. 98, page 065002, 2007. 87
- [Gnedovets99] A. G. Gnedovets, V. Gusarov & I. Smurov. J. Phys. D : Appl. Phys. vol. 32, page 2162, 1999. 76
- [Gonoskov11] A. A. Gonoskov, A. V. Korzhimanov, A. V. Kim, M. Marklund & A. M. Sergeev. Phys. Rev. E, vol. 84, page 046403, 2011. 87
- [Gower00] M.C. Gower. *Industrial applications of laser micromachining*. Opt. Express., vol. 7, page 56, 2000. 11

- [Gupta14] D. N. Gupta, J. Kim, V. V. Kulagin & H. Suk. *Laser Phys. Lett.*, vol. 11, page 056003, 2014. 79
- [Gurevich66a] A. V. Gurevich, L. V. Pariskaya & L. P. Pitaevsky. *Self-Similar Motion of Rarefied Plasma*. *Sov. Phys. JETP*, vol. 22, page 449, 1966. 19, 27, 34
- [Gurevich66b] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya & L. P. Pitaevskii. *Soviet Phys. JETP*, vol. 22, page 449, 1966. 40, 80
- [Haas11] F. Haas. *Quantum plasmas : An hydrodynamic approach*. Springer, (New York), 2011. 72, 74, 85
- [Hansen13] K. Hansen. *Statistical physics of nanoparticles in the gas phase*. Springer, (New York), 2013. 75
- [Harbola89] M. K. Harbola & V. Sahni. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 62, page 489, 1989. 88
- [Hermann98] J. Hermann. *Diagnostic des plasmas produits par interaction laser-matière*. Thèse de Doctorat, 1998. 35
- [Hsuan74] H. C. S. Hsuan, K. E. Lonngren & W. F. Ames. *Self-Similar Behavior of Plasma Fluid Equations*. *Journal of Engineering Math.*, vol. 8, page 303, 1974. 27
- [Huang13] Y. Huang, N. Wang, X. Tang & Y. Shi. *Phys. Plasmas*, vol. 20, page 11310, 2013. 83
- [Itina99] T. E. Itina, W. Marine & M. Autric. *Nonstationary Effects in Pulsed Laser Ablation*. *J. Appl. Phys.*, vol. 85, page 7905, 1999. 13
- [Itina02] T. E. Itina, J. Hermann, Ph. Delaporte & M. Sentis. *Laser-Generated Plasma Plume Expansion : Combined Continuous-Microscopic Modeling*. *Phys. Rev. E*, vol. 66, page 066406, 2002. 19
- [Itina03] T. E. Itina, J. Hermann, Ph. Delaporte & M. Sentis. *Combined Continuous-Microscopic Modeling of Laser Plume Expansion*. *Appl. Surf. Sci.*, vol. 208, page 27, 2003. 19
- [Ivlev98] A. V. Ivlev. *The Expansion of Plasma into a Vacuum in the Field of EM Wave*. *Journal of Physics*, vol. 48, page 287, 1998. 31

- [Jedrzejewski01] F. Jedrzejewski. Introduction aux méthodes numériques. Springer, Paris, 2001. 39
- [Kar94] A. Kar & J. Mazumder. *Mathematical Model for Laser Ablation to Generate Nanoscale and Submicrometer-Size Particles*. Phys. Rev. E 49., vol. 1, page 410, 1994. 19
- [Kelly88] R. Kelly & R. W. Dreyfus. *On the Effect of Knudsen-Layer Formation on Studies of Vaporization, Sputtering, and Desorption*. Surface Science., vol. 198, page 263, 1988. 13, 14
- [Knowles07] M. R. H. Knowles, G. Rutterford, D. Karnakis & A. Ferguson. *Micro-machining of metals, ceramics and polymers using nanosecond lasers*. Int. J. Adv. Manuf. Technol., vol. 33, page 95, 2007. 11
- [Kools93] J. C. S. Kools, E. Van De Riet & J. Dileman. Appl. Surf. Sci., vol. 69, page 133, 1993. 20
- [Leboeuf96] J. N. Leboeuf, K. R. Chen, J. M. Donato, D. B. Geohegan & C. L. Liu. *Modeling of Plume Dynamics in Laser Ablation Processes for Thin Film Deposition of Materials*. Physics of Plasmas., vol. 3, page 5, 1996. 22
- [LeDrogoff04] B. LeDrogoff, J. Margot, F. Vidal, S. Laville & M. Chaker. *Influence of the Laser Pulse Duration on Laser-Produced Plasma Properties*. Plasma Sources Science and Technology., vol. 13, page 223, 2004. 13, 14
- [Lunney98] J. G. Lunney & R. Jordan. *Pulsed Laser Ablation of Metals*. Appl. Surf. Sci., vol. 127, page 941, 1998. 8
- [Lyubarsky08] Y. Lyubarsky & M. Liverts. Astrophys. J., vol. 682, page 1436, 2008. 72
- [Ma11] Y. Ma, S. Mao & J. Xue. Phys. Plasmas, vol. 18, page 102108, 2011. 87
- [Macchi13] A. Macchi, M. Borghesi & M. Passoni. Rev. Mod. Phys., vol. 85, page 751, 2013. 73, 94
- [Maiman60] T. H. Maiman. *Stimulated Optical Radiation. in. Ruby*. Phys. Rev. Lett., vol. 4, page 564, 1960. 7

- [Manfredi05] G. Manfredi. *Fields Inst. Commun.*, vol. 46, page 263, 2005. 72, 85, 87
- [Mao00] S. S. Mao, X. Mao, R. Greif & R. E. Russo. *Initiation of an Early-Stage Plasma During Picosecond Laser Ablation of Solids*. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, page 2464, 2000. 1
- [Meijer04] J. Meijer. *Laser beam machining (LBM), state of the art and new opportunities*. *J. Mater. Process. Technol.*, vol. 194, page 2, 2004. 11
- [Mola93] S. Mola, G. Manfredi & M. R. Feix. *J. Plasma Phys.*, vol. 50, page 145, 1993. 85
- [Mora03] P. Mora. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, page 185002, 2003. 79
- [Mora05] P. Mora. *Phys. Rev. E*, vol. 72, page 056401, 2005. 77
- [Moslem12] W. M. Moslem. *Astrophys. Space Sci.*, vol. 342, page 351, 2012. 85, 86
- [Niknam09] A. R. Niknam, M. Hashemzadeh & B. Shokri. *Phys. Plasmas*, vol. 16, page 033105, 2009. 2, 72
- [Nowakowski05] K. A. Nowakowski. *Laser beam interaction with materials for microscale applications*. Thèse de Doctorat, Worcester Polytechnic Institute, 2005. 12
- [Peng05] F. Peng, A. Konigl & J. Granot. *Internal Structure and Expansion Dynamics of Laser Ablation Plumes into Ambient Gases*. *The Astrophysical Journal*, vol. 626, page 966, 2005. 18
- [Qian00] Z. Qian & V. Sahni. *International J. Quantum Chemistry*, vol. 80, page 555, 2000. 89
- [Radziemski89] L. J. Radziemski, D. A. Cremers & M. Dekker. *Laser-induced plasmas and application*. New York, 1989. 12
- [Rax05] J. M. Rax. *Physique des plasmas*. Dunod, Paris, 2005. 9, 20, 25, 29
- [Ready71] J. F. Ready. *Effects of high power laser radiation*. Academic Press, New York, 1971. 1, 12

- [Reichardt80] H. Reichardt. Petite encyclopedie des mathématiques. VEB Bibliographies Institut Leipzig, 1980. 27
- [Ridgers12] C. P. Ridgers, C. S. Brady, R. Duclous, J. G. Kirk, K. Bennett, T. D. Arber, A. P. L. Robinson & A. R. Bell. Phys. Rev. Lett., vol. 108, page 165006, 2012. 3
- [Sack87a] Ch. Sack & H. Schamel. Phys. Rep., vol. 156, page 311, 1987. 80
- [Sack87b] Ch. Sack & H. Schamel. *Plasma Expansion into Vacuum – a Hydrodynamic Approach*. Phys. Reports., vol. 156, page 311, 1987. 27, 29, 63
- [Sarri11] G. Sarri, M. E. Dieckmann, I. Kourakis & M. Borghesi. Phys. Rev. Lett., vol. 107, page 205003, 2011. 78
- [Sarri12] G. Sarri, M. E. Dieckmann, I. Kourakis & M. Borghesi. Phys. Rev. Lett., vol. 109, page 205002, 2012. 76
- [Schaaf02] P. Schaaf. Prog. Mater Sci., vol. 47, page 1, 2002. 11
- [Schou07] J. Schou, S. Amoruso & J. G. Lunney. Laser ablation and its applications, chapter 4 : Plume dynamics, volume 129. Springer, 2007. 8
- [Shapiro83] S. L. Shapiro & S. A. Teukolsky. Black holes, white dwarfs, and neutron stars : The physics of compact objects. John Wiley & Sons, Inc, 1983. 72
- [Shukla11] P. K. Shukla, A. A. Mamun & D. A. Mendis. Phys. Rev. E, vol. 84, page 026405, 2011. 85
- [Shukla12] P. K. Shukla & B. Eliasson. Phys. Rev. Lett., vol. 108, page 165007, 2012. 3
- [Silvert04] V. N. Silvert. Validation expérimentale des codes de physique atomique des plasmas hors equilibre thermodynamique local. Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2004. 24
- [Singh83] J. B. Singh. Astrophys. Space Sci., vol. 93, page 15, 1983. 47
- [Singh90a] R. K. Singh, O. W. Holland & J. Narayan. J. Appl. Phys., vol. 68, page 233, 1990. 19

- [Singh90b] R. K. Singh & J. Narayan. *Pulsed-Laser Evaporation Technique for Deposition of Thin Films : Physics and Theoretical Model*. Phys. Rev. B 41., vol. 13, page 8843, 1990. 1, 19
- [Smirnov01] B. M. Smirnov. Physics of ionized gases. Russian Academy of Sciences, 2001. 1, 72
- [Smith65] H. M. Smith & A. F. Turner. Appl. Opt., vol. 4, page 147, 1965. 7
- [Sylla13] F. Sylla, A. Flacco, S. Kahaly, M. Veltcheva, A. Lifschitz & V. Malka. Phys. Rev. Lett., vol. 110, page 085001, 2013. 2, 72, 79, 87, 94
- [Tan07] X. Tan, D. Zhang, G. Liu Z. Li, Lili & R. Fan. Physics Letters A., vol. 370, page 64, 2007. 21
- [Tan08] X. Tan, D. Zhang, X. Li, Z. Li & R. Fang. J. Phys. D., vol. 41, page 035210, 2008. 21
- [Vertes89] A. Vertes, P. Juhasz, M. DeWolf & R. Gibels. *Hydrodynamic Modelling of Laser Plasma Ionization Processes*. International Journal of Mass Spectroscopy and Ion Processes., vol. 94, page 63, 1989. 13, 14
- [Wever03] J. L. Wever, U. Feldman, A. N. Mostovych, J. F. Seely & D. Colombant. Rev. Sci. Instrum., vol. 74, page 5084, 2003. 23
- [Widner71] M. Widner, I. Alexeef & W. D. Jones. Phys. Fluids., vol. 14, page 765, 1971. 1
- [Willmott00] P. R. Willmott & J. R. Huber. Rev. Mod. Phys., vol. 72, page 315, 2000. 11
- [Zel'dovich01] Ya. B. Zel'dovich & Yu. P. Raizer. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. Russian Academy of Sciences, 2001. 14, 47
- [Zhang01] Z. Zhang, Z. X. Han & G. S. Dulikravich. *Numerical Simulation of Laser Induced Plasma During Pulsed Laser Deposition*. J. Appl. Phys., vol. 90, page 5889, 2001. 19